

BR 8921983

INIS-BR--1684

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES
AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

**MEDIDA E CÁLCULO DA DISTRIBUIÇÃO ESPACIAL E ENERGÉTICA
DE NÊUTRONS NO NÚCLEO DO REATOR IEA-R1**

ULYSSES d'UTRA BITELLI

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

Orientador: Dr. José Rubens Maiorino

SÃO PAULO

1988

*Aos meus pais
À minha esposa
Aos meus filhos
Aos meus amigos*

RAZÃO MAIOR DE TODO ESFORÇO HUMANO.



MEDIDA E CÁLCULO DA DISTRIBUIÇÃO ESPACIAL E ENERGÉTICA DE NÊUTRONS NO NÚCLEO DO REATOR IEA-R1

ULYSSES D'UTRA BITELLI

RESUMO

Neste trabalho são apresentadas as medidas da distribuição espacial e energética do fluxo de nêutrons no núcleo do reator IEA-R1. O fluxo de nêutrons térmicos foi obtido pela ativação de folhas de ouro nuas e cobertas com cádmio [reação: $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$] no elemento combustível 108 à potência de 451W. O fluxo de nêutrons rápidos foi obtido pela ativação de folhas de Índio [reação: $^{115}\text{In}(n,n')^{115\text{m}}\text{In}$] no elemento combustível 94 à potência de 4,51KW. O espectro de energia dos nêutrons foi ajustado pelo código SAND II a partir da ativação de sete detetores no elemento combustível 94 à potência de 4,51KW, através das reações: $^{58}\text{Fe}(n,\gamma)^{59}\text{Fe}$, $^{232}\text{Th}(n,\gamma)^{233}\text{Th}$, $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$, $^{59}\text{Co}(n,\gamma)^{60}\text{Co}$, $^{54}\text{Fe}(n,p)^{54}\text{Mn}$, $^{24}\text{Mg}(n,p)^{24}\text{Na}$, $^{47}\text{Ti}(n,p)^{47}\text{Sc}$, $^{48}\text{Ti}(n,p)^{48}\text{Sc}$ e $^{115}\text{In}(n,n')^{115\text{m}}\text{In}$.

Os valores obtidos experimentalmente foram comparados com os calculados pelos códigos CITATION (distribuição espacial do fluxo de nêutrons) e HAMMER (distribuição energética do fluxo de nêutrons) que demonstraram reproduzir satisfatoriamente os resultados experimentais.

Este trabalho colabora para um melhor conhecimento da distribuição espacial do fluxo de nêutrons no reator IEA-R1, além de apresentar uma metodologia experimental de fácil reprodução.

MEASUREMENT AND CALCULATION OF SPATIAL AND ENERGETIC NEUTRON FLUX IN THE IEA-R1 REACTOR CORE

ULYSSES D'UTRA BITELLI

ABSTRACT

This work presents spatial and energetic flux distribution measured in the IEA-R1 reactor core. The thermal neutron flux was measured by gold activation foils (bare and covered with cadmium) in the fuel element number 108 (reaction: $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$) at 451W overall reactor power. The fast neutron flux was measured by indium activation foils (reaction: $^{115}\text{In}(n,n')^{115\text{m}}\text{In}$) in the fuel elements number 94 at 4510W overall reactor power. The neutron energy spectrum was adjusted by SAND II code with the data produced by the irradiation of seven activation detectors in the fuel element number 94 at 4510W overall reactor power. The following reactions were used: $^{58}\text{Fe}(n,\gamma)^{59}\text{Fe}$, $^{232}\text{Th}(n,\gamma)^{233}\text{Th}$, $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$, $^{59}\text{Co}(n,\gamma)^{60}\text{Co}$, $^{54}\text{Fe}(n,p)^{54}\text{Mn}$, $^{24}\text{Mg}(n,p)^{24}\text{Na}$, $^{47}\text{Ti}(n,p)^{47}\text{Sc}$, $^{48}\text{Ti}(n,p)^{48}\text{Sc}$ and $^{115}\text{In}(n,n')^{115\text{m}}\text{In}$.

The experimental results compared to those obtained by CITATION (spatial distribution flux) and HAMMER (energetic distribution flux) code, showed good agreement.

The results presented in this work are a good contribution for a better knowledge of spatial and energetic neutron flux distribution in the IEA-R1 reactor core, besides that the experimental procedure is easily applicable to another situations.

A G R A D E C I M E N T O S

- A COMISSÃO NACIONAL DE ENERGIA NUCLEAR (IPEN-CNEN/SP) pelo apoio material, sem o qual não teria sido possível a realização deste Trabalho.
- A COPESP - Coordenadoria para Projetos Especiais (Ministério da Marinha) pelo apoio material, sem o qual não teria sido possível a realização deste Trabalho.
- Ao Dr. José Rubens Maiorino pela valiosa orientação.
- A minha esposa, Maria Cristina, pela amizade, compreensão e encorajamento durante todos os momentos.
- Aos meus pais, Thomaz Bitelli e Maria Amélia d'Utra Bitelli, pelo carinho, incentivo e exemplos que sempre me proporcionaram a vida toda.
- A Marina F. Koskinas e Mauro Dias pelo apoio na parte de Metrologia Nuclear.
- Ao Grupo de Operação do Reator IEA-R1 que tornou possível a realização das medidas.
- A Emília Nakamura pelo apoio fundamental na parte computacional.
- Aos colegas do Grupo Experimental de Medidas de Parâmetros Nucleares, Marcia A. P. Alves, Aucyone A. Silva, Paulo Rogério P. Coelho e P. Brasko Ferreira pelas valiosas críticas e sugestões.
- A todos os colegas da RTF que direta ou indiretamente participaram deste Trabalho, os meus sinceros agradecimentos.
- Ao físico Ricardo d'Utra Bitelli pelo seu empenho na datilografia inicial e revisão final.

- A Haydée A. dos Santos pelo seu grande empenho na datilografia deste Trabalho.

- Parte deste Trabalho fez parte do projeto de pesquisa FI-EA-4661 , patrocinado pela Agência Internacional de Energia Atômica a qual externamos os nossos agradecimentos.

Í N D I C E

	Pág.
 <u>CAPÍTULO 1</u>	
1. INTRODUÇÃO	01
1.1 Medidas de parâmetros nucleares em física de reatores	01
1.2 Métodos experimentais de medidas de fluxo de nêutrons	02
1.3 Métodos experimentais de medida do espectro de nêutrons	03
1.4 Objetivo do trabalho	05
 <u>CAPÍTULO 2</u>	
2. TÉCNICA DE ATIVAÇÃO POR FOLHAS	06
2.1 Detetores de ativação	06
2.2 Fundamentos básicos	12
2.3 Medidas do fluxo térmico e epitérmico	16
2.4 Medidas do fluxo rápido	19
2.5 Espectrometria de nêutrons pela ativação de múltiplos detetores	22
2.6 Fatores de correção para perturbação do fluxo de nêutrons	23
 <u>CAPÍTULO 3</u>	
3. MATERIAIS E MÉTODOS EXPERIMENTAIS	31
3.1 Introdução	31
3.2 Descrição geral do reator IEA-R1	32
3.3 Procedimentos e aparatos experimentais na irradiação das folhas	34
3.3.1 Suportes experimentais	35
3.3.2 Procedimentos de irradiação nos mapeamentos de fluxo	37

	Pág.
3.4 Bancadas e procedimentos experimentais para con- tagem das folhas de ativação	40
3.4.1 Bancada de HPGe	41
3.4.2 Bancada de NaI(Tl)	42
 <u>CAPÍTULO 4</u>	
4. CÁLCULO DA DISTRIBUIÇÃO ESPACIAL E ENERGÉTICA DE NÊUTRONS	57
4.1 Introdução	57
4.2 Códigos HAMMER e CAPO	60
4.3 Metodologia e modelagem de cálculo	62
4.4 Resultados	69
 <u>CAPÍTULO 5</u>	
5. MEDIDAS DA DISTRIBUIÇÃO ESPACIAL E ENERGÉTICA DE NÊU- TRONS NO REATOR IEA-RI	83
5.1 Distribuição espacial do fluxo de nêutrons tér- micos e epitérmicos	83
5.2 Distribuição espacial do fluxo de nêutrons rã- pidos	86
5.3 Distribuição energética do fluxo de nêutrons .	87
5.4 Análise de erros	91
 <u>CAPÍTULO 6</u>	
6. ANÁLISE DE RESULTADOS	95
6.1 Distribuição espacial do fluxo de nêutrons ...	95
6.2 Distribuição energética do fluxo de nêutrons .	95
 <u>CAPÍTULO 7</u>	
7. CONCLUSÕES E SUGESTÕES	100

	Pág.
APÊNDICE A - CÓDIGO SAND II	102
A.1 Introdução	102
A.2 Procedimentos matemático do código	105
APÊNDICE B - MAPEAMENTO DE FLUXO TÉRMICO COM A CÂMARA FISSÃO MINIATURA	109
B.1 Câmara de fissão miniatura (CFM)	109
B.2 Calibração da CFM	112
APÊNDICE C - ESTIMATIVA DO NÍVEL DE POTÊNCIA DO REATOR IEA-R1	113
C.1 Calibração de potência do reator IEA-R1	113
C.1.1 Método de balanço térmico	113
C.1.2 Calibração de potência pela técnica de ativação	113
C.1.3 Estimativa da potência do reator IEA-R1	114
APÊNDICE D - DETERMINAÇÃO DA ENERGIA EFETIVA DE LIMIAR (E_{eff}) da reação $^{115}\text{In}(n,n')^{115m}\text{In}$ NO REA TOR IEA-R1	116
D.1 Introdução	116
D.2 Determinação de E_{eff}	116
APÊNDICE E - PARÂMETROS UTILIZADOS NA DETERMINAÇÃO DO FLUXO DE NÊUTRONS	117
E.1 Introdução	117
E.2 Parâmetros para avaliação da perturbação de fluxo	117
E.3 Outros parâmetros	118
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	119

CAPÍTULO 1

1. INTRODUÇÃO

1.1 MEDIDAS DE PARÂMETROS NUCLEARES EM FÍSICA DE REATORES

O comportamento da população neutrônica no núcleo de um reator é descrito matematicamente pela equação de transporte, que dá o balanço de nêutrons por elemento de volume do reator em termos espaciais, angulares, energéticos e temporais.

Solucionando-se a equação de transporte, pode-se descrever matematicamente o comportamento neutrônico no reator, e desta forma prever o comportamento do mesmo, devido a variações de composição, geometria etc. Todavia, as soluções da equação de transporte usualmente envolvem certas simplificações de cálculo, objetivando muitas vezes uma economia de tempo computacional, que acrescida à imprecisão de dados nucleares, heterogeneidade do reator e dificuldade de modelagens adequadas, fornece uma solução aproximada.

Para testar a confiabilidade dos modelos idealizados nos cálculos, é fundamental que se façam medidas experimentais que venham não só a confirmá-los, mas que se necessário, venha a modificá-los, adequando-os à realidade fenomenológica.

Neste contexto é que se realizam muitas das medidas de parâmetros de interesse em física de reatores, tais como densidade de potência, reatividade, curvatura do fluxo de nêutrons ("Buckling"), razão de conversão e outros parâmetros integrais^{/42/}.

O conhecimento da distribuição espacial e energética de nêutrons num reator é básico na determinação de todos os parâmetros citados, razão pela qual é fundamental sua determinação experimental, sendo realizada rotineiramente em vários reatores^{/1/}. Além disso, tal conhecimento é importante na operação do reator, acompanhamento da queima de combustível, estratégia de movimentação das barras de controle, bem como nos aspectos ligados a segurança.

1.2 MÉTODOS EXPERIMENTAIS DE MEDIDAS DE FLUXO DE NÊUTRONS

Para a medida do fluxo de nêutrons, pode-se utilizar de detores de indicação direta, bem como de indicação indireta. De detores de indicação direta são aqueles que permitem medir o fluxo de nêutrons praticamente em tempo real, fornecendo informações inseridas no campo neutrônico. Os detores de indicação indireta são aqueles que permitem extrair informações depois de sua retirada do campo neutrônico e de análise posterior à irradição.

1 Existe uma variedade de tipos de detores para mapeamento de fluxo neutrônico¹²⁴ /, tanto de indicação direta (por exemplo calorímetro, semiconductor, cintilação) como de indicação indireta (detetor de traços); todavia os mais utilizados, na indicação direta, são as câmaras de ionização compensada e não compensada, câmaras de fissão, detores proporcionais BF₃ e ³He, de detores auto-energizados ("SPND"), e na indicação indireta, os detores de ativação.

O mapeamento do fluxo de neutrons num reator pode ser feito internamente ao núcleo ("in-core"), ou externamente ("out-of-core").

A detecção "out-of-core" se faz através de sensores que são utilizados no controle do reator e dos canais de segurança. Para este tipo de detecção, se utilizam detores proporcionais do tipo BF₃, câmaras de fissão e câmaras de ionização compensada e não compensada, respectivamente em ordem crescente de potência nos canais de partida, linear e logarítmo do reator.

A detecção "out-of-core" é comum a reatores de potência e pesquisa.

A maior parte dos reatores de potência não realiza durante sua operação a detecção "in-core", fazendo por exemplo, como Angra I, um mapeamento apenas na partida do reator, quando o fluxo de nêutrons é pequeno, através de câmaras de fissão miniaturas, extrapolando-se os valores de fluxo para potências mais elevadas.

Há hoje em dia uma conscientização da importância da detecção "in-core" em reatores de potência visando uma otimização do gerenciamento de combustível, bem como segurança na operação do reator. Para monitoração contínua de fluxo, o detector indicado é o SPND, devido a diminuta queima do material emissor, além do pequeno tamanho para evitar perturbações de fluxo, bem como a capacidade de resistir a intensos campos de radiação e altas temperaturas do núcleo. Os detectores usados para a determinação da distribuição do fluxo de nêutrons não precisam ter uma resposta particularmente rápida, já os utilizados na monitoração de segurança devem ter uma resposta extremamente rápida, de modo que alterações repentinas nas condições de operação do reator possam ser imediatamente detetadas. Neste contexto podem ser utilizados detectores SPND, dito atrasados e rápidos, respectivamente, para monitoração de fluxo e segurança.

No tocante a interpretação do sinal de corrente dos detectores SPND, estão se desenvolvendo estudos teóricos a fim de se aumentar o nível de confiabilidade, entre a corrente gerada pelo detector e o correspondente fluxo de nêutrons.

Os reatores de pesquisa realizam detecção "in-core" devido a necessidade de se conhecer com precisão o fluxo neutrônico para efeitos de irradiação de materiais, calibração de detectores, produção de radioisótopos etc.

Na medida absoluta do valor do fluxo de nêutrons, os detectores de ativação são aqueles que fornecem respostas mais precisas, além de serem mais barato que os demais detectores, razão pela qual muitas vezes ele é utilizado na calibração de detectores do tipo CFM e SPND.

1.3 MÉTODOS EXPERIMENTAIS DE MEDIDA DO ESPECTRO DE NÊUTRONS

Basicamente se utilizam as seguintes técnicas para medida do espectro de nêutrons, a saber: tempo de voo, prótons de recuo e ativação de folhas.

A técnica do tempo de voo se baseia na medida da distância percorrida pelo nêutron e o seu respectivo tempo de percurso

(tempo de voo), obtendo-se a velocidade e conseqüentemente, a energia da referida partícula. Para tal, necessita-se conhecer o instante em que o nêutron deixa o ponto inicial e o instante em que alcança o final do percurso, razão pela qual se utiliza um detetor de nêutrons, tanto no início como no fim do trajeto.

Uma das vantagens dessa técnica é a de fornecer informações do espectro em regiões de baixa energia, onde outras técnicas muitas vezes não alcançam. A desvantagem está no grande e custoso aparato experimental (grandes distâncias para obter boa precisão na medição de nêutrons de alta energia).

A técnica de prótons de recuo se baseia na propriedade dos nêutrons rápidos, ao interagirem com materiais hidrogenados, arrancarem prótons denominados "de recuo". Com a utilização de detetores de cintilação do tipo orgânico, sólido ou líquido, é possível medir os prótons de recuo da interação nêutron-material do cintilador. Estes prótons depositam toda sua energia no cintilador, provocando ionizações ao longo de sua trajetória, que são proporcionais a energia do próton e conseqüentemente do nêutron.

Um exemplo desse tipo de técnica é a que utiliza espectrometria com cintilador líquido orgânico NE-213, que permite obter o espectro de energia do nêutron na presença de um campo gama. Com esse detetor os eventos devido a nêutrons e fótons gama podem ser discriminados eletronicamente^{/48 /}.

Outro método de medida, baseado na técnica de prótons de recuo são os espectrômetros multi-esfera ("Bonner-ball") que basicamente, são esferas de raios distintos de material hidrogenado, contendo em seu interior um detetor de cintilação LiI (Eu), ou um contador esférico ^3He ^{/52 /}.

Ainda se utiliza, dentre as diversas técnicas, o método de emulsões nucleares, que baseia-se na medida de traços impressos pelo nêutron na interação com o hidrogênio da emulsão.

Outras técnicas podem ser usadas^{/49 /} por exemplo, a utilização do ^6LiF entre detetores do tipo barreira de superfície, todavia os citados são os mais utilizados.

O espectro de energia de um reator nuclear pode ser dividido em três regiões, térmica, intermediária e rápida, respectivamente em ordem crescente de energia. O espectro na região térmica leva em conta todos os nêutrons com energia inferior a $\sim 0.5\text{eV}$ e pode ser aproximada por uma maxwelliana. O espectro intermediária tem a forma $1/E$ e compreende nêutrons de $\sim 0.5\text{eV}$ a $\sim 0.5\text{MeV}$. O espectro de nêutrons rápidos compreende nêutrons com energia superior a $\sim 0.5\text{MeV}$ e pode ser representado pelo espectro de Watt^{/ 22 /}.

Em reatores o espectro pode ser medido "in-core" por folhas de ativação e "out-of-core" com detectores do tipo NE-213, bem como seletores de velocidade de nêutrons ("shopper") em canais de irradiação ("beam-holes") de reatores de pesquisa.

O Capítulo 2 descreve a utilização de detectores de ativação no desdobramento do espectro de energia de nêutrons.

1.4 OBJETIVO DO TRABALHO

O objetivo é o de implantar rotineiramente a técnica de ativação por folhas para mapeamento de fluxo e desdobramento de espectro de nêutrons no reator IEA-R1, visando capacitação técnico-científica para futuros experimentos. Os resultados obtidos podem servir como dados auxiliares do reator IEA-R1 para auxiliar na irradiação de amostras, produção de radioisótopos, calibração a baixas potências etc.

Além disso, tais medidas servem de subsídios para uma avaliação da metodologia de cálculo utilizada pela divisão de Física de Reatores em seus projetos de engenharia nuclear, especificamente os códigos Hammer e Citation, utilizados no projeto neutrônico do reator de potência zero (unidade crítica) do IPEN-CNEN/SP.

CAPÍTULO 2

2. TÉCNICA DE ATIVAÇÃO POR FOLHAS

2.1 DETETORES DE ATIVAÇÃO

A descoberta dos nêutrons por Chadwick em 1932, possibilitou a utilização dessas partículas não só para indução de novas reações nucleares, mas também, para através delas induzir radioatividade em certos materiais. A indução de radioatividade em materiais, utilizando nêutrons como partículas bombardeantes, é conhecida como ativação, e a referida técnica aplicativa, por análise de ativação.

Através da análise por ativação, pode-se obter informações da composição do material ou do campo neutrônico a que o mesmo esteve exposto.

No caso específico de interesse em Física de Reatores, deseja-se obter informações a respeito do campo neutrônico; para tal, utilizam-se detetores de ativação na forma de folhas ou fios, com alto grau de pureza.

A primeira referência aplicativa na literatura utilizando detetores de ativação se deve a W. Bothe, em 1943¹¹. A obtenção do fluxo de nêutrons através da utilização de folhas e fios de ativação é de muita aplicação em reatores de pesquisa e até mesmo em reatores de potência, até os dias atuais. Isto se deve a algumas características inerentes aos detetores de ativação, tais como o baixo custo em relação aos demais detetores, insensibilidade à radiação gama, inexistência de conexões elétricas e, conseqüentemente, de mecanismos de varredura de fluxo, resistência às altas temperaturas e pressão do núcleo, bem como as suas diminutas dimensões, garantindo acesso às difíceis regiões do núcleo.

Uma característica fundamental é que devido as suas pequenas dimensões, as folhas de ativação causam perturbações no fluxo extremamente pequenas em comparação com os detetores convencionais de indicação direta. Com isso, é possível se obter

valores absolutos de fluxo muito precisos, razão pela qual ela é utilizada na calibração dos detetores do tipo indicação direta.

As medidas de fluxo e de espectro de energia dos nêutrons por ativação se fazem através da contagem da radioatividade induzida nos detetores de ativação, através de espectrometria gama, caso a radiação emitida seja gama, ou através da contagem das partículas beta, caso a radiação emitida seja beta. A realização destas medidas é realizada em bancadas que utilizam detetores do tipo de cintilação NaI(Tl), semicondutores (alta pureza HPGe ou dopado - GeLi) e Geiger-Müller, respectivamente para gamas e partículas beta. A vantagem da espectrometria gama é que através da contagem da radiação gama, elimina-se os problemas de auto-absorção e de impurezas na contagem de folhas e fios de ativação.

A escolha do tipo de detetor de ativação, e do formato (folha ou fio), depende da resposta à energia desejada, magnitude do fluxo de nêutrons, tempo de irradiação, campo de irradiação, técnicas de contagem e propriedades de fabricação.

Por resposta a energia desejada se entende uma alta seção de choque de ativação para a reação de interesse. Assim, na região térmica, onde ocorrem preferencialmente reações de tipo captura radiativa (n, γ), a seção de choque de ativação além de ter um valor elevado para a reação de interesse, deve possuir um comportamento do tipo $1/v$ (inversamente proporcional à velocidade dos nêutrons), para colocar a dependência energética da mesma no espectro térmico em função da seção de choque à energia mais provável da distribuição térmica (σ_0), ou seja:

$$\sigma_T = \sigma_0 \cdot v_0/v_T = 0.886 \sigma_0$$
; sendo σ_T a seção de choque média no espectro térmico, v_T a velocidade média no espectro térmico e v_0 a velocidade à energia mais provável (2200m/s).

Na região intermediária do espectro, a maioria dos detetores de ativação térmicos apresentam ressonância na seção de choque. Para se medir o fluxo à energia de ressonância deve-se utilizar a técnica conhecida como "sanduiche de folhas"/7,54.

Na região rápida utilizam-se detetores de ativação, conhecidos como detetores de limiar por apresentarem reações endo

térmicas do tipo (n, p) , (n, α) , (n, n') , etc que só são possíveis acima de uma certa energia de Limiar (E_L), tendo em vista que abaixo dela, a secção de choque é nula.

Na tabela 2.1, 2.2 e 2.3 são apresentados os principais detetores de ativação utilizados na medição do fluxo neutrônico, bem como suas propriedades, em todo o espectro de energia.

Sendo a magnitude do fluxo baixa, deve-se utilizar detetores de ativação de alto valor da secção de choque, caso contrário, com magnitudes altas, deve-se utilizar detetores de secções de choque menores. Da mesma forma, a partir do conhecimento da meia-vida ($T_{1/2}$) do produto formado de interesse, pode-se escolher o detetor específico, tendo em vista que um tempo de irradiação equivalente à meia-vida do produto formado de interesse, consegue induzir uma atividade equivalente à metade da atividade de saturação (A^∞), que é a máxima atividade atingida pelo detetor de ativação após um tempo infinito de irradiação. Por essas razões é que se pode utilizar o Cobalto-59 em medidas de altas magnitudes de fluxo como as existentes em reatores de potência²⁶ /.

No núcleo de um reator nuclear as temperaturas são elevadas, razão pela qual utilizam-se materiais com alto ponto de fusão. Os detetores de ativação devem ser extremamente puros (>99%) para evitar a interferência de reações competitivas.

Finalmente, como propriedade de fabricação, o detetor deve ser preferencialmente um metal sólido, permitindo a sua fabricação em diminutas espessuras e dimensões, bem como na forma de fios ou folhas.

A alta precisão nas medidas de fluxo, aliada a sua simplicidade e baixo custo, fazem da ativação neutrônica uma das técnicas mais utilizadas em Física de Reatores⁴² /.

Elemento	Abundância Iso- tópica em %	Secção de Choque de Ativação Té- mica		Meia-Vida ($T_{1/2}$)
Manganês	^{55}Mn (100)	$13,2 \pm 0,1$	^{56}Mn	2,58h
Cobalto	^{59}Co (100)	$16,9 \pm 1,5$	$^{60\text{m}}\text{Co}$	10,4min
		$20,2 \pm 1,9$	^{60}Co	5,28 a
Cobre	^{63}Cu (69,1)	$4,41 \pm 0,20$	^{64}Cu	12,87 h
	^{65}Cu (30,9)	$1,8 \pm 0,4$	^{66}Cu	5,14min
Prata	^{107}Ag (51,35)	45 ± 4	^{108}Ag	2,3min
	^{109}Ag (48,65)	$3,2 \pm 0,4$	$^{110\text{m}}\text{Ag}$	253 d
Índio	^{113}In (4,23)	56 ± 12	$^{114\text{m}}\text{In}$	42d
		$2,0 \pm 0,6$	^{114}In	72s
	^{115}In (95,77)	160 ± 2	$^{116\text{m}}\text{In}$	54,12min
Disprósio	^{164}Dy (28,18)	42 ± 1	^{116}In	14,1s
		2000 ± 200	$^{165\text{m}}\text{Dy}$	1,3min
Ouro	^{197}Au (100)	800 ± 100	^{165}Dy	140min
		$98,5 \pm 0,4$	^{198}Au	2,695d

Tabela 2.1 - Materiais utilizados como detetores de ativação térmicos²⁴ / .

Elemento	Isótopo	Meia-Vida ($T_{1/2}$)	Energia de ressonância principal (eV)	$\int_{0.55\text{eV}}^{\infty} \sigma_{\text{act}}(E) dE$ (barns)	* da atividade epitérmica devida a ressonância principal*
In	In ¹⁵⁵	54,12min	1,457	2700	- 0,96
Au	Au ¹⁹⁷	2,695d	4,905	1150	- 0,95
W	W ¹⁸⁶	24h	18,8	400	- 0,98
La	La ¹³⁹	40,2h	73,5	11	- 0,97
Mn	Mn ⁵⁵	2,59h	337	15,7	- 0,88

* Detetor idealmente fino.

Tabela 2.2 - Materiais utilizados como detetores de ativação epitérmicos^{11,3 /}.

Material	Reação de Interesse	Abundância Isotópica (%)	Meia-Vida ($T_{1/2}$)	γ -Energia (MeV)	γ -Abundância (%)	Limiar (MeV)
F	$^{19}\text{F}(n,2n)^{18}\text{F}$	100	109,7min	+0,511	0194	11,6
Mg	$^{24}\text{Mg}(n,p)^{24}\text{Na}$	78,7	15,0h	1,368	100	6,0
Al	$^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$	100,0	15,0 h	1,368	100	4,9
Al	$^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{MG}$	100,0	9,46min	0,84-1.01	100	3,8
Fe	$^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$	91,7	2,56h	0,84	99	4,9
Co	$^{59}\text{Co}(n,\alpha)^{56}\text{Mn}$	100,0	2,56h	0,84	99	5,2
Ni	$^{58}\text{Ni}(n,2n)^{57}\text{Ni}$	67,9	36,0h	1,37	86	13,0
Ni	$^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$	67,9	71,6d	0,81	99	1,9
Cu	$^{63}\text{Cu}(n,2n)^{62}\text{Cu}$	69,1	9,8min	+0,511	0195	11,9
Cu	$^{65}\text{Cu}(n,2n)^{64}\text{Cu}$	30,9	12,7 h	+0,511	037 8	11,9
Zn	$^{64}\text{Zn}(n,p)^{64}\text{Cu}$	48,8	12,7h	+0,55	037 8	2,0
In	$^{115}\text{In}(n,n')^{115m}\text{In}$	95,7	4,50h	0,335	48	0,5
I	$^{127}\text{I}(n,2n)^{126}\text{I}$	100,0	13,0d	0,667	33	9,3
Au	$^{197}\text{Au}(n,2n)^{196}\text{Au}$	100,0	6,18d	0,33-0.35	25-94	8,6
Li	$^7\text{Li}(n,\alpha)^t$	92,58	12,3a	x0-0,019	x100	3,8

+ radiação de aniquilamento.

x energia da partícula β e abundância isotópica.

o assume-se que todos os positrons são freitados.

Tabela 2.3 - Materiais utilizados como detetores de limiar^{/24/}.

2.2 FUNDAMENTOS BÁSICOS

Submetido um detetor de ativação num campo neutrônico em estado estacionário durante um tempo de irradiação t' (vide figura 2.1), a taxa de produção de átomos radioativos é dada por,

$$\frac{dn}{dt} = N \bar{\sigma}_{act} \phi - n \bar{\sigma}_a \phi - n \lambda \quad , \quad (2.1)$$

onde n é o número de átomos do radionuclídeo formado, N o número de átomos alvo no detetor, $\bar{\sigma}_{act}$ a secção de choque de ativação média no espectro, $\bar{\sigma}_a$ a secção de choque de absorção média no espectro dos átomos do radionuclídeo formado e λ a sua constante de decaimento.

O fluxo de nêutrons ϕ , também chamado de "fluxo integral" (nêutrons/cm².s), é definido como,

$$\phi = \int_0^{\infty} \psi(E) dE \quad , \quad (2.2)$$

onde $\psi(E)$ é o fluxo diferencial de nêutrons (nêutrons/cm².s.MeV).

As secções de choque médias no espectro ($\bar{\sigma}_{act}$ e $\bar{\sigma}_a$) são definidas pela expressão,

$$\bar{\sigma} = \frac{\int_0^{\infty} \sigma(E) \psi(E) dE}{\int_0^{\infty} \psi(E) dE} \quad , \quad (2.3)$$

onde $\sigma(E)$ é a dependência energética da secção de choque.

A taxa de consumo dos átomos alvo ("Burn-up") no detetor é dada por,

$$\frac{dN}{dt} = - N \bar{\sigma}_T \phi \quad , \quad (2.4)$$

onde $\bar{\sigma}_T$ é a secção de choque média total no espectro que leva em conta todas as possíveis reações de consumo dos átomos alvos.

A solução da equação (2.4) é dada por,

$$N = N_0 e^{-\bar{\sigma}_T \phi} \quad , \quad (2.5)$$

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

Substituindo (2.5) em (2.1) obtemos,

$$\frac{dn}{dt} + n(\bar{\sigma}_a \phi + \lambda) = \bar{\sigma}_{act} N_0 e^{-\bar{\sigma}_T \phi} \quad , \quad (2.6)$$

Resolvendo a equação (2.6) pela técnica do fator integrante que consiste em multiplicar ambos os lados da igualdade da equação (2.6) por $e^{(\lambda + \bar{\sigma}_a \phi)t}$, temos,

$$\frac{d}{dt} \left[n \cdot e^{(\bar{\sigma}_a \phi + \lambda)t} \right] = \bar{\sigma}_{act} \phi N_0 e^{-\left[(\bar{\sigma}_a \phi + \lambda) + \bar{\sigma}_T \phi \right]t} \quad (2.7)$$

Integrando a equação (2.7), sabendo que $\bar{\sigma}_a \phi \ll \lambda$ e $\bar{\sigma}_T \phi \ll \lambda$ obtemos a expressão final que nos permite relacionar o número de átomos do radionuclídeo formado com o tempo de irradiação, dada abaixo pela expressão,

$$n = \frac{\bar{\sigma}_{act} \phi N_0}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}) = \frac{\bar{\sigma}_{act} NV(1 - e^{-\lambda t})}{\lambda} \quad (2.8)$$

Sendo $A_0 = n \lambda$ a atividade ao término do tempo de irradiação ($t' = t_0$) e $\bar{\Sigma}_{act} = N \bar{\sigma}_{act}$ a secção de choque macroscópica de ativação média no espectro, N o número de átomos alvo por cm^3 e V o volume do detetor, reescreve-se a equação (2.8) tal que

$$A_0 = \bar{\Sigma}_{act} \phi V (1 - e^{-\lambda t}) \quad (2.9)$$

Da expressão (2.9) verifica-se que ao irradiarmos o detetor num tempo grande, o termo $e^{-\lambda t}$ tende a zero, de tal forma que A_0 tenderia a um valor máximo que é igual a $\bar{\lambda}_{act} \phi V$ conhecida como atividade de saturação do detetor (A^∞). Por tempo grande, se entende um tempo de irradiação maior que a meia-vida do nuclídeo formado. Para quantificarmos o que foi dito, tempos de irradiação equivalentes a 4 vezes a meia-vida do nuclídeo formado são suficientes para induzir uma atividade 64 inferior a atividade de saturação ^{/24 /}. Do exposto, reescrevemos a equação anterior de tal forma que,

$$A_0 = A^\infty (1 - e^{-\lambda t}), \quad (2.10)$$

sendo,

$$A^\infty = \bar{\lambda}_{act} \phi V. \quad (2.11)$$

Na prática não se irradia o detetor de ativação até atingir a sua atividade de saturação, mas até um valor de A_0 suficiente para ser medido num sistema de detecção. Obtido A_0 , a atividade de saturação A^∞ é calculada através da equação (2.10) obtendo-se o fluxo de nêutrons da expressão (2.11) rearranjada,

$$\phi = \frac{A_0}{\bar{\lambda}_{act} V}. \quad (2.12)$$

Retirando o detetor de ativação do campo neutrônico, este começa imediatamente a decair, sendo normalmente levado para contagem num sistema de detecção.

