



AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE  
DE SÃO PAULO

## **EMPREGO DOS POLICARBONATOS MAKROFOL-DE E CR-39 EM RADIOGRAFIA COM NÊUTRONS**

**MARCO ANTÔNIO STANOJEV PEREIRA**

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

Orientador:  
Prof. Dr. Reynaldo Pugliesi

**São Paulo  
2000**

**INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E  
NUCLEARES**

AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

**Emprego dos Policarbonatos Makrofol-DE e CR-39 em  
Radiografia com Nêutrons**

**Marco Antonio Stanojev Pereira**



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

Orientador: Prof. Dr. Reynaldo Pugliesi

São Paulo

2000

Dedico este trabalho ao meu pai Sr. Antônio Pacheco Pereira, minha mãe Sra. Dna. Valquíria Stanojev Coelho Pereira, meu caro orientador Reynaldo Pugliesi, meus irmãos Márcio, Marcelo, Marcel e Michele, minhas cunhadas Sras. Dna. Margarete e Nádia, meu cunhado Sr. Marcelo, meus sobrinhos Guilherme, Kauê e Leticia, que devido à falta de adjetivos qualificativos na língua portuguesa, não poderei exteriorizar em simples palavras o meu penhor.

À Deus Pai todo poderoso, confiando à mim a razão e o pensamento.

# Emprego dos Policarbonatos Makrofol-DE e CR-39 em Radiografia com Nêutrons

Marco Antônio Stanojev Pereira

## RESUMO

No presente trabalho o método de registro de traços foi empregado para propósitos de radiografia com nêutrons. Foram empregados os detectores de traços nucleares de estado sólido Makrofol-DE e CR-39 os quais foram irradiados em contato com telas conversoras à base de boro natural, constituindo os sistemas de imageamento.

As características radiográficas destes sistemas foram determinadas mediante irradiações em um feixe de nêutrons extraído de um arranjo experimental instalado no canal de irradiação 08 do Reator Nuclear de Pesquisas IEA-R1.

Os sistemas de imageamento foram irradiados em exposições de até  $6 \times 10^{10}$  n/cm<sup>2</sup> e os detectores revelados em tempos que variaram entre 02 a 65 minutos.

O objetivo deste trabalho foi determinar as características radiográficas destes detectores e estabelecer as condições, para as quais se obtém o melhor contraste e resolução na imagem radiográfica. Estas condições foram as seguintes:

- Makrofol-DE: exposição de nêutrons entre  $2 \times 10^9$  n/cm<sup>2</sup> a  $2 \times 10^{10}$  n/cm<sup>2</sup> e tempo de revelação de 6 minutos

- CR-39: exposição de nêutrons entre  $3 \times 10^9$  n/cm<sup>2</sup> a  $2 \times 10^{10}$  n/cm<sup>2</sup> e tempo de revelação de 25 minutos

Estes resultados foram comparados com os determinados para outros detectores de traços e discutidos de acordo com a teoria de formação da imagem em SSNTD, baseada nas propriedades ópticas de um único traço.

# Employment of the Polycarbonates Makrofol-DE and CR-39 for Neutron Radiography

Marco Antônio Stanojev Pereira

## ABSTRACT

The track-etch method was employed for Neutron Radiography purposes. The solid state nuclear track detectors Makrofol-DE and CR-39 together with a natural boron converter screen have been used as imaging systems.

In order to determine their radiographic characteristics, the imaging systems were irradiated up to neutron exposures around  $6 \times 10^{10} \text{ n/cm}^2$  in a radiography facility installed at the IEA-R1 Nuclear Research Reactor and the detectors developed between 2 and 65 minutes.

