

CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM CIÊNCIAS E TÉCNICAS NUCLEARES

UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS GERAIS

CONTRIBUIÇÃO A REALIZAÇÃO DE UM DISPOSITIVO DE NEUTROGRA  
FIA NO REATOR TRIGA MARK I IPR-R1

Por: LUIZ HENRIQUE GONÇALVES DE MORAIS

Orientador: ENG<sup>o</sup> LAC VU HONG

TESE APRESENTADA COMO REQUISITO PARCIAL PARA OBTENÇÃO  
DO TÍTULO DE MESTRE EM CIÊNCIAS E TÉCNICAS NUCLEARES

INSTITUTO DE PESQUISAS RADIOATIVAS

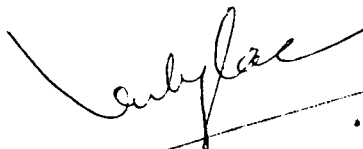
Belo Horizonte, Julho/1976

Tese aprovada em 11 de janeiro de 1977

Prof. Milton Vieira Campos  
Coordenador

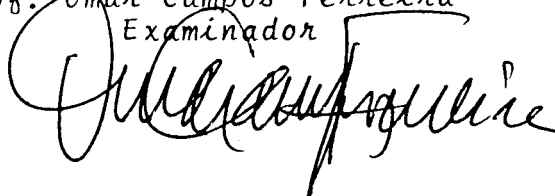


Prof. Lac Vu Hong  
Orientador

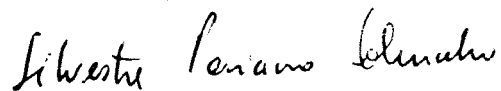


---

Prof. Omar Campos Ferreira  
Examinador



Prof. Silvestre Paiano Sobrinho  
Examinador



## AGRADECIMENTOS

Ao Engenheiro LAC VU HONG pela maneira segura e eficiente com que orientou este trabalho.

Ao Engenheiro JAIR CARLOS MELLO pela idéia e apoio concedido durante a realização deste trabalho.

Ao Professor OMAR FERREIRA CAMPOS, Diretor do IPR (NUCLEBRÁS); Engenheiro MARCIUS TRISTÃO DE MAGALHÃES, Chefe do Departamento de Engenharia Nuclear (FURNAS), Engenheiro AYRTON JOSÉ CAUBIT DA SILVA, Chefe da Divisão de Segurança das Centrais (FURNAS), por permitirem a realização deste trabalho.

A Sra. SANDRA MARIA ROCHA COELHO (FURNAS) e Srta. FRANCISCA MARIA SATLER (IPR) pela eficiência na datilografia deste trabalho.

Ao Centro de Computação da UFMG e Serviço de Documentação Técnica do IPR, pela inestimável ajuda.

A Universidade Federal de Minas Gerais, Empresas Nucleares Brasileiras, Furnas Centrais Elétricas S.A. e Comissão Nacional de Energia Nuclear.

A meus pais Ruy e Nezir  
minha esposa Nilzene  
minha filha Valéria

## ABSTRACT

This paper presents a brief discussion of neutron radiography and its possibilities in the Nuclebrás nuclear program, utilizing the TRIGA MARK I IPR-R1 reactor as a source of thermal neutrons.

A description of the equipment set up for neutron radiography is presented. An optimization study of the dimensions of the neutron port for the neutron radiography set up is made and the shielding necessary for protection against the radiation liberated by the setup is calculated.

Optimization of the dimensions of the neutron port is accomplished by calculating the thermal neutron flux and the ratio between this flux and the gamma radiation flux on the surface of the object to be neutron radiographed (at the exit of the setup) for various lengths of the neutron port.

The shielding is determined by calculating the fast neutrons flux at the exit of the setup considering various port lengths and then a study of the dose attenuation due to the fast neutrons and gamma radiations too is presented as a functions of various shielding thicknesses.

## RESUMO

Neste trabalho é apresentada uma breve discussão sobre a neutrografia e das possibilidades da neutrografia no programa nuclear da Nuclebrás, utilizando o reator TRIGA MARK I IPR-R1 como fonte de neutrons térmicos.

Uma descrição do dispositivo de neutrografia é apresentada. É feito um estudo da otimização das dimensões do cone de entrada do dispositivo e calculada a blindagem necessária para a proteção do ambiente contra as radiações liberadas pelo dispositivo.

Para a otimização das dimensões do cone de entrada, são calculados o fluxo de neutrons térmicos e a razão entre este fluxo e o fluxo de radiação gama na superfície do objeto a ser neutrografado (na saída do dispositivo), para diversos comprimentos do cone de entrada.

Para o cálculo da blindagem, o fluxo de neutrons rápidos é calculado na saída do dispositivo, considerando-se vários comprimentos do cone de entrada, e um estudo da atenuação da dose devido aos neutrons rápidos bem como da radiação gama é apresentado em função de diversas espessuras de blindagem.

## SUMÁRIO

### I. INTRODUÇÃO

1. A Neutrografia - Princípio e Aplicação
2. O Papel da Neutrografia no Programa Nuclear da Nuclebrás

### II. DISPOSITIVO DE NEUTROGRAFIA

1. Descrição do Dispositivo de Neutrografia a ser instalado no Reator TRIGA MARK I (IPR-R1)
  - 1.1. O Colimador
  - 1.2. O Cone de Entrada
  - 1.3. A Blindagem
2. Otimização da Fonte de Neutrons Térmicos
  - 2.1. Introdução
  - 2.2. Cálculo do Fluxo de Neutrons Térmicos
    - 2.2.1. Princípio de Cálculo
    - 2.2.2. Método de Cálculo
      - 2.2.2.1. Contribuição Direta
      - 2.2.2.2. Contribuição das Pardes da Fonte
      - 2.2.2.3. Expressão do Fluxo de Neutrons Térmicos no Final do Colimador
    - 2.2.3. Resultados e Conclusões

## 2.3. Cálculo do Fluxo Gama

### 2.3.1. Princípio de Cálculo

### 2.3.2. Fluxo Gama no Limite do Refletor

#### 2.3.2.1. Fluxo Devido a uma Fonte Plana Infinita

#### 2.3.2.2. Transformação Geométrica

#### 2.3.2.3. Expressão do Fluxo Gama no Limite do Refletor

### 2.3.3. Fluxo Gama no Final do Colimador

#### 2.3.3.1. Contribuição Direta

#### 2.3.3.2. Contribuição das Paredes do Colimador

#### 2.3.3.3. Expressão do Fluxo Gama no Final do Colimador

### 2.3.4. Resultados e Conclusões

## 3. Cálculo da Blindagem

### 3.1. Introdução. Concepção da Blindagem

### 3.2. Cálculo do Fluxo de Neutrons Rápidos

#### 3.2.1. Princípio de Cálculo

#### 3.2.2. Fluxo de Neutrons Rápidos no Limite do Refletor

##### 3.2.2.1. Fluxo Devido a uma Fonte Plana Infinita

##### 3.2.2.2. Transformação Geométrica

##### 3.2.2.3. Expressão do Fluxo de



Neutrons Rápidos no Li  
mite do Refletor

- 3.2.3. Fluxo de Neutrons Rápidos no Fi  
nal do Colimador
  - 3.2.3.1. Contribuição Direta
  - 3.2.3.2. Contribuição das Par  
des do Colimador
  - 3.2.3.3. Expressão do Fluxo de  
Neutrons Rápidos no Fi  
nal do Colimador
- 3.2.4. Resultados
- 3.3. Cálculo da Dose de Neutrons Rápidos em  
Função da Espessura da Blindagem
- 3.4. Cálculo da Dose Gama em Função da Espe  
sura da Blindagem
- 3.5. Escolha da Espessura da Blindagem
- 3.6. Resultados e Conclusões

III. CONCLUSÃO GERAL

APÊNDICES:

- A - Método de Cálculo
- B - Fluxo de Neutrons Térmicos
- C - Cálculo do Fluxo de Radiação Gama no Limite do Refletor
- D - Cálculo do Fluxo Gama no Final do Colimador
- E - Cálculo do Fluxo de Neutrons Rápidos
- F - Código Polyphemus

## I. INTRODUÇÃO

### 1. A NEUTROGRAFIA: PRINCÍPIO E APLICAÇÃO

A neutrografia é um novo método de controle não destrutivo usado atualmente, aumentando assim a faixa de testes não destrutivos aplicáveis aos problemas de Controle de Qualidade. Para neutrografia são usados, ao invés de raios eletromagnéticos, feixes de neutrons térmicos ou neutrons rápidos, porém o princípio é o mesmo da radiografia e gamagrafia.

Apesar do estudo crescente e o rápido desenvolvimento deste novo método de controle não destrutivo, não podemos prever que a neutrografia tomará o lugar da radiografia visto que a utilização da radiografia na medicina e para certas aplicações na indústria, quando substituída pela neutrografia oferece pouca ou nenhuma vantagem. Por outro lado, a neutrografia contribui na solução de problemas especiais que não podem ser resolvidos por outro método, como por exemplo a inspeção de uma amostra radioativa pode apresentar problemas quando tratada pelos métodos convencionais de radiografia, uma vez que o decaimento radioativo da amostra formará uma sombra no filme radiográfico. Uma técnica especial de neutrografia, chamada método de transferência solucionará este problema.

Se construirmos um gráfico colocando na abcissa o número atômico dos elementos em ordem crescente, e na ordenada o coeficiente de absorção de massa (fig. 1), notamos que para os neutrons térmicos, o

coeficiente de absorção de massa apresenta uma distribuição aleatória enquanto que o coeficiente de absorção de massa para o raio-X cresce de maneira regular. Estas diferenças na absorção sugerem um grande número de aplicações possíveis [ 1 ]:

- Por exemplo, é possível observar a localização do hidrogênio, lítio e boro num material pesado como o aço usando neutrons térmicos.
- Outro exemplo é o uso da neutrografia para discriminar elementos vizinhos. Desde 1956, Thewlis demonstrou que a neutrografia permite discriminar entre boro e carbono, cádmio e bário, com muito menos dificuldade do que usando a técnica de radiografia [ 2, 3, 4 ].

Atualmente, a diferença das interações da matéria com os raios-X e com os neutrons, indica claramente que as duas técnicas são complementares.

A maioria dos estudos em neutrografia tem envolvido neutrons térmicos porque são de fácil detecção e as características de atenuação são favoráveis. Pouca atenção tem sido dada aos neutrons rápidos no que concerne a neutrografia, uma vez que são de difícil detecção e as diferenças de absorção entre materiais são muito pequenas. Um bom uso de neutrons rápidos em neutrografia seria na inspeção de grandes espessuras de materiais densos [ 5 ], embora para este tipo de aplicação ainda se usa a radiografia com raios-X de alta energia obtido pelo uso de aceleradores lineares e Betatrons.

As possíveis fontes de neutrons são: os acelerado

res de partículas geradores de Neutrons, fontes ra radioativas e reatores nucleares. Destes, a mais usa da para a neutrografia atualmente é o reator nuclear devido ao alto fluxo de neutrons térmicos produzidos, o que torna possível uma neutrografia de alta qualidade.

O método mais usado para a detecção fotográfica dos neutrons na neutrografia é o emprego de filme radio gráfico com o auxílio de um "ecram" conversor. O "ecram" converte a imagem neutrônica em imagem alfa, beta ou gama que é fotograficamente mais detetável do que a imagem neutrônica não convertida. Estes conversores de imagem são essencialmente de 2 tipos: materiais que podem se tornar ativos e materiais de emissão instantânea.

Os materiais de emissão instantânea, caracterizados pelo lítio, boro, cádmio e gadolínio emitem a radia ção instantaneamente quando da absorção do neutron. Este tipo de conversor é usado no que é chamado de método de exposição direta, isto é, o filme e o "ecram" têm que ser expostos ao mesmo tempo ao fluxo neutrônico para que o filme possa detetar a radiação instantânea emitida pelo "ecram". Esta é uma técnica de detecção rápida, tendo a desvantagem de ser sensível ao background gama que acompanha sempre os feixes de neutrons. O elemento mais usado como "ecram" conversor para esse método é o gadolínio.

A técnica de transferência de radiação é um método no qual o "ecram" é um material que pode se tornar ativo. Neste método o filme não é exposto diretamente ao fluxo neutronico, sendo a imagem neutrônica

detetada pelo "ecram", o qual torna-se radioativo proporcionalmente à intensidade do neutron em cada ponto da imagem. O "ecram" então será colocado em contato com o filme radiográfico e pelo decaimento teremos a formação da imagem no filme. Este método é mais demorado do que o método direto, uma vez que a formação da imagem no filme leva um tempo de mais ou menos três vezes a meia vida do elemento usado como "ecram". Por outro lado, este método é totalmente insensível ao background gama. Os elementos mais usados são os dysprosium e o indium.

Como exemplo de aplicação da neutrografia podemos citar os seguintes [ 6 ] :

- Aplicações Tipicamente Nucleares

- Controle de elementos combustíveis, cápsulas, fontes  $\gamma$ , etc;
- Estudo da formação de cavidades centrais nos elementos combustíveis do reator rápido (breeder);
- Pesquisa de hidreto no urânio;
- Controle da repartição do boro nas placas de alumínio, usadas para uniformizar o fluxo de nêutrons nos reatores de pesquisa a água leve;
- Medida de Burn-up - Determinação da razão isotópica.

- Outras Aplicações

- Exame de elementos pirotécnicos: verificação da homogeneidade ou da razão de preenchimento de um pó químico confinado em metal tal como chumbo, aço, alumínio;
- Controle de conduites, juntas de comando hidráulico (matéria plástica no metal);
- Controle de colagem de metal por resina epoxy, ou de brasagem em produtos absorvedores de nêutrons (Cd, Ag); como estruturas em colmeia na construção aeronáutica;
- Verificação após montagem de juntas de indium para tubos selados;
- Inspeção dos circuitos impressos;
- Pesquisa de fissuras no molibdênio.

- Outros Problemas Possíveis de Serem Resolvidos Por Neutrografia

- Exame de materiais pesados que são opacos aos raios-X tais como Pb, U<sub>nat</sub>, Pt, W, Ti;
- Exame de materiais compostos, sobretudo obj<sub>e</sub>tos metal-plásticos;
- Exame de produtos borados;
- Pesquisa de lítio em certas ligas especiais,

em particular nos componentes eletrônicos;

- Determinação de fissuras, controle de pequena perfuração em peças metálicas usando os agentes de contraste (líquido a base de cádmio).

## 2. O PAPEL DA NEUTROGRAFIA NO PROGRAMA NUCLEAR DA NUCLEBRÁS

Para realizar os diferentes objetivos do programa nuclear da NUCLEBRÁS, uma instalação neutrográfrica adequada se revela de utilidade e mesmo indispensável.

No ciclo de combustível, e em tecnologia dos reatores, a neutrografia será útil para:

- Estudo da fragilização dos tubos de zircaloy, devido a formação de hidreto;
- Pesquisa da formação de hidreto no Urânio durante a fabricação de elementos combustíveis;
- Controle da integridade dos elementos combustíveis;
- Estudo da formação das cavidades centrais e das fissuras nos elementos combustíveis;
- Exame do comportamento do combustível e dos materiais de estrutura para reatores de potência durante a operação;
- Medida de Burn-up.

Esses exames são um fator importante na segurança do funcionamento do reator e permitem uma análise eficaz da evolução do elemento combustível no tempo.

As peças a examinar são radioativas e a neutrografia, através do método indireto (transferência), resolve esse tipo de problema.

As rigorosas normas de segurança nos setores nucleares exigem um controle sério dos componentes. Do ponto de vista de, não somente melhorar as técnicas mas, também aumentar as possibilidades de controle e a gama de métodos oferecidos, a neutrografia é útil já que constitui uma técnica de controle complementar aos métodos clássicos: Radiografia, Ultra-som,...

Para satisfazer as necessidades internas da NUCLEBRÁS: contribuindo na realização de um programa nuclear; bem como as necessidades externas; oferecendo serviços de controle às indústrias privadas, a melhor possibilidade atual de realizar a neutrografia no IPR é utilizar o reator TRIGA MARK I como fonte de nêutrons.

O objetivo do presente trabalho é contribuir na realização deste dispositivo de neutrografia através da otimização das dimensões da fonte de neutrons térmicos e o cálculo da blindagem necessária para a proteção do ambiente contra as radiações ( $\gamma$ , neutrons rápidos e térmicos) liberados pelo dispositivo de neutrografia.

Não é intenção do autor desenvolver um novo método de cálculo para este trabalho, e sim adaptar os métodos já existentes e comprovados às necessidades do estudo aqui desenvolvido.



## II. DISPOSITIVO DE NEUTROGRAFIA

### 1. DESCRIÇÃO DO DISPOSITIVO DE NEUTROGRAFIA A SER INSTALADO NO REATOR TRIGA MARK I (IPR-R1) - [ 7 ]

O dispositivo de neutrografia compreende várias partes: o cone de entrada, a caixa do diafragma, o colimador, a blindagem (figs. 2 e 3), o sistema mecânico de suporte do colimador, e os equipamentos anexos tais como o sistema de alimentação de hélio do colimador, o circuito de água borada, o aparelho de medida de dose ambiente, e mesa de comando e de controle.

Para o presente trabalho interessam-nos os três principais componentes abaixo descritos:

#### 1.1. O Colimador

O papel do colimador é extrair os nêutrons térmicos, e somente aqueles que chegam sobre o objeto a ser neutrografado sob ângulos de incidência pouco diferentes, para se obter uma imagem neutrográfica de boa qualidade - (vide fig. 2).

Teoricamente, o colimador deve ser de forma cônica para ter uma superfície de exposição de dimensão suficiente, suas paredes devem ser revestidas por um material fortemente absorvedor de nêutrons térmicos tal como cádmio ou boro. (O material usado é Boral).

Todavia, para facilitar a fabricação e a manipulação, o colimador pode ser dividido em várias partes.

tes cilíndricas de diâmetro crescente. Isto não afeta, nem o fluxo de neutrons térmicos que chega à superfície de exposição, nem a definição da imagem. Além do mais, esta geometria apresenta duas vantagens:

- Certas partes do colimador situadas imediatamente acima das aberturas não "vêm" a fonte de neutrons térmicos (que é a entrada do colimador cônico). Estas partes não necessitam de material absorvedor de neutrons térmicos.
- Pela mesma razão, o "background" ( $\gamma$  e neutrons rápidos) é menos importante que no caso do colimador cônico porque existirá menos radiação espalhada chegando sobre a superfície de exposição.

Na entrada do colimador tem um diafragma de Boral que permite diminuir o diâmetro de entrada do colimador, portanto a colimação, e conseqüentemente a qualidade da imagem. O diafragma será usado para fechar e abrir a entrada do feixe de neutrons térmicos e controlar assim o tempo de exposição.

#### 1.2. O Cone de Entrada

O cone de entrada é o prolongamento do colimador cônico (este último em traço descontínuo na fig.2).

Esta parte sem revestimento de material absorvedor de neutrons que constitui a fonte de neutrons térmicos para o dispositivo de neutrografia, por ser a única parte que contribui para o fluxo de neutrons térmicos no final do colimador, tem por finalidade aumentar a dimensão da fonte vista pelo ob

jeto e pelo detetor, e evitar a presença de material absorvedor (boral) próximo ao núcleo do reator que poderia diminuir o fluxo de neutrons térmicos no colimador.

### 1.3. A Blindagem

A blindagem tem por fim deter o feixe de neutrons e  $\gamma$  reduzindo a dose de radiação na vizinhança do dispositivo a níveis admissíveis.

Ela será de forma cilíndrica, fechada numa base (fig. 2) e compreenderá uma primeira camada de chumbo para absorver a radiação gama e diminuir a energia dos neutrons rápidos através de choques inelásticos, uma segunda camada de parafina borada para termalizar os neutrons e em seguida os absorver.