A figura 2.1 apresenta a variação da atividade do detetor de ativação em função do tempo, sendo que até $t' = t_0$ o detetor é irradiado, quando é retirado do campo neutrônico. Entre os instantes t_1 e t_2 o detetor de ativação é contado num sistema de detecção que apresenta uma eficiência global de contagem ϵ .

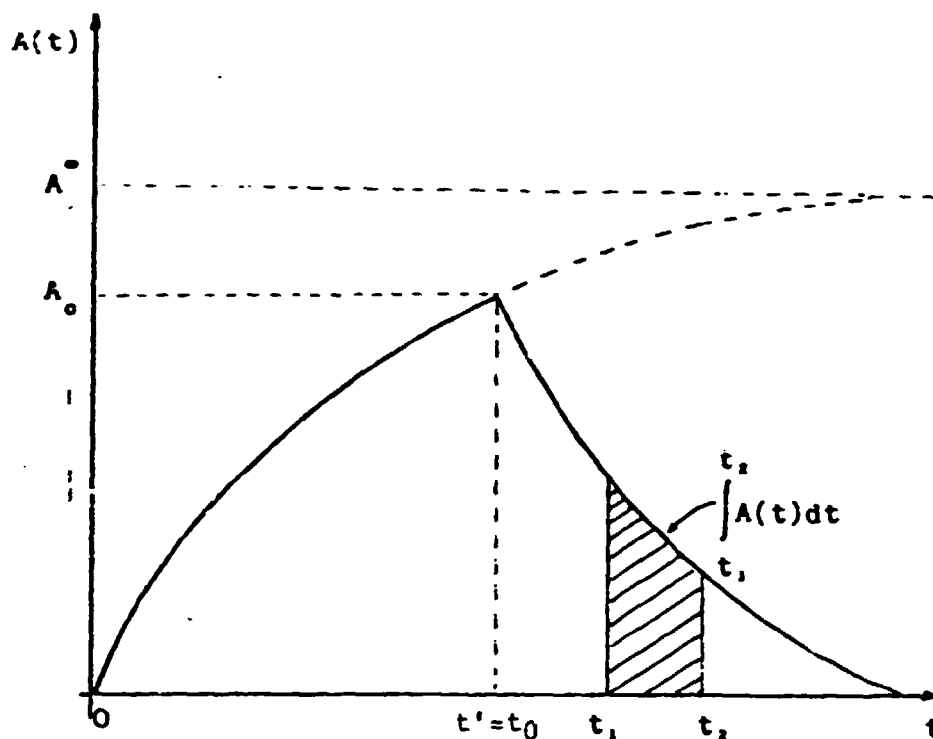


Figura 2.1 - Variação da atividade do detetor de ativação em função do tempo de irradiação t_0 e de contagem $(t_2 - t_1)$.

Assim, a contagem acumulada entre os instantes t_1 e t_2 , num sistema que realiza espectrometria gama, é dada por,

$$C = \epsilon I \int_{t_1}^{t_2} A_0 e^{-\lambda t} + BG \quad , \quad (2.13)$$

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

Resolvendo-se a equação (2.13), obtem-se,

$$C = \frac{\epsilon A_0 I}{\lambda} (e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2}) \quad . \quad (2.14)$$

Colocando $e^{-\lambda t_1}$ em evidência obtemos,

$$C = \frac{\epsilon A_0 I}{\lambda} e^{-\lambda t_1} (1 - e^{-\lambda(t_2 - t_1)}) + BG \quad (2.15)$$

sendo t_1 o tempo de espera para contagem (t_e) acrescido do tempo de irradiação t' e $t_2 - t_1$ o tempo de contagem t_c . Assim, na equação (2.15)

$$e^{-\lambda t_1} = e^{-\lambda t'} \cdot e^{-\lambda t_e}, \text{ sendo } e^{-\lambda t'} = 1 \text{ temos,}$$

$$C = \frac{\epsilon A_0 I}{\lambda} e^{-\lambda t_e} (1 - e^{-\lambda t_c}) + BG. \quad (2.16)$$

Substituindo (2.10) em (2.16), obtemos a atividade de saturação A^∞ da expressão,

$$A^\infty = \frac{\lambda(C - BG) e^{\lambda t_e}}{\epsilon I (1 - e^{-\lambda t_o}) (1 - e^{-\lambda t_c})} \quad (2.17)$$

Inserindo a equação (2.17) em (2.12), obtemos a equação que nos dá o fluxo de nêutrons obtido experimentalmente pela contagem de detetores de ativação irradiados, dito idealmente finos, ou seja suficientemente finos para serem desprezados efeitos de perturbação do fluxo neutrônico. Assim, temos

$$\phi = \frac{\lambda(C - BG) e^{\lambda t_e}}{N_o \sigma_{act} \epsilon I (1 - e^{-\lambda t_o}) (1 - e^{-\lambda t_c})} \quad (2.18)$$

2.3 MEDIDAS DO FLUXO TÉRMICO E EPITÉRMICO

Para medidas na faixa térmica e epitérmica do espectro, utilizam-se detetores de ativação, cujas secções de choque de ativação seguem a lei $1/v$ na região térmica e apresentam ressonâncias isoladas na região epitérmica. Nesses detetores, como por exemplo o ouro e cobalto, prevalecem reações de captura ra

dioativa (n, γ).

Assim, ao irradiar-se, por exemplo, uma folha de ouro nua, parte de sua atividade será devida a nêutrons térmicos e parte a nêutrons epitérmicos, de tal forma que a atividade de saturação da folha nua (A_{nua}^{∞}) será dada pela equação,

$$A_{nua}^{\infty} = A_t^{\infty} + A_{epit}^{\infty} \quad , \quad (2.19)$$

sendo A_t^{∞} a atividade de saturação devida aos nêutrons térmicos e A_{epit}^{∞} a atividade de saturação devida aos nêutrons epitérmicos. Para se saber qual parcela da atividade total da folha nua é devida aos nêutrons térmicos, utiliza-se a técnica da razão de cádmio. A referida técnica consiste em irradiar em idênticas condições num mesmo ponto do reator, além da folha nua, uma folha coberta com cádmio, de tal forma a obter a razão de cádmio (R_{cd}) definida como,

$$R_{cd} = \frac{A_{nua}^{\infty}}{A_{cd}^{\infty}} \quad , \quad (2.20)$$

sendo A_{cd}^{∞} a atividade de saturação da folha de ouro coberta com cádmio. O cádmio age como um filtro para nêutrons térmicos, devido a sua alta seção de choque de absorção térmica. Todavia, o cádmio não é um filtro ideal, ou seja ele não é totalmente transparente aos nêutrons epitérmicos, absorvendo uma pequena fração destes, de tal forma que,

$$A_{epit}^{\infty} = A_{cd}^{\infty} F_{cd} \quad , \quad (2.21)$$

sendo F_{cd} o fator de cádmio, dependente da espessura da cobertura de cádmio, bem como das características da folha ativada^(13,39).

Rearranjando as expressões (2.19), (2.20) e (2.21), obtemos

$$A_t^{\infty} = A_{nua}^{\infty} \left(1 - \frac{F_{cd}}{R_{cd}} \right) \quad , \quad (2.22)$$

e

$$A_{\text{epit}}^{\infty} = A_{\text{nua}}^{\infty} \frac{F_{\text{cd}}}{R_{\text{cd}}}, \quad (2.23)$$

substituindo as duas equações citadas na equação (2.12), obtemos o fluxo de nêutrons térmicos (ϕ_t) e epitêrmicos (ϕ_{epit}) como

$$\phi_t = \frac{A_{\text{nua}}^{\infty} (1 - F_{\text{cd}}/R_{\text{cd}})}{N_0 \bar{\sigma}_{\text{act}} K_t}, \quad (2.24)$$

e

$$\phi_{\text{epit}} = \frac{A_{\text{nua}}^{\infty} F_{\text{cd}}}{N_0 I_R R_{\text{cd}} K_{\text{epit}}} \quad (2.25)$$

sendo K_t a perturbação do fluxo térmico, K_{epit} a perturbação do fluxo epitêrmico, assunto tratado no item 2.6, e I_R a integral de ressonância, definida por

$$I_R = \int_{E_{\text{cd}}}^{\infty} \sigma_{\text{act}}(E) \frac{dE}{E}, \quad (2.26)$$

dando o comportamento da secção de choque de ativação acima da energia de corte do cádmio (E_{cd}). O valor de E_{cd} é função da es pes sur da co ber tura de cá d m io, da es pes sur a e g e o m e t r i a d a fo l h a, bem como do espectro neutrônico. Os valores de E_{cd} e I_R po de m ser ob t i d os d a l i t e r a t u r a ^{13/}.

A secção de choque média térmica de ativação ($\bar{\sigma}_{\text{act}}$) é obtida da expressão,

$$\bar{\sigma}_{\text{act}} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sigma_{\text{act}}(E_0) \sqrt{\frac{T_0}{T_n}} g(T_n), \quad (2.27)$$

sendo $\sigma_{\text{act}}(E_0)$ a secção de choque de ativação térmica à energia mais provável da distribuição térmica ($E_0 = 0,0253\text{eV}$), T_0 a tem per atura cor res pon d en te à en er gia ma is pro v á v e l ($T_0 = 293,6\text{K}$), T_n a temperatura efetiva dos nêutrons que nos dá o desvio da dist ri b ui ç ã o t é r m ica em relação à distribuição Maxwelliana e $g(T_n)$ o Fa

tor de Westcott que leva em conta o desvio da secção de choque da forma $1/v$. Tal fator é definido como

$$g(T_n) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{T_n}{293.6}} \frac{1}{\sum_a(E_0)} \int_0^\infty \sum_a(E) \left(\frac{E}{kT_n}\right) e^{-E/kT_n} \frac{dE}{kT_n}$$

e se encontra tabelado na literatura^{/55/}, sendo k a constante de Boltzmann. A partir das expressões (2.16), (2.26) e (2.24), (2.25), podemos obter experimentalmente o fluxo de nêutrons térmicos e epitérmicos, através da ativação de detetores de ativação térmicos (vide tabela 2.1).

2.4 MEDIDAS DO FLUXO RÁPIDO

A utilização de detetores de ativação de limiar deu-se inicialmente em Los Alamos, nos primeiros dias do projeto Manhattan, conjuntamente com Lawrence Radiation Laboratory e Armed Forces Special Weapon Project^{/19/}, sendo utilizados até hoje em medidas de fluxos em reatores.

O detetor de ativação utilizado na faixa rápida do espectro é chamado de detetor de limiar, pois as reações que nele ocorrem são endotérmicas, acontecendo somente acima de uma energia de limiar (E_L).

A atividade de saturação num detetor de limiar é dada pela expressão,

$$A^s = N_0 \int_{E_L}^{\infty} \sigma_{act}(E) \psi(E) dE \quad (2.28)$$

A integral da equação (2.28) é conhecida como integral de resposta do detetor de ativação, ou seja

$$r = \int_{E_L}^{\infty} \sigma_{act}(E) \psi(E) dE \quad (2.29)$$

e é característica não só do tipo de detetor, mas também do espectro de nêutrons característico do reator.

Vários trabalhos da literatura tratam especificamente sobre detetores de limiar e os diferentes métodos usados na determinação do fluxo de nêutrons rápidos^{/22/}. Neste trabalho utiliza-se o método do fluxo integral na medida do fluxo de nêutrons rápidos que consiste em obter o fluxo de nêutrons acima da energia efetiva de limiar (E_{eff}).

O método consiste em definir para a secção de choque de ativação o comportamento de uma função degrau, de tal forma que

$$\sigma_{act}(E) = \sigma_{max} \quad \text{para } E > E_{eff} ,$$

e

$$\sigma_{act}(E) = 0 \quad \text{para } E < E_{eff} ,$$

sendo σ_{max} o valor máximo da secção de choque, conhecido como secção de choque de patamar. Assim, no referido método, a taxa de reação no detetor é mantida constante, de tal forma que

$$\alpha = \int_{E_{eff}}^{\infty} \sigma_{act}(E) \psi(E) dE = \sigma_{max} \phi(E \geq E_{eff}) , \quad (2.30)$$

de tal forma que

$$\alpha = 0 \quad \text{para } E < E_{eff}$$

$$\alpha = \sigma_{max} \phi(E \geq E_{eff}) \quad \text{para } E \geq E_{eff} ,$$

neste caso a atividade de saturação de um detetor de limiar pelo método do fluxo integral é

$$A^{\infty} = N_0 \sigma_{max} \phi(E \geq E_{eff}) , \quad (2.31)$$

e o fluxo de nêutrons acima da energia efetiva de limiar (E_{eff}) é dado por

$$\phi(E \geq E_{eff}) = \frac{A^{\infty}}{N_0 \sigma_{max}} . \quad (2.32)$$

A definição da energia efetiva de limiar (E_{eff}) num detector pode ser entendida a partir da visualização da figura 2.2

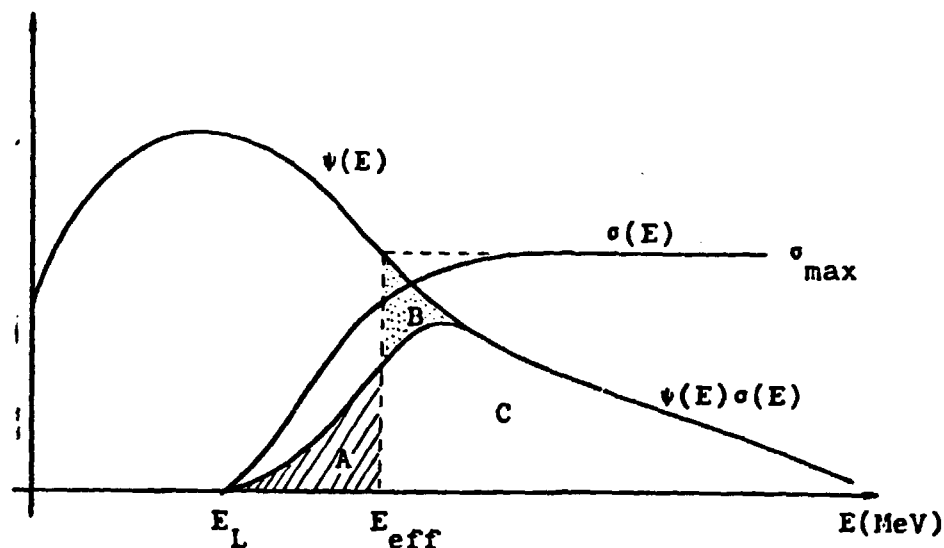


Figura 2.2 - Definição da energia efetiva de limiar (E_{eff}).

Assim, para satisfazer a equação (2.30), ou seja, manter-se constante a taxa de reação no detector, define-se a energia efetiva de limiar de tal forma que a área A + C, representativa da taxa de reação no detector acima da energia de limiar (E_L), seja igual a B + C, representativa da taxa de reação do detector obtida pelo método do fluxo integral acima da energia efetiva de limiar (E_{eff}).

Com a utilização de vários detectores de limiar é possível se obter fluxos de nêutrons rápidos multigrupo para diferentes detectores com diferentes E_{eff} , de tal forma que

$$\phi (E \geq E_{eff_1})$$

e

$$\phi (E \geq E_{eff_2})$$

permite obter o fluxo de nêutrons rápidos entre E_{eff_1} e E_{eff_2} , ou seja

$$\phi (E_{\text{eff}_1} \leq E \leq E_{\text{eff}_2}) = \phi(E \geq E_{\text{eff}_1}) - \phi(E \geq E_{\text{eff}_2}) \quad (2.33)$$

O valor de E_{eff} não é uma constante universal para cada tipo de detector, sendo função do espectro de nêutrons característico do reator em que se realizam as medidas^{/13/}.

Como veremos no item 2.2 a perturbação de fluxo rápido causada pelos detectores de limiar são desprezíveis.

2.5 ESPECTROMETRIA DE NÊUTRONS PELA ATIVAÇÃO DE MÚLTIPLOS DETETORES.

Em 1955 Hurst e outros pesquisadores de Oak Ridge desenvolveram um sistema de dosimetria para nêutrons rápidos de uso em Física Médica. Posteriormente, Oak Ridge modificou o sistema de detecção de Hurst para estudar a intensidade de nêutrons e o espectro emitido por dois diferentes reatores, o "Livermore pool - Type Reactor" (LPTR) e o KEWB-I, um reator tipo BWR^{/19/}.

Já na década de 60, mais precisamente em 1967, Mc Elroy, Berg e outros desenvolveram um programa computacional conhecido pelo nome de SAND ("Spectrum Analysis by Neutron Detectors). Tal programa realiza o desdobramento do espectro a partir de dados experimentais, fornecidos pela ativação de diferentes folhas num mesmo campo neutrônico.

Matematicamente, o problema da técnica de desdobramento de espectro pela ativação de várias folhas, consiste em resolver um conjunto de equações acopladas do tipo,

$$a_i = \int_0^{\infty} \psi(E) \sigma_i(E) dE \quad , \quad (2.34)$$

onde α_i é a integral da resposta do i -ésimo detetor, $\sigma_i(E)$ a dependência energética da secção de choque do i -ésimo detetor e $\psi(E)$ o espectro de nêutrons desconhecido. Cada detetor de ativação origina uma equação com N incógnitas, de tal forma que se utilizando N detetores obteríamos a solução do problema. Na prática, o número de detetores utilizados é muito menor que o número de incógnitas ($\psi(E)$), de tal forma que a solução adotada é a de fornecer um espectro inicial de entrada baseado em um conhecimento prévio físico do espectro de energia tal que a taxa de reação do i -ésimo detetor por núcleo alvo (A_i) seja dada por,

$$A_i = \bar{\sigma}_i \int_0^{\infty} \psi(E) dE \quad , \quad (2.35)$$

sendo $\bar{\sigma}_i$ a secção de choque média do i -ésimo detetor em todo o espectro.

Da comparação dos valores das taxas de reação experimental e calculada em cada iteração do código, obtém-se um fator de correção que corrigirá o espectro de energia de entrada do código SAND sucessivamente até que seja atingido o critério de aceitabilidade da solução, geralmente de 5 a 10% entre duas iterações sucessivas para se considerar a solução aceitável.

Uma descrição completa do código SAND II versão mais recente do SAND^{32,33/} e seu procedimento matemático pode ser visualizado no Apêndice A.

2.6 FATORES DE CORREÇÃO PARA PERTURBAÇÃO DO FLUXO DE NÊUTRONS.

Qualquer instrumento de medida ao ser introduzido num meio, produz neste perturbações que poderão afetar significativamente ou não, a grandeza física que se deseja medir.

As folhas de ativação devido as suas pequenas dimensões produzem perturbações no campo neutrônico bem menores que os detetores convencionais. No entanto, quando deseja-se obter o valor absoluto do fluxo neutrônico é necessário conhecer os fatores de correção de fluxo, a fim de se determinar o valor do mesmo sem

os efeitos de perturbação. Segundo Beckurtz⁵, a perturbação no fluxo neutrônico provocada por um detetor de ativação pode ser desprezada quando,

$$[\sum_a(E) + \sum_s(E)] d \ll 1, \quad (2.36)$$

onde d é a espessura da folha, $\sum_a(E)$ e $\sum_s(E)$, respectivamente a secção de choque macroscópica de absorção e espalhamento. Assim, para detetores de limiar, devido a pequena magnitude da secção de choque (mb), pode-se desprezar tais fatores de correção.

Os fatores de correção de depressão de fluxo e auto-blindagem para uma folha absorvedora num meio moderador, pode ser visualizado na figura 2.3.

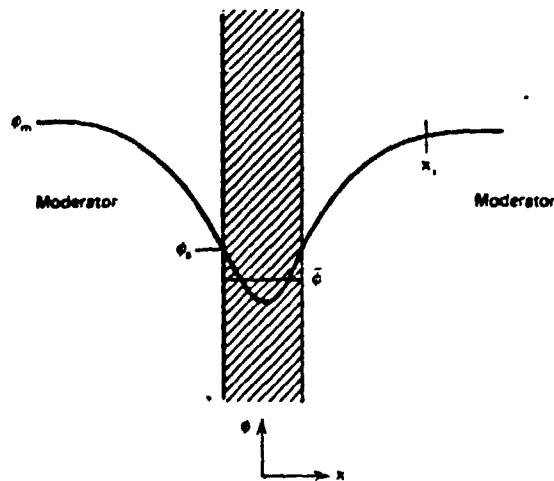


Figura 2.3 - Depressão de fluxo e auto-blindagem numa folha de ativação no moderador.

Os fatores de perturbação de fluxo pode ser separado em dois fatores: auto-blindagem (F_1) e depressão de fluxo (F_2).

O efeito de auto-blindagem se deve a atenuação do fluxo neutrônico das camadas externas da folha para as internas, prov_ocando uma distribuição de fluxo não homogênea no detetor, tendo

como consequência uma diminuição na ativação da folha causada pela diminuição do fluxo neutrônico.

Recorrendo a figura 2.3, o fator de auto-blindagem F_1 pode ser definido como

$$F_1 = \frac{\bar{\phi}}{\phi_s} \quad , \quad (2.37)$$

sendo $\bar{\phi}$ o fluxo médio de nêutrons ao longo do volume do detetor e ϕ_s o fluxo de nêutrons junto a superfície do detetor.

Para um detetor de ativação inserido num campo isotrópico de nêutrons que apresenta uma distribuição energética, o fator de auto-blindagem térmico é dado por^{/42,45/}.

$$F_{1t}(\bar{\Sigma}_a d) = \frac{1}{\bar{\Sigma}_a d} \left[\frac{1}{2} - E_3(\bar{\Sigma}_a d) \right] \quad , \quad (2.38)$$

onde $\bar{\Sigma}_a$ é a secção de choque macroscópica média de absorção no espectro e E_3 a função exponencial de terceira ordem. A referida função se encontra tabelada na literatura e pode ser dada pela relação de recorrência^{/5,31/}.

$$E_3(x) = \frac{1}{2} \left[(1-x)e^{-x^2} + x^2 E_1(x) \right] \quad , \quad (2.39)$$

sendo que a função exponencial de primeira ordem E_1 pode ser expandida em série

$$E_1(x) = -\gamma - \ln x + \frac{x}{1.1!} - \frac{x^2}{2.2!} + \frac{x^3}{3.3!} + \dots \quad , \quad (2.40)$$

onde γ é a constante de Euler (0,577215...).

Um gráfico para se estimar os valores de auto-blindagem térmico podem ser visualizados na figura 2.4, tanto para feixes neutrônicos colimados ("beam") como para um campo isotrópico.

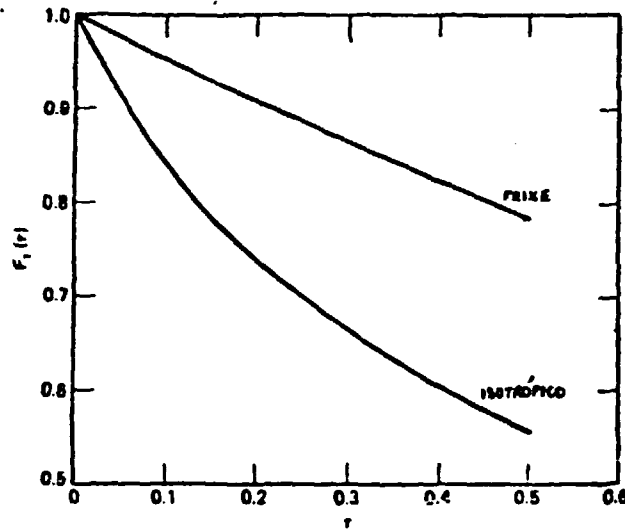


Figura 2.4 - Fator de auto-blindagem de um detetor 1/v em relação a nêutrons térmicos^{/22,42/}

Na região epitérmica a secção de choque de ativação pode ser dividida na componente 1/v e, em uma ou mais ressonâncias descritas pela fórmula de Breit-Wigner. A auto-blindagem da parte 1/v é desprezível quando comparada com a auto-blindagem térmica, o mesmo não acontece com o valor da auto-blindagem ressonante, tendo em vista os altos valores da secção de choque na ressonância.

O fator de auto-blindagem epitérmico F_{1epit} num campo isotrópico é dada por

$$F_{1epit}(\tau) = \frac{\tau}{2} \int_{\frac{\tau}{2}}^{\infty} y^{-2} e^{-y} [I_0(y) + I_1(y)] dy, \quad (2.41)$$

onde $\tau = \sum_a d$, I_0 e I_1 são as funções de Bessel modificada de grau zero e grau um, de primeira ordem.

A variação da função $F_{1epit}(\tau)$ com τ , levando em conta os efeitos de alargamento Doppler na ressonância, podem ser visualizados na figura 2.5^{/22/}, onde o parâmetro que leva em conta o efeito Doppler é dado por^{/29/},

$$\theta = \frac{4kTE_r}{A} \tau, \quad (2.42)$$

sendo T a temperatura do absorvedor, E_r a energia de ressonância do material, A a razão das massas dos átomos do absorvedor e do nêutron, Γ a largura total de ressonância e k a constante de Boltzmann.

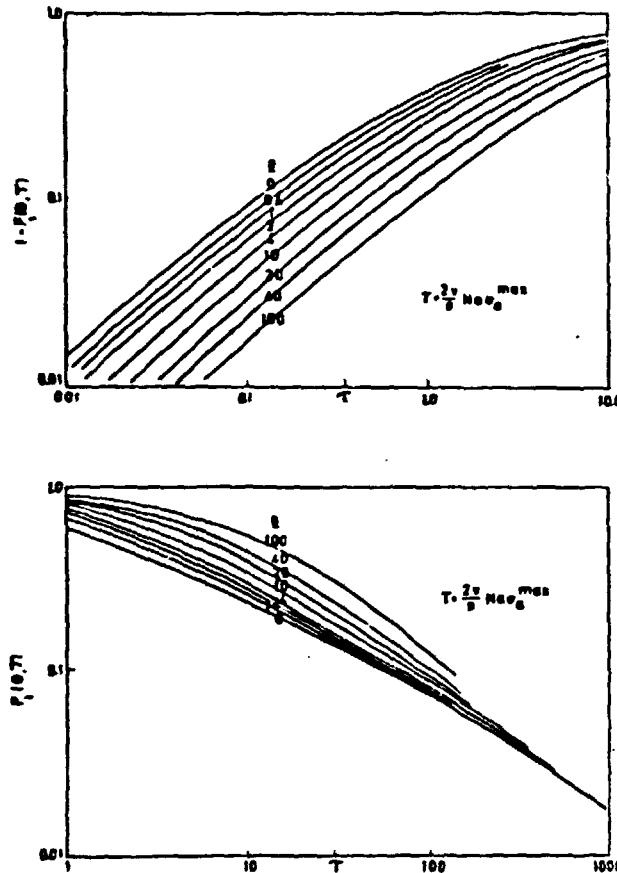


Figura 2.5 - Fator de auto-blindagem ressonante para folhas e es pes sa s considerando o alargamento Doppler²¹ /.

Uma função de aproximação simples para o fator de auto-blindagem epitérmico, válida para quaisquer espessura é dada por Bensch⁷ /,

$$F_{1epit} = \frac{1}{\sqrt{2 \sum_r d + 1}} \quad (2.43)$$

onde $\sum_r = N \sigma_r$, sendo σ_r o valor máximo da secção de choque de ressonância corrigido quanto ao alargamento Doppler da ressonância, N o número de átomos alvo/cm³ d a espessura do detetor.

O efeito de depressão de fluxo se deve ao fato da folha de ativação ocupar um espaço anteriormente ocupado pelo meio moderador; com isso, além da folha não permitir no local a mesma taxa de espalhamento, ela absorve nêutrons, provocando ao seu redor uma depressão no fluxo neutrônico.

Recorrendo a figura 2.3, o fator de depressão de fluxo F_2 pode ser definido como,

$$F_2 = \frac{\phi_s}{\phi_m} \quad , \quad (2.44)$$

sendo ϕ_s o fluxo de nêutrons junto a superfície do moderador e ϕ_m o fluxo não perturbado no moderador.

O fator de depressão de fluxo dada pela teoria de transporte pode ser escrito como^{/36,45/}.

$$F_2 (\gamma, \tau) = \frac{1}{1 + \left[\frac{1}{2} - E_3(\tau) \right] g(R, \gamma)} \quad , \quad (2.45)$$

onde $\gamma = \lambda/\lambda_s$ é a razão entre o livre caminho médio total e o livre caminho médio de espalhamento e $g(R, \gamma)$ o fator de Skyrme modificado por Kitch e Eldridge^{/45/} para uma folha na forma de um disco de raio R tal que

$$g(R, \gamma) = \left\{ \frac{3}{2} \left(\frac{L}{\lambda} \right) S \left(\frac{2R}{L} \right) - K \left[\left(\frac{2R}{\lambda} \right), \gamma \right] \right\} r_g \quad , \quad (2.46)$$

sendo L o comprimento de difusão, r_g o fator de correção de Skyrme-Ritch-Eldridge, S a função de Skyrme, é dada por^{/42,45/}

$$S(X) = 1 - (4/X) \int_0^1 e^{-Xt} \sqrt{1-t^2} dt \quad , \quad (2.47)$$

sendo $X = 2R/L$, podendo ser aproximada em série por^{/36/} ,

$$S(X) = \frac{4}{3\pi} X - \frac{1}{8} X^2 + \frac{4}{45\pi} X^3 - \frac{X^4}{192} + \dots \quad (2.48)$$

A função de Skyrme $S(X)$, bem como o fator de correção r_g , podem ser obtidos graficamente das figuras 2.6 e 2.7. A função $K[(2R/\lambda), \gamma]$ pode ser obtida de gráficos³⁶, ou mesmo desprezada, em virtude de $S(2R/L)$ ser de magnitude muito maior. Contudo ela pode ser aproximada por $K \approx 1/15 (2R/\lambda_S)$ para $2R < \lambda_S$ ou $K \approx 0,15$ para $2R \gg \lambda_S$.

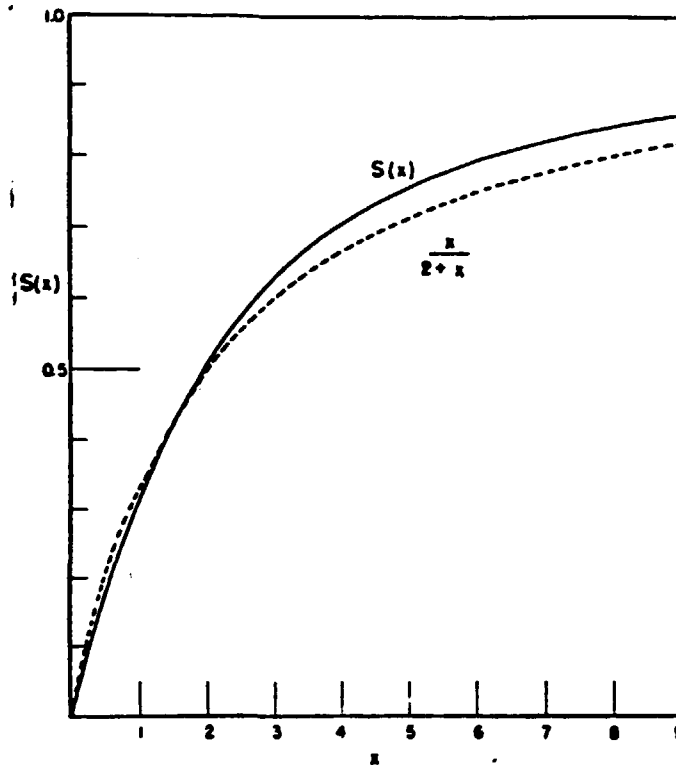


Figura 2.6 - Função de Skyrme para correção da depressão de fluxo.