The main goal of this work was determine the radiography conditions for which the best contrast and resolution are obtained at the image. These conditions are:

- Makrofol-DE: neutron exposure between  $2 \times 10^9 \text{ n/cm}^2$  and  $2 \times 10^{10} \text{ n/cm}^2$  and developing time 6 minutes
- CR-39: neutron exposure between  $3 \times 10^9 \text{ n/cm}^2$  and  $2 \times 10^{10} \text{ n/cm}^2$  and developing time 25 minutes

The present results were compared with those ones determined to other track detectors, and discussed according to the theory of the image formation in solid state nuclear track detectors based on the optical properties of a single track.

## Índice

Capítulo-1 .....	3
1.1 - Introdução.....	3
Capítulo-2 .....	6
2.1-Fundamentos Básicos da Técnica da Radiografia com Nêutrons .....	6
2.1.1-Propriedades dos Nêutrons.....	6
2.1.2-A Interação Nêutron - Núcleo .....	7
2.1.3-Transmissão de Nêutrons pela Matéria.....	11
2.2-A Técnica da Radiografia com Nêutrons .....	12
2.2.1-Histórico.....	12
2.2.2-Descrição da Técnica .....	13
2.2.3-Fontes de Nêutrons .....	14
2.2.4-Sistema de Colimação.....	17
2.2.5-Filtros contra Radiação- $\gamma$ .....	18
2.2.6-Sistema de Imageamento.....	19
2.3-Formação da Imagem Radiográfica .....	22
Capítulo-3.....	28
Sistema de Imageamento e o Arranjo Experimental.....	28
3.1.-Sistema de Imageamento.....	28
3.1.1-Tela Conversora .....	28
3.1.2-Detectores .....	29
3.1.2.1-Makrofol-DE.....	29
3.1.2.2-CR-39 .....	29
3.2-Sistemas de Leitura.....	30
3.3-Viabilidade da Técnica .....	31
3.4-Arranjo Experimental.....	33
Capítulo-4.....	38
4.1-Obtenção e Análise dos Resultados.....	38
4.1.1-Diâmetro do Traço .....	39
4.1.2-Taxa de Produção de Traços .....	42
4.1.3-Curva Característica de Densidade Óptica.....	47
4.1.4-Resolução.....	54
4.1.5-Sensibilidade .....	61
4.1.6-Radiografias .....	70
Capítulo-5.....	75
Conclusão.....	75
Referencias Bibliográficas .....	78

## Lista de tabelas

Tabela 2.1- Algumas das possíveis reações nêutron-núcleo .....	7
Tabela 2.2- Classificação dos nêutrons em função de sua energia cinética .....	10
Tabela 2.3- Características das fontes de nêutrons utilizadas para fins radiográficos.....	16
Tabela 2.4- Características de alguns conversores empregados em radiografia com nêutrons.....	20
Tabela 3.1- Características dos feixes de nêutrons extraídos dos canais de irradiação 03 e 10.....	32
Tabela 3.2- Características do feixe de nêutrons extraído do arranjo experimental.....	35
Tabela 4.1a- Valores obtidos para a resolução total $U_t$ em função do tempo de revelação e exposição para o Mk-DE.....	58
Tabela 4.1b- Valores obtidos para a resolução total $U_t$ em função do tempo de revelação e exposição para o CR-39.....	58
Tabela 4.2- Valores das secções de choque calculados teoricamente .....	64
Tabela 4.3- Condições de revelação e de exposição para máxima sensibilidade	64
Tabela 4.3a- Parâmetros que caracterizam a sensibilidade do Mk-DE .....	70
Tabela 4.3b- Parâmetros que caracterizam a sensibilidade do CR-39.....	70
Tabela 5.1 – Condições ótimas de contraste e resolução na imagem radiográfica.....	75
Tabela 5.2- Dados comparativos entre diversos sistemas de imageamento para radiografia com nêutrons.....	76