## 2. OTIMIZAÇÃO DA FONTE DE NÊUTRONS TÉRMICOS

### 2.1. Introdução

Três principais fatores que determinam a adequação de um dispositivo de neutrografia são:

1. o fluxo de neutrons térmicos,
2. a razão entre o fluxo de neutrons térmicos e a dose gama de background,
3. a razão de colimação.

Do primeiro fator, depende o tempo de exposição necessário para uma neutrografia e dos dois outros fatores, a qualidade da imagem neutrográfica.

Este estudo de otimização da fonte, é feito para

uma razão de colimação constante (um colimador da  
do).

O fluxo de neutrons térmicos que chega a superfí  
cie do objeto a ser neutrografado é, em parte, de  
vido ao fluxo que passa diretamente através da en  
trada da fonte de neutrons térmicos e, em parte, de  
vido a contribuição das paredes do cone de entrada.

Uma vez que a contribuição do fluxo de neutrons tér  
micos refletido nas paredes da fonte é considerá  
vel para o fluxo total, é necessário que se faça  
um estudo de otimização das dimensões da fonte de  
nêutrons térmicos para que se obtenha o maior flu  
xo no plano do objeto a ser neutrografado.

Fixando-se um comprimento para a fonte e, desde  
que a fonte é o prolongamento natural do colimador,  
podemos determinar o raio médio do cone de entrada.  
Como o ângulo de abertura das paredes da fonte é  
muito pequeno, podemos, para facilidade de cálculo,  
considerar a fonte como um cilindro de raio igual  
ao raio médio do cone de entrada. Assim, modifi  
cando-se as dimensões deste cilindro, podemos de  
terminar o tamanho da fonte que dará o maior flu  
xo de neutrons térmicos, na saída do colimador.

As radiações que chegam a superfície do objeto a  
ser neutrografado são além dos neutrons térmicos,  
os neutrons rápidos e radiação gama (background) .  
Uma vez que usaremos no dispositivo de neutrogra  
fia um conversor de neutrons térmicos, os neutrons  
rápidos não influenciarão na formação da imagem.

Como o dispositivo será usado para fazer a neutrografia utilizando além do método de transferência de radiação, o método direto, o fluxo de radiação gama tem que ser minimizado em relação ao fluxo de neutrons térmicos, uma vez que a radiação gama a tuando juntamente com os nêutrons térmicos interfe re negativamente na formação de imagem no filme radiográfico durante uma neutrografia.

Assim, é necessário calcular o fluxo gama na saída do colimador e através deste estudo de otimização, determinar as dimensões da fonte que levarão à mai or razão  $n/\gamma$ .

## 2.2. Cálculo do Fluxo de Nêutrons Térmicos

### 2.2.1. Princípio de Cálculo

O aparelho de neutrografia pode ser tratado como um condutor cilíndrico que penetra através da blindagem biológica (água) até a superfície do refletor. Consideramos essa superfície como u ma fonte plana infinita, cuja intensidade é dada pelo fluxo de neutrons térmicos no limite do re fletor.

O fluxo direto através da entrada da fonte de neutrons térmicos é calculado pelo método "Line-of-Sight" (Ap. A).

Cada ponto das paredes da fonte é considerado co mo uma fonte de neutrons térmicos, contribuindo ao fluxo no final do colimador como (1) nêutrons que atravessam pela primeira vez a parede em di reção ao fim do colimador e (2) neutrons prove

nientes de outros pontos (da entrada do cone e das paredes) que por reflexão são encaminhados na direção do final do colimador. Neste cálculo, só consideramos o segundo componente que é o mais importante. [ 20 ]

## 2.2.2. Método de Cálculo

### 2.2.2.1. Contribuição Direta

Pelo Método "Line-of-Sight" (Ap. A) temos:

$$\phi_{ntD} = \frac{N_o}{2} \frac{a^2}{(C+L)^2}$$

onde:

$N_o$  = fluxo de neutrons térmicos no refletor

$a$  = raio da fonte de neutrons térmicos (entrada do cone)

$(C+L)$  = distância do refletor até o final do colimador

$C$  = comprimento do colimador

$L$  = comprimento da fonte.

### 2.2.2.2. Contribuição das Paredes da Fonte

O cálculo do fluxo de neutrons térmicos refletido em cada ponto das paredes da fonte está

desenvolvido no Apêndice B.

O fluxo de neutrons térmicos no final do colimador devido a contribuição das paredes da fonte será:

$$\phi_{ntp} = \frac{c \cdot r_0}{R^2} \int_0^L F_t(y) dy$$

### 2.2.2.3. Expressão do Fluxo de Neutrons Térmicos no Final do Colimador.

O fluxo de neutrons térmicos no final do colimador é a soma do fluxo direto e a contribuição das paredes da fonte de neutrons térmicos. Assim:

$$\phi_{nt} = \phi_{ntD} + \phi_{ntp}$$

ou

$$\phi_{nt} = \frac{N_0}{2} \cdot \frac{a^2}{(c+L)^2} + \frac{c \cdot r_0}{R^2} \int_0^L F_t(y) dy$$

### 2.2.3. Resultados e Conclusões

Através de um programa de computador encontramos os seguintes resultados para o fluxo de neutrons térmicos no final do colimador:

desenvolvido no Apêndice B.

O fluxo de neutrons térmicos no final do colimador devido a contribuição das paredes da fonte será:

$$\phi_{ntp} = \frac{c \cdot r_0}{R^2} \int_0^L F_t(y) dy$$

### 2.2.2.3. Expressão do Fluxo de Neutrons Térmicos no Final do Colimador.

O fluxo de neutrons térmicos no final do colimador é a soma do fluxo direto e a contribuição das paredes da fonte de neutrons térmicos. Assim:

$$\phi_{nt} = \phi_{ntD} + \phi_{ntp}$$

ou

$$\phi_{nt} = \frac{N_0}{2} \cdot \frac{a^2}{(c+L)^2} + \frac{c \cdot r_0}{R^2} \int_0^L F_t(y) dy$$

### 2.2.3. Resultados e Conclusões

Através de um programa de computador encontramos os seguintes resultados para o fluxo de neutrons térmicos no final do colimador:



Fluxo de neutrons t ermicos no  
final do colimador

L (cm)	$\phi_{ntD}$ (n/cm <sup>2</sup> .s)	$\phi_{ntp}$ (n/cm <sup>2</sup> .s)	$\phi_{nt}$ (n/cm <sup>2</sup> .s)
20	$0,53 \times 10^7$	$0,18 \times 10^7$	$0,71 \times 10^7$
30	$0,43 \times 10^7$	$0,17 \times 10^7$	$0,60 \times 10^7$
40	$0,35 \times 10^7$	$0,15 \times 10^7$	$0,50 \times 10^7$
50	$0,28 \times 10^7$	$0,14 \times 10^7$	$0,42 \times 10^7$
60	$0,22 \times 10^7$	$0,12 \times 10^7$	$0,34 \times 10^7$
70	$0,17 \times 10^7$	$0,11 \times 10^7$	$0,28 \times 10^7$
80	$0,13 \times 10^7$	$0,97 \times 10^6$	$0,23 \times 10^7$
90	$0,90 \times 10^6$	$0,85 \times 10^6$	$0,18 \times 10^7$

Verificamos, como era esperado, que a contribuição das paredes do cone de entrada do dispositivo é significativa para o fluxo total, e que a medida que aumentamos o comprimento deste cone esta contribuição se torna mais acentuada, como podemos observar nos resultados encontrados, até que com o comprimento de 90 cm, as contribuições direta e das paredes se equivalem. Justifica-se assim o estudo desenvolvido para o cálculo da contribuição das paredes do cone de entrada para o fluxo total de neutrons térmicos.

Estes resultados estão de acordo com os cálculos efetuados por Whitemore [20] .

Concluimos, porém, que a fonte de menor comprimento contribui para o maior fluxo de neutrons térmicos no final do colimador. Este resultado , entretanto, deve ser usado com cuidado, uma vez que consideramos como se o fluxo de neutrons térmicos na superfície do refletor não sofresse perturbação introduzida pela presença de material absorvedor de neutrons térmicos (revestimento do colimador).

## 2.3. Cálculo do Fluxo Gama

### 2.3.1. Princípio de Cálculo

Para o cálculo do fluxo gama no final do colimador, usaremos uma aproximação que consiste em considerar como se as radiações fossem emitidas por uma fonte plana infinita na superfície superior do refletor do núcleo do reator (na entrada do colimador).

Uma vez que o núcleo do reator tem uma forma cilíndrica, calculamos o raio da esfera de mesmo volume que este cilindro para que possamos, através de uma transformação geométrica, calcular o fluxo de radiação devido a esta fonte equivalente (esférica volumétrica). Desta maneira podemos calcular o fluxo de radiação gama no limite do refletor, que será usado como intensidade de uma fonte plana colocada na entrada do colimador.

Calcularemos então a contribuição direta do fluxo gama pelo método "Line of Sight" e a penetração pelas paredes pelo método "Ray Analysis". Uma breve descrição desses métodos pode ser encontrada no Apêndice A.

Consideramos no presente trabalho os raios gama de fissão e produto de fissão e os raios gama de captura no núcleo do reator. Devido a dificuldade

dade de dados para outros grupos de energia, consideramos somente 4 grupos de energia, a saber: gamas de 1 MeV, 2 MeV, 4 MeV e 6 MeV.

### 2.3.2. Fluxo Gama no Limite do Refletor [8,9]

#### 2.3.2.1. Fluxo Devido a uma Fonte Plana Infinita

Consideramos uma fonte plana circular isotrópica unitária de raio  $a$ , dentro de um meio infinito de material de blindagem;

Seja  $P$  um ponto do eixo e  $r$  o raio de um anel circular interno de largura  $dr$ .

O fluxo de radiação no ponto  $P$  devido a essa fonte diferencial de área  $2\pi r dr$  é  $2\pi r dr G(R)$ ; onde  $G(R)$  é o "Point Kernel", isto é, o fluxo de radiação observado a uma distância  $R$  de uma fonte puntual unitária, ambos fonte e detetor sendo localizados dentro de um meio homogêneo infinito.

O fluxo total no ponto  $P$  devido a fonte plana circular é obtido integrando-se sobre todos os valores de  $r$ , de zero a  $a$ , ou seja:

$$D_{p1}^i = 2\pi \int_0^a G(R) r dr$$

sendo  $Z$  a espessura do material de blindagem, temos:

$$R = \sqrt{r^2 + Z^2}$$

Assim, com uma mudança de variáveis, temos:

$$D_{p1}^1 = 2\pi \int_Z^{Z^2+a^2} G(R) R dr$$

No caso de uma fonte plana infinita a equação anterior torna-se:

$$D_{p1}^1 = 2\pi \int_Z^{\infty} G(R) R dR$$

Esse cálculo supõe o fator de Buildup igual a unidade.

Com o fator de Buildup expresso na forma analítica ( $B(\mu t) = 1 + b\mu t$ ) o fluxo de uma fonte plana infinita, será:

$$D_{p1}^1 = 1/2 E_1(\mu Z) + be^{-\mu Z}$$

onde:

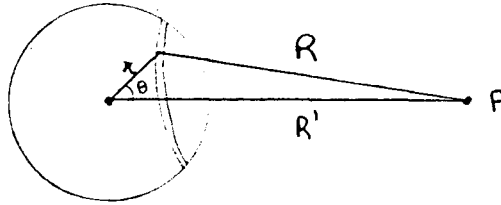
$\mu$  = coeficiente de atenuação da blindagem

$E_1$  = integral de função exponencial de primeira ordem.

#### 2.3.2.2. Transformação Geométrica

Seja uma fonte isotrópica unitária na forma de

uma camada esférica totalmente contida num meio atenuador:



O fluxo a uma distância \$R'\$ do centro desta fonte esférica de raio \$r\$ é:

$$D_s^1(R', r) = 2\pi \int_0^\pi G(R) r^2 \sin\theta d\theta$$

como \$R^2 = R'^2 + r^2 - 2rR' \cos\theta\$ temos que:

$$2RdR = 2rR' \sin\theta d\theta.$$

Assim:

$$D_s^1(R', r) = 2\pi \left(\frac{r}{R'}\right) \int_{R=R'-r}^{R=R'+r} G(R) R dR$$

que pode ser relacionada com o fluxo devido à fonte plana infinita, \$D\_{p1}^1\$:

$$D_s^1(R', r) = (r/R') [D_{p1}^1(R'-r, \infty) - D_{p1}^1(R'+r, \infty)]$$

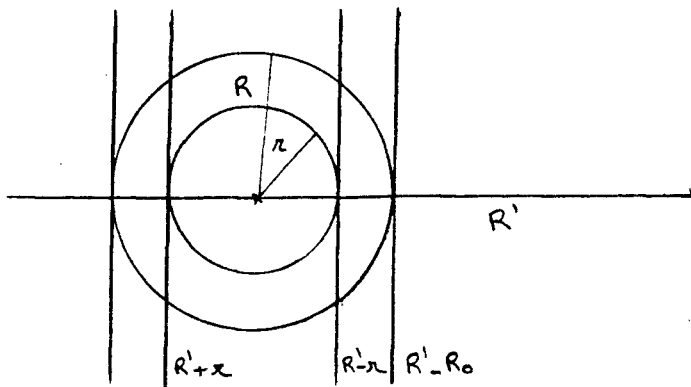
Para uma distribuição de fontes volumétricas confinadas numa esfera de raio \$R'\$, de intensidade volumétrica \$p(r)\$, a equação anterior pode

ser integrada com r variando de zero a R' Então:

$$P_{SV}(R', R_0) = \int_{r=0}^{R_0} D_s^1(R', r) p(r) dr = \int_{r=0}^{R_0} p(r) \frac{r}{R'} dr [D_{P1}^1(R'-r, \infty) - D_{P1}^1(R'+r, \infty)]$$

Se a intensidade da fonte na esfera é constante:

$P(r) = S_v$  e o plano infinito pode ser extrapolado com base numa exponencial, isto é, se:



$$D_{P1}^1(R'+r, \infty) \approx D_{P1}^1(R'-R_0, \infty) e^{-(R_0+r)/\lambda_c}$$

$$D_{P1}^1(R'-r, \infty) \approx D_{P1}^1(R'-R_0, \infty) e^{-(R_0-r)/\lambda_c}$$

$$\lambda_c = \frac{1}{\mu_v} = (\text{comprimento de atenuação do núcleo})$$

então:

$$D_{sv} \equiv S_{\nu} D_{p1}^1 (R' - R_0, \infty) e^{-R_0/\lambda c} \int_{r=0}^{R_0} \frac{r}{R_0} (e^{r/\lambda c} - e^{-r/\lambda c}) dr$$

$$D_{sv} \equiv (S_{\nu} \lambda_c^2 / R') \{ (R_0/\lambda c) - 1 + [(R_0/\lambda c) + 1] e^{-2R_0/\lambda c} \} D_{p1}^1 (R' - R_0, \infty)$$

ou, se  $R_0 \gg \lambda c$

$$D_{sv} (R', R_0) \equiv S_{\nu} \lambda c [(R_0 - \lambda c)/R'] D_{p1}^1 (R' - R_0, \infty)$$

onde:  $S_{\nu} \lambda c$  é a intensidade da fonte superficial equivalente

$\frac{R_0 - \lambda c}{R'}$  é o fator geométrico que considera a curvatura da fonte com relação ao ponto em que vai se medir o fluxo.

### 2.3.2.3. Expressão do Fluxo $\gamma$ no Limite do Refletor

$$\text{Com } \lambda c = \frac{1}{\mu_{\nu}} \text{ e } D_{p1}^1 (R' - R_0, \infty) = \frac{1}{2} [E_1(\mu_r Z) + b e^{-\mu_r Z}]$$

temos:

$$\phi_{\gamma} = \frac{S_{\nu}}{2\mu_{\nu}} \frac{R_0 - \lambda c}{R'} [E_1(\mu_r Z) + b e^{-\mu_r Z}]$$



onde  $\mu_r$  é o coeficiente de atenuação linear do refletor para radiação gama de um dado grupo de energia,  $Z$  é a espessura do refletor,  $R_0$  é o raio da esfera de volume equivalente ao núcleo,  $R' = R_0 + Z$ ,  $\lambda_c$  é o inverso do coeficiente de atenuação linear do núcleo, e  $E_1(\mu Z)$  é a integral da função exponencial de primeira ordem, a qual apresenta solução gráfica.

Os cálculos estão apresentados no apêndice C.

### 2.3.3. Fluxo Gama no Final do Colimador

#### 2.3.3.1. Contribuição Direta

Considerando o dispositivo de neutrografia como um condutor cilíndrico de raio  $a$ , o fluxo gama direto para um ponto na saída do colimador é dado por:

$$\phi_D = \frac{N_0}{2} \cdot \frac{a^2}{(C+L)^2}$$

onde:  $N_0$  é o fluxo de radiação gama, para um dado grupo de energia, no limite do refletor como calculado anteriormente (Ap.C).

$C$  é o comprimento do colimador.

$L$  é o comprimento da fonte (cone de entrada).

#### 2.3.3.2. Contribuição das Paredes do Colimador

O cálculo do fluxo gama devido a penetração pelas paredes do colimador usando o método "Ray Analysis" está desenvolvido no Apêndice D. Damos aqui somente a expressão do fluxo:

$$\phi_{\gamma P} = \int_a^b \frac{N_0}{2\pi R^2} e^{-\mu t} 2\pi r dr = N_0 \int_a^b e^{-\mu t} \frac{r dr}{R^2}$$

#### 2.3.3.3. Expressão do Fluxo Gama no Final do Colimador

O fluxo gama no final do colimador será

$$\phi_{\gamma} = \frac{N_0}{2} \cdot \frac{a^2}{(C+L)^2} + N_0 \int_a^b \frac{e^{-\mu t}}{R^2} \cdot r dr$$

#### 2.3.4. Resultados e Conclusões

Com os resultados obtidos no cálculo do fluxo de neutrons térmicos, seção II-2.2, e no cálculo do fluxo de radiação gama, apêndice D, calculamos a razão  $n/\gamma$  no final do colimador para cada comprimento de fonte de neutrons térmicos considerado. Assim, temos:

Fluxo de neutrons t ermicos

Fluxo gama

Raz o n/ 

L (cm)	$\phi_{nt}$ (n/cm <sup>2</sup> .s)	$\phi_{\gamma}$ ( mr/s )	$\frac{n}{\gamma}$ ( n/cm <sup>2</sup> .mr )
20	0,71 x 10 <sup>7</sup>	9,39	0,76 x 10 <sup>6</sup>
30	0,60 x 10 <sup>7</sup>	6,89	0,87 x 10 <sup>6</sup>
40	0,50 x 10 <sup>7</sup>	4,92	1,01 x 10 <sup>6</sup>
50	0,42 x 10 <sup>7</sup>	3,53	1,19 x 10 <sup>6</sup>
60	0,34 x 10 <sup>7</sup>	2,50	1,36 x 10 <sup>6</sup>
70	0,28 x 10 <sup>7</sup>	1,90	1,47 x 10 <sup>6</sup>
80	0,23 x 10 <sup>7</sup>	1,40	1,64 x 10 <sup>6</sup>
90	0,18 x 10 <sup>7</sup>	0,97	1,86 x 10 <sup>6</sup>

Observamos que com o aumento do comprimento da fonte aumenta a razão  $n/\gamma$  uma vez que a dose gama diminui mais rapidamente que o fluxo de neutrons térmicos.

Assim, do ponto de vista de uma neutrografia, usando-se o método direto, a fonte de maior comprimento dá a melhor qualidade de imagem. Entretanto, com esta fonte o fluxo de neutrons térmicos será menor, aumentando portanto o tempo de exposição, o que significa um acréscimo no custo do ensaio.