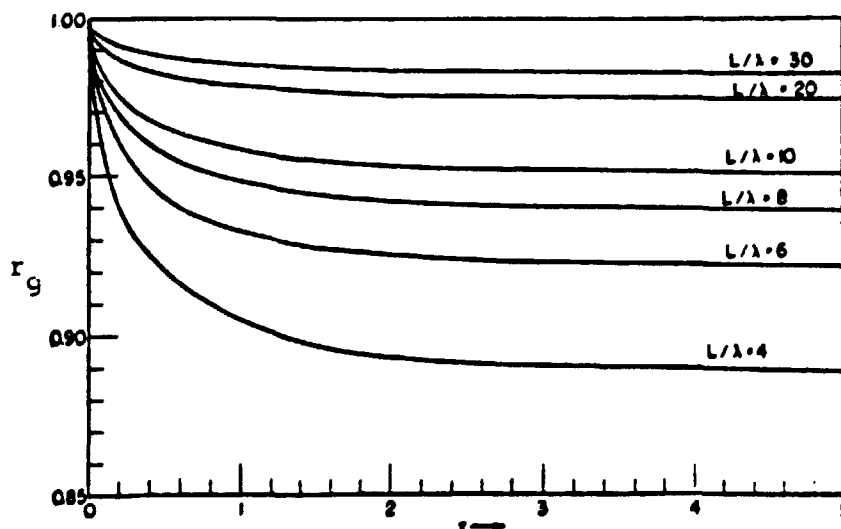


Figura 2.7 - Fator de correção r_g na teoria de depressão de fluxo de Skyrme-Ritchie-Eldridge em função de r e L/λ .

Assim, o fator de perturbação de fluxo térmico K_t é dado por,

$$K_t = \frac{F_{1t}}{F_2} \quad , \quad (2.49)$$

e o fator de perturbação epitérmico K_{epit} é dado basicamente pelo fator de auto-blindagem ressonante F_{1epit} .

Existem outros fatores de correção, como o efeito de borda que leva em consideração a contribuição na ativação da folha devida a incidência de nêutrons na borda da folha, bem como o fator de correção para espalhamento. Todavia Mestnik em seu trabalho^{/36/} mostrou serem absolutamente desprezíveis em relação aos fatores de auto-blindagem e depressão de fluxo, razão pela qual não foram considerados neste trabalho. Existem códigos computacionais para avaliação dos fatores de perturbação de fluxos^{/37/}.

Os parâmetros envolvidos na determinação dos fatores de correção são dados no Apêndice E.

CAPÍTULO 3

3. MATERIAIS E MÉTODOS EXPERIMENTAIS

3.1 INTRODUÇÃO

O reator IEA-R1 é um reator de pesquisa do tipo piscina construído e projetado pela firma Babcox & Wilcox, adquirido dentro do programa americano "átomos para a paz" da década dos anos 50. A primeira criticalização se deu em 1957, e desde então tem sido utilizado na produção de radioisótopos, análise por ativação radioquímica, treinamento de operadores e experiências de Física Nuclear. Inicialmente projetado para operar a 5 MW, raramente operou a esse nível de potência, por problemas de economia de combustível, operando oito horas por dia útil a um nível de potência de 2MW.

Ao longo de vinte e sete anos foram realizadas esporadicamente experiências de Física de Reatores^{/20/}, tornando-se sistemáticas desde 1984 com a criação de um grupo experimental de medidas de Parâmetros Nucleares na divisão de Física de Reatores (RTF), com o objetivo de treinar pessoal em diferentes técnicas experimentais, a fim de se obter capacitação técnico-científica em experimentos futuros, além de fornecer subsídios para o pessoal de cálculo e projeto de reatores.

Neste contexto é que foram realizadas as medidas de distribuição espacial e energética de nêutrons no núcleo do reator IEA-R1, utilizando o referido reator como bancada experimental.

Neste capítulo é descrito toda a metodologia experimental utilizada na ativação de folhas no núcleo do reator IEA-R1, bem como a contagem das mesmas em laboratório.

3.2 DESCRIÇÃO GERAL DO REATOR IEA-R1

A parte principal de um reator nuclear é sem dúvida o seu núcleo, onde se processam reações nucleares de fissão, manti

das sob controle através da inserção de material de alta seção de choque de absorção (barras de controle), gerando uma quantidade de calor que retirada por um refrigerante, aquece-o com a finalidade de produzir energia elétrica (reatores de potência), ou simplesmente é dissipado em torres de refrigeração sem nenhuma preocupação energética (reatores de pesquisa).

Basicamente, o núcleo do reator IEA-R1 tem a forma de um paralelepípedo, composto por elementos combustíveis, elementos de controle (elementos combustíveis especiais para inserção de barras de controle) e elementos refletores, encaixados verticalmente em furos da placa matriz. Por sua vez, a placa matriz responsável pela sustentação dos elementos está suspensa em balanço por uma estrutura de alumínio (treliça) que a mantém ligada à ponte móvel do topo da piscina. (Figuras 3.1 e 3.2).

O elemento combustível do reator IEA-R1 é do tipo MTR ("Material Testing Reactor"), contendo atualmente (configuração 155) 24 elementos combustíveis, sendo 19 de alto enriquecimento (- 93% de ^{235}U) fabricados pela "United Nuclear Corporation" (EUA) e 5 de baixo enriquecimento (- 20% de ^{235}U) fabricados pela "Nuken" (Alemanha). Existem ainda 2 elementos combustíveis de baixo enriquecimento fabricados pela metalurgica do IPEN-CNEN/SP, localizados na periferia do núcleo, incompletos no número de placas combustíveis, em regime experimental (EC 128 com duas placas com combustíveis e o EC 129 com nove placas combustíveis).

Os elementos combustíveis são formados por 18 placas combustíveis de espessura média de 1,52mm dispostas num estajo de alumínio com seção horizontal de 7,61 x 8,00cm.

Os elementos combustíveis de alto e baixo enriquecimento apresentam as mesmas dimensões externas diferenciando em relação ao cerne de combustível da placa combustível. O elemento de alto enriquecimento possui um cerne de combustível de 0,505mm e um encamisamento de 0,505mm, enquanto o elemento de baixo enriquecimento possui um cerne de 0,76mm diminuindo o encamisamento para 0,38mm, devido à manutenção da mesma massa de combustível com menor enriquecimento. A distância externa entre placas de combustível é de 2,89mm.

Os elementos combustíveis de controle são formados por 16 placas, sendo 12 placas combustíveis e 4 de alumínio, reservando o espaço destinados à segunda e penúltima placas ao percurso da barra absorvedora. A barra absorvedora tem a forma de um "U" (garfo) para poder penetrar no elemento de controle e é composta de uma fração de Prata (-80%), Índio (-15%) e Cádmiio (-5%).

Os elementos combustíveis refletores tem as mesmas dimensões externas dos demais, constituídos internamente por Grafita. Um desenho esquemático de todos os elementos combustíveis presente na configuração 155 do núcleo do reator IEA-R1 pode ser visualizados na figura 3.3.

O reator IEA-R1 possui alguns recursos para irradiação de amostras e experimentos. Para irradiação de amostras podemos citar os tubos de irradiação ("beam holes") amplamente utilizados em experiências de Física Nuclear (por ex.: difração de nêutrons) e os tubos pneumáticos que permitem a irradiação de amostras em recipientes de alumínio e polietileno, introduzidos no sistema de tubos à baixa pressão e enviados numa das quatro posições externas ao núcleo.

O núcleo do reator IEA-R1 pode ser deslocado com a movimentação da ponte rolante que o mantém, a fim de utilizar a coluna térmica composta de blocos de grafita; todavia tal recurso experimental que poderia ser utilizado em experiências de blindagem em Física de Reatores fica praticamente sem utilidade, pois decorrente da falta do sistema de refrigeração não deslocado, só se poderia operar o reator a baixas potências, o que limitaria a magnitude do fluxo de nêutrons a valores muito pequenos para viabilizar tais experimentos.

O sistema de refrigeração do reator se faz através da circulação forçada de água de cima para baixo do núcleo, entre os canais de refrigeração dos elementos combustíveis. A 2MW de potência a vazão é de 600m³/hora, com a água a 30°C na entrada e 33°C na saída do núcleo. O circuito descrito é o primário, sendo que o mesmo troca calor com o circuito secundário, sem contato físico em trocadores de calor. O calor retirado pelo circuito secundário é dissipado em torres de refrigeração. A água além de servir

para refrigerar o núcleo do reator, também serve de elemento moderador, termalizando os nêutrons de fissão.

3.3 PROCEDIMENTOS E APARATOS EXPERIMENTAIS NA IRRADIAÇÃO DAS FOLHAS.

A escolha do tipo de detetor depende basicamente da região do espectro de energia em que se deseja medir o fluxo de nêutrons, bem como das características da irradiação (potência, tempo e localização). Assim para as medidas de fluxo e espectro de energia dos nêutrons foram utilizadas as folhas de ativação que constam da tabela 3.1.

Material Folha/Cobertura	Medida	Espessura (cm)	Massa (g)	Tempo de Irradiação	Quantidade
Au	Fluxo térmico/ espectro	0,0013	0,012*	30min	145/1
Au/Cd	Fluxo epitérmico/ espectro	0,0013	0,012*	30min	126/1
In/Cd	Fluxo rápido/ espectro	0,025	0,279*	1 h	36/1
Fe	Espectro	0,05	0,3491	2 h	1
Co	Espectro	0,00508	0,0652	30min	1
Co/Cd	Espectro	0,00508	0,0625	30min	1
Mg	Espectro	0,05	0,0769	2 h	1
Ti/Cd	Espectro	0,0254	0,1586	2 h	1
Th	Espectro	0,0127	0,1769	30min	1

Tabela 3.1 - Folhas de ativação utilizadas no reator IEA-R1.

* Valores de massa referente as folhas usadas no desdobramento do espectro dos nêutrons.

A escolha do ouro como detetor de ativação na região térmica do espectro se deve ao fato deste ser considerado um núcleo padrão por se conhecer muito bem os parâmetros envolvidos na determinação absoluta do fluxo de nêutrons térmicos. Pela técnica da razão de cádmio, acaba-se determinando o fluxo de nêutrons epi

têrmicos.

A escolha do Índio se deve ao fato dele, entre os detetores da faixa rápida do espectro, apresentar menor energia limiar e dados nucleares razoavelmente conhecidos. Apresenta a inconveniência de apresentar reações com nêutrons têrmicos, o que pode ser compensado cobrindo a folha com cádmio e pela diferença dos tempos de decaimento entre o ^{116}In (54 minutos), formado pela interação com os nêutrons têrmicos e o $^{115\text{m}}\text{In}$ (4,5 horas), formado pela interação com os nêutrons rápidos.

As folhas utilizadas no desdobramento do espectro de energia dos nêutrons, além dos fatores citados, foram escolhidos procurando-se cobrir todas as regiões do espectro de energia (vide figura 5.2).

As folhas de ativação utilizadas nos experimentos foram importadas da Inglaterra, fabricadas pela "Goodfellow Metals", à exceção das folhas de Th e Ti americanas, fabricadas pela "Reactor Experiments Inc.", gentilmente cedidas pela divisão NPI-IPEN.

3.3.1 Suportes Experimentais

Para possibilitar a irradiação de folhas de ativação no núcleo do reator IEA-R1 e suas contagens, foi preciso criar toda uma estrutura experimental, com projetos de dispositivos mecânicos e aparatos experimentais. No caso específico da irradiação de folhas, foi necessário projetar e fabricar um dispositivo mecânico para a inserção das folhas de ativação dentro dos elementos combustíveis do reator IEA-R1, visualizado na figura 3.4.

O dispositivo para inserção de folhas de ativação no núcleo do reator consiste basicamente de um estojo com ranhuras, coincidentes (alinhadas) com os canais de refrigeração, ao qual se fixa a placa de lucite (acrílico), suporte das folhas de ativação, através de uma cunha móvel controlada mecanicamente pelo operador.

A sequência de operação do dispositivo na inserção das folhas é a seguinte:

- a) carregamento do dispositivo mecânico da figura 3.4, com as placas de lucite (figura 3.6) suporte das folhas de ativação, na ranhura correspondente ao canal de refrigeração que se deseja medir o fluxo de nêutrons. A placa de lucite é mantida fixa pela trava móvel que penetra em rasgo existente ao longo de seu perfil lateral.
- b) Após o carregamento do dispositivo com a placa de lucite, o mesmo é inserido na piscina do reator até fixar-se no topo do elemento combustível em que se deseja efetuar o mapeamento do fluxo de nêutrons.
- c) Verificando o correto posicionamento, o operador aciona a mola que movimenta a trava, que ao retrair-se do rasgo lateral da placa de lucite, faz com que a mesma caia por gravidade no canal de refrigeração desejado. Para se certificar do correto posicionamento vertical da placa de lucite no elemento combustível, o dispositivo mecânico é levantado e depois baixado, empurrando a placa para baixo, mediante observação visual no topo da piscina.

Os suportes das folhas de ativação foram confeccionados de lucite (acrílico), tendo em vista sua flexibilidade, além de possuir um comportamento neutrônico similar ao da água¹. Convém salientar que o controle de qualidade na espessura dessas placas é fundamental para que elas caiam por gravidade dentro dos canais de refrigeração do elemento combustível, razão pela qual devem ser lixadas até ficarem com $(2,0 \pm 0,1)$ mm de espessura.

Outros suportes experimentais fundamentais foram os dispositivos de corte de folhas de ativação e confecção de caixas de cádmio (Figura 3.5) além dos castelos de chumbo para contagem das folhas de ativação. Os castelos de chumbo foram projetados para os detetores de estado sólido (HPGe) e de cintilação (NaI(Tl)) utilizados na contagem das folhas de ativação com uma parede de espessura de 5cm de chumbo (figura 3.9).

As caixas de cádmio foram confeccionadas no dispositivo da figura 3.5, a partir de chapas de 0,5mm laminadas no Instituto de Pesquisas Tecnológicas (Figura 3.7).

A excessão dos dispositivos de inserção de folhas

de ativação e dos castelos de chumbo, todos os demais dispositivos foram totalmente confeccionados na Oficina Mecânica do IPEN.

3.3.2 Procedimentos de Irradiação nos Mapeamentos de Fluxo

Nos mapeamentos de fluxo nos elementos combustíveis, adotou-se a seguinte metodologia experimental:

A) Fluxo Térmico e Epitérmico

A técnica da razão de cádmio na obtenção do fluxo de nêutrons térmicos pressupõe a irradiação de folhas nuas e cobertas com cádmio, em duas operações distintas de irradiação.

Para garantir as mesmas condições de irradiação procurou-se inserir no núcleo a mesma massa de ouro e cádmio de tal forma que a reatividade negativa inserida, seja compensada pela retirada de um mesmo comprimento de barra de controle em todas operações de irradiação.

Para se obter a distribuição espacial do fluxo de nêutrons térmicos, foram feitas duas operações de irradiação em cada canal de refrigeração, conforme a identificação dos mesmos na figura 3.8. Em cada operação de irradiação foram inseridas duas placas de lucite dispostas simetricamente nas faces norte e sul do elemento combustível, previamente identificadas de acordo com o canal e a operação de irradiação. A disposição das folhas nuas e cobertas com cádmio nas placas de lucite pode ser visualizada na figura 3.6.

A monitoração da potência do reator foi feita através da medida do sinal de corrente da câmara de ionização compensada (CIC) do canal linear. Tal corrente foi de $0,017\mu\text{A}$ correspondendo a uma potência de 451W (Apêndice C).

A irradiação das folhas foram feitas com a barra de controle do EC 120 inserida 563 passos (-338mm) no núcleo do reator e as demais retiradas, com o objetivo de se obter um perfil de fluxo mais suave nas posições de medida.

A fim de se normalizar as condições de irradiação (potência, tempo de irradiação, tempo de subida da rampa de potência), foram utilizadas folhas monitoras de ouro nuas, dispostas o mais próximo possível do elemento combustível mapeado. Assim, as folhas monitoras foram inseridas no EC 94 no canal de refrigeração 14, correspondendo a posição 46 da placa matriz na configuração 155 (Figura 4.1).

No total foram mapeados 14 canais de refrigeração do EC 108, em 28 operações de irradiação de 30 minutos cada. No total foram utilizadas 271 folhas de ouro, sendo que destas, 14 folhas monitoras e 5 para se avaliar a contribuição da rampa de subida de potência na ativação das folhas. Estas 5 folhas foram inseridas na mesma posição das folhas monitoras, em operações distintas, com o reator crítico, e do valor médio da atividade de saturação (\bar{A}_5^∞) se possibilita obter o fator de normalização (f_N) que além de normalizar as condições de irradiação desconta a contribuição na ativação das folhas da rampa de subida de potência. Esse fator de normalização das condições de irradiação é obtido da expressão,

$$f_N = \frac{\bar{A}_5^\infty}{A_{14}^\infty} \quad (3.1)$$

sendo A_{14}^∞ a atividade de saturação de cada uma das folhas monitoras utilizadas. Assim, obtem-se quatorze valores de f_N , responsáveis pela normalização em cada canal de refrigeração, das condições de irradiação descontadas as contribuições da rampa de subida de potência do reator.

O procedimento de irradiação, estando as placas de lucite com as folhas de ouro inseridas no núcleo do reator, é o de criticar o mesmo, estabilizando o nível de potência até o sinal de corrente da câmara de ionização compensada do canal linear indicar $0,017\mu A$. Atingido este valor de corrente, o cronometro é acionado e por 30 minutos as folhas são irradiadas. Transcorrido o tempo de irradiação, o reator é desligado com a inserção das quatro barras de controle por gravidade ("Scraam"). Retiradas as folhas do núcleo do reator, após previa monitoração da proteção radiológica, estas eram levadas para contagem da radioatividade nelas induzida, com o objetivo de se determinar a distribuição espacial do fluxo de nêutrons térmicos e epitérmicos no elemento combustível

mapeado.

B) Fluxo Rápido

Analogamente, para garantir as mesmas condições de irradiação, o valor de corrente da CIC do canal linear do reator foi mantida constante no valor de $0,17\mu\text{A}$ correspondendo a uma potência de $-4,5\text{Kw}$. Em cada operação de irradiação as barras de controle referente aos elementos 120, 119, 121 e 122 foram retiradas 730, 810, 730 e 730 passos, respectivamente,

No total realizou-se 4 operações distintas de irradiação de 1 hora cada, nos canais de refrigeração 2,5,13 e 16 (vide figura 3.8). Em cada um desses canais foi inserida uma placa de lucite similar a figura 3.6 (apenas o diâmetro para acomodação das folhas eram todos iguais com $11,3\text{mm}$), contendo nove folhas de Índio cobertas com cádmio (Figura 3.7) para evitar a reação competitiva com nêutrons térmicos: $^{115}\text{In}(n, \gamma)^{116}\text{In}$. No caso, a reação de interesse é a endotérmica $^{115}\text{In}(n, n')^{115\text{m}}\text{In}$, devido somente a nêutrons rápidos acima da energia efetiva de limiar. Conforme citado no item 2.4, foi realizado o método do fluxo integral de nêutrons, que consiste em definir uma energia efetiva de limiar E_{eff} , cujo valor para o reator IEA-R1 foi de $1,5\text{MeV}$ (Apêndice D).

Cumprе salientar que o elemento combustível 94 foi mapeado em apenas 4 canais de refrigeração, tendo em vista a não disponibilidade suficiente de folhas de Índio para um levantamento da distribuição axial do fluxo de nêutrons rápidos nos demais canais.

A monitoração das condições de irradiação foi feita pelo nível de corrente da CIC do canal linear, por se considerar a contribuição da rampa de potência, absolutamente desprezível em relação aos erros experimentais, dado o diminuto valor da seção de choque de ativação (-170mb). O procedimento de irradiação e retirada das folhas foi exatamente igual ao citado no item anterior.

C) Espectro de Energia de Nêutrons

Dada a pequena magnitude da secção de choque (mb) e o maior tempo de irradiação das folhas usadas no desdobramento do espectro de nêutrons (tabela 3.1), optou-se por inserir a placa de lucite contendo uma folha de ativação na posição central a placa de lucite (posição 5 - vide figura 3.6) com o reator crítico e a corrente da CIC do canal linear a $0,17\mu\text{A}$ (4,5Kw), com as barras de controle posicionadas de maneira similar ao mapeamento do fluxo de nêutrons rápidos.

Foram irradiados 7 detetores de ativação (vide tabela 3.1) em diferentes tempos de irradiação. As folhas posicionadas na posição central à placa de lucite, foram irradiadas no sexto canal de refrigeração do EC 94 (figura 3.8).

Transcorridos os tempos de irradiação, o reator é desligado pela queda livre das barras de controle.

As condições de irradiação foram monitoradas pelo sinal de corrente da CIC do canal linear pelos mesmos motivos expostos no item anterior, aliado aos maiores tempos de irradiação, que fazem com que pequenas variações de fluxo de nêutrons e tempos de cronometragem se tornem imperceptíveis a esses detetores de ativação.

3.4 BANCADAS E PROCEDIMENTOS EXPERIMENTAIS PARA CONTAGEM DAS FOLHAS DE ATIVAÇÃO.

Para as medidas das folhas de ativação utilizou-se o detetor semi-condutor de germânio puro (HPGe - "High Purity Germanium Detector"), e o detetor de cintilação contendo um cristal de iodeto de sódio, dopado com impurezas de tálio - NaI(Tl).

O detetor HPGe fabricado pela EG & G ORTEC é o modelo GEM-20200, cujo intervalo de utilização para espectrometria gama varia numa faixa de energia que vai de 40keV a 10MeV.

A principal vantagem na utilização dos detetores semi-condutores está na alta resolução apresentada, o que os torna in

dicados para medidas de espectrometria gama.

Os detetores do tipo NaI(Tl), por sua vez, apresentam uma eficiência global de contagem superior aos HPGe. Assim, foram montadas duas bancadas, sendo a do HPGe destinada a todas as contagens, e a do NaI(Tl) como uma bancada reserva para, se necessário, auxiliar o HPGe, devido ao grande número de folhas utilizadas na determinação do fluxo térmico e epitérmico.

3.4.1 Bancada HPGe

O circuito eletrônico utilizado pela referida bancada pode ser visualizado no diagrama de blocos da figura 3.10.

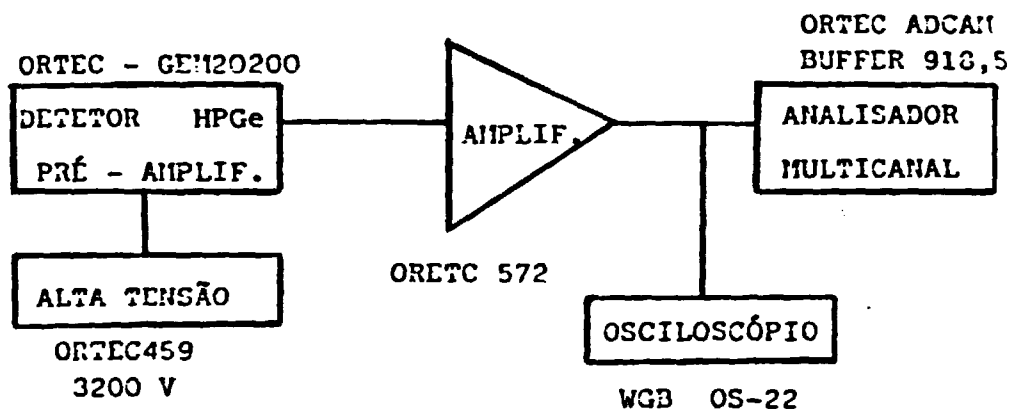


Figura 3.10 - Diagrama de blocos da bancada do detetor HPGe.

A referida bancada foi utilizada na contagem de folhas de ativação, utilizadas no desdobramento do espectro de energia dos nêutrons, e no mapeamento do fluxo de nêutrons rápidos e térmicos.

Devido a grande quantidade de folhas usadas na determinação do fluxo de nêutrons térmicos no EC 108, houve a necessidade de se usar uma bancada auxiliar na contagem das mesmas. Tal bancada foi a do detetor de cintilação NaI(Tl), descrita a seguir. Ambas as bancadas foram calibradas com folhas de ouro contadas num sistema 4πγ.

3.4.2 Bancada de NaI(Tl)

O circuito eletrônico utilizado na referida banca da pode ser visualizado no diagrama de blocos da figura 3.11.

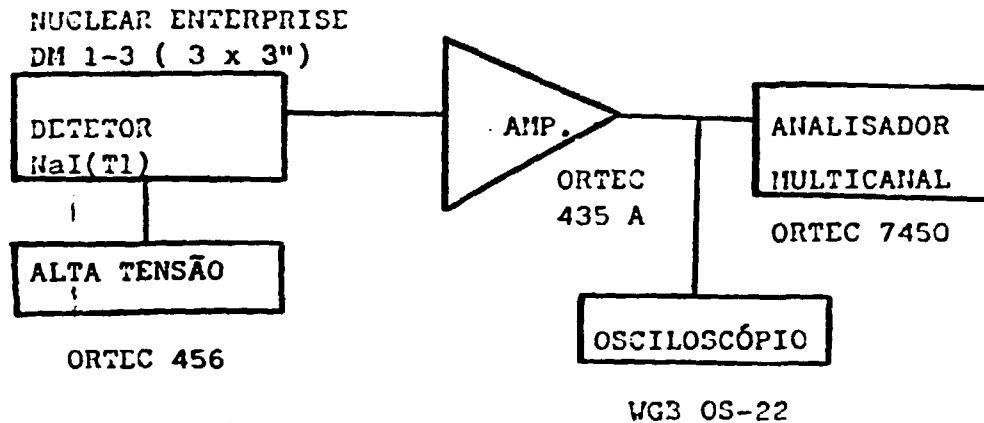


Figura 3.11 - Diagrama de blocos da bancada do detector NaI(Tl).

Os procedimentos experimentais adotados durante as contagens das folhas são análogos aos citados no item anterior.

A bancada NaI(Tl) foi responsável pela contagem de metade da quantidade das folhas de ouro. Um conjunto de folhas teve sua contagem efetuada nas duas bancadas, apresentando os mesmos resultados de atividade de saturação.

O procedimento experimental adotado durante as contagens das folhas de ativação é descrito a seguir.

1. As folhas, após prévia monitoração da proteção radiológica, são transportadas do reator para o laboratório, onde são desmontadas das placas de lucite e colocadas individualmente dentro de pequenos envelopes previamente identificados.
2. As folhas são acondicionadas em suportes circulares de lucite para contagem.
3. De forma lenta e gradual, aumenta-se a tensão no detector até atingir a tensão de operação. A fim de garantir a estabilidade do sistema, conta-se uma fonte padrão de ^{137}Cs , verificando-se

- se o centróide do fotopico obtido permanece no entorno de sua energia.
4. Teste do "qui-quadrado" para indicar se o sistema está apto a realizar as medidas dentro de padrões de confiabilidade e reprodutibilidade, contando-se uma fonte padronizada de ^{137}Cs .
 5. Verifica-se a resolução do detetor comparando-a com o valor fornecido pelo fabricante.
 6. Mede-se a razão "sinal/ruído" no osciloscópio que deve ser maior do que 10.
 7. Calibra-se o analisador multicanal relacionando canal/energia através de fontes padronizadas num intervalo de energia compreendido entre 276 a 1333keV.
 8. Com a folha mais radioativa, são efetuadas contagens a fim de estabelecer uma taxa máxima de contagem sem problemas de "tempo morto".
 9. Com a folha mais radioativa, delimita-se a janela do analisador em torno do fotopico, mantendo-a constante em todas as demais contagens.
 10. Cumprindo-se todos esses itens, inicia-se as contagens sistemáticas das folhas, realizando-se análises de espectrometria gama num micro-computador IBM-PC, através de um programa fornecido pela ORTEC⁴⁰. A contagem líquida integrada ao longo do tempo deve ser de 10.000 contagens, a fim de se obter uma boa estatística.

As condições de operação dos amplificadores em ambas as bancadas foram estabelecidas a partir da análise do sinal do pulso do osciloscópio, e são descritas na tabela 3.2.

As curvas de linearidade do multicanal, contagem pelo inverso do quadrado da distância folha-detetor, e eficiência global de contagem, para ambas as bancadas, estão nas figuras 3.13, 3.14, 3.15 e 3.12 respectivamente.

O objetivo da curva de linearidade e o de obter a curva de calibração do sistema de espectrometria gama, além de verificar o bom funcionamento do multicanal. Para tal foram utilizados um conjunto de fontes padronizadas, gentilmente cedidos pela NPI-IPEN.

EXPERIMENTO	MODELO DO AMPLIFICADOR	GANHO GROSSO	GANHO FINO	CONST. TEMPO
Medida de Espectro	ORTEC 572	50	6,1	0,5 μ s
Fluxo Rápido	ORTEC 572	20	11,9	6,0 μ s
Fluxo Terminal (HPGe)	ORTEC 572	50	6,1	0,5 μ s
Fluxo Terminal NaI(Tl)	ORTEC 435 A	1,0	1,2	(*)

Tabela 3.2 - Condições de operação do amplificador.

(*) fixado internamente no aparelho

A curva contagem \times inverso do quadrado da distância folha-detetor tem a finalidade de estabelecer uma taxa máxima de contagem sem problemas de saturação de contagem no detetor.

Por fim, a curva de eficiência global de contagem serve para determinação absoluta das atividades dos detetores de ativação.

A figura 3.16 apresenta a bancada HPGe utilizada na contagem das folhas de ativação.