## Lista de Figuras

Figura 1 – Aspecto de um traço, observado em um microscópio eletrônico.....	5
Figura 2.1 – Coeficiente de atenuação de massa dos elementos, para nêutrons e raios-X. ....	13
Figura 2.2. – Tipos de colimadores empregados em radiografia com nêutrons.....	18
Figura 2.3 – Formação do traço durante a revelação.....	22
Figura 2.4 – Representação geométrica de um traço no detetor.....	24
Figura 2.5 – Distribuição da Densidade Ótica no interior de um traço.....	24
Figura 2.6 – Perda da densidade ótica causada pela sobreposição de dois traços.....	25
Figura 2.7 – Aspecto da distribuição da densidade ótica $Dop(r)$ em função da exposição $E$ . ....	25
Figura 2.8 – Diagrama esquemático registrando a metodologia para a determinação da resolução intrínseca.....	27
Figura 3.1 – Sistema de leitura para caracterização de traços.....	31
Figura 3.2 – Sistema de leitura para medidas de transmissão de luz.....	31
Figura 3.3 – Diagrama esquemático do arranjo experimental.....	37
Figura 4.1 – Comportamento do Diâmetro do traço em função do tempo de revelação para o SSNTD Makrofol-DE.....	41
Figura 4.2 – Comportamento do Diâmetro do traço em função do tempo de revelação para o SSNTD CR-39.....	41
Figura 4.3 – Comportamento da Densidade de traços em função do tempo de revelação para o Makrofol-DE.....	43
Figura 4.4 – Comportamento da Densidade de traços em função do tempo de revelação para o CR-39.....	43
Figura 4.5 – Comportamento da Densidade de traços em função do tempo de exposição ao feixe de neutrons para o Makrofol-DE.....	44
Figura 4.6 – Comportamento da Densidade de traços em função do tempo de exposição ao feixe de neutrons para o CR-39.....	44
Figura 4.7 – Variação da densidade de traços nos detetores Makrofol-DE e CR-39 em função da espessura de ar, para uma fonte de $Am^{241}$ .....	46
Figura 4.8 – Curva Característica de densidade ótica para o Makrofol-DE.....	48
Figura 4.9 – Curva Característica de densidade ótica para o CR-39.....	48
Figura 4.10 – Comportamento do Contraste Ótico em função da exposição e dos tempos de revelação para o detetor Makrofol-DE.....	50
Figura 4.11 – Comportamento do Contraste Ótico em função da exposição e dos tempos de revelação para o detetor CR-39.....	50
Figura 4.12 – Verificação da Variação da transparência do detetor Makrofol-DE não irradiado, em função do tempo de reavalação.....	52
Figura 4.13 – Verificação da Variação da transparência do detetor CR-39 não irradiado, em função do tempo de reavalação.....	52
Figura 4.14 – Verificação da contribuição dos neutrons epitermicos na formação da imagem neutrongráfica no detetor Makrofol-DE.....	53



Figura 4.15 – Verificação da contribuição dos neutrons epitermicos na formação da imagem neutrongráfica no detetor CR-39.....	53
Figura 4.16a – Distribuição da Densidade Ótica para o Makrofol-DE.....	56
Figura 4.16b – Distribuição da Densidade Ótica para o LSF do Makrofol-DE...	56
Figura 4.17a – Distribuição da Densidade Ótica para o CR-39.....	57
Figura 4.17b – Distribuição da Densidade Ótica para o LSF do CR-39.....	57
Figura 4.18 – Comportamento da resolução intrinseca para o Makrofol-DE.....	60
Figura 4.19 – Comportamento da resolução intrinseca para o CR-39.....	60
Figura 4.20 – Cunha com degraus e suas dimensões.....	66
Figura 4.21 – Variação da Densidade Ótica em função da espessura de cobre para o Makrofol-DE.....	67
Figura 4.22 – Variação da Densidade Ótica em função da espessura de ferro para o Makrofol-DE.....	67
Figura 4.23 – Variação da Densidade Ótica em função da espessura de chumbo para o Makrofol-DE.....	67
Figura 4.24 – Variação da Densidade Ótica em função da espessura de lucite para o Makrofol-DE.....	67
Figura 4.25 – Variação da Densidade Ótica em função da espessura de cobre para o CR-39.....	68
Figura 4.26 – Variação da Densidade Ótica em função da espessura de ferro para o CR-39.....	68
Figura 4.27 – Variação da Densidade Ótica em função da espessura de chumbo para o CR-39.....	68
Figura 4.28 – Variação da Densidade Ótica em função da espessura de lucite para o CR-39.....	68
Figura 4.29 – Reprodução de radiografia original de uma carga ôca, obtida por luz razante no detetor e capturada por uma câmera de vídeo.....	72
Figura 4.30 – Reprodução de radiografia original de um recipiente pressurizado, obtida por luz razante no detetor e capturada por uma câmera de vídeo.....	73
Figura 4.31 – Reprodução de radiografia original de um isqueiro, obtida por luz razante no detetor e capturada por uma câmera de vídeo.....	74
Figura 4.32 – Imagem Digital processada da carga ôca.....	72
Figura 4.33 – Imagem Digital processada do recipiente pressurizado.....	73
Figura 4.34 – Imagem Digital processada do Isqueiro.....	74