Para cada tipo de aplicação há então um compromisso entre o custo e a qualidade de imagem requerida, que determinará a escolha do comprimento da fonte de neutrons térmicos.

Independentemente desta conclusão, notamos que no cálculo do fluxo de radiação gama através das paredes da fonte-colimador, a maior contribuição para este fluxo é devido a parte (2) da figura ilustrativa do apêndice D. Esta contribuição varia com o comprimento da fonte de 80 a 95%. Assim se colocamos uma blindagem para radiação gama nesta parte do dispositivo de neutrografia, diminuiremos consideravelmente o fluxo gama no final do colimador, aumentando então a razão  $n/\gamma$  e conseqüentemente a qualidade da imagem neutrográfica.

### 3. CÁLCULO DA BLINDAGEM

#### 3.1. Introdução - Concepção da Blindagem

Temos, no presente trabalho, que calcular uma blindagem suficiente para que a dose devido a neutrons rápidos, neutrons térmicos e radiação gama, liberada pelo aparelho de neutrografia para o ambiente seja menor do que um valor pré-estabelecido.

Tendo em vista a alta qualidade do chumbo do ponto de vista de blindagem de radiação gama, do boro como bom absorvedor de neutrons térmicos, e da parafina como moderador de neutrons rápidos, a blindagem consistirá de uma placa de chumbo seguido de uma placa de parafina borada. A placa de chumbo deve ser colocada internamente, de modo que os neutrons rápidos tenham a sua energia reduzida através de choques inelásticos ao passarem por esta placa, sendo então moderados pela parafina e finalmente absorvidos, ao nível de neutrons térmicos, pelo boro.

### 3.2. Cálculo do Fluxo de Neutrons Rápidos

#### 3.2.1. Princípio de Cálculo

Analogamente ao que foi desenvolvido para o cálculo do fluxo de radiação gama, para o cálculo do fluxo de neutrons rápidos no final do colimador uma boa aproximação consiste em considerar como se os neutrons fossem emitidos por uma fonte plana infinita na superfície superior do refletor.

Calcularemos a contribuição direta do fluxo de neutrons rápidos pelo método "Line of Sight" e a penetração pelas paredes pelo método "Ray Analysis" (Ap.A).

Para simplificação de cálculo, consideramos como se todos os neutrons de fissão tivessem a energia de 2 MeV.

#### 3.2.2. Fluxo de Neutrons Rápidos no Limite do Refletor

##### 3.2.2.1. Fluxo Devido a uma Fonte Plana Infinita

O fluxo devido a uma fonte plana unitária é:

$$D_{p1}^1 = 2 \pi \int_Z^{\infty} G(R) R dR$$

como  $G(R) = \frac{e^{-\Sigma_r R}}{4 \pi R^2}$ , onde  $\Sigma_r$  é a seção de choque

de remoção do refletor, temos:

$$D_{p1}^1 = 2 \pi \int_Z^{\infty} \frac{e^{-\Sigma_r R}}{4 \pi R^2} dR = \frac{1}{2} \int_Z^{\infty} \frac{e^{-\Sigma_r R}}{R} dR$$

esta integral está na forma de integral da função exponencial de primeira ordem, tal que:

$$D_{p1}^1 = \frac{1}{2} E_1 (\Sigma_r Z)$$

### 3.2.2.2. Transformação Geométrica

Do cálculo do fluxo gama, temos que:

$$D_{sv}(R', R_0) = S_v \lambda_c \left[ (R_0 - \lambda_c) / R' \right] D_{p1}^1 (R' - R_0, \infty)$$

### 3.2.2.3. Expressão do Fluxo de Neutrons Rápidos no Limite do Refletor

Como  $\lambda_c = \frac{1}{\Sigma_{rv}}$ , onde  $\Sigma_{rv}$  é a seção de choque macroscópica de remoção do núcleo, e:

$$D_{p1}^1 = \frac{1}{2} E_1 (\Sigma_{rv} Z) \text{ temos:}$$

$$\phi = \frac{S_v}{2 \Sigma_{rv}} \cdot \frac{R_0 - \lambda_c}{R'} E_1 (\Sigma_{rv} Z)$$

onde:  $\Sigma_{rR}$  é a seção de choque macroscópica de remoção do refletor;

$\lambda_c$  é o inverso da seção de choque macroscópica de remoção do núcleo;

Z é a espessura do refletor;

$R_0$  é o raio da esfera de volume equivalente ao núcleo;

$$R' = R_0 + Z$$

$E_1(\Sigma_{rR}Z)$  é a integral da função exponencial de primeira ordem.

### 3.2.3. Fluxo de Neutrons Rápidos no Final do Colimador

#### 3.2.3.1. Contribuição Direta

O fluxo direto é dado por (Ap.A):

$$\phi_{nD} = \frac{N_0}{2} \cdot \frac{a^2}{(C+L)^2}$$

#### 3.2.3.2. Contribuição das Paredes do Colimador

Usando o método "Ray Analysis" (Ap.A), temos:

$$\phi_{np} = \int_a^b \frac{N_0}{2\pi R^2} e^{-\Sigma_r t} 2\pi r dr = N_0 \int_a^b \frac{e^{-\Sigma_r t}}{R^2} r dr$$



### 3.2.3.3. Expressão do Fluxo de Neutrons Rápidos no Final do Colimador

$$\phi_n = \frac{N_0}{2} \cdot \frac{a^2}{(C+L)^2} + N_0 \int_a^b \frac{e^{-\Sigma_r t}}{R^2} r dr$$

### 3.2.4. Resultados

Os resultados se encontram no apêndice E onde o fluxo de neutrons rápidos no final do colimador é convertida em mrem/h.

### 3.3. Cálculo da Dose de Neutrons Rápidos em Função da Espessura da Blindagem

Uma vez determinada a dose correspondente ao fluxo de neutrons rápidos calculado na saída do colimador (Ap. E), através de um conveniente fator de conversão (neutrons/cm<sup>2</sup>.seg → mrem/h), com o auxílio do código Poliphemus (Ap. F) construímos um gráfico de  $D_n$  versus  $X_p$  o qual, para uma dada espessura de chumbo e parafina fornece a dose emergente da blindagem, sendo: [9]

$$D_n = \frac{D}{D_0} (X_p) e^{-\Sigma_r X_{pb}} \cdot D_0$$

onde:

$\frac{D}{D_0}$  é a atenuação na dose de neutrons rápidos devido à parafina a partir do código poliphemus(Ap.F);

$e^{-\Sigma_r X_{pb}}$  é a atenuação na dose de neutrons rápidos devido a placa de chumbo;

$\Sigma_r$  é a seção de choque macroscópica de remoção para o chumbo;

$X_{pb}$  é a espessura da placa de chumbo;

$D_0$  é a dose incidente de neutrons rápidos;

$X_p$  é a espessura da placa de parafina.

#### 3.4. Cálculo da Dose Gama em Função da Espessura da Blindagem

Determinada a dose correspondente ao fluxo de radiação gama na saída do colimador (Ap. D), através de um conveniente fator de conversão (Mev/cm<sup>2</sup>.seg → mr/h), a dose transmitida por uma placa de chumbo de espessura  $X_{pb}$  seguida por uma placa de parafina borada de espessura  $X_p$  é dada por [ 9 ]

$$D_g = D'_0 B_{l\omega} (x_l, x_\omega) e^{-x_l} e^{-x_\omega}$$

onde:

$x_l = \mu_{pb} X_{pb}$  , espessura do chumbo em unidades de livre percurso médio;

$x_\omega = \mu_p X_p$  , espessura da parafina em unidades de livre percurso médio;

$D'_0$  , é a dose incidente de radiação gama;

$$B_{\ell\omega}(x_{\ell}, x_{\omega}) = \frac{B_{\ell}(x_1)-1}{B_{\omega}(x_1)-1} \left[ B_{\omega}(x_{\ell}+x_{\omega}) - B_{\omega}(x_{\omega}) \right] + B_{\omega}(x_{\omega}),$$

é o fator de Buildup para a placa extratificada de chumbo e parafina;

$B_{\ell}(x)$  é o fator de Buildup para a placa de chumbo;  
 $B_{\omega}(x)$  é o fator de Buildup para a placa de parafina.

Para o cálculo desses fatores de Buildup usamos a expressão na forma de soma de suas exponenciais [2, 11, 15]

$$B(X) = A e^{-\alpha x} + (1 - A) e^{-\beta x}$$

Sendo  $A$ ,  $\alpha$  e  $\beta$  coeficientes tabelados (Tab.I).

Com os valores dos fatores de Buildup da água (por não dispormos de dados para a parafina), interpolados a partir da Tabela II, e com os fatores de Buildup do chumbo calculados a partir da Tabela I, construímos as tabelas III, IV, V e VI, dando o fator de Buildup para a placa extrapolada de chumbo e parafina.

Variando-se as espessuras de chumbo e parafina para uma mesma espessura total, e repetindo-se o processo para outros valores de espessura total podemos construir um gráfico,  $D_y$  versus  $X_p$  o qual para uma dada espessura de chumbo e parafina fornece a dose emergente da blindagem.

### 3.5. Escolha da Espessura da Blindagem

Por análise concomitante dos gráficos  $D_n$  versus  $X_p$  e  $D_\gamma$  versus  $X_p$  podemos determinar, do ponto de vista de proteção radiológica, as espessuras das placas de chumbo e parafina necessárias para que a dose liberada no ambiente, através do aparelho de neutrografia, seja menor do que um valor pré - estabelecido.

### 3.6. Resultados e Conclusões

A partir dos resultados dos apêndices D e F, concluímos que a maior dose de radiação gama e neutrons rápidos incidente na blindagem é quando escolhemos uma fonte de neutrons térmicos de 20 cm de comprimento. Assim, calcularemos a blindagem para esta situação.

Temos então:

Dose gama incidente ( $D_0$ )

1 Mev	-	11.717 mrem/h
2 Mev	-	12.749 mrem/h
4 Mev	-	7.872 mrem/h
6 Mev	-	1.987 mrem/h

Dose de neutrons rápidos incidente:

$$D_0 = 0,53 \times 10^6 \text{ mrem/h} \quad e$$

$\frac{D}{D_0}$  tirados da fig. 5 [16]. Fizemos a aproximação que consistiu em assimilar a parafina a água.

Construímos então os gráficos I, para radiação gama e II para neutrons rápidos (Vide tabs. VII e VIII)

A análise desses gráficos nos permite especificar as espessuras de chumbo e parafina necessárias para atenuar a dose na superfície exterior da blindagem até um valor pré-determinado.

É importante notar que a dose emergente da blindagem tem a direção preferencial do eixo do dispositivo de neutrografia.

Para determinarmos a dose na mesa de controle do reator teríamos que fazer um estudo complementar da difusão de neutrons rápidos e radiação gama no ar, o que não é o objetivo do presente trabalho.

### III. CONCLUSÃO GERAL

Este trabalho é uma contribuição à realização de um dispositivo de neutrografia a ser instalado no reator TRI GA IPR-R1.

Na otimização da fonte de neutrons térmicos não especificamos o tamanho ótimo de fonte para a realização de uma neutrografia, visto que esta escolha depende de vários fatores, como o método a ser usado na neutrografia, a qualidade da imagem neutrográfica requerida para cada tipo de aplicação de modo que esta decisão deva ser tomada pelo especialista em neutrografia.

No cálculo da blindagem fornecemos os resultados preliminares a serem usados na escolha da espessura de chumbo e parafina. Não pretendemos especificar a blindagem completa, visto que é um problema complexo necessitando de um especialista em radioproteção.

Evidentemente este estudo será seguido de um estudo experimental, principalmente no caso da blindagem onde o fator segurança exige sempre uma análise de dados experimentais para a especificação de geometria e a configuração desta blindagem.

APÊNDICE A

MÉTODO DE CÁLCULO

Dos vários métodos desenvolvidos para calcular os fluxos de radiação gama e neutrons através de condutores ou vazios em uma blindagem, descreveremos aqui os métodos "Line of Sight" e "Ray Analysis".

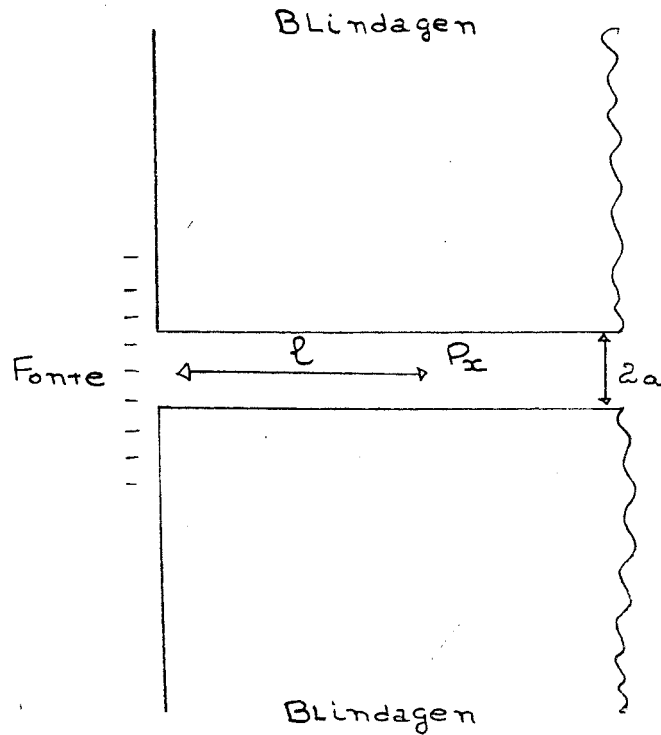
Para cada um dos métodos dados, a fonte é suposta plana, tendo uma área maior do que a entrada do condutor e emitindo  $N_0 f(\epsilon)$  partículas por unidade de ângulo sólido por unidade de área por unidade de tempo, onde  $\epsilon$  é o ângulo de emissão relativa à normal à fonte plana. A função  $f(\epsilon)$  é então normalizada tal que a emissão no semi-espaço através da blindagem é  $N_0$  por unidade de área por unidade de tempo. Assim, para emissão isotrópica

$$f(\epsilon) = \frac{1}{2\pi} \quad [9]$$

1. MÉTODO "LINE OF SIGHT"

Em algumas situações um condutor pode penetrar a blindagem de tal modo que existe uma linha direta, da fonte através da blindagem, para um ponto no exterior desta. Neste caso, o feixe de raios  $\gamma$  ou neutrons que não sofrem nenhuma colisão (feixe direto) constitui a maior parte do fluxo através do condutor. Este fluxo direto é função apenas da geometria e distribuição angular da fonte.

Seja um condutor cilíndrico de raio  $a$ , e cujo eixo é normal à fonte plana.



O fluxo direto  $F(l)$  para um ponto  $P$  arbitrário no eixo do cilindro a uma distância  $l$  da entrada do condutor é: [10]

$$F(l) = \frac{N_0}{2} \cdot \frac{a^2}{l^2} \quad (A.1)$$

## 2. MÉTODO "RAY ANALYSIS"

Este método tem sido a maneira mais usada de calcular fluxos de neutrons e radiação gama através de condutores e vazios e tem sido também o mais usado geralmente em trabalhos de blindagem.

Consideremos uma configuração definida de blindagem e uma fonte isotrópica unitária num ponto  $r'$ , onde a fonte produz alguma resposta (fluxo)  $G(r', r)$  para



um ponto arbitrário  $r$ . É possível escrever:

$$G(r', r) = \left( \frac{1}{4\pi |r-r'|^2} \right) \exp [-\phi(r, r')]$$

Sendo:

$$\phi(r, r') = \int_0^{|r-r'|} d\rho \alpha' \{r' + [\rho(r-r')/|r-r'|]\}$$

Onde:

$$\alpha(r', r'') = \alpha(r, r' + \rho(r-r')/|r-r'|)$$

é o coeficiente local de atenuação para  $r''$ . Em geral, este coeficiente depende paramètricamente da completa especificação da configuração da blindagem tanto como de  $r''$  e da fonte puntual  $r'$ . Em "Ray Analysis" é suposto que  $\alpha(r', r'')$  depende da configuração sòmente no sentido de depender das propriedades do material para cada ponto ao longo do segmento direto entre  $r'$  e  $r''$ . Se a radiação de  $r'$  até  $r$  passa através de material e de vazio, a atenuação ocorre somente ao longo da parte da radiação que passa através do material.

Com relação a neutrons rápidos e uma blindagem contendo material hidrogenado, uma boa aproximação é obtida tomando  $\alpha(r', r'')$  como a seção de choque efetiva de remoção para a substância no ponto  $r''$ :

$$\alpha(r', r'') = \sum_{\text{rem}} \sigma(r'')$$

Com respeito a radiação gama, é apropriado supor que:

$$\exp \left| -\phi(r, r') \right| = B(t_1, t_2, \dots) \exp \left( -\sum \mu_i t_i \right)$$

onde B é o fator de Buildup para as espessuras  $t_1, t_2, \dots$  de materiais de tipos 1, 1... ao longo da radiação, e  $\exp \left( -\sum \mu_i t_i \right)$  é o fator de atenuação correspondente [ 11, 12 ].

APÊNDICE B

## FLUXO DE NÊUTRONS TÉRMICOS

Os cálculos que aqui se encontram foram desenvolvidos à semelhança de Simon e Clifford (17) e Paratte [19]

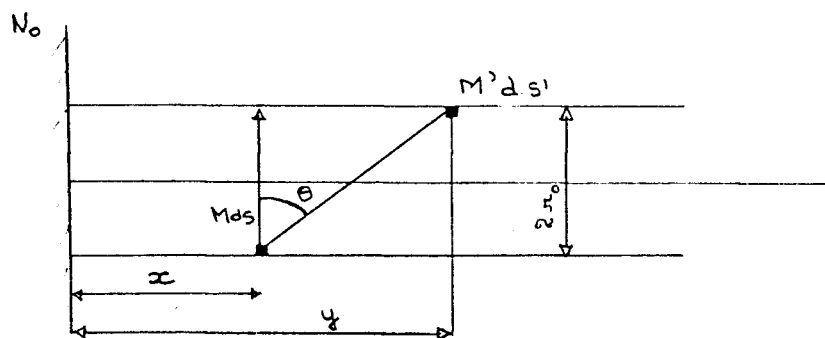
O problema que ora se apresenta é de determinar o fluxo de neutrons térmicos que se refletem nas paredes da fonte para o final do colimador, uma vez que o fluxo direto é dado pelo método "Line-of-Sight" (Apêndice A).

O fluxo refletido nas paredes da fonte do colimador é tratado como tendo uma emissão intermediária entre emissão em cossenos e emissão isotrópica, tal que sua distribuição angular será:

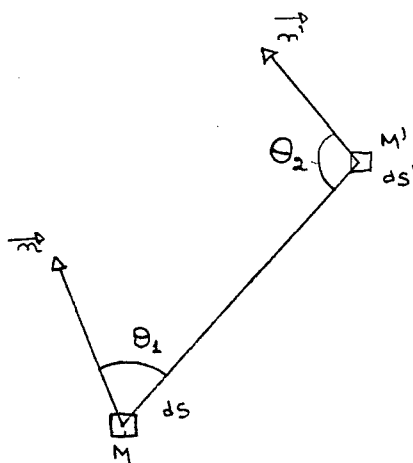
$$f(\theta) = c \left( \frac{1}{2\pi} \right) + (1-c) \left( \frac{\cos \theta}{\pi} \right) \quad (B-1)$$

onde  $c$  é o fator que leva em conta a percentagem para cada um dos tipos de emissão.

Calculamos o fluxo emitido em cada ponto da parede, considerando primeiro como se a emissão fosse em cossenos. Em seguida, calcularemos o mesmo fluxo, considerando a emissão como sendo isotrópica. Uma vez obtidas as expressões para esses fluxos faremos a ponderação dos mesmos e escreveremos então a expressão para o fluxo de neutrons térmicos no final do colimador.