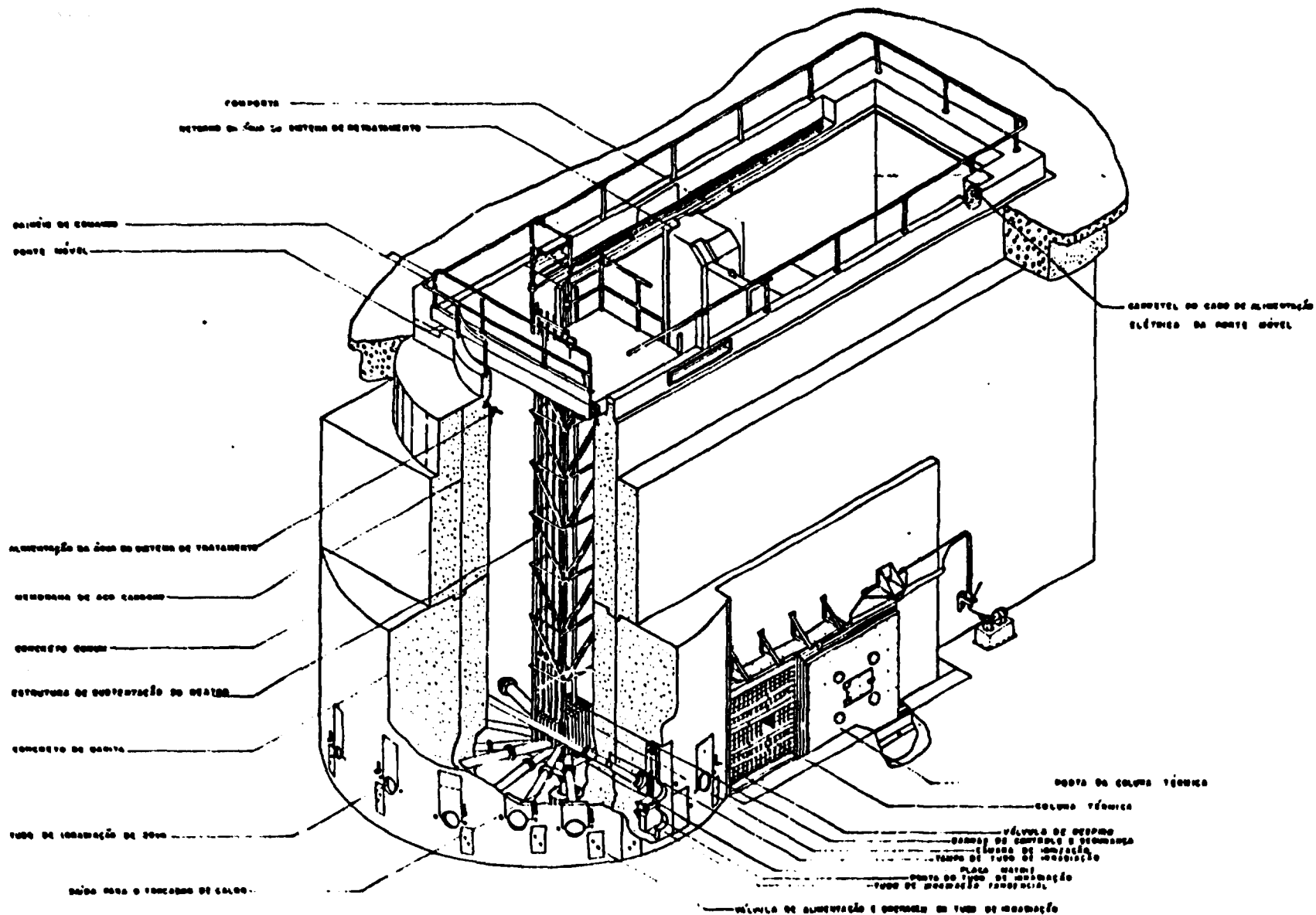


FIG. 3.1 - VISTA GERAL DO REATOR IEA-R1

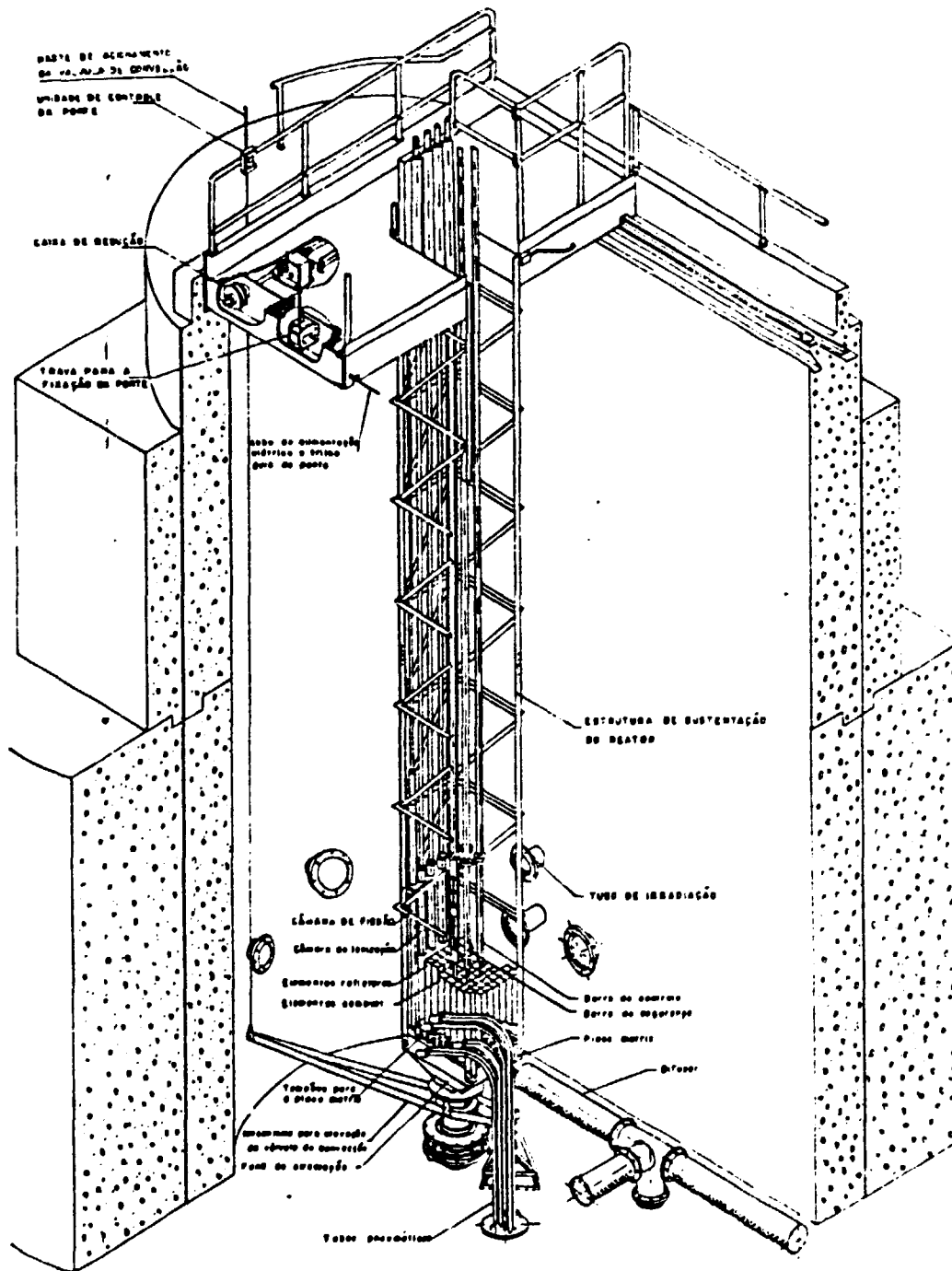


FIG. 3.2 - VISTA DO NÚCLEO DO REATOR E DA TRELICA DE SUSTENTAÇÃO CONECTADA A PONTE ROLANTE.

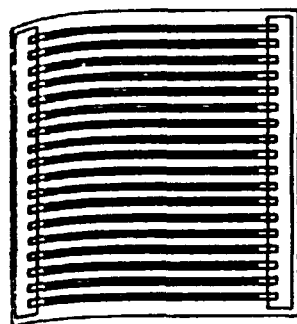


Fig. A: E.C. PADRÃO

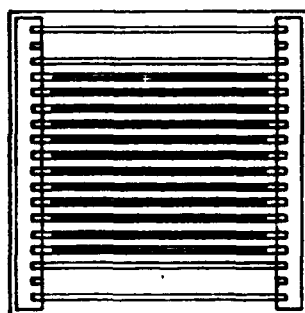


Fig. B: E.C. CONTROLE

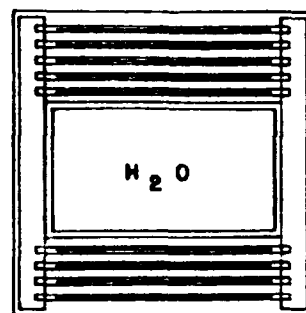


Fig. C: E.C. IRRADIAÇÃO

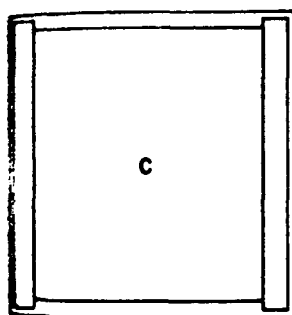


Fig. D: E. REFL. GRAFITE

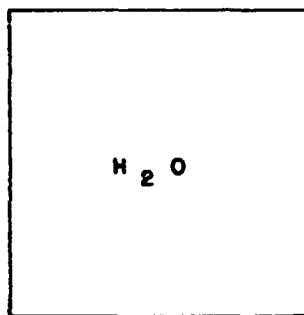


Fig. E: E. REFL. DE ÁGUA

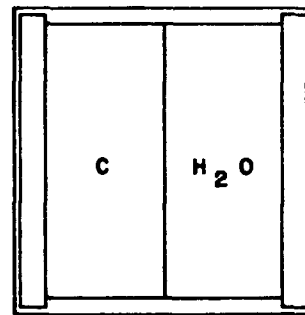


Fig. F: E. REFL. C + H₂O

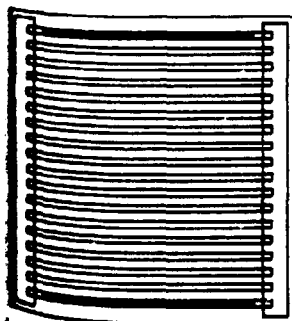


Fig. G: E.C. 128

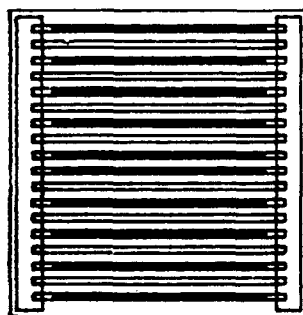
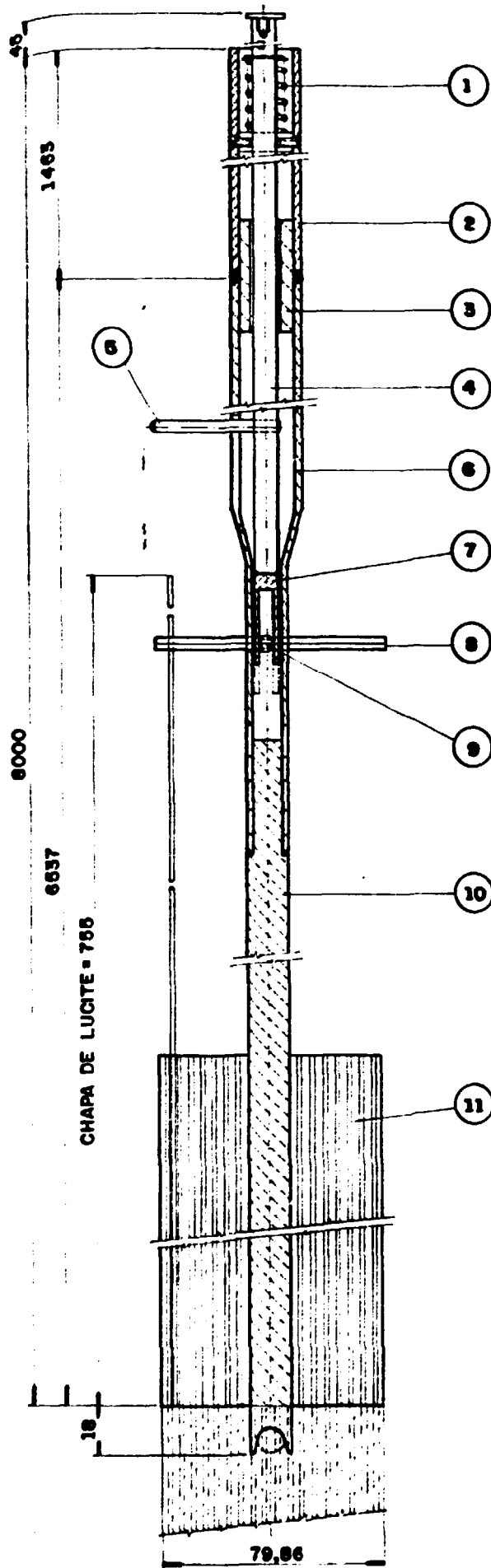


Fig. H: E.C. 129

FIG.3.3 - ELEMENTOS COMBUSTÍVEIS, DE CONTROLE E REFLETORES DO REATOR IEA-R1



POS.	DENOMINAÇÃO
1	MOLA
2	TUBO SUPORTE
3	UNIÃO DO SUPORTE
4	HASTE DE ACIONAMENTO
5	PINO AUXILIAR
6	TUBO SUPORTE
7	ACIONAMENTO
8	TRAVA
9	ACIONADOR
10	GUIA
11	SUPORTE GUIA DAS PLACAS LUCITE

FIG. 3.4 - DISPOSITIVO MECÂNICO PARA INSERÇÃO DE FOLHAS DE ATIVAÇÃO NO NÚCLEO DO REATOR IEA-R1.

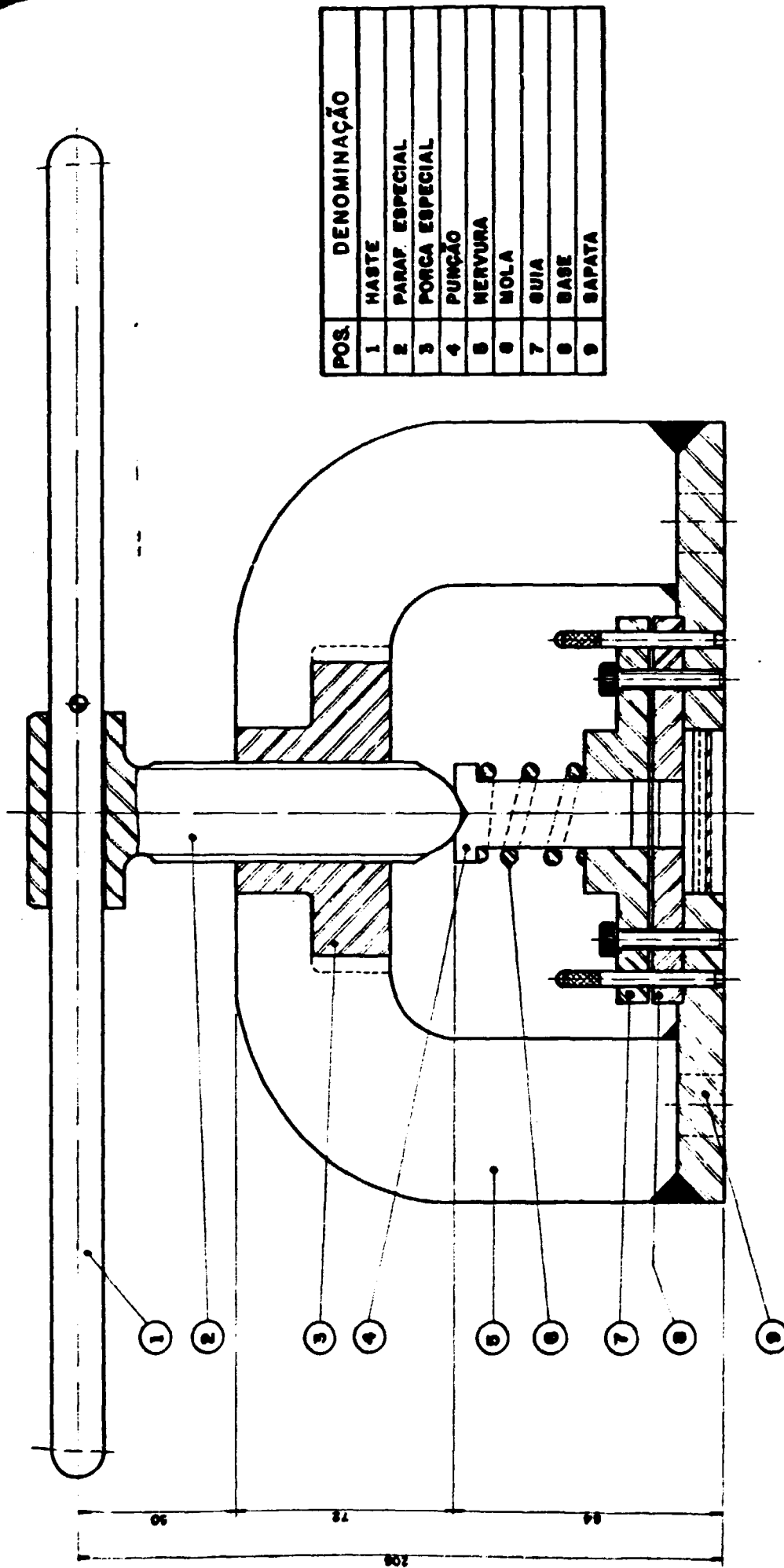


FIG. 3.5 -DISPOSITIVO DE CORTE DE FOLHAS DE ATIVAÇÃO E CONFECCÃO DE CAIXAS DE CÁDMIO.

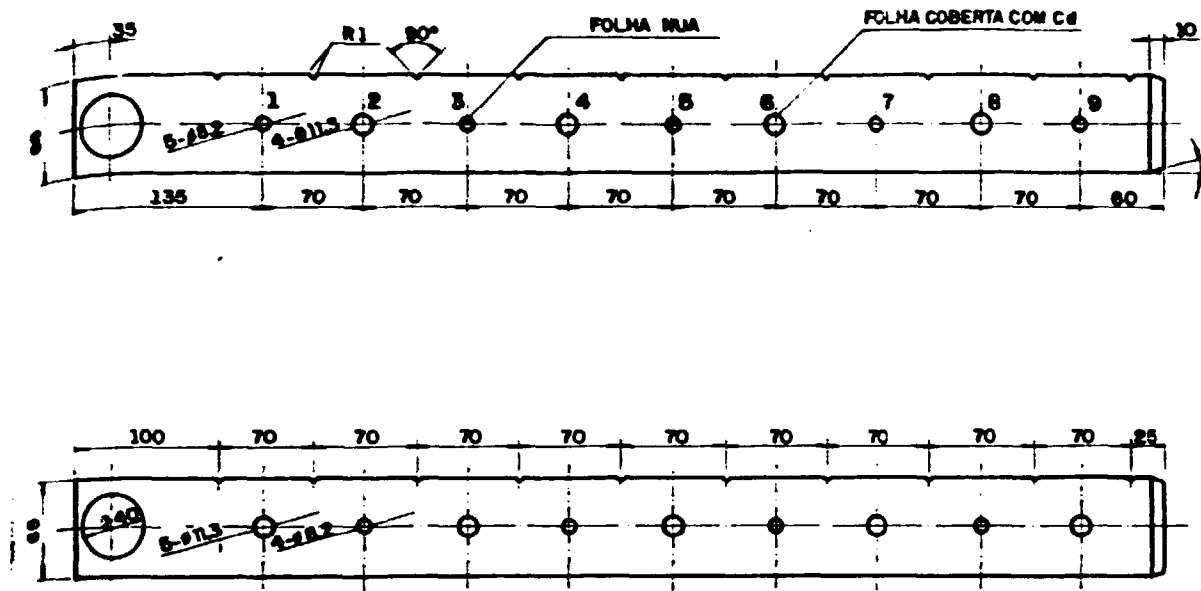


FIG.3.6-SUPORTE DE ACRÍLICO (LUCITE) PARA FIXAÇÃO DAS FOLHAS DE ATIVAÇÃO.

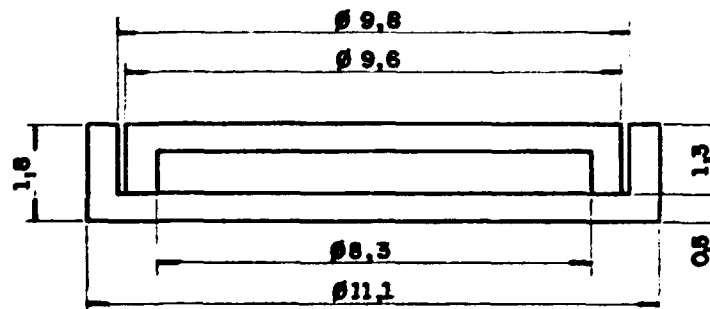


FIG.3.7-DIMENSÕES DAS CAIXAS DE CÁDMIO (mm).

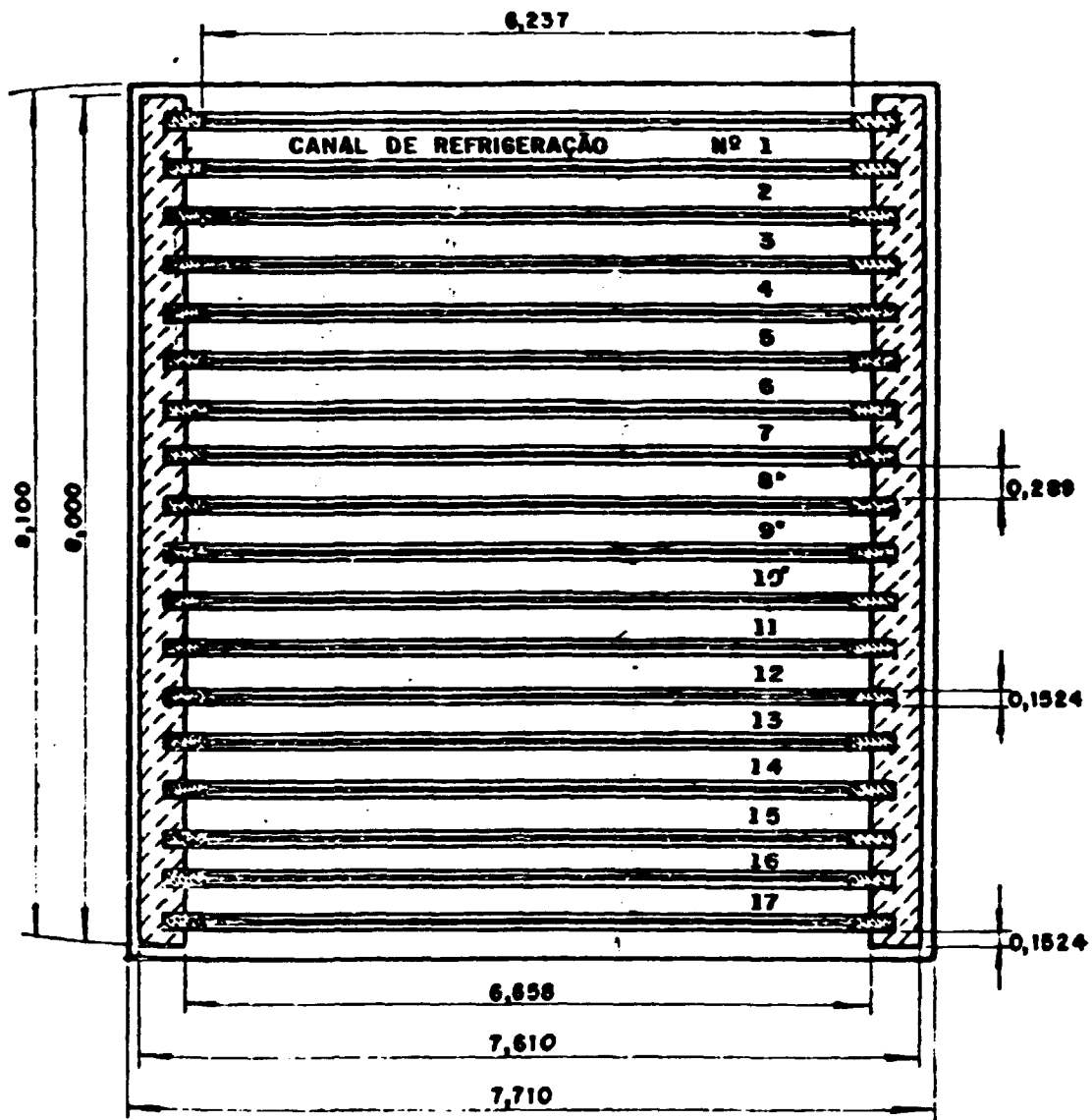


FIG 3.8- IDENTIFICAÇÃO DOS CANAIS DE REFRIGERAÇÃO PARA MAPEAMENTO DO FLUXO DE NEUTRÔNS.

* - INACESSÍVEL DEVIDO O PINO DE SUSTENTAÇÃO DO ELEM. COMBUSTÍVEL

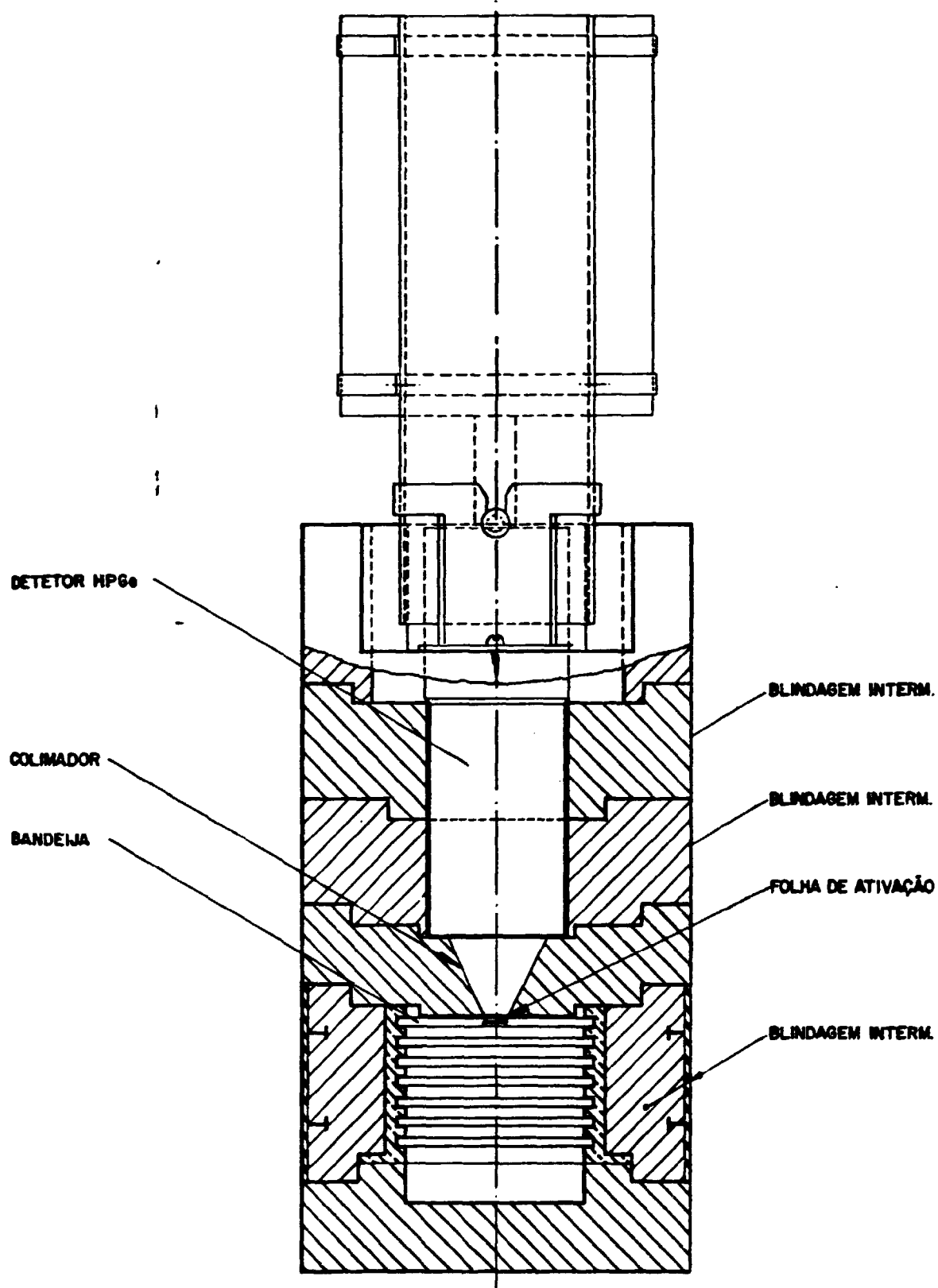


FIG. 3.9 - CASTELO DE CHUMBO PARA O DETETOR HPGe.

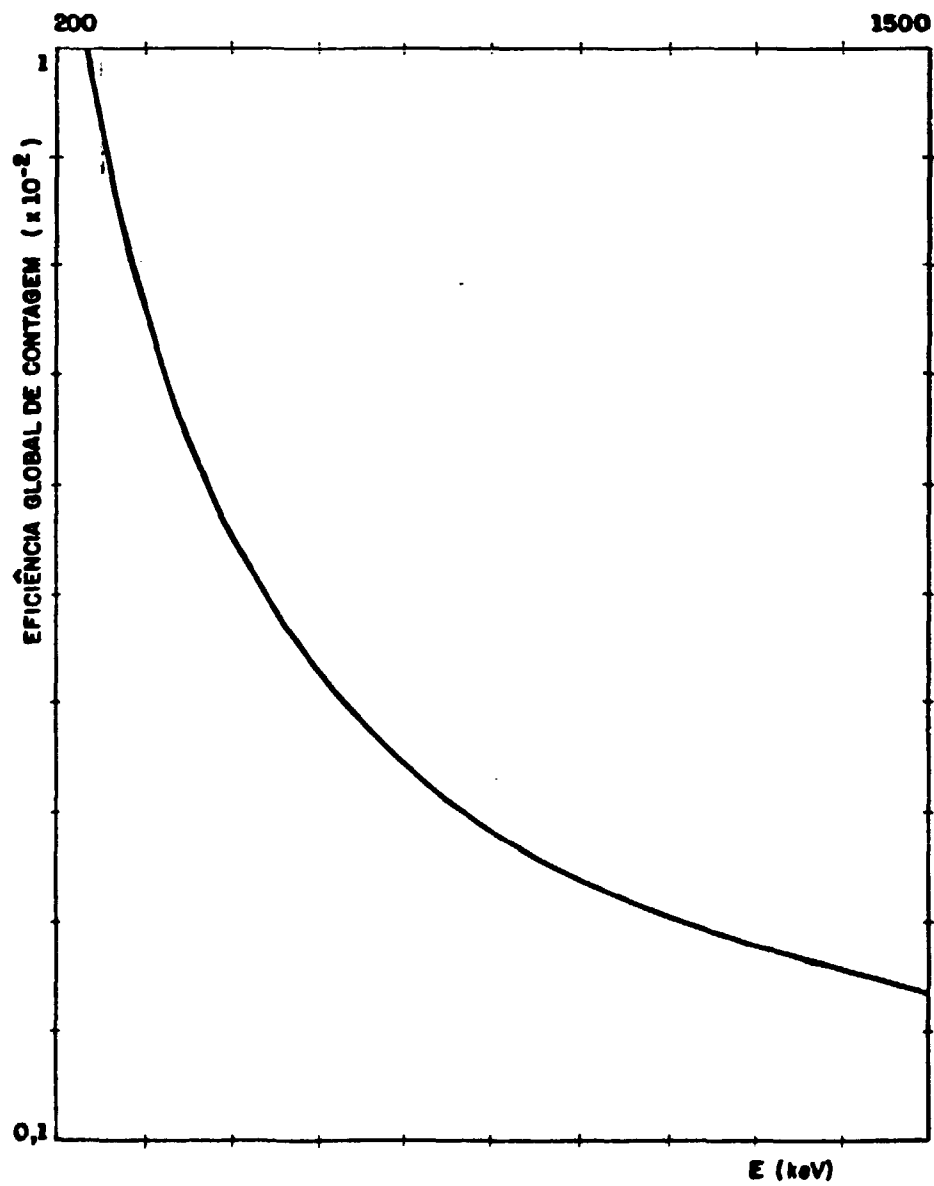


FIG.3.12-CURVA DE EFICIÊNCIA PARA A 1ª GAVETA DA BANCADA HPGe.