## **Agradecimentos**

Ao Prof. Dr. Reynaldo Pugliesi pela dedicação, amizade e muita, muita paciência durante estes anos de burilamento que dispensou à mim.

Aos colegas do grupo de Radiografia com nêutrons Mário Olímpio de Menezes e Marcos Leandro Garcia Andrade pela amizade, paciência e grande ajuda na obtenção dos dados e esclarecimentos.

À Divisão de Física Nuclear –TFF- do IPEN-CNEN/SP pela oportunidade que me ofereceu de realizar este trabalho

Ao CNPq, pelo suporte financeiro.

Ao Prof. Dr. Cesare Mansueto Lattes, pela indicação de procurar o IPEN.

Aos amigos Roberto Schoueri, Fábio de Toledo e Cláudio Domienikan

À Marco Hortellani, pela cessão do aparelho microfotômetro e auxílio em sua manipulação.

Aos amigos Dr. Jean Arago, Dr. Augusto Medeiros, Dr. Militão Pacheco, Dr. Murtinho, Dr. Erasto, Dr. Cáritas e todos os amigos da C.C.S. pela ajuda por todos estes anos.

À Unicastelo pela minha formação acadêmica.

À Profa. Creuza pelo incentivo inicial e final deste trabalho.

À Sociedade de Ensino Cáritas, pela cessão do local de estudos.

À Sociedade Esportiva ELITE Itaquerense, pela cessão de sua biblioteca e sala de estudo.

À S.A.I.R. D. Luiz de Orleans e Bragança pelo incentivo e apoio a cultura e pesquisa.

Ao meu querido tio Amaury Roldan Pereira, cuja figura em minha formação moral foi e é de grande importância

**INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E  
NUCLEARES**

**AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO**

**Emprego dos Policarbonatos Makrofol-DE e CR-39 em  
Radiografia com Nêutrons**

**Marco Antonio Stanojev Pereira**

**Orientador: Prof. Dr. Reynaldo Pugliesi**

**São Paulo**

**2000**

"Nenhum vento ajuda a quem não sabe a que porto deverá velejar"

Montaigne

## Capítulo-1

### 1.1 - Introdução

A radiografia com nêutrons é uma técnica de ensaios não destrutivos que, desde a década de 60, vem sendo amplamente utilizada a nível mundial, na análise de materiais. Enquanto que os raios-X interagem com a matéria mediante forças eletromagnéticas, os nêutrons interagem basicamente via forças nucleares e estes processos atribuem a esta técnica características únicas. As aplicações da radiografia com nêutrons abrangem uma gama bastante diversificada de componentes, peças e processos, sendo utilizada principalmente pelas indústrias aeronáutica e aeroespacial na inspeção de materiais hidrogenados mesmo quando encapsulados em alguns metais como aço, alumínio, chumbo, e pela nuclear na inspeção de materiais altamente radioativos[1,2,3,4,5,6,7,8].