Consideramos 2 pontos nas paredes da fonte M e M' e dois elementos de áreas  $ds$  e  $ds'$  nestes pontos. Seja  $F(x)$  o fluxo em M.



O número de partículas que saem do elemento  $ds$  é  $F(x) ds$ . O número de partículas que saem do elemento  $ds$  na direção  $\theta$  é  $F(x) ds f(\theta)$ , tal que o número de partículas que chegam em  $ds$  devido ao elemento  $ds$  será  $F(x) ds f(\theta)$ .  $d\Omega$

Onde  $d\Omega = \frac{ds' \cos \theta_2}{\overline{MM'}^2}$  é o ângulo sólido a partir do M compreendendo o elemento de área  $ds'$

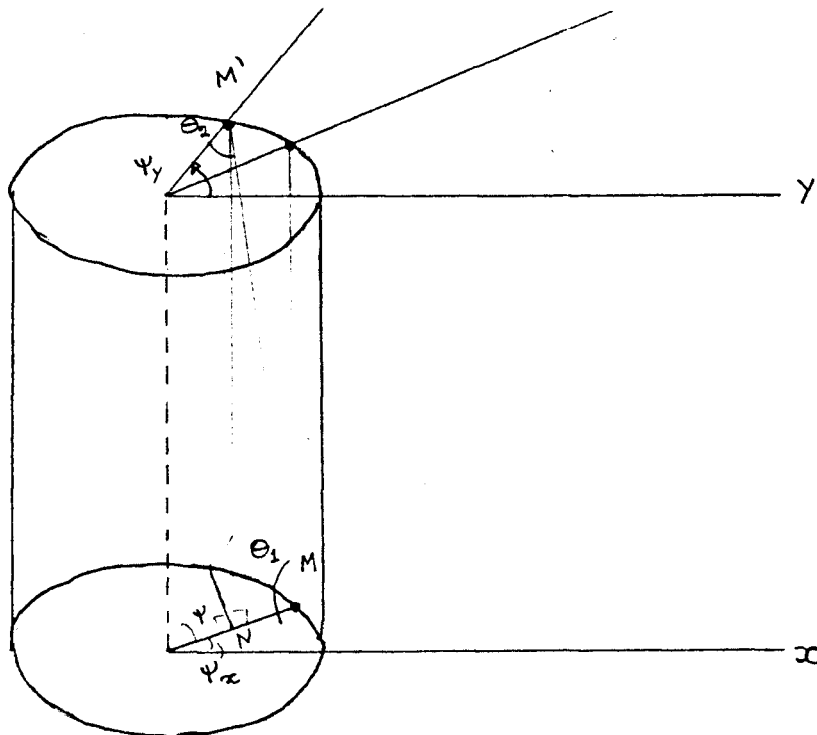
1. CÁLCULO DO FLUXO EM CADA PONTO CONSIDERANDO EMISSÃO EM COSSENNOS

1.1. Fluxo incidente em  $ds'$  devido a reflexões na superfície cilíndrica.

Para uma emissão em cossenos o número de partículas que chegam a  $ds'$  devido a  $ds$ , será:

$$dG(y) = \frac{F(x) \cos \theta_1 ds \cos \theta_2 ds'}{\pi \overline{MM'}^2} \quad (B-2)$$

$$\begin{aligned} \text{temos: } \overline{MM'}^2 &= (y-x)^2 + 4r^2 \operatorname{sen}^2 \frac{\psi_y - \psi_x}{2} = (y-x)^2 + \\ &2r_0^2 [1 - \cos (\psi_y - \psi_x)] \end{aligned} \quad (B-3)$$



Sendo:  $\psi = \psi_y - \psi_x$ , tem-se

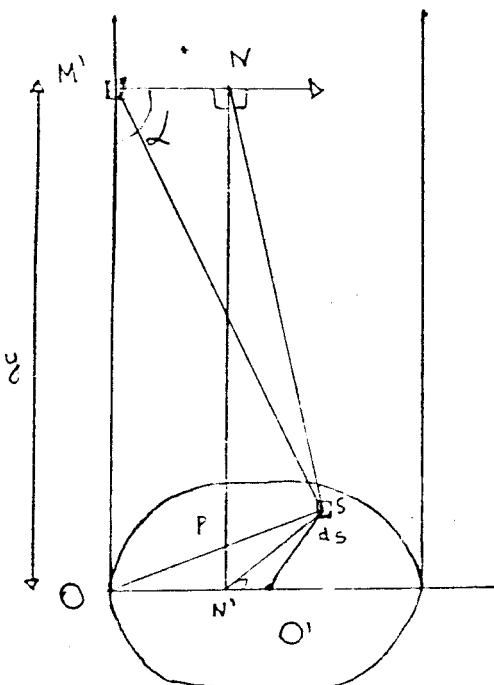
$$\cos \theta_1 \cdot \cos \theta_2 = \frac{r_0^2 (1 - \cos \psi)^2}{\overline{MM'}^2} \quad (\text{B-4})$$

Combinando as equações (B-2), (B-3) e (B-4), o fluxo incidente em  $ds'$  devido a reflexões em todos os elementos da superfície cilíndrica será:

$$G(y) = \int_0^L \int_0^{2\pi} \frac{r_0^3 F(x) (1 - \cos \psi) d\psi dx}{\pi [(y-x)^2 + 2r_0^2 - 2r_0^2 \cos \psi]^2} \quad (\text{B-})$$

onde  $ds$  foi substituído por  $r_0 d\psi dx$

### 1.2. Fluxo incidente em $ds'$ devido a emissão da base da fonte



Consideramos um elemento de superfície da base do cilindro

$$ds = \rho d\rho d\theta$$

Uma vez que consideramos a emissão desta base como isotrópica, o número de partículas que saem de  $ds$  será, por unidade de ângulo sólido

$$\frac{N_0}{2\pi} \rho d\rho d\theta$$

O número de partículas que incidirá em  $M'$  devido a  $ds$  será:

$$\frac{N_0}{2\pi} \rho \cdot d\rho d\theta \frac{\cos\alpha}{SM'^2}$$

substituindo as expressões de  $\cos\alpha$  e  $SM'$ , o fluxo incidente em  $ds'$  diretamente da fonte será:

$$g(y) = \frac{N_0}{2\pi} \int_0^{2r_0} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{\rho^2 \cos\theta \, d\rho d\theta}{(\rho^2 + y^2)^{3/2}} \quad (B-6)$$

### 1.3. Fluxo emitido por $ds'$

Sendo  $\alpha$  o albedo, temos o fluxo que sai do elemento  $ds'$  como:

$$F(y) = \alpha [g(y) + G(y)] \quad (B-7)$$

Combinando as equações (B-5), (B-6) e (B-7), temos:

$$F(y) = \frac{N_0 \alpha}{2\pi} \int_0^{2r_0} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{\rho \cos\theta \, d\rho d\theta}{[\rho^2 + y^2]^{3/2}} +$$

$$\frac{r_0^3 \alpha}{\pi} \int_0^L \int_0^{2\pi} \frac{F(x) (1 - \cos\Psi)^2 \, dx d\Psi}{[(y-x)^2 + 2r_0^2 - 2r_0 \cos\Psi]^2}$$

seja:

$$I(y) = \int_0^{2r_0} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{\rho^2 \cos \theta \, d\rho d\theta}{[\rho^2 + y^2]^{3/2}} \quad (B-8)$$

$$II(y) = \int_0^L \int_0^{2\pi} \frac{F(x) (1 - \cos \Psi) \, dx d\Psi}{[(y-x)^2 + 2r_0^2 - 2r_0^2 \cos \Psi]^2} \quad (B-9)$$

Temos então:

$$F(y) = \frac{N_0 \alpha}{2\pi} I(y) + \frac{\Gamma_0 \alpha}{\pi} II(y) \quad (B-10)$$

Cálculo de II (y)

$$II(y) = \int_0^L F(x) dx \int_0^{2\pi} \frac{(1 - \cos \psi)^2 \, d\psi}{[(y-x)^2 + 2r_0^2 - 2r_0^2 \cos \psi]^2}$$

$$\text{seja } K(y, x) = \int_0^{2\pi} \frac{(1 - \cos \psi)^2 \, d\psi}{[(y-x)^2 + 2r_0^2 - 2r_0^2 \cos \psi]^2}$$

logo:

$$K(y, x) = -\frac{1}{4} \frac{d^2}{d(r_0^2)^2} \int_0^{2\pi} \ln [(y-x)^2 + 2r_0^2 - 2r_0^2 \cos \psi] \, d\psi$$

$$K(y, x) = -\pi \frac{d}{d(r_0^2)} \left[ \frac{2}{(y-x)^2 + 4r_0^2 (|y-x| + \sqrt{(y-x)^2 + 4r_0^2})} \right]$$

$$K(y, x) = -\pi \frac{d}{d(r_0^2)} \frac{2\sqrt{(y-x)^2 + 4r_0^2} - 2|y-x|}{\sqrt{(y-x)^2 + 4r_0^2} (4r_0^2)}$$



$$K(y, x) = \frac{\eta}{2r_0^4} \left[ 1 - \frac{|y-x| [(y-x)^2 + 6r_0^2]}{[(y-x)^2 + 4r_0^2]^{3/2}} \right]$$

com  $L(x, y) = 1 - \frac{|y-x| [(y-x)^2 + 6r_0^2]}{[(y-x)^2 + 4r_0^2]^{3/2}}$

temos:

$$II(y) = \frac{\eta}{2r_0^4} \int_0^L F(x) L(x, y) dx \quad (B-11)$$

Combinando as equações (B-10) e (B-11) temos:

$$F(y) = \frac{N_0 \alpha}{2\eta} I(y) + \frac{r_0^3 \alpha}{\eta} \frac{\eta}{2r_0^4} \int_0^L F(x) L(x, y) dx$$

Uma solução exata desta equação é muito difícil de ser obtida. Entretanto, notamos que  $L(x, y)$  é semelhante a função  $\delta(|x-y|)$ . Realmente, quando  $y=x$  temos  $L(x, y)$  igual a unidade e  $L(x, y)$  cai muito rapidamente quando  $|y-x|$  aumenta. Em primeira aproximação podemos escrever:

$$\int_0^L F(x) L(x, y) dx \approx F(y) \int_0^L L(x, y) dx$$

fazendo  $J(y) = \int_0^L L(x, y) dx$  temos:

$$J(y) = L + 2r - \frac{y^2 + 2r_0^2}{y^2 + 4r_0^2} - \frac{(L-y)^2 + 2r_0^2}{(L+y)^2 + 4r_0^2}$$

F(y) pode então ser escrita como:

$$F(y) = \frac{N_0 \alpha I(y)}{\pi} + \frac{\alpha}{2r_0} F(y) J(y) \quad (B-12)$$

Assim:

$$F(y) = \frac{N_0 I(y)}{\pi} \frac{\alpha}{1 - \frac{J(y)\alpha}{2r_0}} \quad (B-13)$$

que é o fluxo emitido por um ponto de parede da superfície cilíndrica devido a incidência de partículas emitidas diretamente da fonte plana e de partículas que são refletidas até este ponto por outros pontos da superfície cilíndrica - (considerando-se emissão em cossenos).

## 2. CÁLCULO DO FLUXO EM CADA PONTO CONSIDERANDO EMISSÃO ISOTRÓPICA

### 2.1. Fluxo incidente em ds' devido a reflexão na superfície cilíndrica.

Para uma emissão isotrópica o número de partículas que chegam no elemento ds' devido ao elemento ds será:

$$dH(y) = \frac{F'(x)}{2\pi} \frac{ds \cos\theta_2 ds'}{\overline{MM'}^2} \quad (B-14)$$

como  $\cos\theta_2 = \frac{r_0 (1-\cos\psi)}{\overline{MM'}^2}$  temos:

$$dH(y) = \frac{F'(x)}{2\pi} \frac{r_0 (1-\cos\psi) ds ds'}{\overline{MM'}^3} \quad (B-15)$$

com  $ds = r d\psi dx$ , o fluxo incidente em  $ds'$  devido a reflexões em todos os elementos da superfície cilindrica será:

$$H(y) = \int_0^L \int_0^{2\pi} \frac{r_0^2 F'(x)}{2\pi} \frac{(1-\cos\psi) d\psi dx}{[(y-x)^2 + 2r_0^2(1-\cos\psi)]^{3/2}} \quad (B-16)$$

## 2.2. Fluxo emitido por $ds'$

Analogamente ao caso anterior o fluxo emitido por  $ds'$  será:

$$F'(y) = \alpha (g(y) + H(y)) \quad (B-17)$$

Combinando (B-6), (B-16) e (B-17), temos:

$$F'(y) = \frac{N_0 \alpha}{2\pi} \int_0^{2r_0} \int_{\pi/2}^{\pi/2} \frac{\rho^2 \cos\theta d\rho d\theta}{[\rho^2 + y^2]^{3/2}} +$$

$$+ \frac{r_0^2 \alpha}{2\pi} \int_0^L \int_0^{2\pi} \frac{F'(x) (1-\cos\psi) d\psi dx}{[(y-x)^2 + 2r_0^2 (1-\cos\psi)]^{3/2}}$$

ou

$$F'(y) = \frac{N_0 \alpha}{2\pi} I(y) + \frac{\Gamma_0^2 \alpha}{2\pi} II'(y) \quad (B-18)$$

$$\text{sendo } II'(y) = \int_0^L \int_0^{2\pi} \frac{F'(x) (1-\cos\psi) d\psi dx}{[(y-x)^2 + 2r_0^2 (1-\cos\psi)]^{3/2}} \quad (B-19)$$

Cálculo de  $II'(y)$ :

$$II'(y) = \int_0^L F'(x) L'(x,y) dx$$

$$\text{onde } L'(x,y) = \int_0^{2\pi} \frac{(1-\cos\psi) d\psi}{[(y-x)^2 + 2r_0^2 - 2r_0^2 \cos\psi]^{3/2}}$$

Analogamente ao desenvolvimento feito para o caso da emissão em cossenos, a função  $L'(x,y)$  apresenta um pico em  $x = y$  e cai rapidamente quando  $|y-x|$  aumenta, e podemos escrever:

$$II'(y) = \int_0^L F'(x) L'(x,y) dx \approx F'(y) \int_0^L L'(x,y) dx$$

assim:

$$II'(y) = F'(y) \int_0^L \int_0^{2\pi} \frac{(1-\cos\psi) d\psi dx}{[(y-x)^2 + 2r_0^2 (1-\cos\psi)]^{3/2}}$$

cuja solução é:

$$II'(y) = \frac{F'(y)}{2r_0^2} K(y) \quad (B-20)$$

$$\text{Sendo: } K(y) = \int_0^{2\pi} \left[ \frac{L-y}{\sqrt{(L-y)^2 + 2r_0^2(1-\cos\psi)}} + \frac{y}{\sqrt{y^2 + 2r_0^2(1-\cos\psi)}} \right] d\psi \quad (B-21)$$

Combinando as equações (B-18) e (B-20), temos:

$$F'(y) = \frac{N_0\alpha}{2\pi} I(y) + \frac{r_0^2\alpha}{2\pi} \frac{F'(y)}{2r_0^2} K(y) \quad (B-22)$$

logo:

$$F'(y) = \frac{N_0\alpha}{2\pi} I(y) \left[ \frac{1}{1 - \frac{K(y)}{4\pi} \alpha} \right] \quad (B-23)$$

que é o fluxo emitido por um ponto da parede da superfície cilíndrica devido a incidência de partículas emitidas diretamente da fonte plana e partículas que são refletidas até este ponto por outros pontos da superfície cilíndrica (considerando-se emissão isotrópica).

### 3. FLUXO DE NÊUTRONS TÉRMICOS REFLETIDOS PELAS PAREDES DA FONTE

Nos cálculos do fluxo de neutrons através de um condutor num meio atenuador é comumente usado a distribuição de Fermi, onde o valor do fator  $c$  na equação (B-1) é: [19]

$$c = \frac{2}{2 + \sqrt{3}} \quad (\text{B-24})$$

O fluxo de neutrons térmicos para cada ponto das paredes será dado por:

$$F_t(y) = \frac{2}{2 + \sqrt{3}} \cdot F'(y) + \left(1 - \frac{2}{2 + \sqrt{3}}\right) F(y) \quad (\text{B-25})$$

Assim, o fluxo de neutrons térmicos refletidos pelas paredes da fonte de neutrons térmicos para final do colimador será:

$$\phi_{ntp} = \int_0^L F_t(y) \cdot f(\alpha) \cdot \frac{2\pi r_0 dy}{R^2}$$

$$\text{onde: } f(\alpha) = c \frac{1}{2\pi} + (1-c) \frac{(\cos\alpha)}{\pi}$$

$r_0$  é o raio da fonte (cilindro equivalente)

$R$  é a distância de um ponto da parede da fonte até o final do colimador.

Desde que  $r_0$  é constante e  $R \gg L$  podemos escrever:

$$\phi_{ntp} = \frac{2\pi r_0}{R^2} \int_0^L F_t(y) f(\alpha) \cdot dy \quad (\text{B-26})$$

Como  $\cos\alpha = \frac{r_0}{R}$ , ( $\approx \frac{1}{100}$ ) a contribuição da emissão em cossenos não é significativa para o resultado.

Assim:

$$\phi_{ntp} = \frac{c \cdot r_0}{R^2} \int_0^L F_t(y) dy \quad \text{B-27)}$$

APÊNDICE C

## CÁLCULO DO FLUXO DE RADIAÇÃO GAMA NO LIMITE DO REFLETOR

## 1. DADOS PRELIMINARES

## 1.1. Dimensões do núcleo:

altura = 35,5 cm

raio = 18,5 cm

## 1.2. Composição do núcleo:

O núcleo tem:

3,51% em volume de Alumínio (AL);

36,07% em volume de Água (H<sub>2</sub>O);

60,42% em volume de HZrU;

No HZrU temos 8% em peso de Urânio enriquecido a 20% de U<sub>235</sub> e 92% de HZr.

Sendo a densidade do Urânio igual a 18,9 g/cm<sup>3</sup> e a densidade do hidreto de zircônio igual a 5,61 g/cm<sup>3</sup>, a percentagem em volume de Urânio no núcleo será:

$$\% \text{ volume de U} = \frac{\frac{8}{18,9}}{\frac{8}{18,9} + \frac{92}{5,61}} = 60,42 = 1,52\%$$

A percentagem em volume de HZr será:



$$\% \text{ volume de HZr} = \frac{\frac{92}{5,61}}{\frac{92}{5,61} + \frac{8}{18,9}} = 58,90\%$$

1.3. Dimensões do refletor:

altura = 15,2 cm

raio = 18,5 cm

1.4. Composição do refletor:

60% em volume de grafita

35% em volume de água

5% em volume de alumínio

2. INTENSIDADE DA FONTE VOLUMÉTRICA  $S_v$ :

Sabemos que  $3,1 \times 10^{10}$  fissões por segundo correspondem a 1 watt de potência. Assim, um reator operando a uma potência de P watts dará lugar a  $3,1 \times 10^{10} \times P$  fissões por segundo.

Se o volume do núcleo do reator é  $V \text{ cm}^3$ , a intensidade da fonte volumétrica, suposta uniforme será:

$$S_v = 3,1 \times 10^{10} \frac{P}{V} \text{ fissões/cm}^3 \cdot \text{seg.}$$

3. CÁLCULO DO RAIO DA ESFERA DE VOLUME EQUIVALENTE AO NÚCLEO

O volume do núcleo é:

$$V = \pi r^2 H = \pi \times 18,5^2 \times 35,5 = 38.169,95 \text{ cm}^3$$

Assim, para o volume cilíndrico de 38.169,95 cm<sup>3</sup> de vemos ter uma esfera de raio R<sub>0</sub> igual a 20,9 cm.