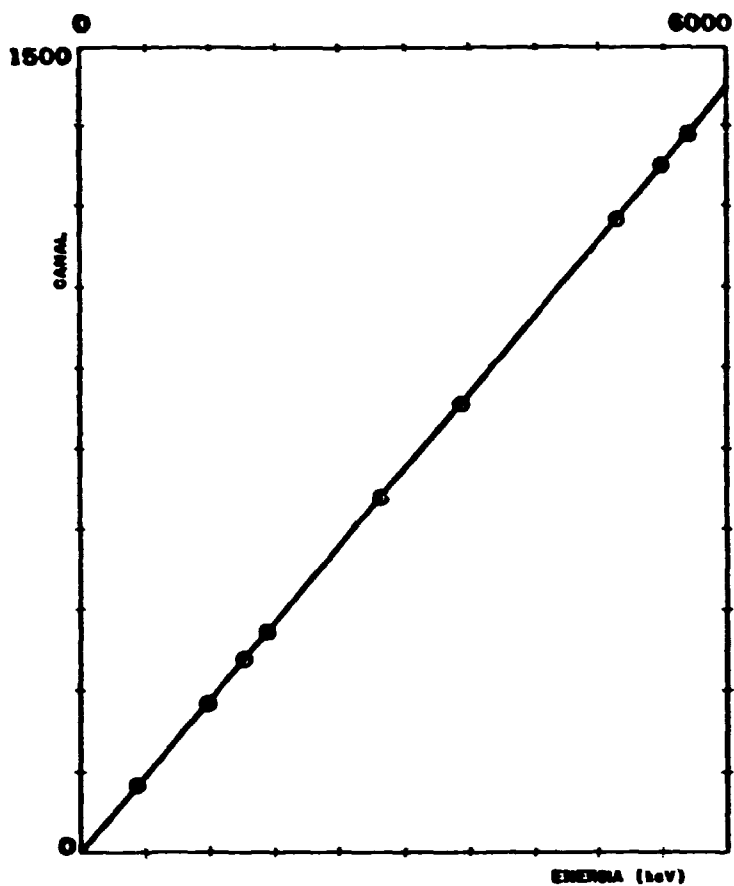


FIG.3.13- LINEARIDADE DO MULTICANAL ORTEC 918,5 (BANCADA HPGe)

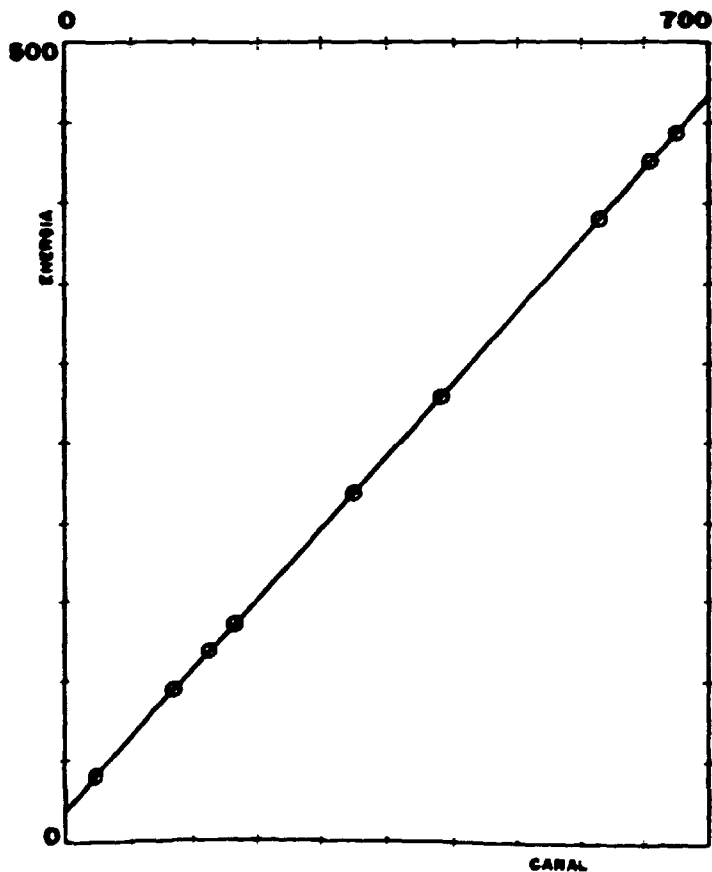


FIG.3.14- LINEARIDADE DO MULTICANAL ORTEC 7450 (BANCADA NaI)

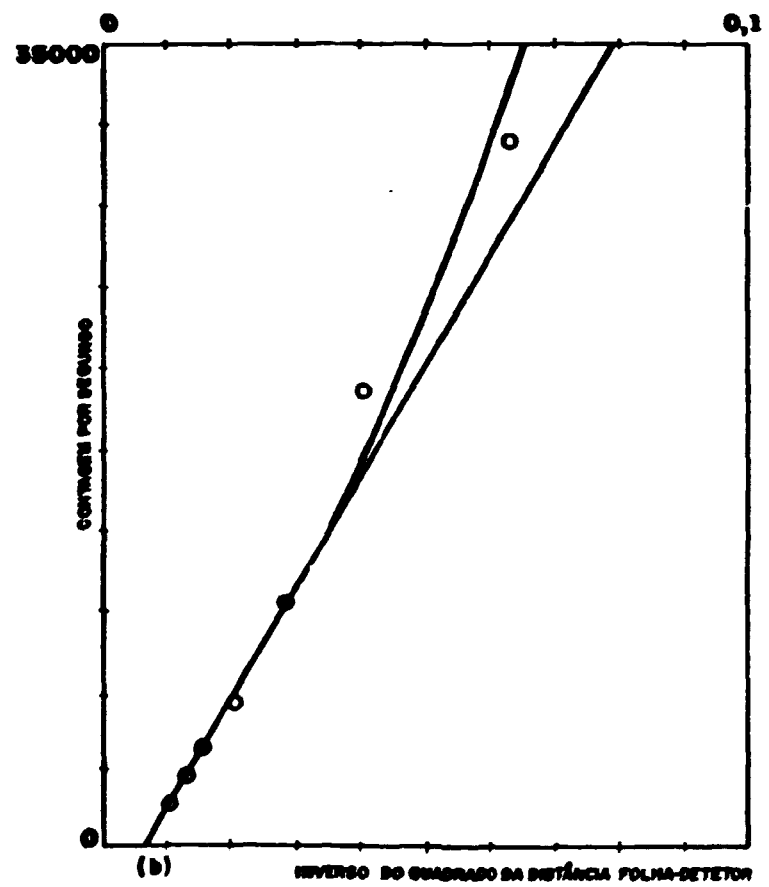
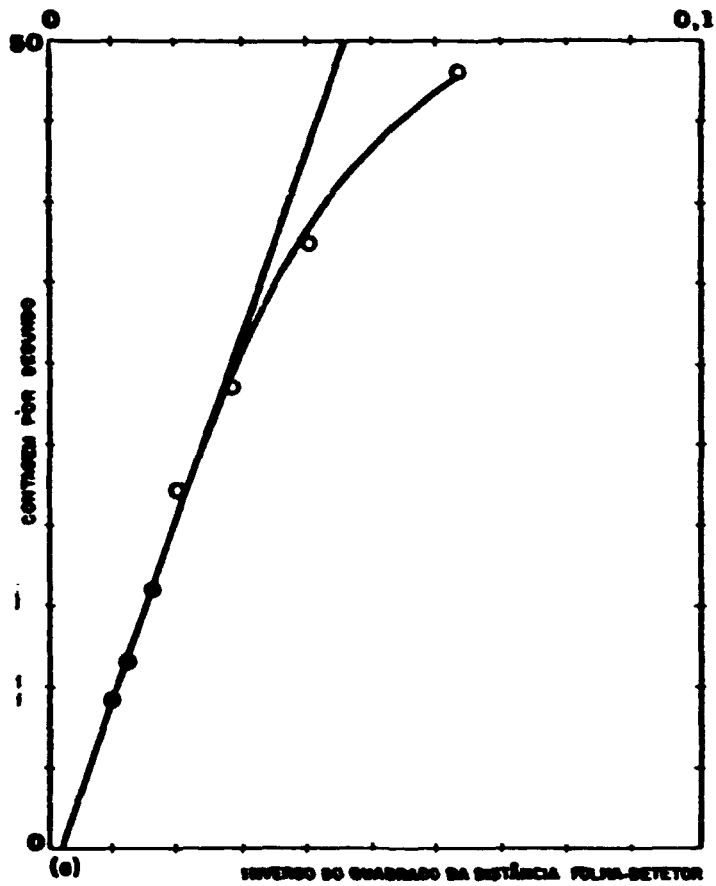


FIG. 3.15-CURVA CONTAGEM x INVERSO DO QUADRADO DA DISTANCIA FOLHA-DETECTOR PARA DEFINIÇÃO DA TAXA MÁXIMA DE CONTAGEM.
(a) : BANCADA HPGe.
(b) : BANCADA NaI.

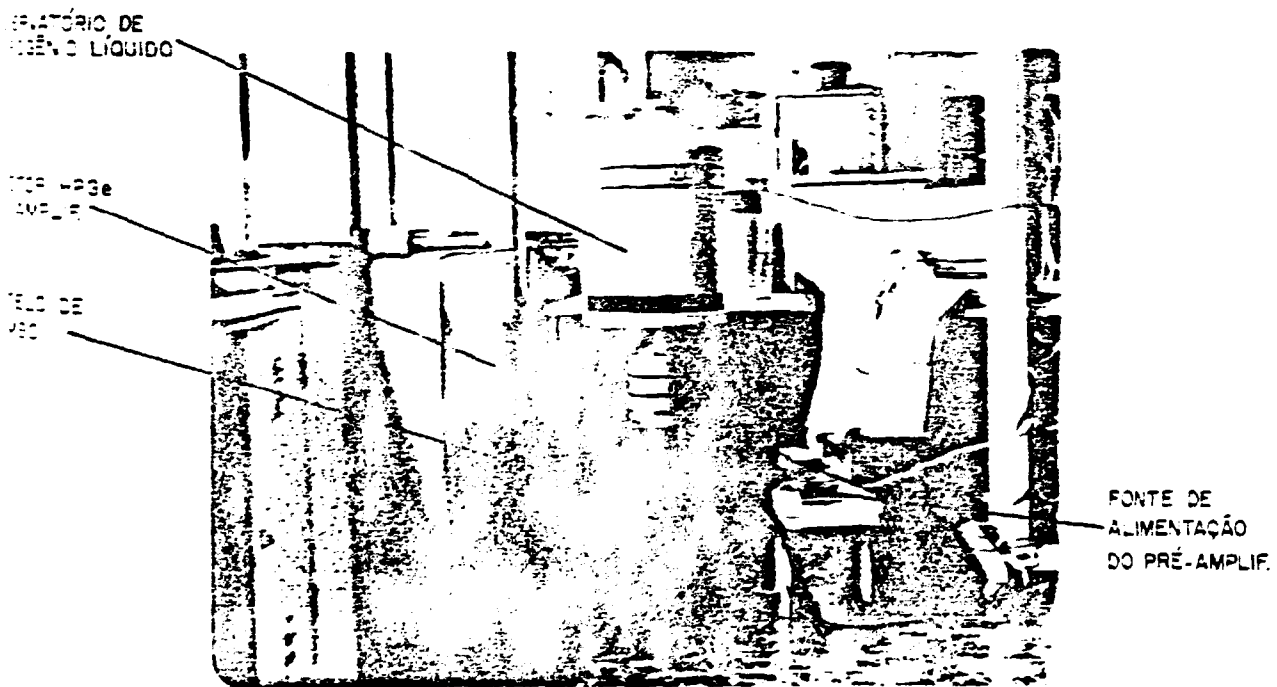
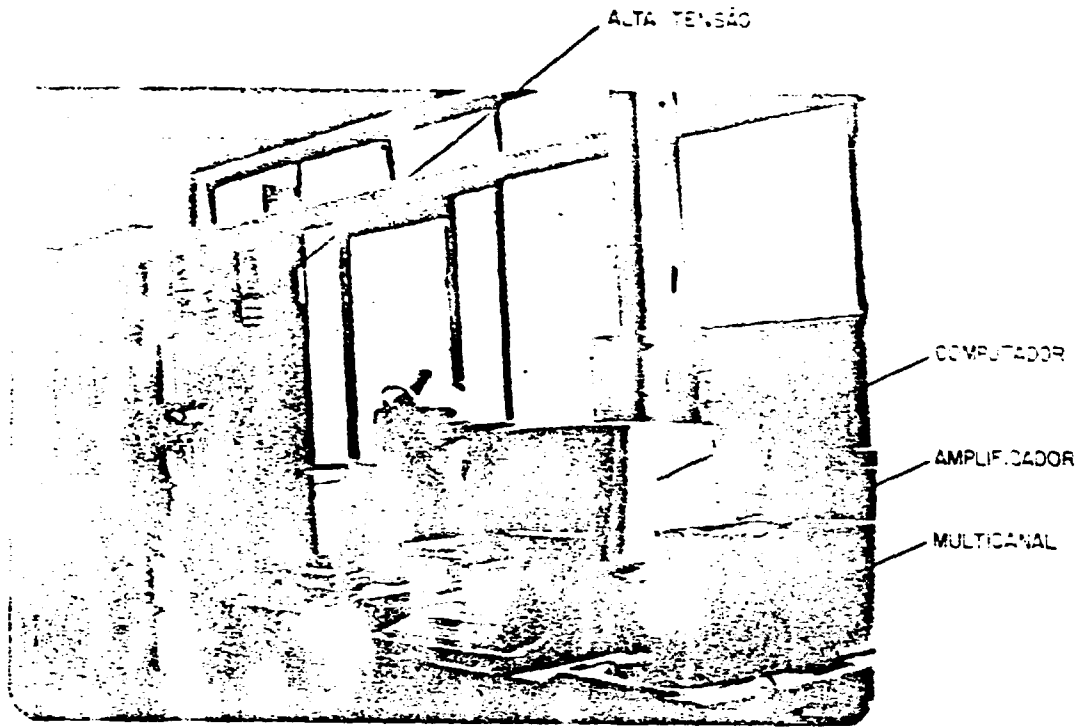


FIG 3 16 - BANCADA HPGe PARA CONTAGEM DE FOLHAS DE ATIVAÇÃO.

CAPÍTULO 4

4. CÁLCULO DA DISTRIBUIÇÃO ESPACIAL E ENERGÉTICA DE NÉUTRONS

4.1 INTRODUÇÃO

Ao se projetar um reator nuclear há a necessidade de se determinar por cálculo uma série de parâmetros nucleares e não nucleares, que venham a garantir uma operação segura, econômica e confiável, competitiva com as demais formas de produção de energia. Para tal, são utilizados por físicos e engenheiros que trabalham no campo da engenharia nuclear, códigos computacionais, amplamente testados e aperfeiçoados em vários laboratórios do mundo .

Códigos em Física de Reatores podem ser classificados em três categorias gerais: (1) códigos para geração de seções de choque dependentes da energia através de cálculos celulares, (2) códigos estáticos para resolver uma dada classe de problemas que dependem da determinação da constante de multiplicação e da distribuição de fluxo, e (3) códigos dependentes do tempo no qual podem ser divididos em códigos de depleção, no qual o período de tempo considerado é longo e códigos de cinética no qual o período de tempo pequeno é requerido para análise de segurança.

Dentro de cada uma dessas categorias, uma classificação mais fina pode ser feita. Vários passos são necessários para se transformar dados nucleares experimentais de seção de choque numa forma apropriada para cálculos de projeto, com cada passo requisitando de um código. Uma idéia de todo o processo pode ser visualizada na figura 4.1.A.

Com relação a biblioteca de dados nucleares, vários países do mundo as tem classificado em arquivos (fitas), como por exemplo nos EUA o "National Data Center" (NDC) do Laboratório Nacional de Brookhaven (BNL) que tem compilado biblioteca de dados nucleares microscópicos, cujo arquivo é conhecido como ENDF ("Evaluated Nuclear Data File"). Antes a biblioteca de dados nucleares eram compilados nos conhecidos "barn book", como o BNL -325.

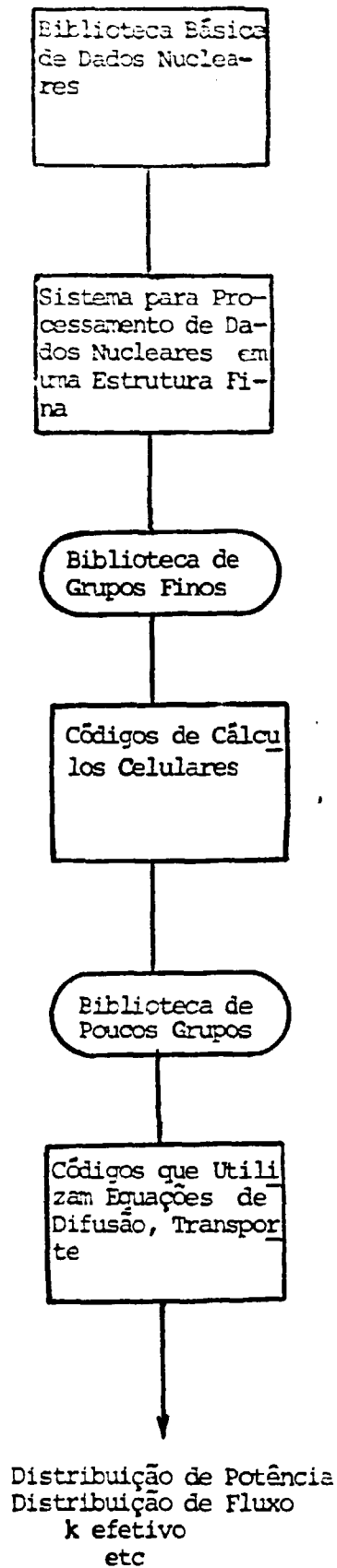


Figura 4.1-A - Sequência de Procedimentos para Cálculo de Parâmetros de Interesse em Física de Reatores.

Os dados do ENDF/B nas versões de I a V contêm valores de secção de choque para 90 isótopos numa faixa de energia de 10^{-5} eV até 20MeV. Particularmente, o IPEN possui o ENDF/B-IV versão 1974, bem como o ENDF/B-V versão 1979 para arquivo dosimétrico.

Como exemplo de códigos que realizam o processamento de dados em uma estrutura fina estão o FLANGE-II e o ETOG-3. O código FLANGE-II gera dados em 30 grupos de energia térmicos, enquanto o ETOG-3 em 54 grupos rápidos.

O código Hammer é um exemplo de código celular gerando dados nucleares a partir da equação unidimensional de transporte em 4 grupos, sendo 3 grupos rápidos e 1 grupo térmico. Por fim, o código CITATION, utilizando a equação de difusão, a partir de certos dados de entrada como potência, arranjo geométrico e os parâmetros nucleares calculados a nível celular pelo Hammer, fornece como saída a distribuição espacial de potência e fluxo, a constante de multiplicação efetiva, etc.

Para a obtenção das constantes de grupo utilizadas nos códigos estáticos, os códigos celulares utilizam modelos da teoria de moderação com base nas aproximações P-1, ou B-1 da equação de transporte, como por exemplo o modelo MUFT para obtenção dos espectros rápidos. Para obtenção do espectro térmico os códigos celulares utilizam a equação de transporte com núcleos de espalhamento, tais como Wigner-Wilkins (SOFOCATE), ou Nelkins (THERMOS), sendo estes cálculos realizados na geometria celular representativa das regiões do reator (célula unitária) para que o resultado do espectro calculado na célula seja utilizado para a ponderação das constantes multigrupo numa estrutura de poucos grupos.

Para os cálculos estáticos a equação básica é a equação de difusão para um grupo de letargia j ,

$$\nabla [D_j(r)\nabla\phi_j(r,t)] - \Sigma_j(r)\phi_j(r,t) + S_j(r,t) = \frac{1}{v_j} \frac{\partial \phi_j(r,t)}{\partial t}, \quad (4.1)$$

onde j se refere ao grupo, r a coordenada de posição, e t a variável tempo, Σ_j a secção de choque de absorção mais a secção de choque de espalhamento para fora do grupo j , ϕ_j o fluxo de letargia no grupo j , S_j o termo de fonte que consiste dos nêutrons espalhados para dentro do grupo acrescidos do número de nêutrons de fissão no grupo em relação as fissões em todos os grupos. Assim,

$$S_j(r,t) = \sum_{k=1}^{j-1} \Sigma_{K \rightarrow j}(r) \phi_K(r,t) + X_j \sum_{k=1}^J (v \Sigma_f)_K(r) \phi_K(r,t) \quad (4.2)$$

onde $\Sigma_{K \rightarrow j}$ é a secção de choque de espalhamento (elástico e inelástico) do grupo K para o j , X o espectro de fissão normalizado ($\sum_{j=1}^J X_j = 1$), e J o número total de grupos.

Reescrevendo a equação (4.1) para o reator em estado estacionário (solução independente do tempo), que é a equação básica dos códigos estáticos temos,

$$-D_j \nabla^2 \phi_j(r) + \Sigma_j(r) \phi_j(r) - \sum_{k=1}^{j-1} \Sigma_{K \rightarrow j}(r) \phi_K(r) = \frac{1}{\lambda} X_j \sum_{k=1}^J (v \Sigma_f)_K(r) \phi_K(r) \quad (4.3)$$

Neste problema de auto-valor, estuda-se os efeitos de mudanças nos parâmetros quando λ tende a um valor unitário. Neste caso ϕ_j variará muito pouco na forma espacial, quando os outros parâmetros forem variados.

Aplicando as condições de contorno, incluindo a condição de continuidade de corrente e fluxo entre as interfaces de regiões, a equação (4.3) é resolvida através de técnicas numéricas (ex. Diferenças Finitas, Elementos Finitos, Métodos Nodais, Síntese, etc).

4.3 CÓDIGOS HAMMER E CITATION

O código Hammer ("Heterogeneous Analysis by Multigroup Methods of Exponentials and Reactors") foi desenvolvido no labo

reatório de Savannah River por J.E. Luich e H.C. Honeck em 1966. Ba si l e m e n t e, estuda o comportamento neutrônico pela teoria inte gr al uni di me n s io n al de tr an s po r t e em uma célula, representativa de cada região do reator, em termos de geometria, material e con ce n tr a ç ã o de nuclídeos. Um desenho esquemático de todas as cé lu las do reator IEA-R1 podem ser visualizados nas figuras 4.3 a 4.10.

Os cálculos celulares foram realizados pelo código Hammer em todas as regiões do reator, a exceção das células re pre sen t a t i v a s das barras de controle, onde se utilizou o código Hammer-Technion^{/50/}, uma versão mais atualizada do código Hammer, cuja biblioteca de seção de choque contém pa râ m e t r os de ressonância de elementos como Ag, In e Cd utilizadas como ab so r ve d o r e s de nêutrons nas barras de controle.

O espectro de nêutrons calculado a nível celular na cé lu la representativa do EC94 (moderador) pode ser visualizado na figura 4.11.

O código CITATION foi desenvolvido em Oak Ridge Laboratory por T.B. Fousler, D.R. Voundy e G.M. Cumingham em 1960, sendo revisado em 1971.

O programa CITATION resolve a equação de difusão de nêutrons em multigrupo pelo método de diferenças finitas em at é tr ê s dim en s õ es, incluindo problemas de depleção de combustível, o que permite a análise de ciclos combustíveis, tornando-o de aplicação bem geral. O programa permite tratar geometrias X-Y-Z, r-θ-Z, hexagonal-Z e triangular-Z, além de tratar problemas de perturbação de primeira ordem.

O método de solução é explícito, aproximado por diferenças finitas no espaço e no tempo, sendo os problemas de auto-va lor solucionados por iterações diretas na determinação do fator de multiplicação dos nêutrons ou através da variação da con ce n tr a ç ã o de nuclídeos na determinação da criticalidade do sistema.

4.3 METODOLOGIA E MODELAGEM DE CÁLCULO

Inicialmente utilizou-se o código HAMMER, para a geração das constantes de multigrupo em cada uma das células, representativas de cada região do reator, através de cálculos efetuados pela teoria de transporte.

As constantes geradas no HAMMER servem de entrada ao código CITATION que expandindo as células ao longo do reator, de acordo com as coordenadas de cada região do reator especificadas na entrada do código, calcula a distribuição espacial do fluxo de nêutrons no reator em até 4 grupos de energia. Os grupos de energia são dados na tabela 4.1.

GRUPO DE ENERGIA	LIMITES DE ENERGIA
1	10,0MeV a 0,8208MeV
2	0,8208MeV a 5,531KeV
3	5,531KeV a 0,625eV
4	0,625eV a 10^{-5} eV

Tabela 4.1 - Grupos de energia do fluxo de nêutrons do programa HAMMER.

As células representativas das barras de controle são calculadas pelo código HAMMER-TECHNION, pois este código além de conter uma biblioteca mais completa para elementos absorvedores, permite obter as taxas de reação em cada região celular. Ao se modelar a referida célula, além da placa absorvedora do elemento de controle se leva em conta suas vizinhanças, como placas combustíveis e de alumínio, razão pela qual é conhecida como super-célula.

As taxas de reação em cada região da super-célula, calculadas pelo código HAMMER-TECHNION através da teoria de transporte, são mantidas constantes no código CITATION através do ajuste iterativo de suas constantes macroscópicas multigrupo. Tal ajuste é necessário devido a utilização da teoria da difusão, nos cálculos da distribuição de fluxo neutrônico, que não é válida em regiões absorvedoras ou próximas delas. A metodologia

gia utilizada para este tipo de cálculo é a de Nordheim - Scaletter, relativamente simples e rápida^{28/}.

Assim, o código Hammer calcula as taxas de reação celulares em todas regiões do reator, excessão àquelas próximas à regiões absorvedoras calculadas pelo código Hammer-Technion. As células unitárias foram construídas conforme procedimento utilizado por Franjdlich^{16/}.

O núcleo do reator IEA-R1 foi modelado em 3 dimensões, geometria X-Y-Z. A modelagem X-Y, bem como na direção Z podem ser visualizadas nas figuras 4.1 e 4.2.

O código Citation foi processado em 4 grupos de energia (vide tabela 4.1) para o arranjo 155 do núcleo (vide figura 4.1) com as barras de controle na posição em que foram realizados os experimentos e que estão descritos no item 3.0. A tabela 4.2 mostra as divisões ("meshs") utilizados na direção X e Y e a 4.3 as divisões na direção Z.

Utilizando-se o código Hammer-Technion também se calculou o espectro de energia dos nêutrons na região moderadora da célula combustível do EC94 em 83 grupos de energia. Esses grupos de energia se devem aos programas Thermos (30 grupos) e Hamlet (54 grupos) que compõem os cinco programas do sistema de programas Hammer^{50/}.

O programa Thermos é responsável pela distribuição espacial do fluxo térmico, fornecendo como resultado seções de choque médias em um grupo ($E < 0,625\text{eV}$), assim como parâmetros de difusão, distribuição espacial do fluxo e taxas de reação.

O programa Hamlet calcula a distribuição espacial do fluxo (intermediária e rápido) em 54 grupos de energia fornecendo as seções de choque média e parâmetros de difusão em 3 grupos de energia (vide tabela 4.1). A tabela 4.4 e 4.5 mostra a estrutura de grupos na região térmica e rápida.

Nº de Divisões ("MESH")	Dimensões (cm)	Plano	Nº de Divisões ("MESH")	Dimensões (cm)	Plano
2	8,100	Y	1	1,350	Y
2	8,100	Y	2	5,400	Y
1	2,220	Y	1	1,350	Y
1	4,000	Y	2	8,100	Y
1	1,880	Y	2	8,100	Y
1	0,520	Y	2	8,100	Y
1	1,700	Y	2	7,709	X
1	1,390	Y	2	7,709	X
1	0,880	Y	1	3,125	X
1	1,730	Y	1	4,585	X
1	1,360	Y	2	7,709	X
1	0,520	Y	2	7,709	X
17	8,100	Y	2	7,709	X
1	1,350	Y	2	7,709	X
2	5,400	Y	2	7,709	X
1	1,350	Y	2	7,709	X
2	8,100	Y	2	15,200	X

Tabela 4.2 - Modelagem nas direções X e Y (vide figura 4.1).

Nº de Divisões ("MESH")	Dimensões (cm)	Plano
4	12,000	Z
2	4,000	Z
1	1,250	Z
11	33,300	Z
10	26,500	Z
1	1,250	Z
2	4,000	Z
1	3,000	Z
4	12,000	Z

(a)

Nº de Divisões ("MESH")	Dimensões (cm)	Plano
4	12,000	Z
2	4,00	Z
1	1,250	Z
6	11,160	Z
2	5,040	Z
20	43,600	Z
1	1,250	Z
2	4,000	Z
1	3,000	Z
4	12,000	Z

(b)

Tabela 4.3 - Modelagem no código CITATION na direção Z (vide figura 4.2).

(a) - Potência 451W (fluxo de nêutrons térmicos)

(b) - Potência 4,51KW (fluxo de nêutrons rápidos)

Grupo	E_{inferior} (MeV)	E_{superior} (MeV)	Intervalo de Letargia Δu
1	6,33 E-11	5,693 E-10	2,196
2	5,693 E-10	1,5813 E-9	1,026
3	1,5813 E-9	3,0993 E-9	6,729 E-1
4	3,0993 E-9	5,1233 E-9	5,026 E-1
5	5,1233 E-9	7,6533 E-9	4,0133 E-1
6	7,6533 E-9	1,06893 E-8	3,3411 E-1
7	1,06893 E-8	1,42313 E-8	2,8620 E-1
8	1,42313 E-8	1,82793 E-8	2,5033 E-1
9	1,82793 E-8	2,28333 E-8	2,225 E-1
10	2,28333 E-8	2,78933 E-8	2,0017 E-1
11	2,78933 E-8	3,34593 E-8	1,8194 E-1
12	3,34593 E-8	3,95313 E-8	1,6676 E-1
13	3,95313 E-8	4,61093 E-8	1,5392 E-1
14	4,61093 E-8	5,31933 E-8	1,4292 E-1
15	5,31933 E-8	6,0783 E-8	1,3338 E-1
16	6,0783 E-8	6,97167 E-8	1,3712 E-1
17	6,97167 E-8	8,01605 E-8	1,3959 E-1
18	8,01605 E-8	9,22969 E-8	1,4098 E-1
19	9,22969 E-8	1,063233 E-7	1,4147 E-1
20	1,063233 E-7	1,21896 E-7	1,3668 E-1
21	1,21896 E-7	1,409109 E-7	1,4496 E-1
22	1,409109 E-7	1,645133 E-7	1,5486 E-1
23	1,645133 E-7	1,941244 E-7	1,6551 E-1
24	1,941244 E-7	2,315108 E-7	1,7613 E-1
25	2,315108 E-7	2,788667 E-7	1,8611 E-1
26	2,788667 E-7	3,389087 E-7	1,9500 E-1
27	3,389087 E-7	4,149833 E-7	2,0251 E-1
28	4,149833 E-7	5,11871 E-7	2,0850 E-1
29	5,11871 E-7	6,248070 E-7	2,0071 E-1
30*	6,248070 E-7	7,849300 E-7	-----

Tabela 4.4 - Grupos de energia na faixa térmica do espectro

* O grupo 30 é um grupo de fonte para a região térmica ("Slowin -Down").

Grupo	E_{inferior} (MeV)	E_{superior} (MeV)	Intervalo de letargia Δu
1	7,788	10,00	0,250
2	6,0653	7,788	0,250
3	4,7237	6,0653	0,250
4	3,6788	4,7237	0,250
5	2,865	3,6788	0,250
6	2,2313	2,8650	0,250
7	1,7377	2,2313	0,250
8	1,3534	1,7377	0,250
9	1,0540	1,3534	0,250
10	8,2085 E-1	1,0540	0,250
11	6,3928 E-1	8,2085 E-1	0,250
12	4,9787 E-1	6,3928 E-1	0,250
13	3,8774 E-1	4,9787 E-1	0,250
14	3,0197 E-1	3,8774 E-1	0,250
15	2,3518 E-1	3,0197 E-1	0,250
16	1,8316 E-1	2,3518 E-1	0,250
17	1,4264 E-1	1,8316 E-1	0,250
18	1,1109 E-1	1,4264 E-1	0,250
19	8,6517 E-2	1,1109 E-1	0,250
20	6,7379 E-2	8,6517 E-2	0,250
21	4,0868 E-2	6,7379 E-2	0,500
22	2,4788 E-2	4,0868 E-2	0,500
23	1,5034 E-2	2,4788 E-2	0,500
24	9,1188 E-3	1,5034 E-2	0,500
25	5,5308 E-3	9,1188 E-3	0,500
26	3,3546 E-3	5,5308 E-3	0,500
27	2,0347 E-3	3,3546 E-3	0,500
28	1,2341 E-3	2,0347 E-3	0,500
29	7,4852 E-4	1,2341 E-3	0,500
30	4,5400 E-4	7,4852 E-4	0,500
31	2,7536 E-4	4,5400 E-4	0,500
32	1,6702 E-4	2,7536 E-4	0,500
33	1,3007 E-4	1,6702 E-4	0,250
34	1,0130 E-4	1,3007 E-4	0,250

Continuação

35	7,8893 E-5	1,0130 E-4	0,250
36	6,1442 E-5	7,8893 E-5	0,250
37	4,7851 E-5	6,1442 E-5	0,250
38	3,7267 E-5	4,7851 E-5	0,250
39	2,9023 E-5	3,7267 E-5	0,250
40	2,2603 E-5	2,9023 E-5	0,250
41	1,7603 E-5	2,2603 E-5	0,250
42	1,3710 E-5	1,7603 E-5	0,250
43	1,0677 E-5	1,3710 E-5	0,250
44	8,3153 E-6	1,0677 E-5	0,250
45	6,4760 E-6	8,3153 E-6	0,250
46	5,0435 E-6	6,4760 E-6	0,250
47	3,9279 E-6	5,0435 E-6	0,250
48	3,0590 E-6	3,9279 E-6	0,250
49	2,3824 E-6	3,0590 E-6	0,250
50	1,8554 E-6	2,3824 E-6	0,250
51	1,4395 E-6	1,8554 E-6	0,254
52	1,1254 E-6	1,4395 E-6	0,255
53	8,3368 E-7	1,1254 E-6	0,300
54	6,2481 E-7	8,3368 E-7	0,288

Tabela 4.5 - Grupos de energia na faixa rápida do espectro (HAMLET).

4.4 RESULTADOS

O espectro de energia dos nêutrons obtido a nível celular (moderador) do EC94 pode ser visualizado na figura 4.11.

A energia mais provável na distribuição de fluxo térmica e rápida obtida da referida figura pode ser visualizada na tabela 4.6.

Distribuição	Grupo	Intervalo de Energia (MeV)
Térmica	11	2.78933E-8 a 3.34593E-8
Rápida	12	0,49787 a 0,63928

Tabela 4.6 - Energia mais provável nas distribuições térmica e rápida.

A distribuição de fluxo neutrônico nos elementos EC108 e EC94 pode ser visualizado nas figura 6.1 e 6.2. Os valores de fluxo calculados ao longo da direção axial da placa matriz são dados nas tabelas 4.7 e 4.8 e foram obtidos para as potências de 451W e 4,51KW, respectivamente.