A radiografia é feita colocando o material em estudo em um feixe de nêutrons, registrando o padrão de intensidade transmitido, por meio de uma tela conversora e de um filme(sistema de imageamento). O conversor, mediante reações nucleares, transforma o nêutron em uma radiação ionizante capaz de sensibilizar o filme. Em radiografia com nêutrons, são utilizados dois tipos de filmes: os convencionais de emulsão de prata(para raios-X) e os detectores de traços nucleares de estado sólido-SSNTD[9]. Por causa do contraste óptico elevado que se obtém na imagem, e do baixo custo, a grande maioria das radiografias são feitas com os filmes de emulsão. Entretanto os SSNTD apresentam uma potencialidade indiscutível, principalmente por serem insensíveis à luz visível, e às radiações dos tipos  $\gamma$  e  $\beta$  e por propiciarem radiografias de resolução espacial superior, quando comparadas com as obtidas com os filmes de emulsão. Pelo fato de as imagens nestes detectores exibirem um baixo contraste óptico, torna-se muitas vezes necessário o emprego de técnicas auxiliares para a sua visualização[10,11,12,13,14].

Nestes detectores, as unidades básicas formadoras da imagem são denominadas traços. Estas surgem como consequência dos danos, causados pela interação da radiação ionizante gerada na tela conversora com o material do

detector, os quais mediante um ataque químico adequado (revelação), são ampliados milhares de vezes e cuja distribuição, no plano do detector, formará uma imagem bidimensional e visível a olho nu [9,15]. A figura 1 mostra o aspecto de um traço típico com 2 $\mu$ m de diâmetro, observado em um microscópio eletrônico com aumento de 10000x, oriundo de danos causados por partículas- $\alpha$ .

Em 1991 Ilic e seus colaboradores propuseram uma teoria para explicar a formação da imagem nos SSNTD, que se baseia fundamentalmente na quantidade de luz transmitida por um único traço, ou seja na distribuição da densidade ótica oriunda de seu interior [16,17,18,19]. A densidade ótica é uma grandeza definida por,  $Dop = \log(I_0/I)$  sendo  $I_0$  e  $I$  as intensidades de luz incidente e transmitidas através dos traços.

As características da imagem radiográfica são conseqüências das formas destas distribuições, as quais dependem de perturbações oriundas de traços vizinhos, da forma geométrica e da densidade de traços em uma área do detector [19].

O presente trabalho teve por objetivo estudar os diversos parâmetros que governam a formação da imagem nos SSNTD, com a finalidade de caracterizar os policarbonatos, CR-39 (Columbia Resin) e Makrofol-DE, para fins radiográficos.

A dissertação foi dividida em cinco capítulos e os assuntos abordados em cada um, são os seguintes:

No capítulo 2 é apresentado um breve resumo dos processos de interação entre o nêutron e a matéria, que são importantes para a compreensão dos fundamentos da presente técnica radiográfica. Além disto são descritos, um histórico a respeito desta técnica, os componentes fundamentais de um equipamento radiográfico, bem como alguns aspectos importantes da teoria da formação da imagem nos SSNTD.

No capítulo 3 são feitas descrições detalhadas a respeito de toda a parte experimental empregada no presente trabalho. São descritos os dois sistemas de imageamento que foram utilizados, compostos por telas conversoras à base de boro e pelos SSNTD, CR-39 e Mk-DE, o conjunto microscópio-TV para a análise dos traços e o microfotômetro ótico, empregado para as leituras de

experimental onde foram feitas todas as irradiações, seus componentes e sua blindagem.