#### 4. COEFICIENTE DE ATENUAÇÃO LINEAR

Multiplicando-se o coeficiente de atenuação linear, para radiação gama de uma dada energia, de cada material presente no núcleo (refletor) por sua fração de volume e somando os resultados encontramos o coeficiente de atenuação linear do núcleo (refletor) para radiação gama de um dado grupo de energia.

$$\mu = \sum_i M_i \mu_i$$

M<sub>i</sub> é a fração de volume do material i

$\mu_i$  é o coeficiente de atenuação linear do material i para radiação gama de um dado grupo de energia.

Deste modo construímos as tabelas:

TABELA-COEFICIENTE DE ATENUAÇÃO LINEAR DO NÚCLEO( $\mu_v$ )

E (MeV)	1,52 % $\mu_u$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	58,90% $\mu_{\text{HZr}}$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	36,07% $\mu_{\text{H2O}}$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	3,51 % $\mu_{\text{Al}}$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$\mu_v$ ( $\text{cm}^{-1}$ )
1	1,4307	0,3226	0,0706	0,1658	0,2392
2	0,9148	0,2345	0,0493	0,1166	0,1714
4	0,8316	0,1958	0,0339	0,0837	0,1409
6	0,8600	0,1929	0,0275	0,0651	0,1366

TABELA-COEFICIENTE DE ATENUAÇÃO LINEAR DO REFLETOR( $\mu_r$ )

E (MeV)	60% $\mu_c$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	35% $\mu_{\text{H2O}}$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	5% $\mu_{\text{Al}}$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$\mu_r$ ( $\text{cm}^{-1}$ )
1	0,1017	0,0706	0,1658	0,0940
2	0,0710	0,0493	0,1166	0,0657
4	0,0486	0,0334	0,0837	0,0452
6	0,0342	0,0275	0,0651	0,0364

5. ESPECTRO DE  $\gamma$  DE CAPTURA EM MeV/FISSÃO

O espectro de  $\gamma$  de captura em MeV/cap  $\gamma$  é [ 13, 14 ]

$E_{\gamma}$ (MeV) E1.	1	2	4	6
$U_{238}$	1,27	4,94	1,36	0
$U_{235}$	2,99	0	4,29	0
Zr	0	0	4,52	2,45
Al	0	2,26	3,08	3,95
H	0	2,23	0	0

Seção eficaz de captura de nêutrons térmicos ( $\sigma$ )

$$\sigma_H = 330 \text{ mb}$$

$$\sigma_{Al} = 230 \text{ mb}$$

$$\sigma_{Zr} = 180 \text{ mb}$$

$$\sigma_{U_{235}} = 687 \text{ b} \quad \text{sendo } 587 \text{ b por fissão e} \\ 100 \text{ b por } (n, \gamma)$$

$$U_{238} = 2,75 \text{ b}$$

Em  $1 \text{ cm}^3$  do núcleo temos:

$$0,0152 \text{ cm}^3 \text{ U}$$

$$0,5890 \text{ cm}^3 \text{ HZr}$$

$$0,3607 \text{ cm}^3 \text{ H}_2\text{O}$$

$$0,0351 \text{ cm}^3 \text{ Al}$$

Em 1 cm<sup>3</sup> de Urânio existe:

$$\frac{18,9}{238} \times 6,023 \times 10^{23} \text{ átomos de U} \quad \begin{array}{l} 20\% \text{ U}_{235} \\ 80\% \text{ U}_{238} \end{array}$$

Assim o número de átomos de U<sub>235</sub> em 1 cm<sup>3</sup> do núcleo será:

$$\frac{18,9}{238} \times 6,023 \times 10^{23} \times 0,2 \times 0,0152$$

Logo a seção de choque de absorção do núcleo devido a U<sub>235</sub> será ( $\Sigma = N\sigma$ ):

$$\Sigma_a(\text{U}_{235}) = \frac{18,9}{238} \times 6,023 \times 10^{23} \times 0,2 \times 0,0152 \times$$

$$\times 100 \times 10^{-24} = 0,0145 \text{ cm}^{-1}$$

A seção de choque de fissão:

$$\Sigma_f(\text{U}_{235}) = \frac{18,9}{238} \times 6,023 \times 10^{23} \times 0,2 \times 0,0152 \times 587 \times$$

$$\times 10^{-24} = 0,0853 \text{ cm}^{-1}$$

Como o número de átomos de U<sub>238</sub> é quatro vezes o número de átomos de U<sub>235</sub> temos:

$$\Sigma_a(\text{U}_{238}) = 4 \times \frac{\sigma_a \text{ U}_{238}}{\sigma_a \text{ U}_{235}} \times \Sigma_a(\text{U}_{235})$$

$$\Sigma_a (U_{238}) = 0,0016 \text{ cm}^{-1}$$

Em  $1 \text{ cm}^3$  Al existem  $\frac{2,7}{27} \times 6,023 \times 10^{23}$  átomos de Alu  
mínio; o número de átomos de Al em  $1 \text{ cm}^3$  do núcleo  
será:

$$\frac{2,7}{27} \times 6,023 \times 10^{23} \times 0,351$$

Assim a seção de choque de absorção do núcleo devido  
a Al será:

$$\Sigma_a(\text{Al}) = \frac{2,7}{27} \times 6,023 \times 10^{23} \times 0,0351 \times 230 \times 10^{-3} \times$$

$$\times 10^{-24} = 0,000486 \text{ cm}^{-1}$$

Em  $1 \text{ cm}^3$  HZr existem  $\frac{5,61}{41} \times 6,023 \times 10^{23}$  moléculas de  
HZr; o número de átomos de Zr em  $1 \text{ cm}^3$  do núcleo  
será:

$$\frac{5,61}{41} \times 6,023 \times 10^{23} \times 0,589$$

Assim a seção de choque de absorção do núcleo devido  
a Zr será:

$$\frac{5,61}{41} \times 6,023 \times 10^{23} \times 0,589 \times 180 \times 10^{-3} \times 10^{-24} =$$

$$= 0,00874 \text{ cm}^{-1}$$

Em 1 cm<sup>3</sup> de H<sub>2</sub>O existem  $\frac{1}{18} \times 6,023 \times 10^{23}$  moléculas de H<sub>2</sub>O o número de átomos de H é  $\frac{1}{9} \times 6,023 \times 10^{23}$

O número de átomos de H em 1 cm<sup>3</sup> do núcleo, devido a água será:

$$\frac{6,023}{9} \times 0,3607 = 0,2414 \times 10^{23}$$

O número de átomos de H em 1 cm<sup>3</sup> do núcleo, devido a H<sub>2</sub> será:

$$\frac{5,61}{41} \times 6,023 \times 10^{23} \times 0,589 = 0,4854 \times 10^{23}$$

Assim o número total de átomos de H em 1 cm<sup>3</sup> do núcleo é

$$0,2414 \times 10^{23} + 0,4854 \times 10^{23} = 0,7268 \times 10^{23}$$

Logo a seção de choque de absorção do núcleo devido a H é

$$0,7268 \times 10^{23} \times 330 \times 10^{-3} \times 10^{-24} = 0,024 \text{ cm}^{-1}$$

O espectro de  $\gamma$  de captura em MeV/fissão, a partir de:

$$\frac{\text{MeV}}{\text{fissão}} = \frac{\frac{\text{MeV} \cdot \Sigma_a}{\text{Cap.}}}{Z-f} \quad \text{será:}$$

$E_\gamma$ (MeV)	1	2	4	6
Elemento				
$U_{238}$	0,02	0,09	0,02	0
$U_{235}$	0,51	0	0,73	0
Zr	0	0	0,46	0,25
Al	0	0,001	0,017	0,022
H	0	0,627	0	0

## 6. CÁLCULO DO FLUXO GAMA NO LIMITE DO REFLETOR

A partir de  $\phi_\gamma = \frac{Sv}{2\mu\nu} \cdot \frac{R_0 - \lambda c}{Z + R_0} [E_1(\mu_r Z) + be^{-\mu_r Z}]$ , com

$$P = 100 \text{ Kw}, R_0 = 20,9 \text{ cm}, \lambda c = \frac{1}{\mu\nu},$$

e:

E (MeV)	$\gamma$ fissão é p.d.f. MeV/fissão	$\gamma$ de cap tura MeV/fissão	$\mu\nu$ $\text{cm}^{-1}$	$\mu_r$
1	8,61	0,53	0,2392	0,0940
2	4,83	0,718	0,1716	0,0657
4	1,36	1,23	0,1409	0,0452
6	0,26	0,27	0,1366	0,0364



Temos:

E (MeV)	E <sub>Y</sub> MeV/FISSÃO	SV MeV/cm <sup>3</sup> /seg	SV/μv MeV/cm <sup>3</sup> /seg	R <sub>0</sub> -λc cm	μrZ	B(μrZ)	b	E <sub>I</sub> (μr <sup>2</sup> )
1	9,14	7,42x10 <sup>11</sup>	31,02x10 <sup>11</sup>	16,71	1,41	2,67	1,18	0,115
2	5,55	4,5 x10 <sup>11</sup>	26,25x10 <sup>11</sup>	15,07	0,99	1,79	0,8	0,220
4	2,53	2,06x10 <sup>11</sup>	14,6 x10 <sup>11</sup>	13,89	0,68	1,38	0,56	0,380
6	0,53	0,43x10 <sup>11</sup>	3,16x10 <sup>11</sup>	13,58	0,55	1,24	0,44	0,500

Assim:

E (MeV)	$\phi\gamma$ MeV/cm <sup>3</sup> /seg	$\phi\gamma$ Mr/h.
1	$2,89 \times 10^{11}$	$5,16 \times 10^8$
2	$2,83 \times 10^{11}$	$4,56 \times 10^8$
4	$1,85 \times 10^{11}$	$2,22 \times 10^8$
6	$0,45 \times 10^{11}$	$0,5 \times 10^8$

que é o fluxo gama no limite do refletor para os grupos de 1, 2, 4 e 6 MEV de energia.

APÊNDICE D

## CÁLCULO DO FLUXO GAMA NO FINAL DO COLIMADOR

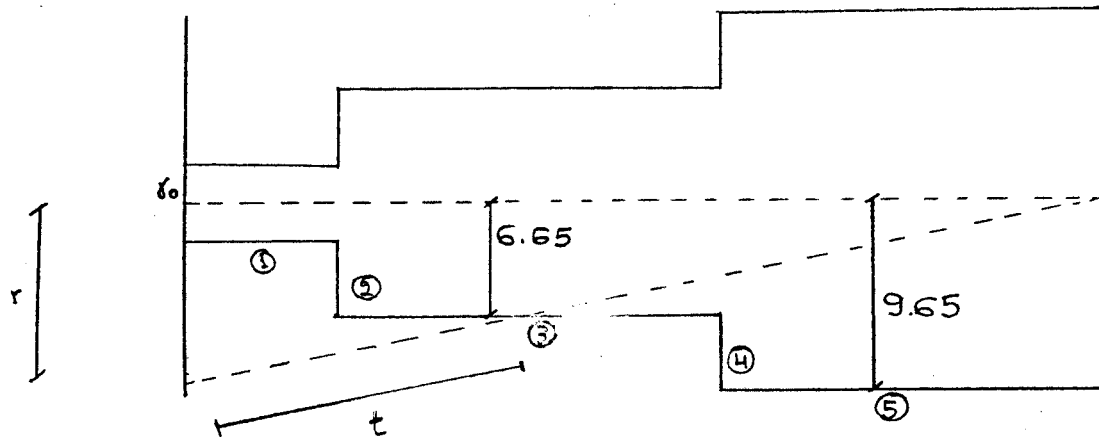
O fluxo gama no final do colimador é o resultado da soma do fluxo que entra diretamente através da entrada da fonte de nêutrons térmicos e o fluxo que entra pelas paredes desta e do colimador. Para esta última a expressão do fluxo é, conforme o apêndice A (método Ray Analysis) e considerando o fator de Buildup igual a unidade:

$$\phi_{\gamma p} = \int_a^b \frac{N_0}{2\pi R^2} e^{-\mu t} 2\pi r dr = N_0 \int_a^b e^{-\mu t} \frac{r dr}{R^2}$$

onde:

- $r$  é a projeção de  $R$  sobre a fonte plana no limite do refletor;
- $R = g(r)$  é a distância de um ponto da fonte até o final do colimador;
- $N_0$  é o fluxo de radiação gama no limite do refletor;
- $a$  e  $b$  são os pontos que determinam o comprimento de  $r$ ;
- $t = f(r)$  é a distância percorrida pela radiação antes de alcançar a parede da fonte ou colimador, ou seja é a espessura de blindagem biológica (água) sobre o

percurso da radiação.



Para as partes 1, 2, 3, 4 e 5 temos:

$$t_1 = \frac{r-r_0}{r} \cdot R$$

$$t_2 = \frac{L}{600+L} \cdot R$$

$$t_3 = \frac{r-6,65}{r} \cdot R$$

$$t_4 = \frac{150+L}{600+L} \cdot R$$

$$t_5 = \frac{r-9,65}{r} \cdot R$$

com  $a < r < b$

Conhecendo-se  $L$ , o comprimento da fonte, e  $r_0$ , raio médio da fonte, e com  $t$  especificado acima, podemos determinar os valores de  $a$  e  $b$ .

Com  $t$ ,  $a$  e  $b$  determinados,  $N$  calculado no apêndice C, os valores do coeficiente de atenuação e do fator de conversão  $\text{MeV}/\text{cm}^2 \cdot \text{s}$  para  $\text{mrem}/\text{h}$  na tabela abaixo, através de um programa de computador calculamos a contribuição das paredes,

$$\phi_{\gamma p} = N_0 \int_a^b e^{-\mu t} \frac{r dr}{R^2}$$

e o fluxo direto,

$$\phi_{\gamma d} = \frac{N_0}{2} \cdot \frac{a^2}{(C+L)^2}$$

$E$ (MeV)	1	2	4	6
$\mu (\text{cm}^{-1})$	0,0706	0,0493	0,0339	0,0275
$\frac{F}{\text{Mrem/h}}$ $\text{MeV}/\text{cm}^2$	$5,6 \times 10^{-2}$	$6,2 \times 10^{-2}$	$8,1 \times 10^{-2}$	$9,0 \times 10^{-2}$

Obtivemos os seguintes resultados:

## FLUXO GAMA NO FINAL DO COLIMADOR

L (cm)	$\phi_{\gamma D}$ (rad/h)	$\phi_{\gamma p}$ (ren/h)	$\phi_{\gamma}$ total (rad/h)
20	11	22,8	33,8
30	9,0	15,8	24,8
40	7,4	10,3	17,7
50	5,9	6,8	12,7
60	4,7	4,3	9,0
70	3,6	3,2	6,8
80	2,7	2,3	5,0
90	1,9	1,6	3,5

APÊNDICE E

## CÁLCULO DO FLUXO DE NÊUTRONS RÁPIDOS

1. INTENSIDADE DA FONTE VOLUMÉTRICA,  $S_V$ 

Embora o núcleo do reator não seja uma fonte volumétrica uniforme de neutrons rápidos, podemos tratá-lo como se o fosse. A fissão de um núcleo de  $U_{235}$  é acompanhada do aparecimento de 200 MeV de energia ou seja  $= 3,2 \times 10^{-11}$  wattsxseg, tal que  $3,1 \times 10^{10}$  fissões por segundo são necessárias para produzir 1 watt de potência. Como 2,5 neutrons são liberados em média numa fissão de  $U_{235}$ , para um reator operando a uma potência de P watts, temos que  $2,5 \times 3,1 \times 10^{10} \times P$  neutrons por segundo são produzidos no núcleo do reator. Sendo  $V \text{ cm}^3$  o volume do núcleo, a intensidade da fonte, suposta uniforme, será:

$$S_V = 7,8 \times 10^{10} \frac{P}{V} \text{ neutrons/cm}^3 \cdot \text{seg}$$

com  $P = 100 \text{ kW}$  e  $V = 38.169,95 \text{ cm}^3$  (Ap. C), temos:

$$S_V = 2 \times 10^{11} \text{ neutrons/cm}^3 \cdot \text{seg}$$

2. COEFICIENTE DE ATENUAÇÃO LINEAR,  $\mu$ 

O coeficiente de atenuação linear para Neutrons rápidos

dos não é conhecido. Entretanto, para reatores moderados, à água uma boa estimativa é usar a seção de choque macroscópica de remoção,  $\Sigma_r$ . Multiplicando-se as seções de choque macroscópica de remoção dos materiais presentes no núcleo por suas respectivas frações de volume e somando-se os resultados teremos a seção de choque de remoção do núcleo,  $\Sigma_r$  [8] :

$$\Sigma_r = \Sigma_i M_i \Sigma_{rem}$$

onde:

$M$  é a fração de volume do material e  $\Sigma_{rem}$  é a seção de choque macroscópica de remoção do material.

Seção de choque macroscópica de remoção [8] .

El.	$\Sigma_{rem} (\text{cm}^{-1})$
U	0,17
HZr	0,15
H <sub>2</sub> O	0,0978
Al	0,0789
Grafita	0,058

Assim, para o núcleo temos:  $\Sigma_{rV} = 0,13 \text{ cm}^{-1}$  e para o refletor  $\Sigma_{rR} = 0,073 \text{ cm}^{-1}$ .



## 3. FLUXO DE NÊUTRONS RÁPIDOS NO LIMITE DO REFLETOR

A expressão do fluxo de neutrons rápidos no limite do refletor é:

$$\phi_n = \frac{S_v}{2\Sigma_{rv}} \cdot \frac{R_0 - \lambda_c}{R'} E_1(\Sigma_{rR} Z)$$

Assim:

$$\phi_n = \frac{2 \times 10^{11}}{2 \times 0,13} \cdot \frac{20,9 - \frac{1}{0,13}}{20,9 + 15,2} \cdot E_1(0,073 \times 15,2)$$

com  $E(1,109) = 0,18$  [9] temos:

$$\phi_n = 0,506 \times 10^{11} \text{ nêutrons/cm}^2 \cdot \text{s}$$

Devido a complexidade do refletor precisamos, para os cálculos efetuados, fazer uma simplificação considerando uma distribuição constante de material refletor, a saber:

grafita - 60%

H<sub>2</sub>O - 35%

Al - 5%

o que equivale a apenas a região II da Fig. 4. Desta maneira o fluxo encontrado, como era de se esperar é menor do que como se, por exemplo, tivéssemos

considerado também a região IV (100% grafita), uma vez que a função  $E_1(x)$  é decrescente.

Como o problema imediato é cálculo de blindagem, usaremos como intensidade da fonte plana no limite do refletor o fluxo de neutrons lido diretamente na Fig. 4

$$\phi_n = 3 \times 10^{11} \text{ nêutrons/cm}^2 \cdot \text{s.}$$

#### 4. FLUXO DE NÊUTRONS RÁPIDOS NO FINAL DO COLIMADOR

O fluxo de neutrons rápidos no final do colimador é, em parte devido ao fluxo que entra diretamente pela entrada da fonte de neutrons térmicos, calculado pelo método "Line-of-Sight", em parte devido ao fluxo que entra através das paredes da fonte-colimador, calculado pelo método "Ray Analysis" e em parte devido ao fluxo que entra pela entrada da fonte de neutrons térmicos e é refletido pelas paredes desta.

O fluxo refletido pelas paredes da fonte pode ser calculado pelo mesmo método utilizado no cálculo do fluxo de neutrons térmicos (Ap. B), mas, desde que o albedo para neutrons rápidos é muito pequeno  $\approx 0.1$ , esta contribuição para o fluxo total no final do colimador será negligível [17].