Comprimento da Placa Combustível (cm)	Fluxo de nêutrons térmicos (n/cm ² s) x10 ⁹
0,625	2,730
2,764	2,362
5,791	2,648
8,818	3,132
11,845	3,633
14,873	4,094
17,90	4,496
20,627	4,829
23,955	5,090
26,982	5,271
30,009	5,372
33,036	5,388
35,875	5,322
38,525	5,196
41,175	5,004
43,825	4,748
47,475	4,432
51,125	4,060
51,775	3,641
54,425	3,200
57,075	2,804
59,725	2,648
61,675	3,126

Tabela 4.7 - Fluxo de nêutrons térmicos no EC108 a potência de 451W.

Comprimento da Placa Combustível (cm)	Fluxo de Nêutrons Rápidos ($E > 0,8208\text{MeV}$) ($\text{n/cm}^2 \text{ s}$) $\times 10^{10}$
0,625	0,737
2,180	1,009
4,040	1,280
5,900	1,524
7,760	1,758
9,620	1,987
11,48	2,213
13,67	2,476
16,19	2,772
18,54	3,035
20,72	3,257
22,90	3,452
25,08	3,615
27,86	3,744
29,44	3,837
31,62	3,894
33,80	3,915
35,98	3,897
38,16	3,843
40,34	3,752
42,52	3,626
44,70	3,465
46,88	3,270
49,06	3,045
51,24	2,790
53,42	2,507
55,60	2,195
57,78	1,848
59,96	1,444
61,675	1,0334

Tabela 4.8 - Fluxo de nêutrons rápidos no EC94 à potência de 4,51KW.

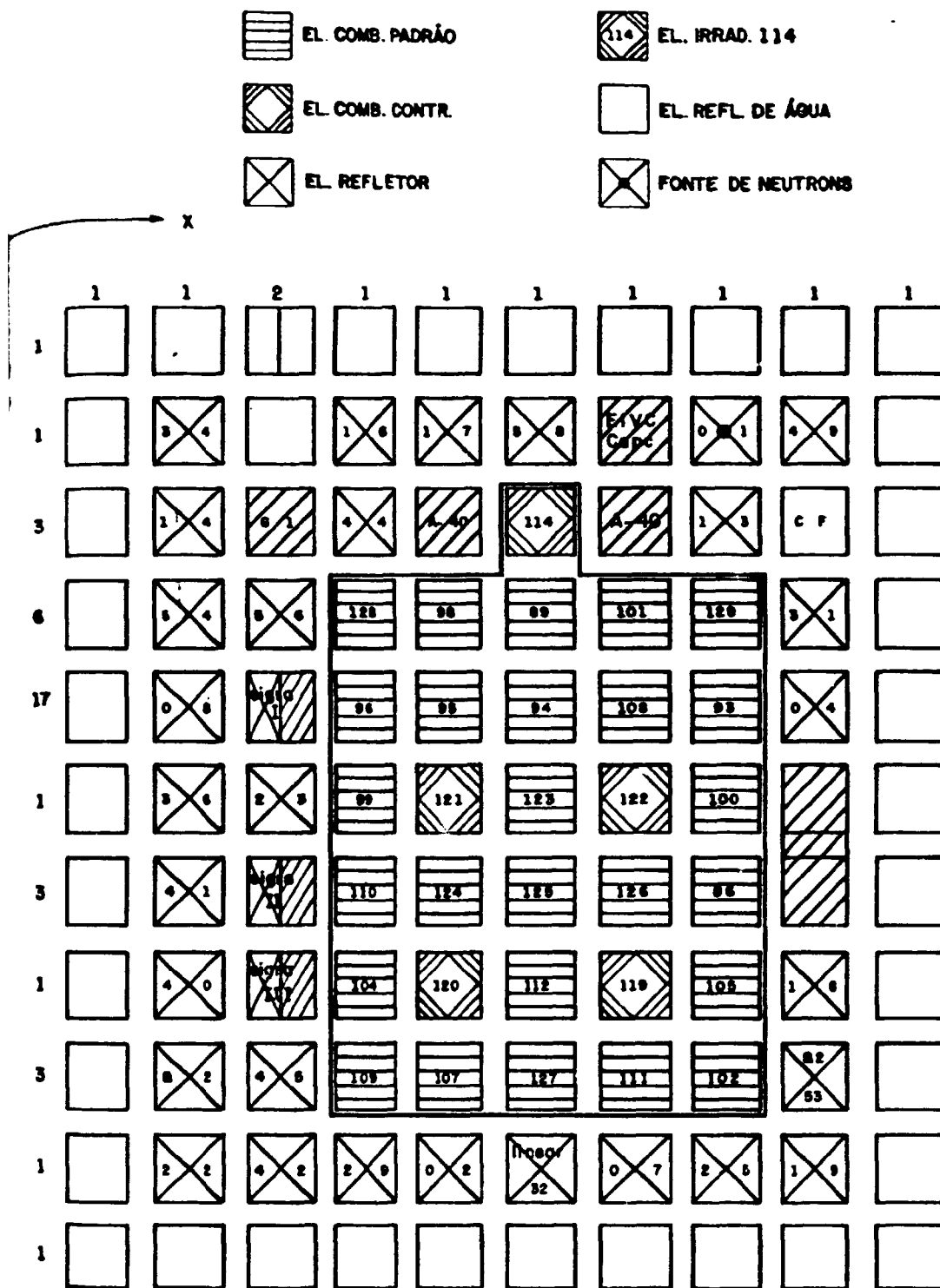


FIG. 4.1 - CONFIGURAÇÃO Nº 155 DO REATOR IEA-R1 COM OS "MESHS" (DIREÇÃO X e Y) UTILIZADOS NA ENTRADA DO CÓDIGO CITATION.

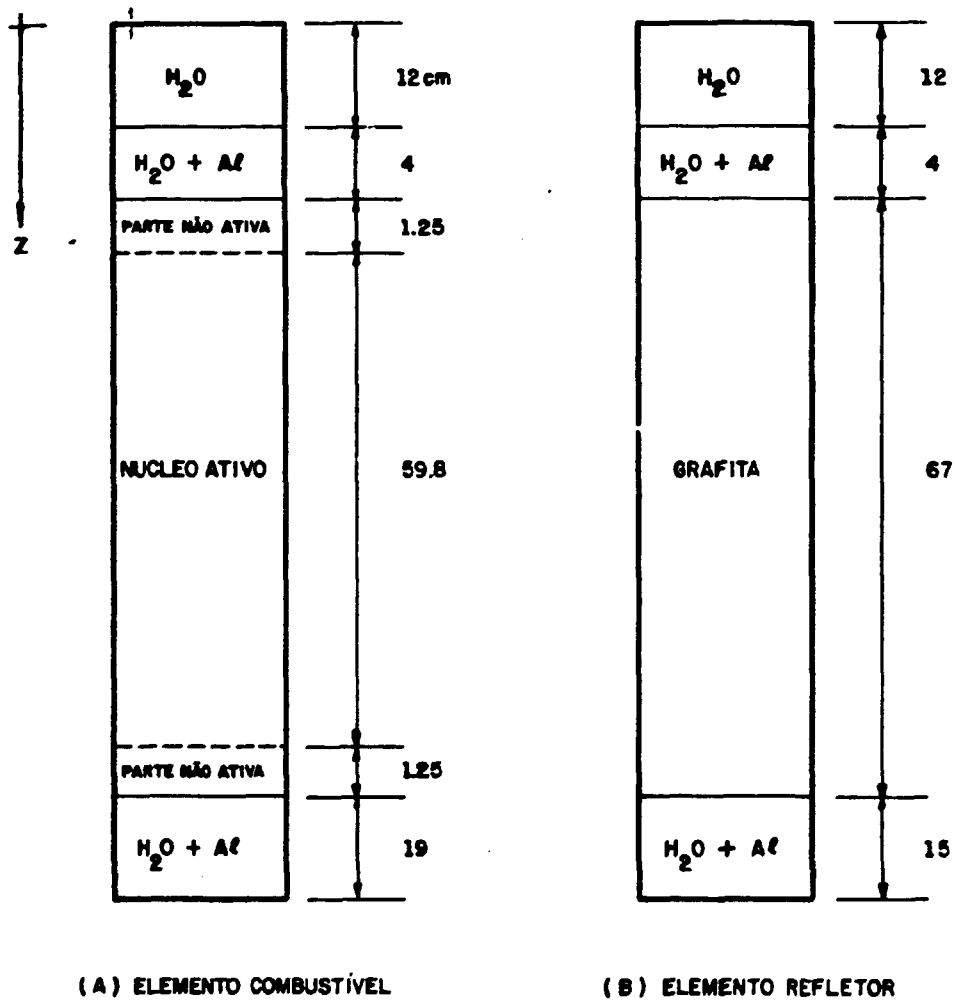


FIG. 4.2 - MODELAGEM AXIAL (DIREÇÃO Z) UTILIZADA NO CÓDIGO CITATION.

DIMENSÕES EM CM

ABSORVEDOR AG+IN +Cd	H ₂ O	Ar	H ₂ O	H ₂ O	Ar	COMBUSTÍVEL	Ar	H ₂ O
0.0762	0.289	0.1524	0.1445	0.1445	0.051	0.0604	0.051	0.1445

FIG. 4.3 - SUPER - CÉLULA UTILIZADA PELO CÓDIGO HAMMER -
TECHINON.

A - EC ENRIQUECIDO A 93%

U_3O_8 Al	Al	H ₂ O	REGIÃO EXTRA
0.0232	0.051	0.1445	0.06953

B - EC ENRIQUECIDO A 20%

UAl _x	Al	H ₂ O	RE
0.038	0.038	0.1445	0.06953

FIG. 4.4 - CÉLULAS COMBUSTÍVEIS.

A - REGIÃO INFERIOR E SUPERIOR A PLACA.

COMBUSTÍVEL	Air	H ₂ O
	x	1.2152

REGIÃO DA PLACA SEM COMBUSTÍVEL.

COMBUSTÍVEL	Air	H ₂ O
	x	4.1435

FIG.4.5 - CÉLULAS REFERENTES A REGIÃO NÃO ATIVAS DO EC.

COMB.	Al	H ₂ O
x	0.9297	1.2416

FIG. 4.6 - CÉLULA REPRESENTATIVA DAS PLACAS DE Al DO EC DE CONTRÔLE.

A - CÉLULA REPRESENTATIVA DA REGIÃO COM PLACAS COMBUSTÍVEIS

UO_2Al 38	AR	H_2O	R.E
0.0292	0.051	0.1448	0.0918

B - CÉLULA REPRESENTATIVA DO VÃO (VAZIO) CENTRAL COM ÁGUA.

COMB.	AR	H_2O
X	1.260	3.438

FIG. 4.7- CÉLULAS REPRESENTATIVAS DO EC 114 (93%) DE IRRADIAÇÃO

COMB.	C	AR	H ₂ O
X	0.498	1.218	0.378

FIG. 4.8 - CÉLULA REPRESENTATIVA DOS ELEMENTOS REFLETORES.

A: CÉLULA REFERENTE AS PLACAS COM COMBUSTÍVEL.

Al	Al	H ₂ O	R.E
0.038	0.038	0.1448	0.08963

B: CÉLULA REFERENTE AS PLACAS SEM COMBUSTÍVEL.

	Al	H ₂ O
X	0.1181	0.1661

FIG. 4.9 - CÉLULAS REPRESENTATIVAS DO EC 128 (20%) FABRICADO PELA METALURGIA DO IPEN.

A: CÉLULA REFERENTE A PARTE DO EC EM QUE HÁ
ALTERNANCIA ENTRE PLACA COMB. - PLACA SEM COMB.

UA1 x	AI	H ₂ O	REGIÃO EXTRA
0.078	0.2284	0.878	0.130833

B: CÉLULA REPRESENTATIVA DA PARTE CENTRAL DO EC
EM QUE AS DUAS PLACAS CENTRAIS CONTÊM COMBUSTÍVEL.

UA1 x	AI	H ₂ O	REGIÃO EXTRA
0.038	0.038	0.1448	0.09863

FIG. 4.10 - CÉLULA REPRESENTATIVA DO EC 129 (20%) FABRICADO
PELA METALURGIA DO IPEN.

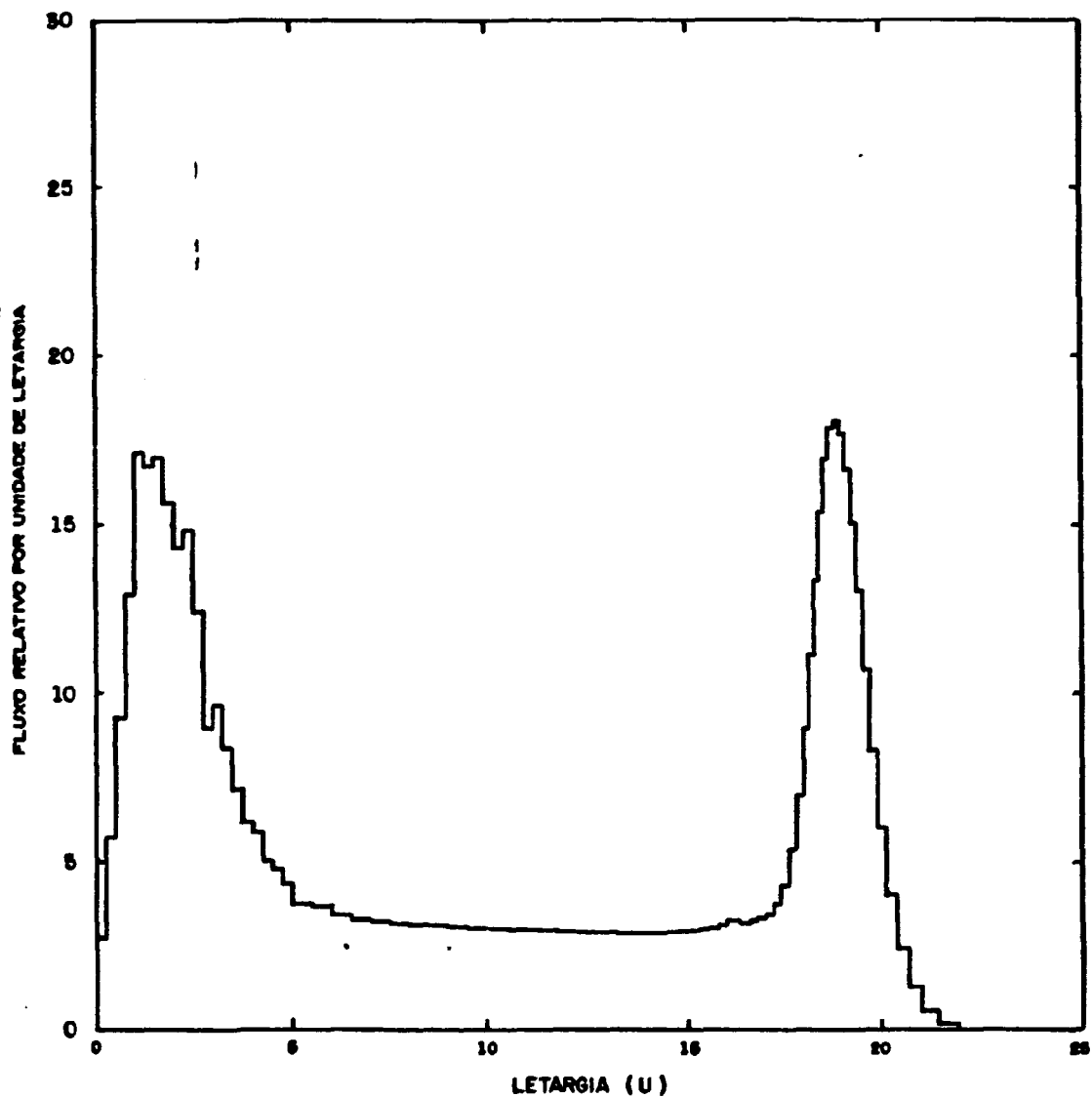


FIG.4.11 - ESPECTRO DE NEUTRONS CALCULADO NO EC94 (MODERADOR) PELO CÓDIGO HAMMER - TECHINIO.1.

CAPÍTULO 5

5. MEDIDAS DA DISTRIBUIÇÃO ESPACIAL E ENERGÉTICA DE NÊUTRONS NO REATOR IEA-R1

5.1 DISTRIBUIÇÃO ESPACIAL DO FLUXO DE NÊUTRONS TÉRMICOS E EPITÉRMICOS

A distribuição de nêutrons térmicos e epitérmicos no elemento combustível 108 foi obtido pela técnica da ativação de folhas de ouro nuas e cobertas de cádmio, conforme procedimento descrito na ítem 3.2.3 do Capítulo 3.

O fluxo de nêutrons térmicos (ϕ_t) e epitérmicos (ϕ_E), obtido experimentalmente na direção axial à placa combustível, referente as posições de 1 a 9 da placa de lucite (figura 3.6), pode ser visualizado respectivamente nas figuras 6.1 e 5.1.

Os valores do fluxo de nêutrons em cada uma das nove posições mapeadas são valores médios obtidos na direção radial ao elemento combustível pela expressão,

$$\bar{\phi}_j = \frac{\sum_{i=1}^{14} \phi_{i,j}}{nc}, \quad (5.1)$$

sendo i o canal de refrigeração do elemento combustível mapeado, j uma das nove posições da placa de lucite e nc o número de canais de refrigeração.

A distribuição espacial média do fluxo de nêutrons térmicos medida no elemento combustível 108, obtida através da expressão 5.1 é dada na tabela 5.1.

O fluxo de nêutrons térmicos integra todos os nêutrons térmicos até a energia de 0,66eV, correspondente a energia de corte do cádmio em função da espessura da cobertura (0,5mm) e do material que se está ativando^{/13/}.

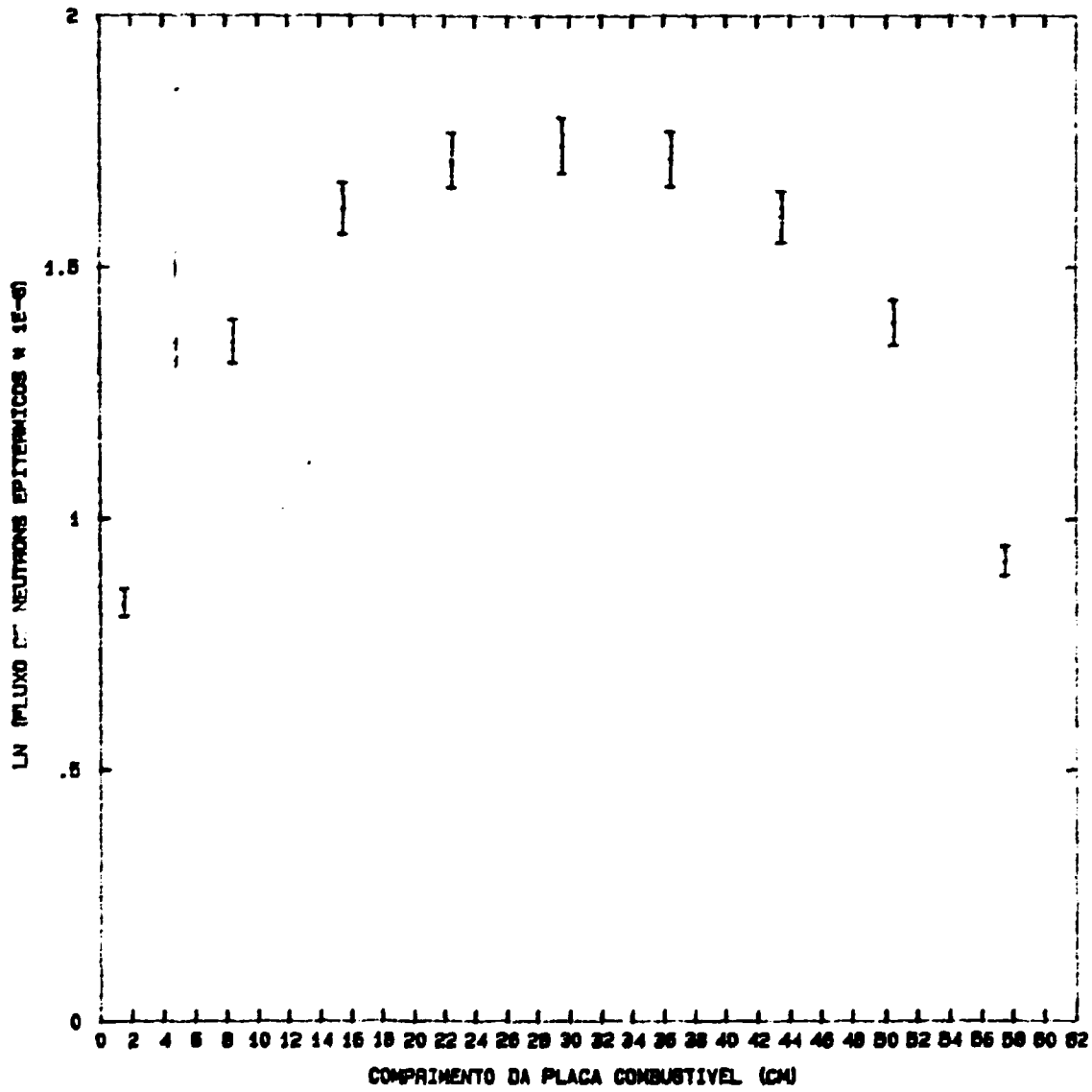


FIG.5.1-FLUXO DE NEUTRONS EPITERMICOS MEDIDO NO EC108 -POTENCIA 451W.

POSIÇÃO NA PLACA DE LUCITE (VIDE FIGURA 3.6)	COMPRIMENTO NA PLACA COMBUSTÍVEL (cm)	$\phi_t \cdot 10^9$ (neutron/cm ² s) --	$\phi_{\text{epit}} \cdot 10^8$ -- (neutrons/cm ² s)
1	1,5	(2,10 ± 0,06)	(2,30 ± 0,07)
2	8,5	(3,19 ± 0,09)	(3,87 ± 0,12)
3	15,5	(3,72 ± 0,10)	(5,04 ± 0,16)
4	22,5	(5,15 ± 0,14)	(5,55 ± 0,18)
5	29,5	(5,38 ± 0,15)	(5,71 ± 0,18)
6	36,5	(5,15 ± 0,14)	(5,56 ± 0,18)
7	43,5	(4,79 ± 0,16)	(4,95 ± 0,16)
8	50,5	(3,58 ± 0,10)	(4,01 ± 0,13)
9	57,5	(2,69 ± 0,07)	(2,50 ± 0,08)

Tabela 5.1 - Distribuição espacial do fluxo de nêutrons térmicos e epitérmicos medido na direção axial as placas combustíveis do EC 108 - Potência de 451W.

O fluxo de nêutrons epitérmico não integra todos os nêutrons com energia acima do corte do cádmio. No caso específico do ouro, o fluxo é devido praticamente a ressonância centrada em 4,906eV, sendo pequenas as contribuições devidas as demais ressonâncias e a parte 1/v da integral de ressonância. (Vide Tabela 2.2).

5.2 DISTRIBUIÇÃO ESPACIAL DO FLUXO DE NÊUTRONS RÁPIDOS

A distribuição de nêutrons rápidos no elemento combustível 94, foi obtida através da ativação de folhas de Índio cobertas com cádmio, conforme descrito no item 3.2.3 do Capítulo 3.

O fluxo de nêutrons rápido na direção axial das placas combustíveis do EC94, referente as posições de 1 a 9 na placa de lucite (vide figura 3.6), obtidos a partir da expressão 5.1 são dados na tabela 5.2, podendo ser visualizados na figura 6.2 .

O fluxo de nêutrons rápido foi obtido pela técnica do fluxo integral, descrita no item 2.4, a partir da energia efetiva de limiar (E_{eff}) de 1.5MeV para as folhas de Índio no reator IEA-R1 (vide Apêndice D).

POSIÇÃO NA PLACA DE LUCITE (VIDE FIGURA 3.6)	COMPRIMENTO NA PLACA COMBUSTÍVEL (cm)	$\phi_R \times 10^9$ (nêutrons/cm ² s) ($E_{ff} > 1.4\text{MeV}$)
1	1,5	(2,86 ± 0,15)
2	8,5	(5,06 ± 0,27)
3	15,5	(6,84 ± 0,37)
4	22,5	(8,32 ± 0,45)
5	29,5	(9,80 ± 0,53)
6	36,5	(10,03 ± 0,54)
7	43,5	(9,31 ± 0,50)
8	50,5	(8,02 ± 0,43)
9	57,5	(5,11 ± 0,27)

Tabela 5.2 - Distribuição espacial do fluxo de nêutrons rápidos ($E_{eff} > 1.5\text{MeV}$) medido na direção axial as placas combustíveis do EC94 - Potência de 4510W.

5.3 DISTRIBUIÇÃO ENERGÉTICA DO FLUXO DE NÊUTRONS

A medida do espectro de energia dos nêutrons no reator IEA-R1 foi efetuada no EC94 a partir da ativação de várias fo_lhas de ativação (tabela 3.1).

Para o desdobramento do espectro se utilizou o código SAND II (Apêndice A) a partir da atividade de saturação por núcleo alvo (A^*/N_0) medida e o espectro de energia calculado pelo código Hammer-Technion, basicamente os principais dados de entrada do código.

Os efeitos de auto-blindagem foram corrigidos na biblioteca de secção de choque (CSTAPE), considerando-se cada grupo de energia monoenergético, aplicando-se sobre cada valor de secção de choque o fator F_1 dada pela equação 2.38.

O resultado obtido depois de apenas 2 iterações com um tempo de CPU de 5,91 segundos, mostra um desvio de 4,76% entre as atividades medidas e calculada, conforme mostra a tabela 5.4, da ordem de magnitude dos erros experimentais dados pela tabela 5.5.

O espectro de energia de nêutrons obtidos no elemento combustível 94 pode ser visualizado na figura 5.2. Os valores obtidos para a energia mais provável na região térmica e rápida são mostrados na tabela 5.3. O fluxo integral de nêutrons em todo o espectro de energia foi de $1,57 \times 10^{11}$ nêutrons/cm²s.

REGIÃO DO ESPECTRO	ENERGIA MAIS PROVÁVEL (MeV)
Térmica	$2,80 \times 10^{-8}$
Rápida	0,69

Tabela 5.3 - Valores de energia mais prováveis nas regiões térmica e rápida do espectro.

REAÇÃO NA FOLHA	ATIVIDADE DE SATURAÇÃO POR NÚCLEO ALVO MEDIDA	ATIVIDADE DE SATURAÇÃO POR NÚCLEO ALVO CALCULADA	DESVIO DA ATIVIDADE MEDIDA PARA A CALCULADA (%)
$^{58}\text{Fe}(n,\gamma)^{59}\text{Fe}^*$	$4,499 \times 10^{-15}$	$4,591 \times 10^{-15}$	-2,00
$^{232}\text{Th}(n,\gamma)^{233}\text{Th}$	$5,610 \times 10^{-13}$	$5,784 \times 10^{-13}$	-3,01
$^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}^*$	$2,692 \times 10^{-12}$	$2,706 \times 10^{-12}$	-0,52
$^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$	$6,426 \times 10^{-12}$	$6,483 \times 10^{-12}$	-0,87
$^{59}\text{Co}(n,\gamma)^{60}\text{Co}^*$	$2,080 \times 10^{-13}$	$2,093 \times 10^{-13}$	-0,60
$^{59}\text{Co}(n,\gamma)^{60}\text{Co}$	$1,680 \times 10^{-12}$	$1,580 \times 10^{-12}$	6,34
$^{54}\text{Fe}(n,p)^{54}\text{Mn}^*$	$3,183 \times 10^{-15}$	$3,528 \times 10^{-15}$	-9,79
$^{24}\text{Mg}(n,p)^{24}\text{Na}^*$	$8,920 \times 10^{-17}$	$8,839 \times 10^{-17}$	0,92
$^{47}\text{Ti}(n,p)^{47}\text{Sc}$	$8,380 \times 10^{-16}$	$8,317 \times 10^{-16}$	0,76
$^{48}\text{Ti}(n,p)^{48}\text{Sc}$	$1,510 \times 10^{-17}$	$1,508 \times 10^{-17}$	0,12
$^{115}\text{In}(n,n')^{115\text{m}}\text{In}$	$1,050 \times 10^{-14}$	$9,664 \times 10^{-15}$	8,65
			<hr/> 4,76%

Tabela 5.4 - Desvio padrão das atividades medidas e calculadas (%)

* Folhas cobertas com Cádmiio.

REAÇÃO NA FOLHA	DESVIO PADRÃO NA MEDIÇÃO DA A [∞] POR NÚCLEO ALVO (σ _{exp} %)
$^{53}\text{Fe}(n,\gamma)^{59}\text{Fe}^*$	7,31%
$^{232}\text{Th}(n,\gamma)^{233}\text{Th}$	6,59%
$^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}^*$	2,3%
$^{59}\text{Co}(n,\gamma)^{60}\text{Co}^*$	7,17%
$^{59}\text{Co}(n,\gamma)^{60}\text{Co}$	7,17%
$^{54}\text{Fe}(n,p)^{54}\text{Mn}$	6,82%
$^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$	2,3%
$^{47}\text{Ti}(n,p)^{47}\text{Sc}$	7,2%
$^{48}\text{Ti}(n,p)^{48}\text{Sc}$	5,1%
$^{115}\text{In}(n,n')^{115\text{m}}\text{In}$	5,9%
$^{24}\text{Mg}(n,p)^{24}\text{Na}^*$	7,2%

Tabela 5.5 - Desvio padrão na medição da atividade de saturação (A[∞]) por núcleo alvo.

* Folha coberta com Cádmiu.

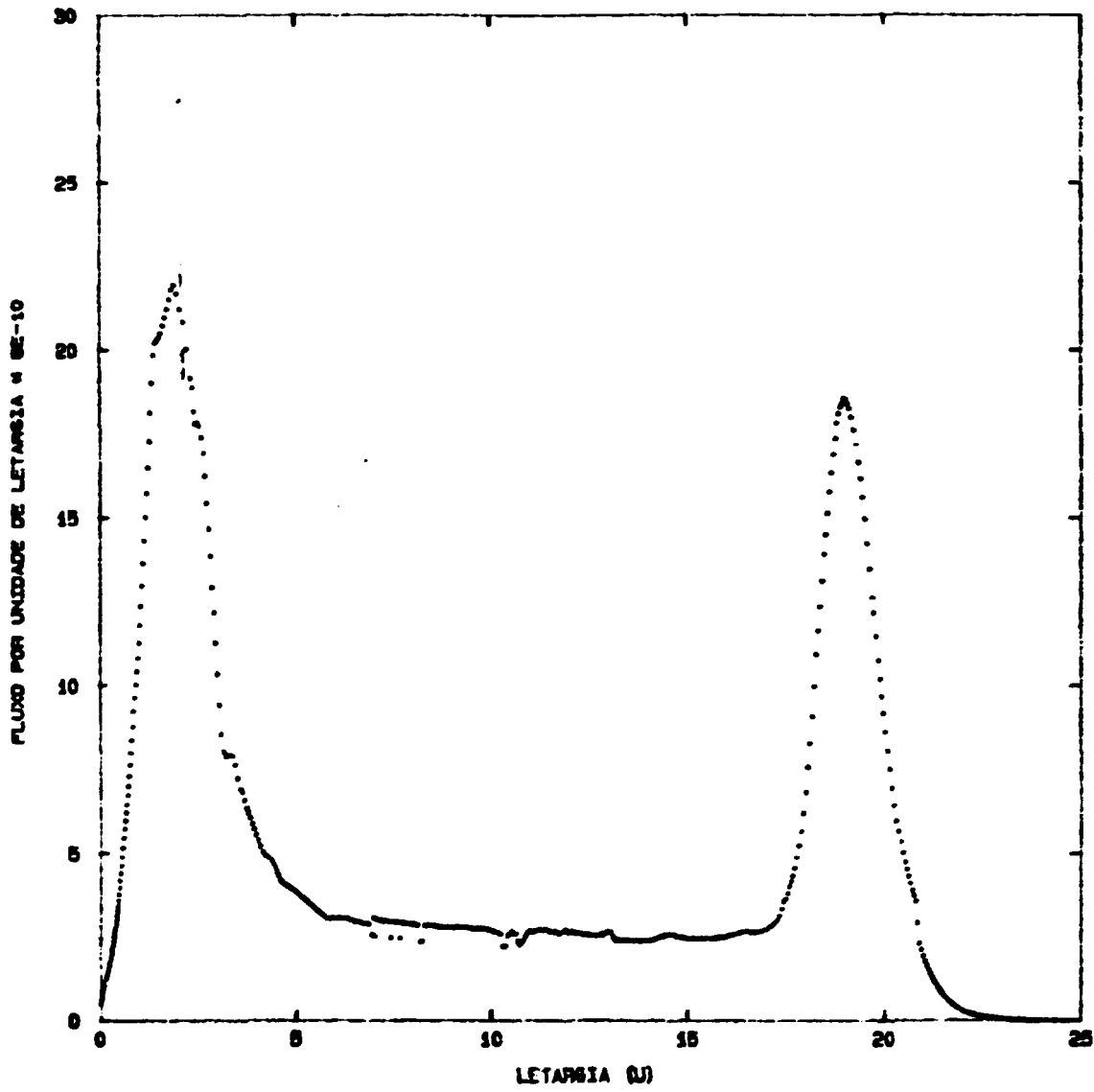


FIG.5.2-ESPECTRO DE ENERGIA DOS NEUTRONS MEDIDO NO MODERADOR DO EC94-POTENCIA 4510W.

5.4 ANÁLISE DE ERROS

A estimativa no erro da determinação da atividade de saturação e do fluxo de nêutrons, pode ser obtida a partir da aplicação da fórmula de propagação de erros nas equações (2.17) e (2.18), que consiste em diferenciar as referidas expressões em relação a vários dos parâmetros que as compõem.

Inicialmente, podemos reescrever a equação (2.17), considerando que grande maioria dos radionuclídeos contados que o tempo de contagem t_c é muito menor que o inverso da constante de decaimento $1/\lambda$, de tal forma que $(1 - e^{-\lambda t_c}) \approx \lambda t_c$, ou seja, se considera que a atividade do detetor permanece praticamente constante durante o tempo de contagem. Assim, temos

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

Diferenciando a expressão (5.2) em relação aos vários parâmetros que a compõe temos,

$$\begin{aligned} \left(\frac{\sigma(A^\infty)}{A^\infty}\right)^2 &= \left(\frac{\sigma(C - BG)}{C - BG}\right)^2 + \left(\frac{\sigma(e^{\lambda t_c})}{e^{\lambda t_c}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma\epsilon}{\epsilon}\right)^2 + \left(\frac{\sigma I}{I}\right)^2 + \\ &+ \left(\frac{\sigma(t_c)}{t_c}\right)^2 + \left(\frac{\sigma(1 - e^{-\lambda t_c})}{(1 - e^{-\lambda t_c})}\right)^2, \end{aligned} \quad (5.3)$$

sendo σ o desvio padrão das diversas grandezas físicas.

Os erros percentuais relativos aos tempos são estimados como sendo a metade da menor divisão dos cronômetros. Assim,

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

e são desprezados.

Logo, a expressão que nos dá o desvio percentual na determinação da atividade de saturação (A^∞) é,

$$\frac{\sigma A^\infty}{A^\infty} (\%) = 100 \times \sqrt{\left(\frac{\sigma(C-BG)}{C-BG}\right)^2 + \left(\frac{\sigma \epsilon}{\epsilon}\right)^2 + \left(\frac{\sigma I}{I}\right)^2} \quad (5.4)$$

No caso do fluxo de nêutrons, a expressão geral (2.18) é comumente utilizada colocando-se o número total de átomos em função da massa da folha de ativação como uma forma de monitorar imprecisões no corte das mesmas, de tal forma que podemos reescrevê-la como

$$\phi = \frac{A^\infty P_A (1-F_{CD}/R_{CD})}{m f N_a \bar{\sigma}_{act} \cdot K_t} \quad (5.5)$$

sendo, m a massa da folha de ativação, N_a o número de avogrado ($6.0225 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$), 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 detetor (folha). Assim, aplicando a fórmula da propagação de erros em (5.5) temos

$$\left(\frac{\sigma \phi}{\phi}\right)^2 = \left(\frac{\sigma A^\infty}{A^\infty}\right)^2 + \left(\frac{\sigma(\sigma_{act})}{\sigma_{act}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_m}{m}\right)^2, \quad (5.6)$$

que nos dá,

$$\frac{\sigma \phi}{\phi} (\%) = \sqrt{\left(\frac{\sigma A^\infty}{A^\infty}\right)^2 + \left(\frac{\sigma(\sigma_{act})}{\sigma_{act}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_m}{m}\right)^2} \times 100. \quad (5.7)$$

Essa expressão é utilizada na avaliação do erro experimental na determinação do fluxo de nêutrons.

O código SAND II recebe como dado de entrada fundamental a atividade de saturação por núcleo alvo (A^∞/N_0), cuja expressão é dada por

$$\frac{A^\infty}{N_0} = \frac{A^\infty P_A}{N_a m f}, \quad (5.8)$$

onde f é a fração isotópica do átomo alvo.

Aplicando a fórmula de propagação de erros em (5.8), ob
têm-se

$$\frac{\sigma_{A^{\infty}/N_0}}{\sigma_{A^{\infty}/N_0}} (\%) = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{A^{\infty}}}{A^{\infty}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_m}{m}\right)^2} \times 100 \quad (5.9)$$

No caso específico do fluxo de nêutrons térmicos não se considera os erros devidos a razão de cádmio, fator de cádmio e perturbação de fluxo, por se tratarem de relações que possuam o mesmo erro sistemático^{/36/}. A tabela 5.6 especifica os erros atribuídos a vários dos fatores que compõem as expressões (5.4), (5.7) e (5.9).

Parâmetro	Erro Percentual
(C - BG)	1%
σ_{act}	0,3%
I_R	1,5%
I	0,07%
m	0,8%
ϵ	2,5%

Tabela 5.6 - Erros atribuídos na obtenção experimental do fluxo de nêutrons térmicos e epitérmicos.

Assim, aplicando-se os valores da tabela (5.6) obtemos para o fluxo térmico e epitérmico um erro de

$$\frac{\sigma_{\phi_t}}{\phi_t} = 2.8\% \quad e$$

$$\frac{\sigma_{\phi_{epit}}}{\phi_{epit}} = 3.3\% .$$

Analogamente para o fluxo rápido temos a tabela 5.7 e o erro experimental

$$\frac{\sigma_{\phi_R}}{\phi_R} = 5,3\% .$$

Parâmetro	Erro Percentual
(C - BG)	1%
ϵ	3%
I	0,65%
m	< 0,1% desprezível
σ_{act}	4,2%

Tabela 5.7 - Erros atribuídos na determinação experimental do fluxo de nêutrons rápidos.

Os erros de (A^{∞}/N_0) referente aos dados de entrada do código SAND II estão na tabela 5.5.

CAPÍTULO 6

6. ANÁLISE DOS RESULTADOS

6.1 DISTRIBUIÇÃO ESPACIAL DO FLUXO DE NÊUTRONS

Uma comparação entre os valores calculados e medidos da distribuição espacial na direção axial aos elementos combustíveis 108 e 94, podem ser visualizados nas figuras 6.1 e 6.2.

! Analisando as referidas figuras, verificamos que a distribuição espacial do fluxo de nêutrons calculado e medido apresentam boa concordância.

A comparação dos valores absolutos do fluxo de nêutrons fica prejudicada pela falta de calibração de potência do reator IEA-R1 e os limiares de energia diferentes entre o fluxo de nêutrons rápidos medidos ($E_{eff} > 1.5\text{MeV}$) e calculado ($E > 0,8202\text{MeV}$). A calibração de potência do reator IEA-R1 foi estimado pelo código CITATION assumindo como nível de potência o valor obtido a partir do valor de fluxo de nêutrons no EC 108 medido experimentalmente. Assim, para uma comparação direta deveria se calibrar o reator IEA-R1 pela técnica de ativação de folhas^{/18 /} ou técnica de análise por ruído^{/41 /}, afim de se obter o nível de potência experimentalmente e através dele, calcular no código CITATION os valores de fluxo.

6.2 DISTRIBUIÇÃO ENERGÉTICA DO FLUXO DE NÊUTRONS

Uma comparação entre os valores ajustados através de dados experimentais de ativação de múltiplas folhas (SAND II) e o calculado a nível celular pelo código HAMMER-TECHINION pode ser visualizado na figura 6.3.

Na referida figura estão os intervalos de sensibilidade dos detetores usados no qual recai 90% de suas atividades. O fluxo integral de nêutrons obtido foi de 1.57×10^{11} nêutrons/cm²s

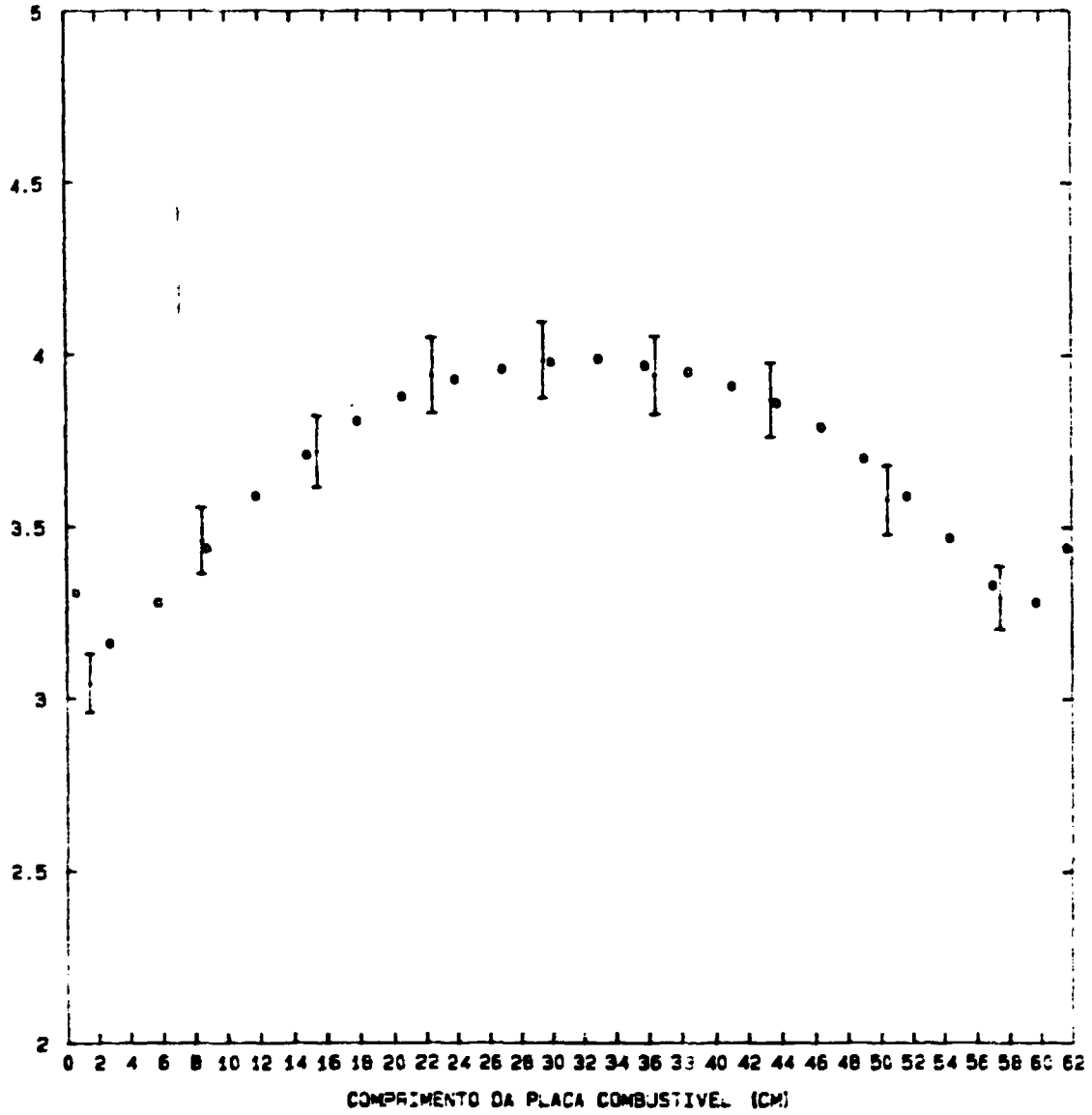


FIG. 6.1-FLUXO DE NEUTRONS TERMICOS MEDIDO (·) E CALCULADO (•) NO EC108.

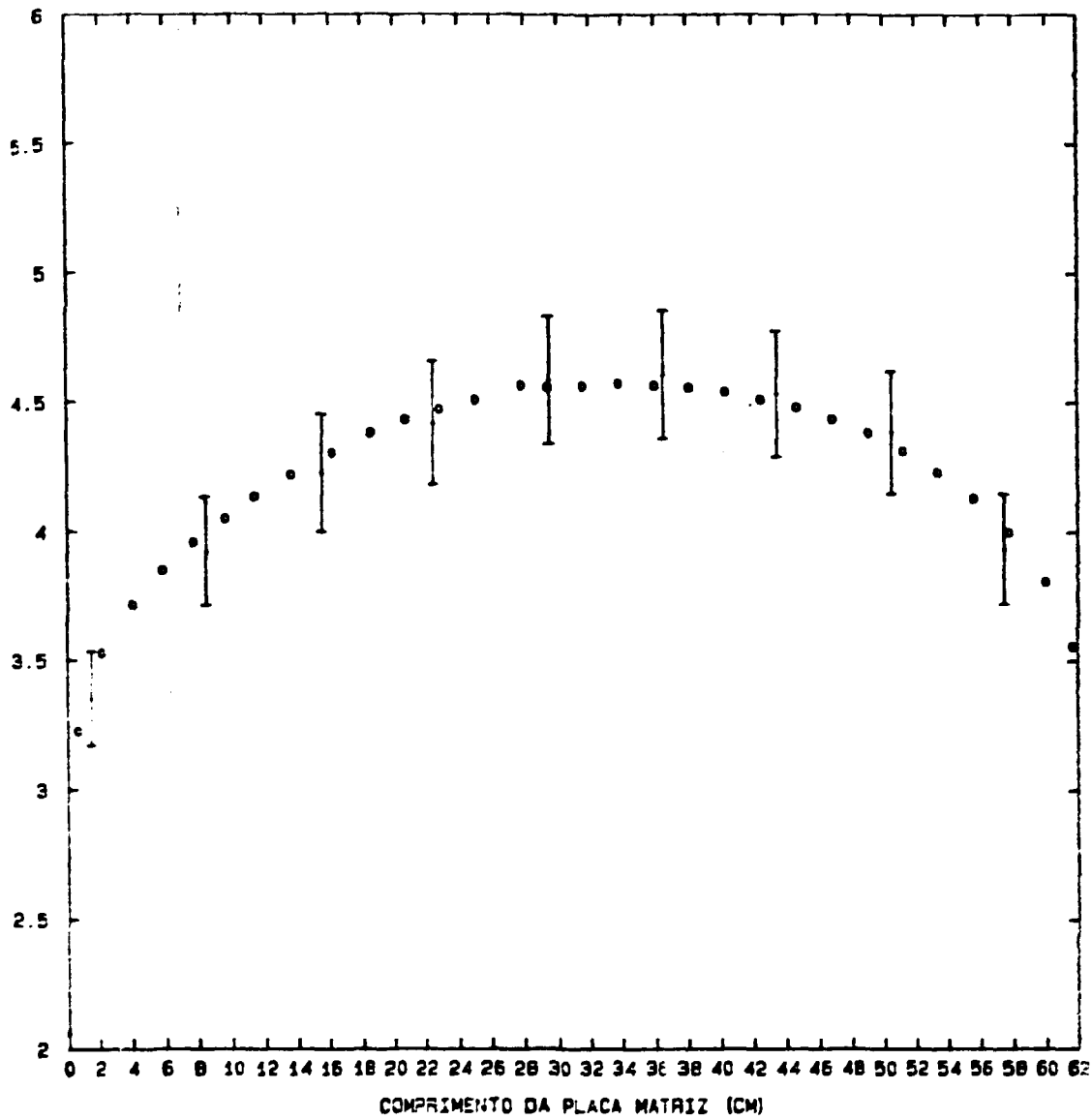


FIG.6.2-FLUXO DE NEUTRONS RAPIDOS NO ELEMENTO COMBUSTIVEL 94-VALORES CALCULADOS (•) NORMALIZADOS EM RELACAO AOS MEDIDOS (•).

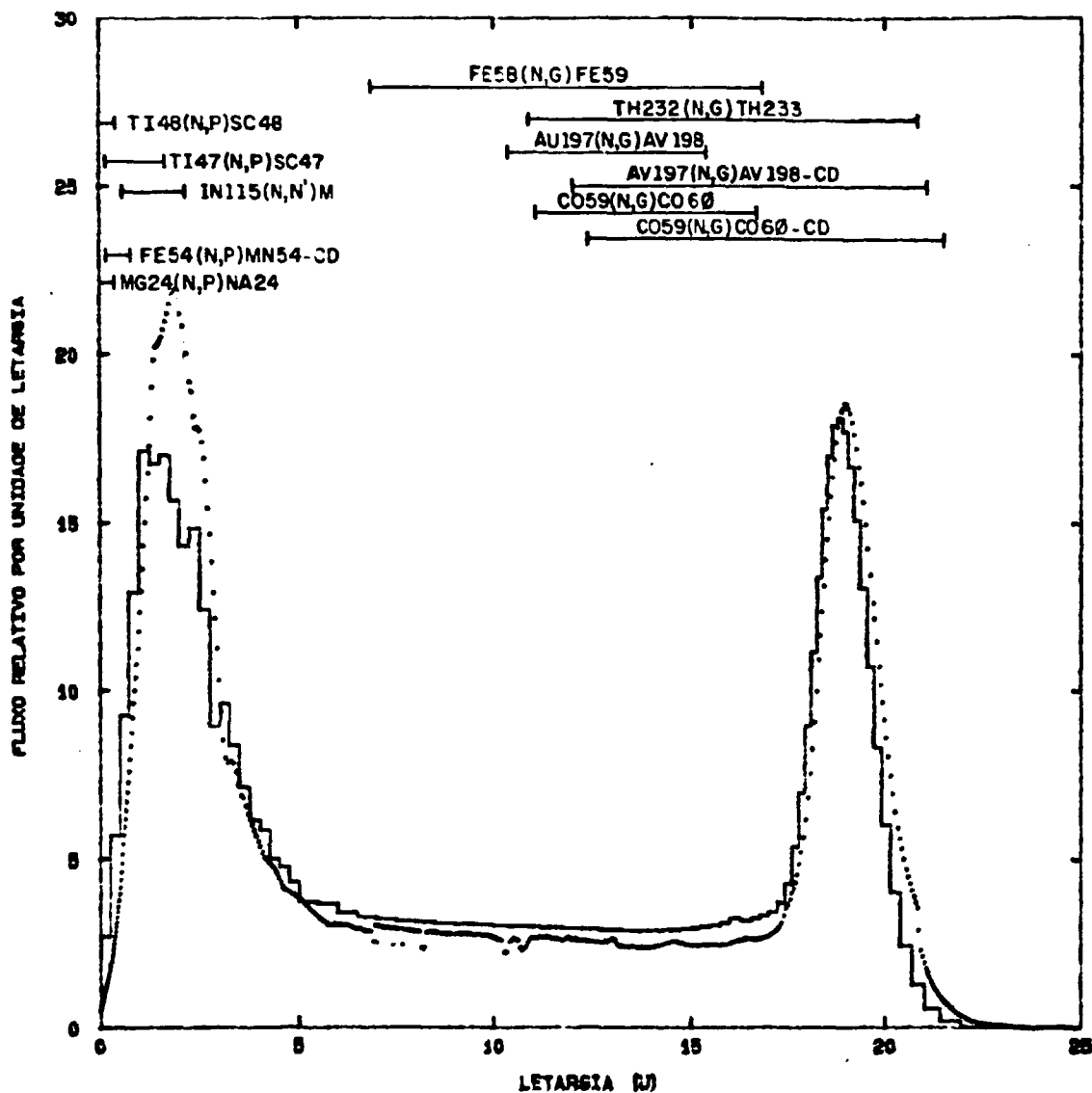


FIG.6.3-ESPECTRO DE ENERGIA DE NEUTRONS NO ELEMENT OCOMBUSTIVEL 94-VALORES MEDIDOS NORMALIZADOS EM RELAC AOAOS CALCULADOS.

em todo o espectro de energia, enquanto o calculado pelo código CITATION foi de $1,55 \times 10^{11}$ nêutrons/cm²s, a partir do nível de potência estimado no Apêndice C, o que dá uma diferença de -1%. Tal fato demonstra que a potência estimada no Apêndice C está próxima do valor real.

O espectro ajustado foi normalizado em relação ao espectro calculado, ou seja assumiu-se que os fluxos integrais em todo o espectro, fossem iguais ao valor calculado.

Observando-se a figura 6.3 constata-se uma grande concordância entre o valor ajustado pelo código SAND II (medido) e o calculado na maior parte do espectro. Observa-se uma discrepância na região rápida do espectro onde o fluxo de nêutrons medido é maior que o calculado.

Trabalhos na literatura mostram resultados análogos^{/27/}, ou seja o fluxo ajustado nessa região é maior que o calculado. Tal fato, pode ser creditado a falta de uma maior cobertura de folhas na região, aliada a maior imprecisão dos dados de seção de choque de ativação nessa faixa do espectro. Tal fato continuará a ser pesquisado após o término deste trabalho, contudo mesmo nessa região o resultado está dentro da precisão do código SAND II. Segundo McElroy na faixa de energia de 10^{-10} a 18MeV a precisão varia de ± 10 a $\pm 30\%$.

CAPÍTULO 7

7. CONCLUSÕES E SUGESTÕES

O procedimento experimental de ativação de folhas no núcleo do reator IEA-R1 pode ser considerado implantado de forma que quaisquer novas medidas podem ser realizadas com as técnicas de irradiação e contagem utilizadas neste trabalho.

O fluxo de nêutrons térmicos, epitérmicos e rápidos foram obtidos experimentalmente com um desvio padrão de 2,8%, 3,2% e 5,3%, respectivamente.

O espectro de energia dos nêutrons obtido pela ativação de múltiplas folhas de ativação, apresentou um desvio padrão de 4,76% entre as atividades de saturação por núcleo alvo medidas e ajustadas à partir do espectro calculado pelo Hammer-Technion que serviu de entrada ao código SAND II. O fluxo integral de nêutron em todo o espectro é de $1,57 \times 10^{11}$ nêutrons/cm².s. Observando a figura 6.1 verificamos que os valores calculados pelo código Hammer-Technion concordam com os valores do espectro de energia obtido pela ativação de folhas satisfatoriamente em quase todo o espectro de energia dos nêutrons.

As medidas da distribuição espacial do fluxo de nêutrons mostram que tanto o fluxo medido como o calculado são assintóticos, apresentando a mesma forma de distribuição espacial axial à placa combustível.

A comparação entre valores absolutos de fluxo de nêutrons e espectro de energia, ficou prejudicada pela não calibração efetiva de potência do reator IEA-R1. Tal calibração foi estimada (Apêndice C) através do código CITATION, todavia para efeito de comparação de valores absolutos de fluxo, deverá ser obtido experimentalmente o fluxo de nêutrons e a correspondente potência dissipada em cada elemento combustível. O nível de potência do reator IEA-R1, somatório das potências dissipadas em cada elemento combustível, será dado de entrada do código CITATION para se obter os valores de fluxo a serem comparados absolutamente com os valores medidos.

Para verificação da metodologia de desdobramento de espectro seria interessante medir o espectro de energia de nêutrons de fonte cujo espectro seja muito bem conhecido, ou mesmo padrão.

Assim, como trabalhos futuros se propõem a calibração efetiva de potência do reator IEA-R1 à baixas potências e a medida do espectro de energia dos nêutrons de uma fonte neutrônica padrão.

Os resultados obtidos por este trabalho, demonstram estar os códigos Hammer-Techniom e Citation reproduzindo satisfatoriamente os resultados experimentais de distribuição espacial e energética do fluxo de nêutrons.

Finalmente, os resultados apresentados neste trabalho fornecem uma contribuição para um melhor conhecimento da distribuição de nêutrons no reator IEA-R1. Por exemplo, a temperatura efetiva dos nêutrons no reator IEA-R1 ($T_n \approx 328K \approx 55^\circ C$), a energia de junção entre o espectro térmico e epitérmico ($\approx 0,3eV$), a energia mais provável da distribuição térmica ($0,028 eV$) e rápida ($0,69MeV$).

Um fato que merece ser citado para evitar que dados errados sejam utilizados por "outrem", é a hipótese recentemente levantada por pesquisadores das Divisões de Física de Reatores e Engenharia do Núcleo, do IPEN-CNEN/SP, que as informações fornecidas pela Referência^{/16/} concernentes à composição química dos elementos combustíveis de procedência americana (93% em U-235) não seja correta, ou seja ao invés de $(U_3O_8)Al$, o cerne seja composto de uma liga de U-Al. Recentes estudos^{/34/}, tendem corrigir estas informações. Entretanto, quando esta dúvida foi aventada, o trabalho aqui apresentado já se encontrava finalizado. Mesmo assim, acredita-se que estas diferenças não deverão ocasionar grandes diferenças nas distribuições calculadas.

APÊNDICE A - CÓDIGO SAND II

A.1 INTRODUÇÃO

O código SAND foi desenvolvido por Mc Elroy, Berg, Crockett e Hawkins em 1967^{/32/}, sendo posteriormente modificado por Berg em 1969^{/8/} (SAND II), sendo até hoje um dos programas mais utilizados em espectrometria de nêutrons.

O código SAND II foi planejado para fornecer o mais apropriado espectro de energia dos nêutrons, para um dado conjunto de entrada em que se destacam as atividades de saturação por núcleo alvo e uma avaliação inicial do espectro de energia dos nêutrons. O espectro de energia dos nêutrons que serve de entrada deve ser avaliado a partir de cálculos de difusão, transporte, Monte-Carlo etc.

A solução apropriada do espectro será atingida após um certo número de iterações, quando as atividades de saturação calculadas comparadas as medidas estiverem apresentando certos desvios especificados na entrada do código.

Segundo os autores o código SAND II é capaz de fornecer a distribuição de nêutrons na faixa de energia de 10^{-10} MeV a 18MeV com uma precisão que varia de $\pm 10\%$ a $\pm 30\%$, fornecendo o fluxo diferencial de nêutrons em 621 valores de energia (620 grupos).

Para se obter bons resultados é conveniente utilizar - se folhas de ativação cujas regiões de sensibilidade se sobrepõem, possibilitando-se distinguir a verdadeira estrutura do espectro, daquela que pode ter sido causada por erros na medida da atividade, seções de choque, etc.

Matematicamente o problema se resume essencialmente em resolver para 621 incógnitas (valores de energia), um sistema de N equações lineares de atividade (vide equação 2.35), sendo N o número de folhas (detetores) usados. Obviamente a solução de tal problema não é única, desde que o número de equações é muito menor que o número de incógnitas.

Para início do processo iterativo, o código utiliza um espectro de entrada, que pode ser obtido com base em cálculos externos de difusão, transporte ou Monte Carlo, ou utilizar-se uma biblioteca interna de espectros (SLTAPE). A seguir o código utiliza este espectro para o cálculo das atividades de saturação por núcleo alvo (A^{∞}/N_0) das várias folhas de ativação utilizadas, e compara com os valores experimentais, alterando iterativamente, com critérios, o espectro obtido em cada iteração, até que a diferença entre as atividades calculadas e medidas estejam dentro de um valor especificado.

Resumidamente, o processo iterativo consiste nos seguintes passos:

- a) Calcula-se a atividade de saturação por núcleo alvo (A^{∞}/N_0), baseada no espectro de nêutrons. Assim na primeira iteração, A^{∞}/N_0 é calculada com base no espectro de nêutrons que serviu de entrada.
- b) As atividades de saturação por núcleo alvo calculadas são comparadas com as medidas, obtendo-se fatores de correção em várias faixas de energia.
- c) Uma função normalizante de energia é obtida para cada folha, baseada na integral de resposta de cada detetor.
- d) É obtido um fator de correção médio a partir da comparação de A^{∞}/N_0 medida e calculada.
- e) Os fatores de correção médio obtidos na iteração K são aplicados na iteração K+1 a uma dada energia, obtendo-se o espectro do fluxo de nêutrons.

Uma solução é considerada aceita quando a comparação entre duas iterações sucessivas de valores sucessivos do fluxo diferencial de nêutrons for menor que um certo valor percentual especificado na entrada do código, junto aos 621 valores de energia, ou quando o número máximo de iterações definido na entrada do código for atingido.

Um fluxograma simplificado de utilização do código SAND II pode ser visualizado na figura A.1.

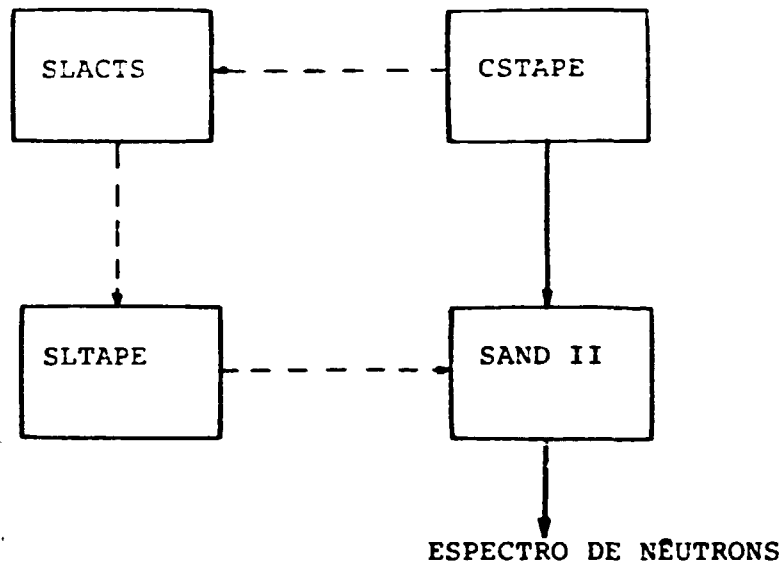


Figura A.1 - Fluxograma simplificado de utilização do SAND II

- Espectro de nêutrons ajustado a partir de um espectro de entrada calculado através da equação de transporte.
- Espectro de nêutrons ajustado a partir da biblioteca de espectro (SLTAPE).

O código SAND II possui três sub-programas a saber, CLTAPE, SLACTS e SLTAPE.

O programa CLTAPE gera as secções de choque nos 621 valores de energia requeridos pelo código SAND II. A estrutura de intervalos de energia do SAND II pode ser alterada, fazendo-se mudanças apropriadas no CSTAPE.

Os programas SLACTS e SLTAPE não são parte integrante do código SAND II, sendo utilizados apenas quando não se dispõem de maiores informações sobre o espectro a ser medido. A avaliação do melhor espectro a ser utilizado da biblioteca que contém 30 tipos diferentes (espectros característicos de um reator variando energia de junção térmico-epitérmico, espectro de fissão, 1/E com fissão, fusão, etc) é feita processando-se vários espectros e adotando aquele cujo (A^{∞}, N_0) calculado seja o mais próximo possível do medido, ou seja o que apresenta menor desvio padrão.

O programa SLACTS calcula \bar{A}/N_0 e os valores tabulados do fluxo de nêutrons para o espectro escolhido. Estes dados servem de entrada ao programa SLTAPE que os prepara convenientemente para dar entrada no SAND II.

No presente trabalho, o espectro de entrada foi fornecido na forma tabular, através de cálculos realizados pelo código Hammer-Technion, utilizando-se da teoria de transporte unidimensional.

A.2 PROCEDIMENTO MATEMÁTICO DO CÓDIGO

Inicialmente, define-se:

- $A_i^{[k]}$ - Taxa de reação calculada para o i -ésimo detetor na iteração k ;
- $\psi(E)^{[k]}$ - Espectro de nêutrons (fluxo diferencial) obtido na k -ésima iteração;
- A_i - Taxa de reação medida para o i -ésimo detetor;
- E_j - Limite inferior de energia do grupo j ;
- $\phi_j^{[k]}$ - Fluxo de nêutrons no j -ésimo intervalo de energia (entre E_j e E_{j+1}) na k -ésima iteração;
- $A_{i,j}^{[k]}$ - Parcela de atividade do i -ésimo detetor devido ao j -ésimo intervalo de energia;
- $\sigma_r(E)$ - Secção de choque microscópica da cobertura absorvedora usada na folha (cádmio, boro ou ouro);
- N_r - Número de núcleo alvo da r -ésima cobertura;
- X_r - Espessura da r -ésima cobertura;
- $k = 1, 2, \dots$ (índice da iteração);
- $i = 1, 1, \dots, N$ (índice do detetor);

$j = 1, 2, \dots, M$ (índice do intervalo de energia);

$r = 1, 2, 3$ (índice da cobertura).