Através de um programa de computador, com o fluxo direto dado por

$$\phi_{nD} = \frac{N_0}{2} \cdot \frac{a^2}{(C+L)^2}$$

e o fluxo nas paredes por

$$\phi_{np} = N_0 \int_a^b e^{-\Sigma_r t} \frac{r dr}{R^2} \quad (\text{Ap. D})$$

obtivemos os seguintes resultados:

L (cm)	$\phi_{nD}$ (n/cm <sup>2</sup> s)	$\phi_{np}$ (n/cm <sup>2</sup> s)	$\phi_n$ total (n/cm <sup>2</sup> s)	$\phi_n$ total (mrem/h)
20	$0,26 \times 10^7$	$0,11 \times 10^7$	$0,37 \times 10^7$	$0,53 \times 10^6$
30	$0,22 \times 10^7$	$0,47 \times 10^6$	$0,27 \times 10^7$	$0,38 \times 10^6$
40	$0,18 \times 10^7$	$0,20 \times 10^6$	$0,20 \times 10^7$	$0,29 \times 10^6$
50	$0,14 \times 10^7$	$0,94 \times 10^5$	$0,15 \times 10^7$	$0,22 \times 10^6$
60	$0,11 \times 10^7$	$0,51 \times 10^5$	$0,11 \times 10^7$	$0,16 \times 10^6$
70	$0,86 \times 10^6$	$0,34 \times 10^5$	$0,89 \times 10^6$	$0,13 \times 10^6$
80	$0,64 \times 10^6$	$0,15 \times 10^5$	$0,67 \times 10^6$	$0,96 \times 10^5$
90	$0,45 \times 10^6$	$0,20 \times 10^5$	$0,47 \times 10^6$	$0,68 \times 10^5$

onde o fator de conversão de neutrons/cm<sup>2</sup>.s para mrem/h =  $1,44 \times 10^{-1}$  [.8, 18].

APÊNDICE F [16]

## CÓDIGO POLYPHEMUS

O código Polyphemus usando o método Monte Carlo, foi escrito para calcular razão de dose de nêutrons rápidos e fator de Buildup para várias espessuras de água se a energia e a distribuição angular do fluxo de nêutrons incidente é conhecida.

O modelo físico do código considera como se nêutrons monoenergéticos são emitidos isotropicamente ou monodirecionalmente num dado ângulo  $\theta_0$  em relação a normal, de uma fonte plana em contato com uma parede de espessura finita de água seguido de vácuo (ou ar).

A energia inicial dos nêutrons varia de 10 MeV a 1 MeV, de 1 MeV em 1 MeV. Para essas energias as seções de choque de absorção dos nêutrons pela água são extremamente pequenas, sendo então considerada a seção de choque de espalhamento igual a seção de choque total.

Ao invés de calcular para cada espessura de parede, tendo em vista uma otimização no tempo de máquina, o código considera várias paredes de espessuras  $T_1, T_2, T_3, \dots, T_j$ , tal que se um nêutron tenha uma colisão para uma distância  $z > T_i$  então é porque ele penetrou a parede de espessura  $T_i$ . Este fato é então gravado. A "história" continua sendo gravada à penetração do nêutron em cada parede, até que ele penetre a parede final de espessura  $T_f$  ou que sua energia torne-se menor do que 0,5 ev. Neste ponto a "história" é terminada. O número de paredes pa

ra cada caso é 10.

A fim de se determinar a razão de dose dos neutrons penetrando a espessura de blindagem, é necessário conhecer a distribuição de energia desses neutrons. A faixa de energia dos neutrons é dividida em 12 intervalos e os neutrons agrupados de acordo com as suas energias.

<u>Grupo</u>	<u>Intervalo de Energia</u>
0	$E_1$
1	$18 \leq E < 6,22 \text{ MeV}$
2	$6,22 \leq E < 2,46 \text{ MeV}$
3	$2,46 \leq E < 0,896 \text{ MeV}$
4	$896 \leq E < 340 \text{ KeV}$
5	$340 \leq E < 121 \text{ KeV}$
6	$121 \leq E < 45,7 \text{ KeV}$
7	$45,7 \leq E < 16,4 \text{ KeV}$
8	$16,4 \leq E < 6,05 \text{ KeV}$
9	$6,05 \leq E < 2,23 \text{ KeV}$
10	$2,23 \leq E < 0,05 \text{ KeV}$
11	térmicos

A dose de neutrons é dividida em intervalos semelhantes, sendo tomado a média sobre o intervalo.

A razão da dose por unidade de fluxo de Neutrons para cada grupo de energia é dada por:

<u>Grupo</u>	<u>F mrem/unidade Fluxo</u>
1	depende da energia inicial
2	depende da energia inicial
3	depende da energia inicial
4	depende da energia inicial

<u>Grupo</u>	<u>F mrem/unidade Fluxo</u>
5	9,4 x 10 <sup>-2</sup>
6	5,15 x 10 <sup>-2</sup>
7	1,45 x 10 <sup>-2</sup>
8	0,77 x 10 <sup>-2</sup>
9	0,45 x 10 <sup>-2</sup>
10	0,42 x 10 <sup>-2</sup>
11	0,42 x 10 <sup>-2</sup>

Quando a energia do neutron é menor ou igual a 0,5 ev o cálculo de Monte Carlo é descontínuo, sendo feito então um cálculo pelo método da difusão, para determinar a probabilidade de escape desses neutrons térmicos.

Com as condições iniciais especificadas, energia do nêutron, posição e ângulo  $\theta_0$ , cálculos são realizados para determinar a posição de cada colisão que o neutron tem com o núcleo do material. A energia e a direção da velocidade do neutron em seguida a cada colisão são também calculadas. Este processo é contínuo até que uma das duas possibilidades ocorra. Primeiro, o neutron pode passar através da espessura da parede em consideração, fato então que fica registrado. Segundo, o neutron pode ter sua energia menor ou igual a 0,5 ev quando então um cálculo de difusão é realizado. Depois que o neutron é eliminado por uma das duas possibilidades acima, a "história" termina. Então outro neutron é escolhido e o processo de cálculo é repetido. Um número suficiente de "histórias" é calculado para assegurar uma aproximação dos resultados com valores esperados.

Desde que uma quantidade importante, com relação a proteção de radiação, é o número de neutrons que passam atra

vés de uma parede por unidade de área, a quantidade calculada por esse código é a corrente de fuga na interface água-ar. Multiplicando-se os 12 grupos de energia por seus respectivos fatores de conversão de dose e somando-se os resultados, a dose resultante na interface água-ar é determinada.

A razão dessa dose resultante com a dose incidente ( $D/D_0$ ) é calculada e plotada graficamente em relação a espessura da parede de água.

TABELA I [9]

COEFICIENTES DE FATOR DE BUILDUP PARA O CHUMBO

E (MeV)	A	- $\alpha$	$\beta$
1	2,45	0,045	0,178
2	2,60	0,071	0,103
4	1,65	0,123	0,064
6	0,96	0,175	0,059

TABELA II [9]

FATOR DE BUILDUP PARA ÁGUA

E (MeV)	x=1	x=2	x=4	x=7	x=10	x=15
1	2,26	3,39	6,27	11,5	18,0	30,8
2	1,84	2,63	4,28	6,96	9,87	14,4
4	1,58	2,10	3,12	4,63	6,19	8,54
6	1,45	1,86	2,63	3,76	4,86	6,78



FATOR DE BUILDUP  
1 MEV

	$x_{Pb}=7$	8	9	10	11	12	13	
	$x_\ell=5,57$	$x_\ell=6,38$	$x_\ell=7,17$	$x_\ell=7,97$	$x_\ell=8,77$	$x_\ell=9,56$	$x_\ell=10,36$	
$B_\ell(x_\ell)$	2,61	2,8	2,98	3,16	3,33	3,5	3,68	
$B_w(x_\ell)$	9,0	10,38	11,85	13,43	15,2	17,0	18,8	
	$x_w=1,98$	$x_w=1,91$	$x_w=1,84$	$x_w=1,77$	$x_w=1,69$	$x_w=1,62$	$x_w=1,55$	
$B_w(x_\ell+x_w)$	12,55	13,89	15,72	17,4	19,05	20,71	22,39	Z=35
$B_w(x_w)$	3,38	3,29	3,2	3,15	3,02	2,93	2,86	
$B_{\ell w}(x_\ell, x_w)$	5,23	5,32	5,48	5,63	5,65	5,71	5,8	
	$x_w=1,84$	$x_w=1,77$	$x_w=1,69$	$x_w=1,62$	$x_w=1,55$	$x_w=1,48$	$x_w=1,41$	
$B_w(x_\ell+x_w)$	12,29	13,58	15,38	17,1	18,73	20,39	22,07	Z=33
$B_w(x_w)$	3,2	3,15	3,02	2,93	2,86	2,79	2,70	
$B_{\ell w}(x_\ell, x_w)$	5,03	5,15	5,28	5,39	5,46	5,54	5,62	
	$x_w=1,69$	$x_w=1,62$	$x_w=1,55$	$x_w=1,48$	$x_w=1,41$	$x_w=1,34$	$x_w=1,27$	
$B_w(x_\ell+x_w)$	11,8	13,48	15,02	16,76	18,2	20,07	21,75	Z=31
$B_w(x_w)$	3,02	2,93	2,86	2,79	2,7	2,62	2,55	
$B_w(x, x_w)$	4,79	4,95	5,08	5,21	5,24	5,34	5,44	
	$x_w=1,55$	$x_w=1,48$	$x_w=1,41$	$x_w=1,34$	$x_w=1,27$	$x_w=1,2$	$x_w=1,13$	
$B_w(x_\ell+x_w)$	11,7	13,18	14,78	16,4	18,08	19,75	21,43	Z=29
$B_w(x_w)$	2,86	2,79	2,7	2,62	2,55	2,48	2,38	
$B_{\ell w}(x_\ell, x_w)$	4,64	4,78	4,90	5,01	5,10	5,18	5,25	
	$x_w=1,41$	$x_w=1,34$	$x_w=1,27$	$x_w=1,2$	$x_w=1,13$	$x_w=1,06$	$x_w=0,99$	
$B_w(x_\ell+x_w)$	11,47	12,87	14,43	15,9	17,99	19,43	21,11	Z=27
$B_w(x_w)$	2,7	2,62	2,55	2,48	2,38	2,3	2,24	
$B_{\ell w}(x_\ell, x_w)$	4,46	4,59	4,72	4,81	4,94	4,98	5,08	
	$x_w=1,27$	$x_w=1,2$	$x_w=1,13$	$x_w=1,06$	$x_w=0,99$	$x_w=0,92$	$x_w=0,85$	
$B_w(x_\ell+x_w)$	11,22	12,65	14,1	15,73	17,47	19,1	20,78	Z=25
$B_w(x_w)$	2,55	2,48	2,38	2,3	2,24	2,11	2,05	
$B_{\ell w}(x_\ell, x_w)$	4,29	4,43	4,52	4,63	4,74	4,77	4,87	

FATOR DE BUILDUP

2 MEV

	$x_{Pb}=7$	8	9	10	11	12	13	
	$x_L=3,63$	$x_L=4,14$	$x_L=4,66$	$x_L=5,18$	$x_L=5,7$	$x_L=6,22$	$x_L=6,73$	
$B_L(x_L)$	2,26	2,44	2,63	2,82	3,0	3,2	3,39	
$B_W(x_L)$	3,97	4,4	4,91	5,4	5,83	6,24	6,7	
	$x_W=1,38$	$x_W=1,33$	$x_W=1,28$	$x_W=1,23$	$x_W=1,18$	$x_W=1,13$	$x_W=1,08$	
$B_W(x_L+x_W)$	5,21	5,62	6,0	6,41	6,83	7,3	7,71	Z=35
$B_W(x_W)$	2,12	2,09	2,05	2,02	1,98	1,92	1,88	
$B_{LW}(x_L, x_W)$	3,43	3,53	3,7	3,84	3,99	4,18	4,32	
	$x_W=1,28$	$x_W=1,23$	$x_W=1,18$	$x_W=1,13$	$x_W=1,08$	$x_W=1,04$	$x_W=0,99$	
$B_W(x_L+x_W)$	5,12	5,51	5,93	6,31	6,74	7,2	7,62	Z=33
$B_W(x_W)$	2,05	2,02	1,98	1,92	1,88	1,85	1,81	
$B_{LW}(x_L, x_W)$	3,35	3,50	3,63	3,74	3,89	4,10	4,25	
	$x_W=1,18$	$x_W=1,13$	$x_W=1,08$	$x_W=1,04$	$x_W=0,99$	$x_W=0,94$	$x_W=0,89$	
$B_W(x_L+x_W)$	5,03	5,48	5,85	6,22	6,68	7,15	7,52	Z=31
$B_W(x_W)$	1,98	1,92	1,88	1,85	1,81	1,79	1,75	
$B_{LW}(x_L, x_W)$	3,27	3,43	3,54	3,66	3,83	4,04	4,17	
	$x_W=1,08$	$x_W=1,04$	$x_W=0,99$	$x_W=0,94$	$x_W=0,89$	$x_W=0,84$	$x_W=0,79$	
$B_W(x_L+x_W)$	4,98	5,38	5,78	6,18	6,59	7,0	7,42	Z=23
$B_W(x_W)$	1,88	1,85	1,81	1,79	1,75	1,7	1,68	
$B_{LW}(x_L, x_W)$	3,20	3,35	3,47	3,61	3,75	3,93	4,09	
	$x_W=0,99$	$x_W=0,94$	$x_W=0,89$	$x_W=0,84$	$x_W=0,79$	$x_W=0,74$	$x_W=0,69$	
$B_W(x_L+x_W)$	4,89	5,30	5,68	6,09	6,49	6,96	7,32	Z=27
$B_W(x_W)$	1,81	1,79	1,75	1,7	1,68	1,64	1,6	
$B_{LW}(x_L, x_W)$	3,12	3,28	3,39	3,52	3,67	3,87	4,00	
	$x_W=0,89$	$x_W=0,84$	$x_W=0,79$	$x_W=0,74$	$x_W=0,69$	$x_W=0,64$	$x_W=0,59$	
$B_W(x_L+x_W)$	4,78	5,20	5,60	5,99	6,39	6,80	7,22	Z=25
$B_W(x_W)$	1,75	1,7	1,68	1,64	1,6	1,55	1,51	
$B_{LW}(x_L, x_W)$	3,04	3,18	3,31	3,44	3,58	3,75	3,90	

FATOR DE BUILDUP, 4 MEV

	$x_{Pb}=7$	8	9	10	11	12	13	
	$x_\ell=3,35$	$x_\ell=3,81$	$x_\ell=4,28$	$x_\ell=4,76$	$x_\ell=5,24$	$x_\ell=5,71$	$x_\ell=6,19$	
$B_\ell(x_\ell)$	1,96	2,13	2,3	2,48	2,68	2,88	3,1	
$B_w(x_\ell)$	2,81	3,06	3,3	3,51	3,74	3,98	4,2	
	$x_w=0,95$	$x_w=0,92$	$x_w=0,88$	$x_w=0,85$	$x_w=0,81$	$x_w=0,78$	$x_w=0,75$	
$B_w(x_\ell+x_w)$	3,3	3,51	3,71	3,91	4,12	4,32	4,54	Z=35
$B_w(x_w)$	1,55	1,53	1,51	1,50	1,49	1,47	1,45	
$B_{\ell w}(x_\ell, x_w)$	2,48	2,62	2,75	2,92	3,1	3,27	3,48	
	$x_w=0,88$	$x_w=0,85$	$x_w=0,81$	$x_w=0,78$	$x_w=0,75$	$x_w=0,71$	$x_w=0,68$	
$B_w(x_\ell+x_w)$	3,25	3,48	3,69	3,90	4,10	4,30	4,51	Z=33
$B_w(x_w)$	1,51	1,5	1,49	1,47	1,45	1,42	1,41	
$B_{\ell w}(x_\ell, x_w)$	2,43	2,59	2,73	2,90	3,07	3,24	3,44	
	$x_w=0,81$	$x_w=0,78$	$x_w=0,75$	$x_w=0,71$	$x_w=0,68$	$x_w=0,64$	$x_w=0,61$	
$B_w(x_\ell+x_w)$	3,21	3,44	3,65	3,87	4,08	4,28	4,49	Z=31
$B_w(x_w)$	1,49	1,47	1,45	1,42	1,41	1,4	1,38	
$B_{\ell w}(x_\ell, x_w)$	2,40	2,55	2,69	2,86	3,05	3,22	3,42	
	$x_w=0,75$	$x_w=0,71$	$x_w=0,68$	$x_w=0,64$	$x_w=0,61$	$x_w=0,58$	$x_w=0,54$	
$B_w(x_\ell+x_w)$	3,20	3,4	3,62	3,82	4,03	4,24	4,45	Z=29
$B_w(x_w)$	1,45	1,42	1,41	1,4	1,38	1,37	1,33	
$B_{\ell w}(x_\ell, x_w)$	2,38	2,51	2,66	2,83	3,00	3,18	3,38	
	$x_w=0,68$	$x_w=0,64$	$x_w=0,61$	$x_w=0,58$	$x_w=0,54$	$x_w=0,51$	$x_w=0,47$	
$B_w(x_\ell+x_w)$	3,17	3,38	3,59	3,79	4,0	4,21	4,41	Z=27
$B_w(x_w)$	1,41	1,4	1,38	1,37	1,33	1,31	1,3	
$B_{\ell w}(x_\ell, x_w)$	2,34	2,49	2,63	2,80	2,97	3,14	3,34	
	$x_w=0,61$	$x_w=0,58$	$x_w=0,54$	$x_w=0,51$	$x_w=0,47$	$x_w=0,44$	$x_w=0,41$	
$B_w(x_\ell+x_w)$	3,13	3,34	3,54	3,77	3,98	4,18	4,39	Z=25
$B_w(x_w)$	1,38	1,37	1,33	1,31	1,3	1,29	1,27	
$B_{\ell w}(x_\ell, x_w)$	2,31	2,45	2,58	2,76	2,94	3,11	3,32	

FATOR DE BUILDUP

6 MEV

	$x_{pb}=7$	8	9	10	11	12	13	
	$x_\ell=3,54$	$x_\ell=4,04$	$x_\ell=4,55$	$x_\ell=5,05$	$x_\ell=5,55$	$x_\ell=6,06$	$x_\ell=6,57$	
$B_\ell(x_\ell)$	1,82	1,98	2,16	2,35	2,56	2,8	3,03	
$B_w(x_\ell)$	2,49	2,68	2,88	3,04	3,22	3,41	3,6	
	$x_w=0,77$	$x_w=0,74$	$x_w=0,72$	$x_w=0,69$	$x_w=0,66$	$x_w=0,63$	$x_w=0,61$	
$B_w(x_\ell+x_w)$	2,78	2,95	3,1	3,3	3,43	3,68	3,82	Z=35
$B_w(x_w)$	1,36	1,33	1,31	1,3	1,29	1,28	1,27	
$B_{\ell w}(x_\ell, x_w)$	2,14	2,28	2,41	2,62	2,62	2,79	3,27	
	$x_w=0,72$	$x_w=0,69$	$x_w=0,66$	$x_w=0,63$	$x_w=0,61$	$x_w=0,58$	$x_w=0,55$	
$B_w(x_\ell+x_w)$	2,76	2,92	3,09	3,29	3,43	3,65	3,81	Z=33
$B_w(x_w)$	1,31	1,3	1,29	1,28	1,27	1,26	1,25	
$B_{\ell w}(x_\ell, x_w)$	2,11	2,25	2,40	2,61	2,79	3,05	3,28	
	$x_w=0,66$	$x_w=0,63$	$x_w=0,61$	$x_w=0,58$	$x_w=0,55$	$x_w=0,52$	$x_w=0,5$	
$B_w(x_\ell+x_w)$	2,72	2,90	3,08	3,28	3,42	3,62	3,80	Z=31
$B_w(x_w)$	1,29	1,28	1,27	1,26	1,25	1,23	1,22	
$B_{\ell w}(x_\ell, x_w)$	2,08	2,23	2,39	2,60	2,77	3,02	3,26	
	$x_w=0,61$	$x_w=0,58$	$x_w=0,55$	$x_w=0,52$	$x_w=0,5$	$x_w=0,47$	$x_w=0,44$	
$B_w(x_\ell+x_w)$	2,71	2,88	3,06	3,26	3,41	3,61	3,78	Z=29
$B_w(x_w)$	1,27	1,26	1,25	1,23	1,22	1,21	1,2	
$B_{\ell w}(x_\ell, x_w)$	2,06	2,21	2,37	2,57	2,76	3,00	3,24	
	$x_w=0,55$	$x_w=0,52$	$x_w=0,5$	$x_w=0,47$	$x_w=0,44$	$x_w=0,41$	$x_w=0,39$	
$B_w(x_\ell+x_w)$	2,70	2,87	3,04	3,21	3,40	3,58	3,75	Z=27
$B_w(x_w)$	1,25	1,23	1,22	1,21	1,2	1,2	1,19	
$B_{\ell w}(x_\ell, x_w)$	2,05	2,19	2,34	2,53	2,75	2,98	3,22	
	$x_w=0,5$	$x_w=0,47$	$x_w=0,44$	$x_w=0,41$	$x_w=0,39$	$x_w=0,36$	$x_w=0,33$	
$B_w(x_\ell+x_w)$	2,68	2,85	3,01	3,20	3,38	3,55	3,72	Z=25
$B_w(x_w)$	1,22	1,21	1,2	1,2	1,19	1,18	1,17	
$B_{\ell w}(x_\ell, x_w)$	2,02	2,17	2,32	2,52	2,73	2,95	3,19	