X_r é calculada pela expressão¹⁰ / ,

$$X_r = \frac{N_0 \rho d 10^{-24}}{A_m} \quad , \quad (A.1)$$

onde N_0 é o número de avogrado, ρ a densidade da cobertura ab sorvedora (g/cm³), d a espessura do absorvedor, cm e A_m o peso atômico do absorvedor.

A taxa de reação do i -ésimo detetor num grupo j de energia na iteração k é dada por,

$$A_{i,j}^{[k]} = \int_{E_j}^{E_{j+1}} \sigma_i(E) \psi^{[k]}(E) \prod_{r=1}^3 e^{-N_r X_r \sigma_r} dE \quad , \quad (A.2)$$

O código trabalha com os valores médios de secção de choque $\bar{\sigma}$. Com isso $\bar{\sigma}$ independe da iteraçõ k e $\phi^{[k]}(E)$, sendo o erro devido a essa aproximação desprezível¹¹ / .

Assim,

$$\bar{\sigma}_{r,j} = \frac{\int_{E_j}^{E_{j+1}} \sigma_r(E) dE}{\int_{E_j}^{E_{j+1}} dE} \quad , \quad (A.3)$$

e

$$\bar{\sigma}_{i,j} = \frac{\int_{E_j}^{E_{j+1}} \sigma_i(E) dE}{\int_{E_j}^{E_{j+1}} dE} \quad , \quad (A.4)$$

Reescrevendo a equação (A.2), tem-se,

$$A_{i,j}^{[k]} = \bar{\sigma}_{i,j} \phi_j^{[k]} \prod_{r=1}^3 e^{-N_r X_r \bar{\sigma}_{r,j}} \quad , \quad (A.5)$$

sendo

$$\phi_j^{[k]} = \int_{E_j}^{E_{j+1}} \psi_j^{[k]}(E) dE \quad . \quad (A.6)$$

Logo a atividade total do i-ésimo detetor é

$$A_i^{[k]} = \sum_{j=1}^N A_{i,j}^{[k]} \quad .$$

Para o processo iterativo, a seguinte função peso é calculada na iteração k para o grupo j de energia do i-ésimo detetor,

$$W_{i,j}^{[k]} = \frac{1}{2} (A_{i,j}^{[k]} + A_{i,j-1}^{[k]}) / A_i^{[k]} \quad \text{para } j=2 \dots M, \quad (A.10)$$

$$W_{i,M+1}^{[k]} = A_{i,M+1}^{[k]} / A_i^{[k]} \quad , \quad (A.11)$$

e

$$W_{i,1}^{[k]} = A_{i,1}^{[k]} / A_i^{[k]} \quad . \quad (A.12)$$

Na regiões do espectro em que há cobertura de folhas temos

$$\sum_{i=1}^M W_{i,j}^{[k]} \neq 0 \quad , \quad (A.13)$$

logo na iteração seguinte (k+1), o espectro é atualizado pela expressão,

$$\psi_j^{[k+1]} = \psi_j^{[k]} e^{C_j^{[k]}} \quad , \quad (A.14)$$

onde,

$$C_j [k] = \frac{\sum_{i=1}^N w_{i,j} [k] \ln(A_i/A_i [k])}{\sum_{i=1}^N w_{i,j} [k]} \quad (A.15)$$

Em regiões do espectro sem cobertura de folhas a condição (A.13), não é observada de tal forma que o código realiza interpolações ou extrapolações. Assim a expressão

$$v(E) = aE^b \quad (A.16)$$

é utilizada na interpolação entre os valores próximos ao grupo j em que a condição (A.13) não é observada. As extrapolações a baixas energias são feitas por funções do tipo $1/E$, E , ou no espectro térmico por uma Maxwelliana a uma dada temperatura efetiva. A extrapolação a altas energias é feita usando o espectro de fissão ou fusão.

O processo iterativo tem seu término quando se atinge uma das condições:

- (a) O número máximo de iterações especificada na entrada é atingido.
- (b) O valor de ϵ não varia mais que 5% entre duas iterações sucessivas, onde

$$\epsilon = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N \left(\frac{A_i - A_i [k]}{A_i [k]} \right)^2}{N - 1}} \quad (A.17)$$

APÊNDICE B - MAPEAMENTO DE FLUXO TÉRMICO COM A CÂMARA DE FISSÃO MINIATURA.

B.1 CÂMARA DE FISSÃO MINIATURA (CFM)

A CFM utilizada no mapeamento do fluxo de nêutrons térmicos nos canais de refrigeração 5 e 13 do EC108 foi o modelo WL-23392 da Westinghouse.

O objetivo de sua utilização foi o de obter a sua calibração a partir da técnica de ativação por folhas. O módulo eletrônico utilizado no experimento é apresentado abaixo na figura B.1.

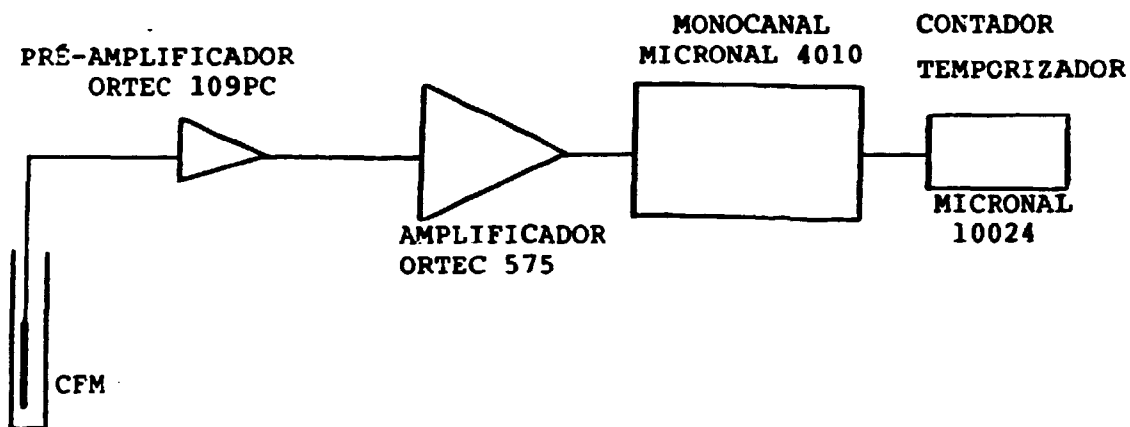


Figura B.1 - Circuito eletrônico associado a CFM.

As condições de operação dos aparelhos é descrita na tabela B.1.

Aparelhos	Ganho Grosso	Ganho Fino	Ganho	Discriminação Integral (volts)
Pré-amplificador	--	--	10	--
Amplificador	20	4,9	--	--
Monocanal	--	--	--	4,0

Tabela B.1 - Condições de operação dos módulos eletrônicos.

O dispositivo de inserção da CFM, permite fazê-lo ao longo de 26 posições axiais (Z) à placa combustível. Cada posição está situada 2,5cm uma da outra, podendo ser visualizada na tabela B.2.

Z	Coordenada da Placa Matriz (cm)
1	-0,95 ⁺
2	1,55
3	4,05
4	6,55
5	9,05
6	11,55
7	14,05
8	16,55
9	19,05
10	21,55
11	24,05
12	26,55
13	29,05
14	31,55*
15	34,05
16	36,55
17	39,05
18	41,55
19	44,05
20	46,55
21	49,05
22	51,55
23	54,05
24	56,55
25	59,05
26	61,55 ⁺

Tabela B.2 - Posição da CFM ao longo do canal de refrigeração 13.

* 32,12 cm para o canal de refrigeração 5

+ região refletora.

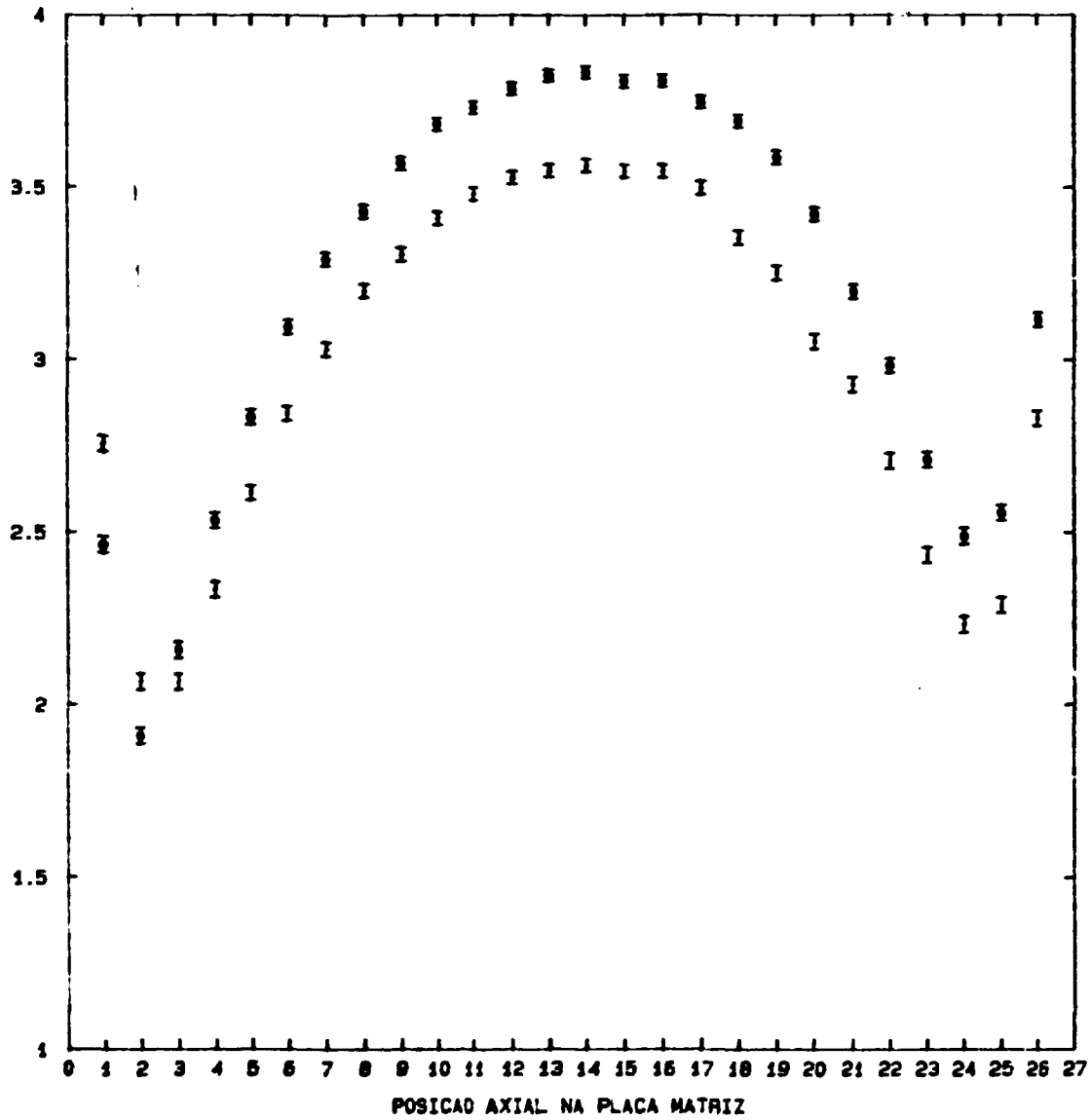


FIG.B2-DISTRIBUICAO DO FLUXO DE NEUTRONS TERMICOS
MEDIDA PELA CFM NO ELEMENTO COMBUSTIVEL 108.
(I) CANAL DE REFRIGERACAO 5 (\$) CANAL DE REFRIGERACAO 13

A correspondência entre as posições da CFM e as coordenadas da placa matriz foram obtidas a partir do ponto máximo do ajuste das curvas de distribuição de fluxo (CITATION) e contagens (figura B.2).

B.2 CALIBRAÇÃO DA CFM

O objetivo inicial era o de calibrar a CFM a partir da medida absoluta da distribuição de fluxo térmico nos canais de refrigeração 5 e 13. O fator de calibração f_c é definido como

$$f_c = \frac{\text{fluxo de nêutrons médio no canal}}{\text{contagem média no canal}} \quad (B.1)$$

Infelizmente, observou-se contagens espúrias provocadas por ruído eletrônico. A identificação da origem do ruído não é conhecida, creditando-se a problemas que vão desde o aterramento do reator, problemas de auto-frequência etc. Com isso, a calibração não foi realizada.

Em experiências posteriores, observou-se que a potências superiores (20KW) o problema de ruído desaparecia, devido ao fato da amplitude de sinal ser bem maior que a do ruído. Assim, a calibração da CFM deverá ser realizada a esse nível de potência em trabalho futuro.

APÊNDICE C - ESTIMATIVA DO NÍVEL DE POTÊNCIA DO REATOR IEA-R1

C.1 - CALIBRAÇÃO DE POTÊNCIA DO REATOR IEA-R1

C.1.1 Método de Balanço Térmico

O reator IEA-R1 tem sua calibração de potência realizada pelo método de balanço térmico através da equação^{18/}

$$P = m C_p \Delta T \quad , \quad (C.1)$$

sendo m a vazão mássica média do refrigerante no núcleo do reator, C_p o calor específico da água à pressão constante e ΔT a diferença de temperatura na entrada e saída do refrigerante.

A calibração de potência por balanço térmico, é realizada apenas a altos níveis de potência, tendo em vista a necessidade de se ter um valor de ΔT significativo. Assim, a 2MW de potência, o ΔT no reator IEA-R1 é de aproximadamente 3°C. Isto inviabiliza a calibração a níveis inferiores de potência, a fim de se verificar sua linearidade.

C.1.2 Calibração de Potência pela Técnica de Ativação

A potência térmica dissipada num reator nuclear ou numa certa região do reator é dada pela equação^{31/},

$$P = \frac{GMN_0}{AV} \int_V \int_0^\infty \sigma_f(r,E) \phi(r,E) dVdE \quad , \quad (C.2)$$

sendo v o volume ocupado pelo combustível no reator ou numa região do reator (elemento combustível), G a energia recuperável por fissão, A o peso atômico do material físsil, N_0 o número de avogrado, M a massa do material físsil.

Assumindo-se que o material físsil está uniformemente distribuído no combustível, que todas as fissões são induzidas por nêutrons térmicos, com o valor médio de $\phi(r,E)$ numa região

do reator definido como,

$$\bar{\phi}(E) = \frac{1}{V} \int_V \phi(r, E) dv \quad , \quad (C.3)$$

e que $\bar{\phi}(E)$ assume a forma de uma Maxwelliana, temos

$$P = \frac{GMN_0}{AV} \frac{\sqrt{\pi}}{2} g(T_n) \sqrt{\frac{T_0}{T_n}} \sigma_f(E_0) \bar{\phi}_T \quad , \quad (C.4)$$

sendo $\sigma_f(E_0)$ a secção de choque de fissão a energia mais provável, $\bar{\phi}_T$ o valor médio do fluxo de nêutrons térmicos, $g(T_n)$ o fator de Westcott e T_n a temperatura efetiva dos nêutrons.

A contribuição epitérmica à fissão pode ser avaliada acrescentando-se a expressão (C.4) o fator de fissão rápida ϵ , ou simplesmente irradiando-se duas folhas de urânio utilizando-se da técnica da razão de cádmio.

Assim, inserindo-se folhas de ouro em cada elemento combustível do reator IEA-R1 é possível se determinar o valor médio do fluxo de nêutrons térmico ($\bar{\phi}_T$), e conseqüentemente a potência térmica dissipada em cada um dos elementos combustíveis. A potência do reator será a somatória das potências dissipadas em cada elemento combustível.

C.1.3 Estimativa da Potência do Reator IEA-R1

A estimativa do nível de potência do reator IEA-R1 é feita a partir do valor do fluxo de nêutrons térmicos medido no elemento combustível 108 e o código CITATION.

O valor médio do fluxo de nêutrons térmicos medido no EC108 é de $\phi_t = 4,16 \times 10^9$ nêutrons/cm²s. Assim para se determinar o nível de potência processa-se o código CITATION até atingir o nível de potência que reproduza no EC108 o mesmo valor de fluxo de nêutrons térmicos. O valor encontrado é de 451W.

A fim de se calibrar o reator IEA-R1 mede-se o nível de corrente da câmara de ionização compensada (CIC) do canal li

near. O nível de corrente é de $0,017\mu\text{A}$. assim, o fator de calibração FC definido por

$$FC = \frac{\text{corrente no canal linear}}{\text{Potência do reator}}, \quad (\text{C.5})$$

é de $F_C = 3,77 \times 10^{-5} \mu\text{A/W}$.

Na medida do espectro de energia de nêutrons irradiou-se as folhas de ativação com a corrente da CIC do canal linear, a $0,17\mu\text{A}$. Pela calibração de potência este nível de corrente corresponde a 4510W.

Processando-se os códigos SAND-II para as folhas de ativação e o código CITATION a 4510W, obteve-se para o primeiro código um fluxo integral de nêutrons de $1,57 \times 10^{11}$ nêutrons/cm²s e para o segundo código $1,55 \times 10^{11}$ nêutrons/cm²s. Esta pequena diferença de - 1% revela que a calibração além de estar muito próxima da realidade, é linear.

Cumprе salientar que o valor FC obtido é válido para o posicionamento da CIC do canal linear referente a configuração 155 do reator IEA-R1.

APÊNDICE D - DETERMINAÇÃO DA ENERGIA EFETIVA DE LIMIAR (E_{EFF})
 DA REAÇÃO $^{115}\text{In}(n,n')^{115m}\text{In}$ NO REATOR IEA-R1.

D.1 INTRODUÇÃO

A metodologia da definição da energia efetiva de limiar (E_{eff}) é detalhada no item 2.4. Basicamente, a definição de E_{eff} se dá a partir da visualização da figura 2.2. Assume-se para a secção de choque o comportamento de uma função degrau, ou seja nula abaixo de E_{eff} e σ_{act} máxima acima de E_{eff} .

A energia efetiva de limiar é determinada de tal forma que seja mantida constante a taxa de reação acima de E_{eff} em relação àquela acima da energia de limiar (E_L). A energia efetiva de limiar não é uma constante universal, sendo característica do espectro de energia do reator em que se realizam as medidas.

D.2 DETERMINAÇÃO DE E_{EFF}

A determinação da E_{eff} da reação $^{115}\text{In}(n,n')^{115m}\text{In}$ foi feita a partir dos dados fornecidos pelo código SAND II, ou seja do espectro de energia dos nêutrons medido no EC94. Os valores da secção de choque do CSTAPE são normalizados em relação ao valor máximo ao qual se acredita o valor unitário. Em seguida se determina a taxa de reação no detetor [$\psi(E)\sigma(E)$], a partir do espectro no reator IEA-R1, calculando-se a área abaixo da $\psi(E)\sigma(E)$ de 18MeV até a energia E_{eff} , tal que

$$\int_{E_L}^{18} \sigma_{act}(E)\psi(E)dE = \int_{E_{eff}}^{18} \sigma_{act}(E)\psi(E)dE . \quad (C.1)$$

Atingida a condição (C.1), E_{eff} é determinada.

O valor encontrado para a energia efetiva de limiar (E_{eff}) para a reação $^{115}\text{In}(n,n')^{115m}\text{In}$ a partir do espectro de energia de nêutrons no reator IEA-R1 é de 1,5MeV.

APÊNDICE E - PARÂMETROS UTILIZADOS NA DETERMINAÇÃO DO FLUXO DE NÊUTRONS

E.1 - INTRODUÇÃO

A seguir são apresentados os principais parâmetros utilizados na determinação experimental do fluxo de nêutrons térmicos e rápidos.

E.2 - PARÂMETROS PARA AVALIAÇÃO DA PERTURBAÇÃO DE FLUXO

- Fator de auto-blindagem térmico: $F_1 = 0,983$
- Fator de depressão de fluxo: $F_2 = 0,994$
- Fator de perturbação térmico: $K_t = 0,977$
- Fator de auto-blindagem epitérmica para folhas nuas: $F_{1e} = 0,426$
- Fator de auto-blindagem epitérmica para folhas cobertas com cádmio: $F_{1e} = 0,347^*$
- Espessura da caixa de cádmio: $X = 0,05\text{cm}$
- Fator de Skyrme: $g = 1.052$
- $\bar{\Sigma}_a (\text{Au}) = 4,36\text{cm}^{-1}^*$
- $E_3(\Sigma_{at}) = 0,494$
- $\Sigma_a (\text{H}_2\text{O}) = 1,67165 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1}^*$
- $\Sigma_s (\text{H}_2\text{O}) = 2,30975 \text{ cm}^{-1}^*$
- $\Sigma_{tr} (\text{H}_2\text{O}) = 1,95825 \text{ cm}^{-1}^*$
- $D(\text{H}_2\text{O}) = 1,7022 \times 10^{-1} \text{ cm}^*$

* Valores calculados pelo código Hammer-Technion para o EC108.

E.3 - OUTROS PARÂMETROS

- Peso atômico do Ouro: $PA = 196,967^{/31/}$
- Peso atômico do Índio: $PA = 114,82^{/31/}$
- Fator de Cádmiio: $F_{CD} = 1,098^{/39/}$
- Energia de corte do Cádmiio: $E_c = 0,66\text{eV}^{/13/}$
- Abundância gama do fotopico de 411,8044KeV do ^{198}Au :
 $I = 0,9556 \pm 0,0007^{/23/}$
- Abundância gama do fotopico de 336KeV do $^{115\text{m}}\text{In}$:
 $I = 0,459 \pm 0,003^{/23/}$
- Eficiência global de contagem para as folhas de Ouro
(1ª gaveta - HPGe): $(7,80 \pm 0,19) \times 10^{-3}$
- Eficiência global de contagem para as folhas de Ouro
(1ª gaveta - NaI) = $(3,54 \pm 0,09) \times 10^{-2}$
- Integral de ressonância: $I_R = 1575 \text{ barns}^{/13/}$.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. ADOLPH, J. Estudio para la determinacion experimental de la distribucion de densidad de flujo neutronico - en los reactores de investigacion FRG 1 y FRG-2. Geesthacht-Tesperhude, Gesellschaft fuer Kernenergieverwertung in Schiffbau und Schifffahrt m.b.H., 1984. (GKSS-84/E/34).
2. AJDACIC, W.; KUREPA, M.; LALOVIC, B. Semiconductor measures fluxes in operating core. Nucleonics, 20(2):47, Feb. 1962.
3. AMADO, R.C. de A. Medida absoluta de fluxo de neutrons térmicos pelo método de ativação de folhas usando a técnica de coincidência 4 -j. Rio de Janeiro, 1977. (Dissertação de mestrado, Coordenação dos Programas de Pós-Graduação de Engenharia, Univ. Fed. do Rio de Janeiro).
4. 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.1016-21.
5. BECKURTZ, K.H. & WIRTZ, K. Neutron Physics. New York, N.Y., Springer, 1964.
6. BENSCH, F. Flux depression and the absolute measurement of the thermal neutron flux density. Atomkernergie, 25(4): 257-63, 1975.
7. BENSCH, F. & FLECK, C.M. Neutronenphysikalisches praktikum. Mannheim, Bibliographisches Institut, 1968.
8. BERG, S. Modification of SAND II. Richland, WA, Battelle Pacific Northwest Labs., 1968. p.1-29. (BNWL-855).
9. BERZONIS, M.A. & BONDARS, Kh. Ya. Methods of neutron spectrum calculation from measured reaction rates in saips. Parts 2:software and data input. Vienna, International Atomic Energy Agency, International Nuclear Data Committee, 1981. (INDC(CCP)-165/GR).

10. BONDARS, Kh. Ya. & LAPENAS, A.A. Methods of neutron spectrum calculation from measured reaction rates in saips. Part 1: Review of mathematical methods. Izv. Akad. Nauk Latv. SSR Ser. Fiz. Tekh. Nauk, 2, 1980.
11. BOTHE, W. Zur Methodik der Neutronensonden. Z. Phys., 120: 437, 1943.
12. BRENNER, D.J. Monte carlo self-shielding corrections for use with neutron spectrum unfolding codes. Los Alamos, N.M, Los Alamos National Laboratory, 1981. p.175-7. (Technical notes).
13. BROWN JR., M.L. & CONNOLY, J.J. Cadmium cutoff energies for resonance absorbers in activation and reactivity measurements. Nucl. Sci Eng., 24:6-17, 1966.
14. DERCKX, R. Un folding methods in neutron spectrameasurements by foil activation technique. Nucl. Instrum. Metho., 105: 1-4, 1972.
15. FISHER, A. International intercomparison of neutron spectra evaluating methods using activation detectors. Jülich , Kernforschungsanlage Jülich G.m.b.H., 1975 (JÜL-1196).
16. FRAJNDLICH, R. Cálculo dos novos parâmetros neutrônicos e termohidráulicos do reator IEA-R1 em consequência da conversão dos elementos combustíveis de alto para baixo enriquecimento em U-235. São Paulo, Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, 1984. (Relatório interno).
17. GERKEN, W.W. & DUFFEY, D. Neutron flux measurements using multiple-threshold detectors. Trans. Amer. Nucl. Soc., 6: 239.40, 1963.
18. GLOWER, D.D. Experimental reactor analysis and radiation measurements. New York, McGraw-Hill, 1965.
19. GRADER, R.J. Measuring reactor neutron spectra with threshold detectors. Rev. Sci. Instrum., 32(8):933, 1961.

20. HERDADE, S.B. Measurement of fast neutron fluxes and spectra at the IEA 5Mw reactor. São Paulo, Instituto de Energia Atômica, 1964. (IEA-Pub-83).
21. INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. Neutron cross section for reactor dosimetry. proceedings of a meeting on ... , held in Vienna, 15-19 Nov., 1976. Vienna, 1978. v.1
22. INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. Neutron fluence measurements. Vienna, 1970. (Technical reports series, 107).
23. INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. INTERNATIONAL NUCLEAR DATA COMMITTEE. Nuclear decay data for radionuclides used as calibration standards. Vienna, Apr. 1983. (INDC(NDS)-145/GEI).
24. KNOLL, G.F. Radiation detection and measurements. New York, Wiley, 1979.
25. KOBAYASHI, K. Measurement of neutron spectrum at main irradiation facilities of the Kyoto University reactor, KUR. Annu. Rep. Res. React. Inst., Kyoto Univ., 20:1-12, 1987.
26. KOMPANEK, JR., A.J. & TARNUZZER, E.C. Neutron-activated wires plot fluxes in Yankee core. Nucleonics, 20(2):44, Feb. 1962.
27. KONDO, I. & SAKURAI, K. Experimental evaluation of reactor neutron spectrum in irradiation field. J. Nucl. Sci Technol., 18(6):461-72, 1981.
28. KOSAKA, N. Estudo da validação do programa Hammer-Technion para barra de controle do reator tipo PWR. São Paulo, Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, 1985. (IPEN-Pub-85).
29. KOSKINAS, M.F. Medida do fluxo térmico, epitérmico e rápido no reator IEA-R1 pelo método de ativação de folhas. São

- Paulo, 1978. (Dissertação de mestrado, Instituto de Energia Atômica). (IEA-DT-117).
30. KUIJPERS, L.; HERZING, R.; CLOTH, P.; FILGDES, D.; HECKER, R. On the determination of fast neutron spectra with activation techniques, its application in a fusion reactor Blanket model. Nucl. Instrum. Methods, 144:215-24, 1977.
31. LAMARSH, J.R. Introduction to nuclear theory. Reading, Mass., Addison-Wesley, 1966.
32. MCELROY, W.N.; BERG, S.; CROCKETT, T.; HAWKINS, R.G. SAND II - a computer-automated interative method for neutron flux-spectra determination by foil activation. Kirtland AFB, NM, Air Force Weapons Laboratory, Sept. 1967. (AFWL-TR-67-41).
33. MCELROY, W.N.; BERG, S.; CROCKETT, T.B.; TUTTLE, R.J. Measurement of neutron flux spectra by a multiple foil activation interative method and comparison with reactor physics calculation and spectrometrer measurements. Nucl. Sci. Eng., 36:15-27, 1969.
34. MAIORINO, J.R.; PERROTA, J.A.; KOSAKA, N.; TEIXEIRA, A.S. Atualização dos cálculos da configuração do IEA-R1 para 2Mw - dados padronizados. São Paulo, Inst. de Pesquisas Energ.e Nuclæres, jun. 1988. (Relatório interno)
35. MANÃS DIAZ, L. & MONTES PONCE DE LEON, J. Medidas de flujos de neutrones en el nucleo del reactor JEN-1. Madrid, Junta de Energia Nuclear, 1960. (JEN 83-DF/I25).
36. MESTINIK Fº, J. A distribuição espacial do fluxo de nêutrons no núcleo do reator IEA-R1, obtida por meio da ativação de folhas. São Paulo, 1978. (Dissertação de mestrado, Escola Politécnica, Universidade de São Paulo). (IEA-DT-132).
37. MO, S.C. Foil, foil correctiom factor calculations for reactor physics experiments. West Lafayette, Indianna, Purdue University, 1986. (PNE-86-156).

38. MO, S.C. & OTT, K.O. Resonance self shielding corrections for detector foils in fast neutron spectra. Nucl. Sci. Eng., 95:214-24, 1987.
39. MUECK, K. & BENSCH, F. Cadmium correction factors of several thermal neutron foil detectors. J. Nucl. Eng., 27:677-88, 1973.
40. NEW operating model for the model 918 multichannel buffer for use with ORTEC model 918. Oak Ridge, TN, EG & G ORTEC, 1985.
41. OKAJIMA, S.; NARITA, M.; KOBAYASHI, K. Simple determination of low power on reflected reactor using the Feynman - experiment. Ann. Nucl. Energy, 14(12):673-6, 1987.
42. PROFIO, A.E. Experimental reactor physics. New York, Wiley, 1976.
43. RANT, J. Measurements of neutron flux distributions by activation detectors. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. Application of small computers to research reactor operation: international training course, Ljubljana, 1-26 Jun., 1987.
44. RANTANEN, E.; ROUTTI, J.T.; BARS, B. Threshold detector measurements of fast neutron spectra in a Triga reactor with application of a new unfolding method. Atomkernenergie, 26(2):103-6, 1975.
45. RITCHIE, R.H. & ELDRIDGE, H.B. Thermal neutron flux depression by absorbing foils. Nucl. Sci. Eng., 8:300-11, 1960.
46. SAKURAI, K. Measurement and evaluation of neutron spectra above 0.1 Mev in the JMTR. Nucl. Instrum. Methods, 213: 359-71, 1983.
47. SCHMID, L.C. Critical assemblies and reactor research. New York, Wiley, 1971.

48. SESONSKE, A. Nuclear power plant design analysis. Oak Ridge, TN, U.S. Atomic Energy Commission, Technical Information Center, Nov. 1973. p.151 (TID-26241).
49. SILVA, A.A. da. Espectrometria de nêutrons com o detector cintilador orgânico líquido NE-213. Rio de Janeiro, Univ. Federal do Rio de Janeiro, 1980.
50. SUICH, J.E. & HONECK, H.C. The Hammer system heterogeneous analysis of multigroup methods of exponential and reactor. Aiken, S.C., Du Pont de Nemours, Savannah River Laboratory, 1967. (DP-1064).
51. TANGARI, C.M.; MOREIRA, J.M.L.; JEREZ, R. Mapeamento de fluxo térmico no reator IEA-R1. São Paulo, Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, jan. 1986. (IPEN-Pub-93).
52. THOMAS, P.M.; HARRISON, K.G.; SCOTT, M.C. A multisphere neutron spectrometer using a central ^3He detector. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., 224:225-32, 1984.
53. TSOULFANIDIS, N.; EDWARDS, D.R.; KAO, L.; YIN, F. Neutron fluence and threshold foil reaction rates in PWRs. Trans. Am. Nucl. Soc., 45:592-3, 1983.
54. WENG, P.S. & LEE, M.M. Determination of intermediate neutron energy spectrum for a pool-type reactor. Atomkernenergie, 18(1):25-9, 1971.
55. WESTCOTT, C.M. Effective cross section values for well-moderated thermal reactor spectra. Chalk River, Ontario, Atomic Energy of Canada, Sept. 1960. (AECL-1101).
56. ZIJP, W.L. & NOLTHENIUS, H.J. Neutron self shielding of activation detectors used in spectrum unfolding. Petten, Reactor Centrum Nederland, Aug. 1975. (RCN-231).