ATENUAÇÃO NA DOSE GAMA (VALORES PARA O GRÁFICO I)

	$x_{Pb}=7$	8	9	10	11	12	13	
SE (mr/h) 1 MeV	30,59	14,84	7,45	3,69	1,80	0,89	0,44	$x_{Pb}+x_p = 35$
2	291,72	189,52	124,16	80,52	52,29	34,24	22,36	
4	270,23	182,05	124,29	84,15	57,54	39,10	26,53	
6	57,12	38,04	24,63	16,74	11,14	7,59	4,95	
TOTAL	649,66	424,45	280,53	185,10	122,77	81,82	54,28	
1 MeV	33,84	16,53	8,33	4,11	2,0	0,98	0,49	$x_{Pb}+x_p = 33$
2	314,86	207,66	134,61	86,68	56,34	36,76	24,05	
4	283,98	192,99	132,35	89,62	60,50	41,54	28,12	
6	59,21	39,46	26,04	17,70	11,71	7,92	5,27	
TOTAL	691,89	456,64	301,33	198,11	130,55	87,2	57,93	
1 MeV	37,44	18,46	9,23	4,56	2,22	1,09	0,55	$x_{Pb}+x_p = 31$
2	339,68	224,92	145,10	92,83	60,71	40,02	26,07	
4	300,83	203,82	138,48	94,80	64,45	44,28	29,97	
6	61,98	41,53	27,27	18,54	12,35	8,33	5,50	
TOTAL	739,93	488,73	320,08	210,73	139,73	93,72	62,09	
1 MeV	41,73	20,51	10,23	5,05	2,47	1,22	0,60	$x_{Pb}+x_p = 29$
2	367,36	240,36	155,62	101,19	65,70	43,02	28,28	
4	316,76	215,17	146,83	100,64	68,00	46,42	31,78	
6	64,53	43,26	28,71	19,46	12,93	8,70	5,81	
TOTAL	790,38	519,3	341,49	226,34	149,10	99,36	66,47	
1 MeV	46,12	22,65	11,33	5,56	2,76	1,34	0,67	$x_{Pb}+x_p = 27$
2	391,90	260,10	168,00	109,03	71,04	46,82	30,55	
4	334,02	228,92	155,70	105,70	72,21	49,15	33,67	
6	68,18	45,53	29,80	20,14	13,68	9,17	6,07	
TOTAL	840,22	557,20	364,83	240,43	159,69	106,48	70,96	
1 MeV	51,04	25,14	12,48	6,16	3,03	1,49	0,73	$x_{Pb}+x_p = 25$
2	422,03	278,70	181,30	117,75	76,60	50,15	32,92	
4	353,65	239,15	163,83	111,76	76,65	52,22	35,55	
6	70,63	47,42	31,37	21,30	14,28	9,55	6,39	
TOTAL	897,35	590,41	388,98	256,97	170,56	113,41	75,59	

TABELA VIII

ATENUAÇÃO NA DOSE DE NEUTRONS RÁPIDOS (VALORES PARA O GRÁFICO II)

$x_{Pb}$	$D/D_0$	$\frac{D}{D_0} e^{-\Sigma_r x_{Pb}} \times D_0$ (mr/h)						
		$x_{Pb}=7$	$x_{Pb}=8$	$x_{Pb}=9$	$x_{Pb}=10$	$x_{Pb}=11$	$x_{Pb}=12$	$x_{Pb}=13$
10	0,19	$4,35 \times 10^4$	$3,85 \times 10^4$	$3,43 \times 10^4$	$3,03 \times 10^4$	$2,69 \times 10^4$	$2,39 \times 10^4$	$2,12 \times 10^4$
12	0,125	$2,86 \times 10^4$	$2,53 \times 10^4$	$2,26 \times 10^4$	$1,94 \times 10^4$	$1,77 \times 10^4$	$1,57 \times 10^4$	$1,40 \times 10^4$
14	0,078	$1,78 \times 10^4$	$1,58 \times 10^4$	$1,40 \times 10^4$	$1,25 \times 10^4$	$1,11 \times 10^4$	$9,80 \times 10^3$	$8,73 \times 10^3$
16	0,05	$1,15 \times 10^4$	$1,01 \times 10^4$	$9,03 \times 10^3$	$7,97 \times 10^3$	$7,07 \times 10^3$	$6,28 \times 10^3$	$5,60 \times 10^3$
18	0,034	$7,79 \times 10^3$	$6,89 \times 10^3$	$6,13 \times 10^3$	$5,42 \times 10^3$	$4,81 \times 10^3$	$4,28 \times 10^3$	$3,80 \times 10^3$
20	0,022	$5,04 \times 10^3$	$4,46 \times 10^3$	$3,97 \times 10^3$	$3,51 \times 10^3$	$3,11 \times 10^3$	$2,77 \times 10^3$	$2,46 \times 10^3$
22	0,0132	$3,01 \times 10^3$	$2,67 \times 10^3$	$2,39 \times 10^3$	$2,11 \times 10^3$	$1,87 \times 10^3$	$1,66 \times 10^3$	$1,48 \times 10^3$
24	0,0085	$1,94 \times 10^3$	$1,72 \times 10^3$	$1,53 \times 10^3$	$1,35 \times 10^3$	$1,20 \times 10^3$	$1,07 \times 10^3$	$9,51 \times 10^2$
26	0,0055	$1,26 \times 10^3$	$1,12 \times 10^3$	$9,92 \times 10^2$	$8,76 \times 10^2$	$7,78 \times 10^2$	$6,92 \times 10^2$	$6,16 \times 10^2$
28	0,0035	$8,02 \times 10^2$	$7,09 \times 10^2$	$6,33 \times 10^2$	$5,59 \times 10^2$	$4,95 \times 10^2$	$4,40 \times 10^2$	$3,92 \times 10^2$
30	0,0023	$5,28 \times 10^2$	$4,67 \times 10^2$	$4,15 \times 10^2$	$3,66 \times 10^2$	$3,25 \times 10^2$	$2,89 \times 10^2$	$2,57 \times 10^2$

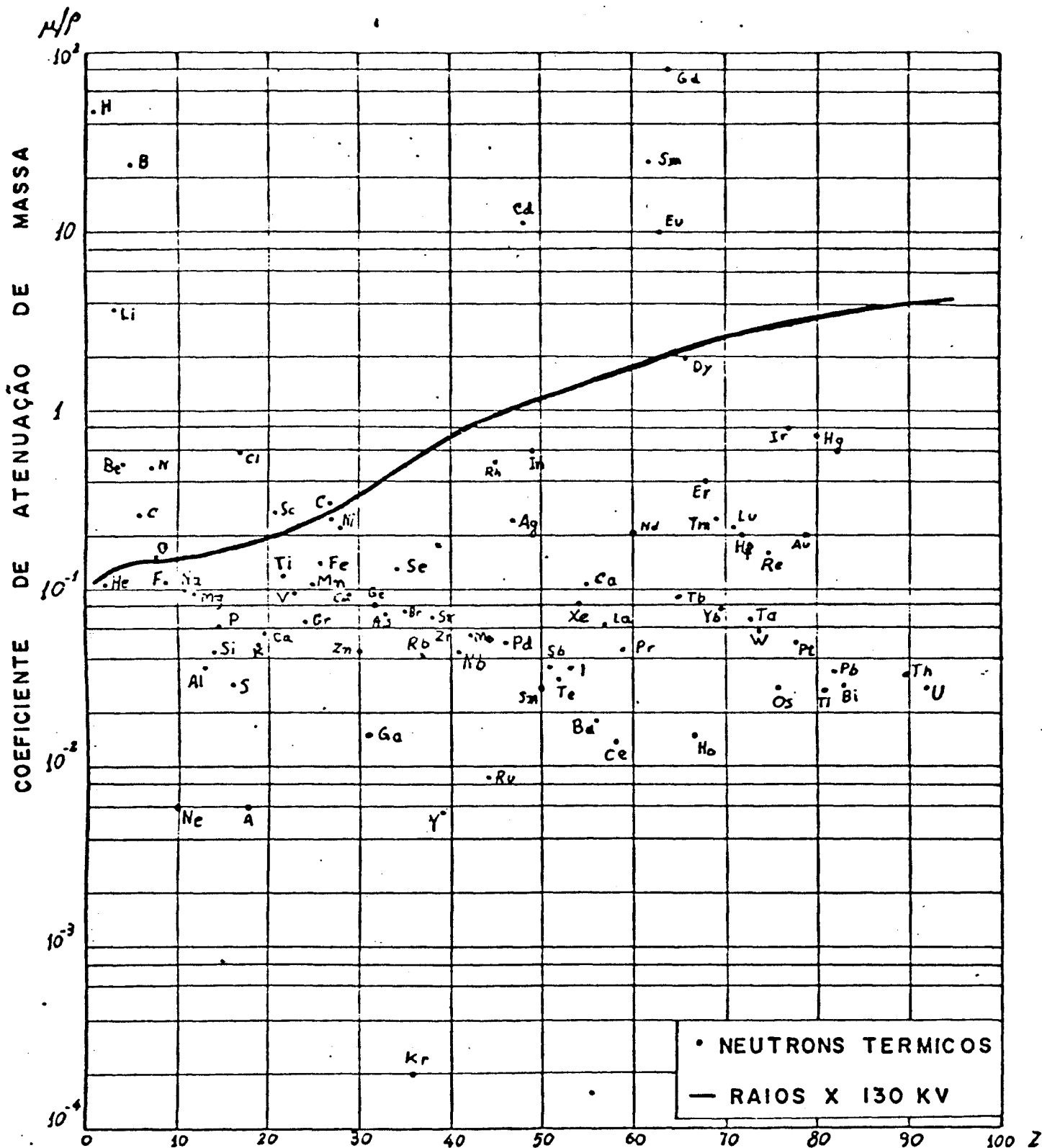
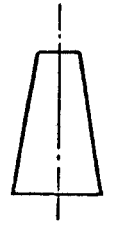


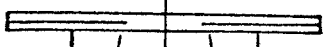
Fig 1

COEFICIENTE DE ABSORÇÃO DE MASSA X NÚMERO ATÔMICO DOS ELEMENTOS:

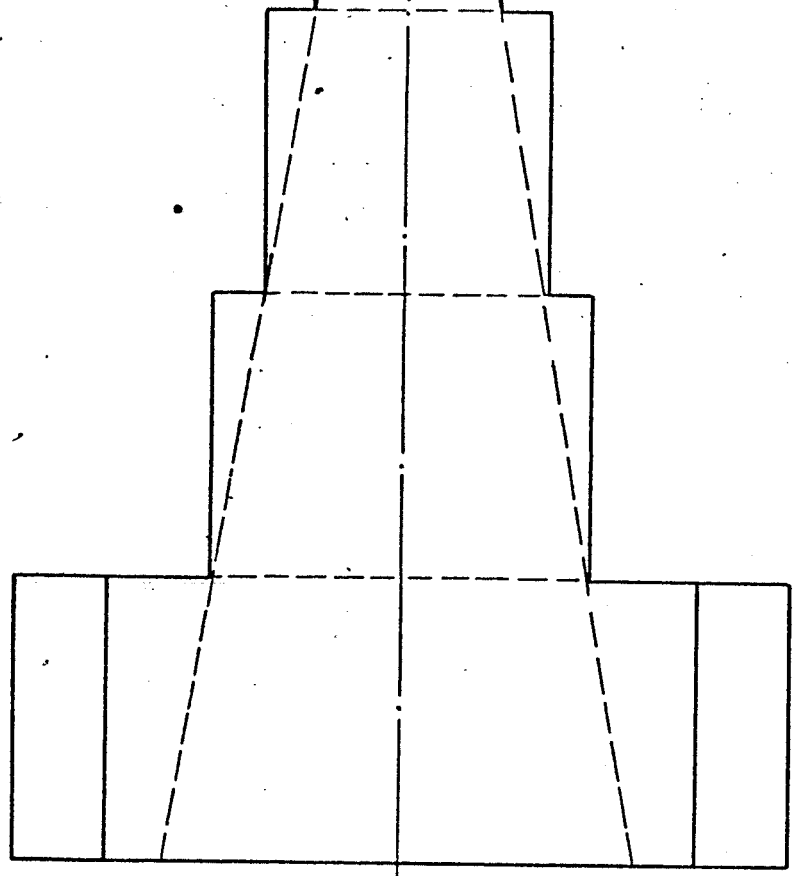
CONE DE  
ENTRADA  
= FONTE  
DE NEUTRONS  
TERMICOS



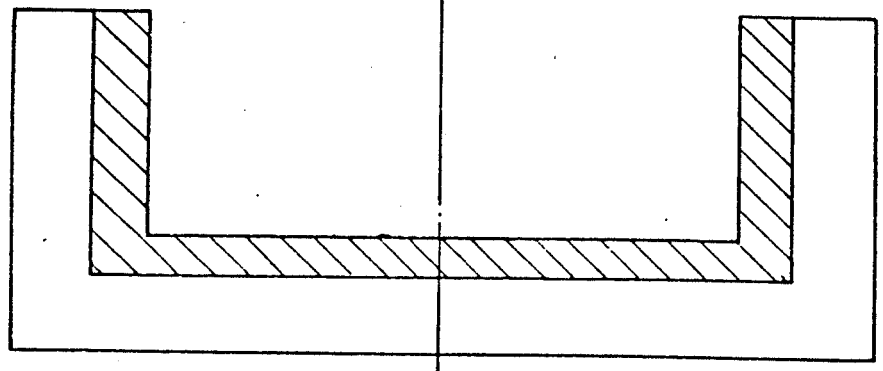
DIAFRAGMA



COLIMADOR



BLINDAGEM



DISPOSITIVO DE NEUTROGRAFIA

Figura 2



DISPOSITIVO DE NEUTROGRAFIA

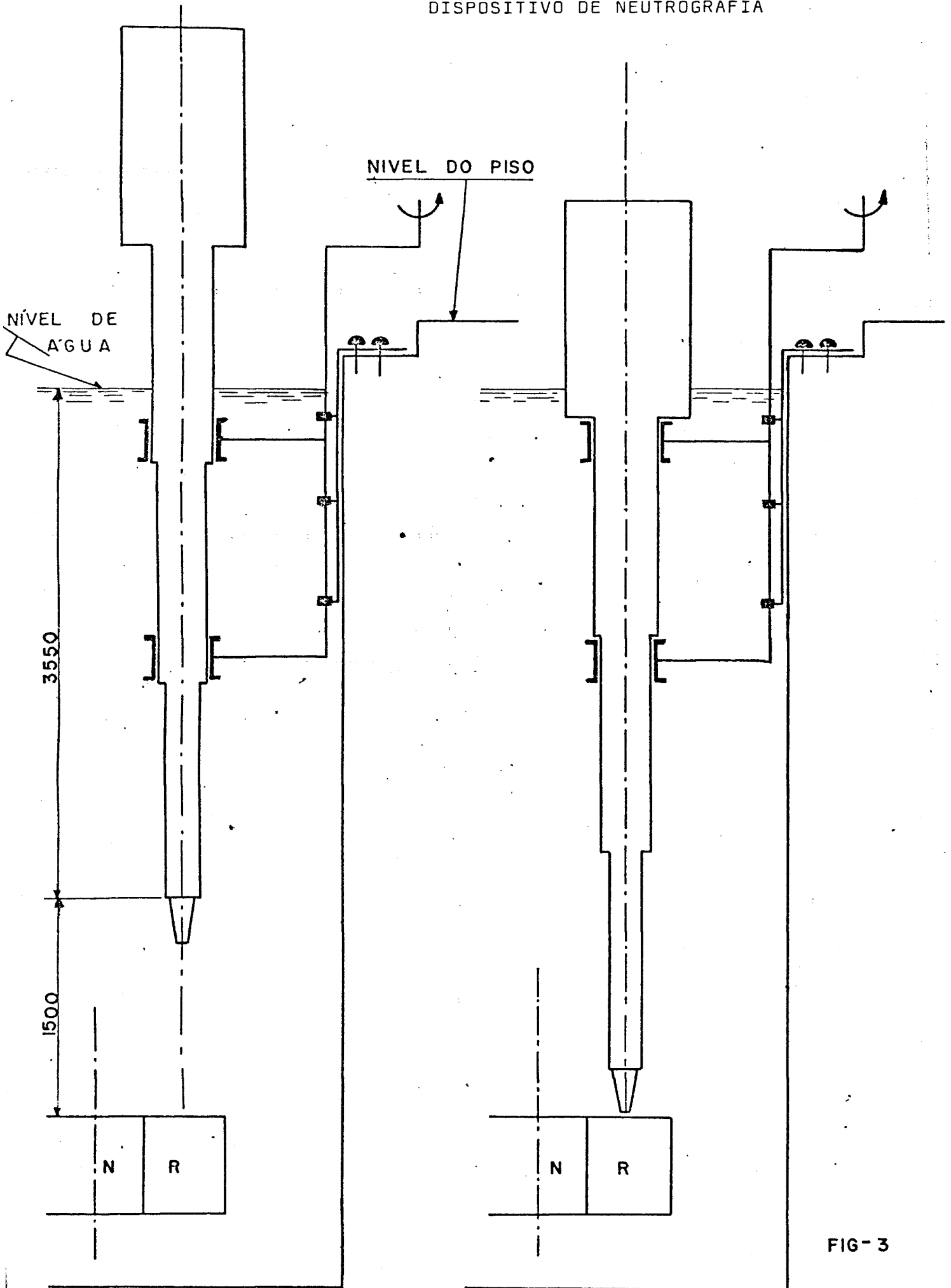
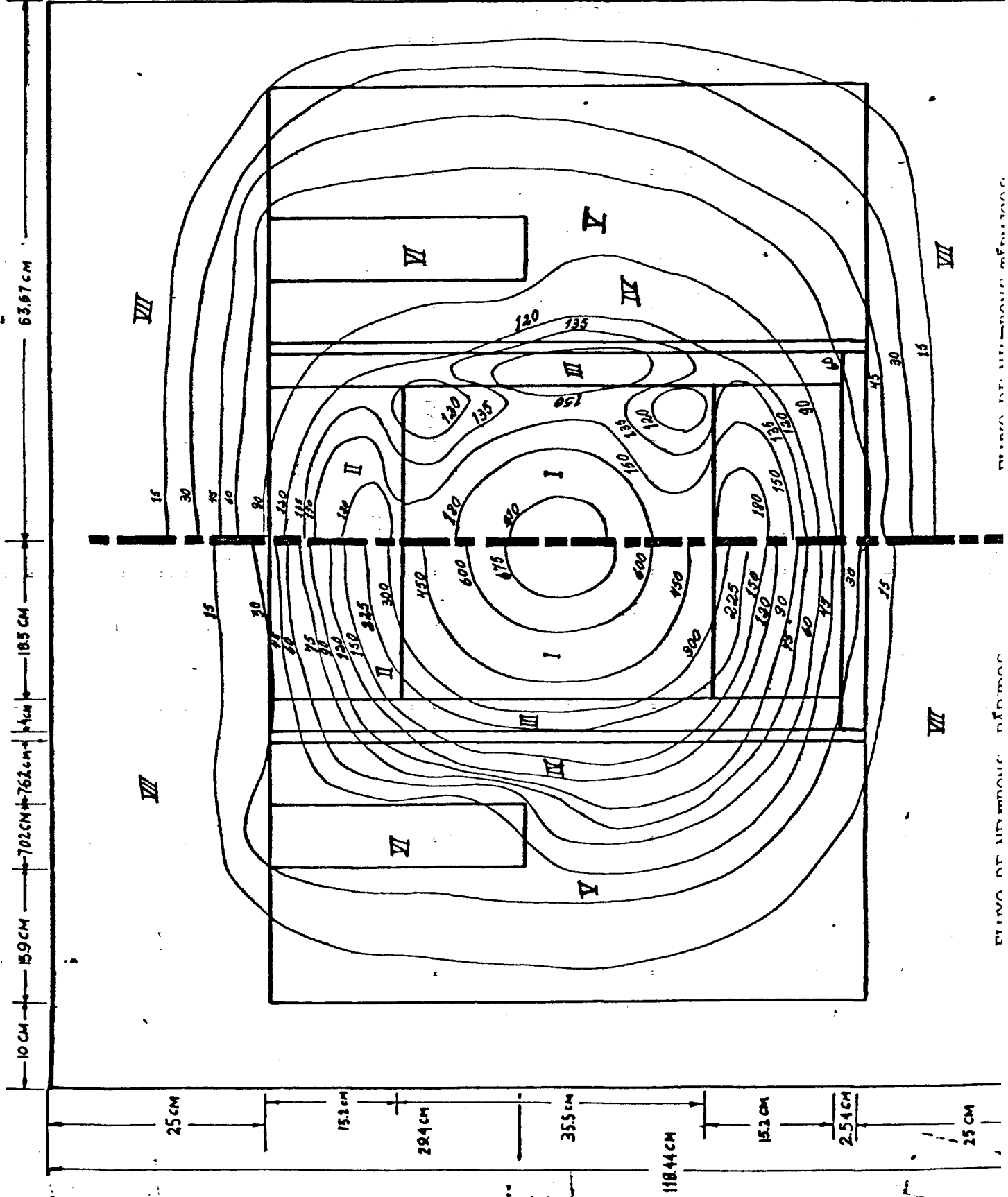


FIG-3

Fig 4-Fluxo a duas dimensões para um reator muito semelhante ao Triga-- Unidade de  $10^5$  neutrons/cm<sup>2</sup> seg watt



Região I, Núcleo  
 $U^{238}$  } 8 wt-%  
 $U^{235}$  }  
 20% Enriquecido  
 $ZrH_{10}$  60.42 vol-%  
 $H_2O$  36.07 vol-%  
 Al 3,51 vol-%

Região II Refletor  
 $C_{17}$  60 vol-%  
 $H_2O$  35 vol-%  
 Al 5 vol-%

Região III  
 $C_{17}$  55.28 vol-%  
 Al 3.22 vol-%

Região IV  
 Al 100 vol-%

Região V  
 $C_{17}$  100 vol-%

Região VI  
 Vazio

Região VII  
 $H_2O$  100 vol-%

Região VIII  
 Al 65 vol-%  
 $H_2O$  35 vol-%

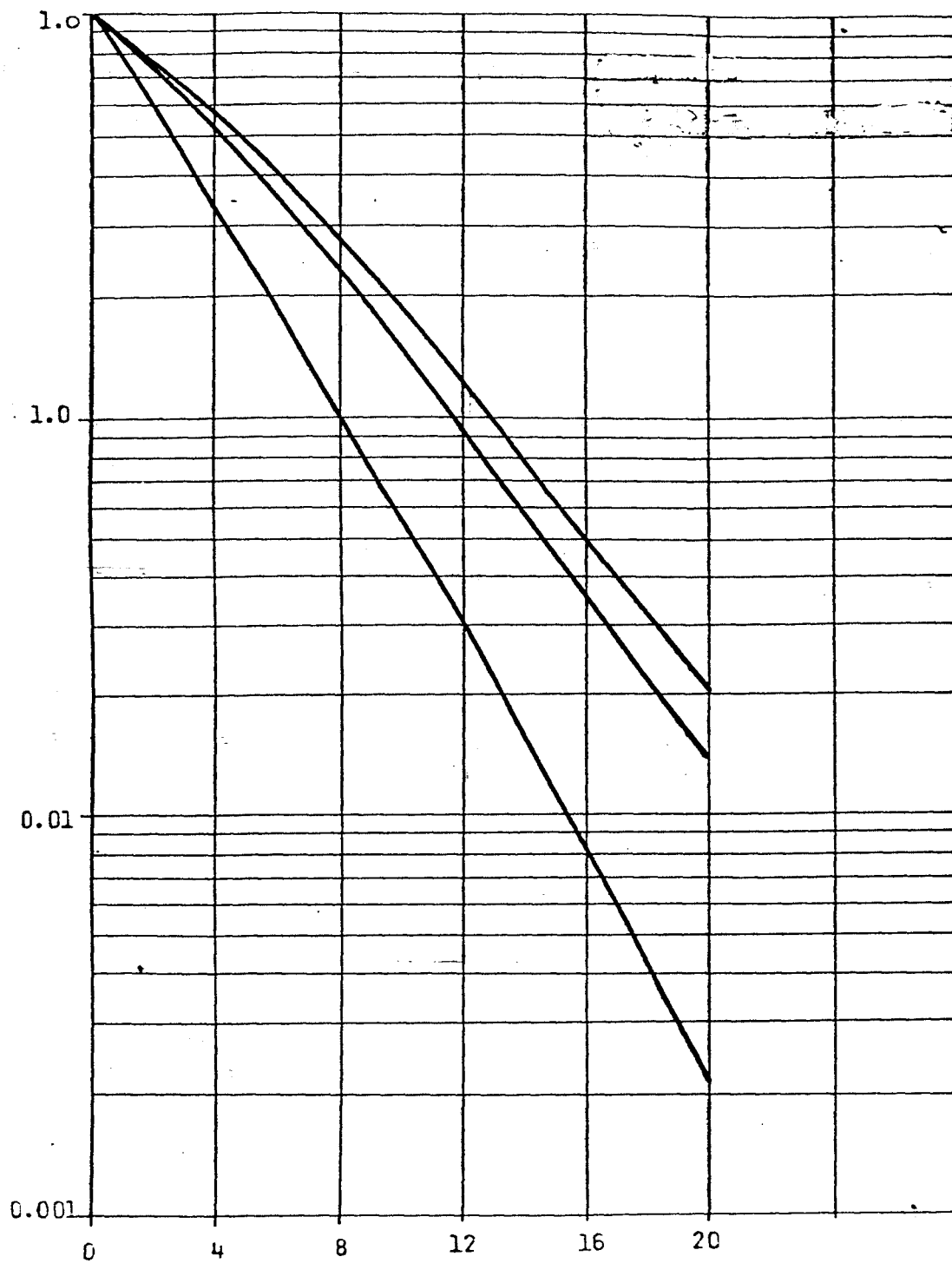
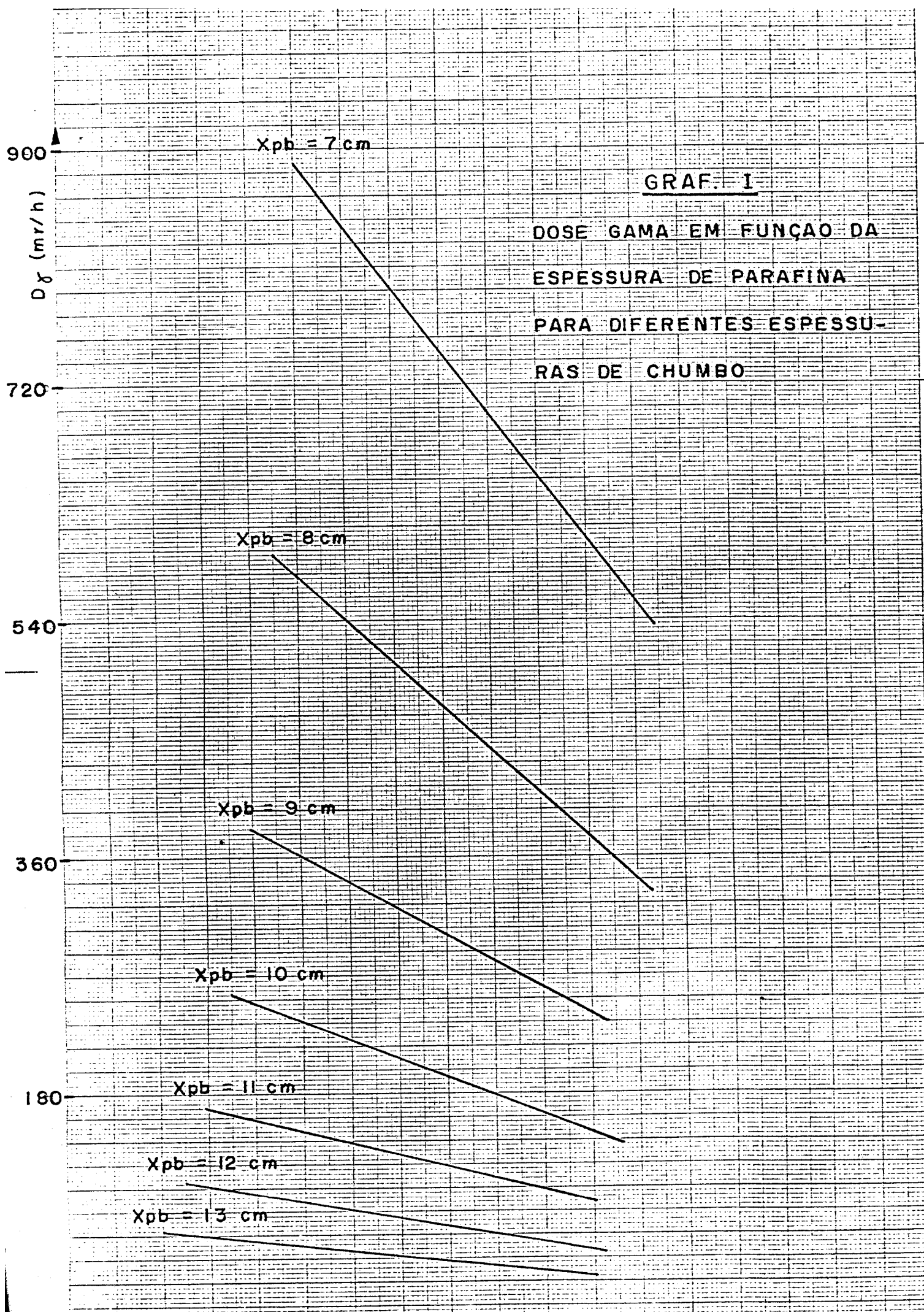
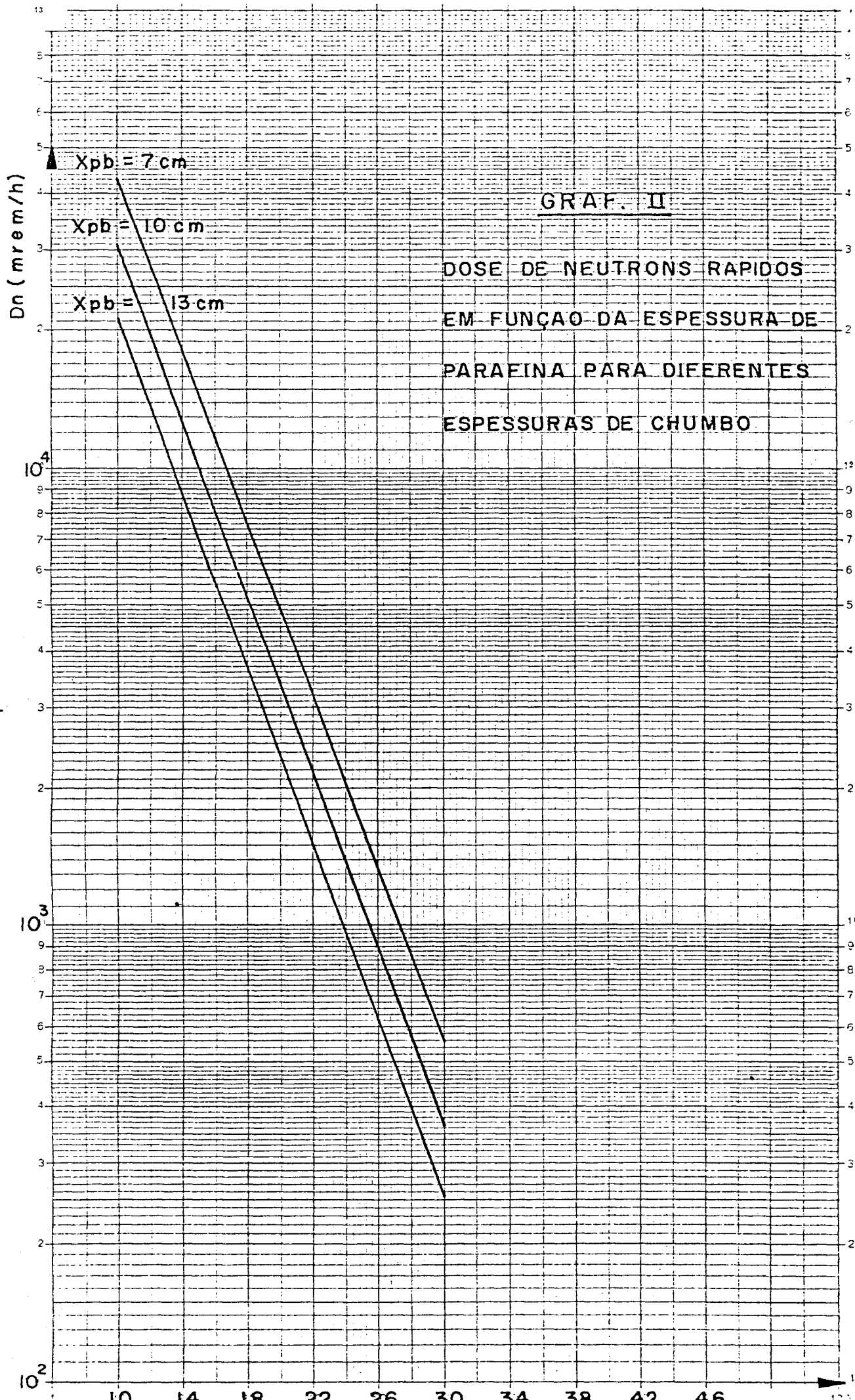


Fig 5

ATENUAÇÃO NA DOSE PARA NEUTRONS DE 2 MEV DE ENERGIA  
EM FUNÇÃO DA ESPESSURA DA ÁGUA (CÓDIGO POLIPHÉMUS)





## REFERÊNCIAS

1. BERGER, H  
Neutron Radiography Methods, Capabilites, and  
Applications  
Elsevier Publishing Company, New York 1965
2. THEWLIS, J., and DERBYSHIRE, R.T.P.  
Report Aere M/TN 37, U.K. - Atomic Energy Research  
Establishment  
Harwell, England, 1956
3. THEWLIS, J.  
Brit. J. Appl. Phys., 7 (1956) 345
4. THEWLIS, J.  
Progress in Nondestructive Testing, Vol. 1  
Edited by E.G. Stanford and J.H. Fearon, Heywood,  
London, 1958
5. KALLMANN, H.  
Research, 1 (1948) 254
6. VU HONG, L.  
La Neutrographie A L'IPR  
Nota Técnica: GCQ-003/73, I.P.R., Belo Horizonte, 1973
7. VU HONG, L.  
Avant Projet Du Dispositif De Neutrographie Au Triga  
Nota Técnica: G.A.P., I.P.R., Belo Horizonte, 18.04.74

8. GLASSTONE, S. and Sesonske, A  
Nuclear Reactor Engineering  
D. Van Nostrand Company, Inc., Princeton, New Jersey 1967
9. BLIZARD, E.P. and ABBOTT, L.S.  
Reactor Handbook, Vol. III Part B Shielding, Second  
Edition  
Interscience Publishers, New York, 1962
10. PRICE, B.T., HORTON, C.C., SPINNEY, K.T.  
Radiation Shielding  
Pergamon Press, Inc., New York, 1957
11. ROCKEVELL III, T ed.  
Reactor Shielding Design Manual  
USAEC Report TID-7004, Division of Reactor  
Development, Março 1956
12. THORNTON, G  
Theoretical and Practical Aspects of Shielding  
USAEC Report ORNL-710, Sep. 29, 1950
13. PANNETIER, R.  
Vade Mecum Du Technicien TOME I; Controle des  
Rayonments ionisants
14. ETHERINGTON, H. (ed.)  
Nuclear Engineering Handbook,  
McGraw-Hill Book Company, Inc., New York, 1958.
15. TAYLOR, J.J.  
U.S. AEC Report WAPD-RM-217 (1954)

16. OBENSHAIN, E., EDDY, A., KUEHN, H.  
A Monte Carlo Study of Neutron penetration through  
Finite Water Slabs.  
WAPD-TM-54, CONTRACT AT-11-1-GEN-14, Jan 1957
  
17. SIMON, A., CLIFFORD, C., E.  
The Attenuation of Neutrons by Air Ducts in Shields  
Nuclear Science and Engineering: 1,156-166 (1956)
  
18. GOLDSTEIN, H.  
Fundamental Aspects of Reactor Shielding  
Addison-Wesley Publishing Company, Inc, 1959
  
19. PARATTE, J.M.  
Study of the Neutron Distribution in Bent Air Ducts  
in a water shield  
The British Nuclear Energy Society and the Institute  
of Physics and the Physics Society. International  
Conference, Sept, 1967
  
20. WHITTEMORE, W.L., LARSEN, J.E., SHOPTAUGH, J.R.  
A Flexible Neutron Radiography Facility Using a Tri-  
ga Reactor Source  
Materials Evaluation, pags 93-104, May, 1971.



CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM CIÊNCIAS E TÉCNICAS NUCLEARES

UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS GERAIS

CONTRIBUIÇÃO A REALIZAÇÃO DE UM DISPOSITIVO DE NEUTROGRA  
FIA NO REATOR TRIGA MARK I IPR-R1

Por: LUIZ HENRIQUE GONÇALVES DE MORAIS

Orientador: ENG<sup>o</sup> LAC VU HONG

TESE APRESENTADA COMO REQUISITO PARCIAL PARA OBTENÇÃO  
DO TÍTULO DE MESTRE EM CIÊNCIAS E TÉCNICAS NUCLEARES

INSTITUTO DE PESQUISAS RADIOATIVAS

Belo Horizonte, Julho/1976