No capítulo 4 é apresentada a metodologia empregada para o estudo dos parâmetros que governam a formação da imagem nestes detectores. A caracterização destes detectores para fins radiográficos foi realizada mediante os seguintes estudos:

- diâmetro do traço em função do tempo de ataque químico

- taxa de produção de traços em função do número de nêutrons incidente no detector

- curvas características, que relacionam o comportamento da densidade ótica no detector em função da exposição- $E$  ao feixe de nêutrons ( $E = \phi \cdot t$  sendo  $\phi$  o fluxo de nêutrons e  $t$  o tempo de irradiação), e do tempo de revelação

- resolução espacial na imagem radiográfica em função da exposição e do tempo de revelação

- sensibilidade da técnica para discernir espessuras.

Ainda neste capítulo, são apresentadas algumas radiografias nas quais, a técnica auxiliar do processamento digital foi empregada para a visualização das imagens.

No capítulo 5 são apresentadas as conclusões relevantes deste trabalho, bem como as condições ótimas para a obtenção de uma radiografia, ou seja aquelas para as quais se obtém o melhor contraste e resolução na imagem. Além disto são sugeridos dois trabalhos; o primeiro, acadêmico, referente ao emprego de imagens digitais para a análise das distribuições de luz pelos traços e o segundo, referente ao estudo da contribuição dos nêutrons espalhados na sensibilidade da técnica.

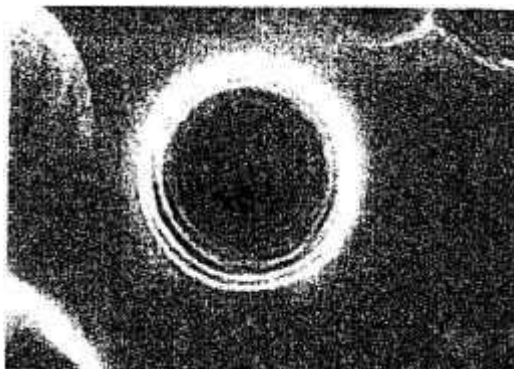


Figura 1 - Aspecto de um traço, observado em um microscópio eletrônico.

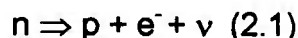
## Capítulo-2

### 2.1-Fundamentos Básicos da Técnica da Radiografia com Nêutrons.

#### 2.1.1-Propriedades dos Nêutrons[20,21].

No início da década de 30 os pesquisadores, Bothe e Becker na Alemanha e o casal Curie em Paris estavam investigando a natureza de uma radiação penetrante, oriunda do impacto de partículas- $\alpha$  do polônio no núcleo do berílio. Pensavam em se tratar de raios- $\gamma$  de alta energia. Entretanto em 1932, Chadwick comprova experimentalmente que esta radiação era uma partícula neutra, o nêutron, cuja existência havia sido profetizada 20 anos antes, por Rutherford.

O nêutron é uma partícula de massa ligeiramente maior que a do próton, isto é, 1,008982 u.m.a, e se possuir carga líquida, esta deverá ser menor do que  $1,5 \times 10^{-20}e$  ( $e \equiv$  carga do elétron), possui spin  $s = 1/2$ , momento de dipolo magnético  $\mu = -1,913\mu_N$  ( $\mu_N \equiv$  magneton nuclear). A meia-vida do nêutron livre é de 12,8 minutos, decaindo pela emissão de um próton, de um elétron e de um anti-neutrino ou:



Além disto o nêutron possui um comprimento de onda de DeBroglie dado por:

$$\lambda = 0,286/(E)^{1/2} \quad (2.2)$$

sendo:

$$[\lambda] = \text{Å} \text{ e } [E] = \text{eV}$$



### 2.1.2-A Interação Nêutron - Núcleo

Basicamente a interação do nêutron com o núcleo pode ocorrer por dois processos, nuclear e magnético, e devido a sua importância para a técnica da radiografia com nêutrons, será dada ênfase ao primeiro.

No estudo das reações nucleares é de fundamental importância o conceito de "Secção de Choque Microscópica". Qualitativamente pode ser compreendida como uma área efetiva que o núcleo alvo apresenta ao nêutron de modo que se atingida, ocorrerá uma reação nuclear. Quantitativamente representa a sua probabilidade de ocorrência. A secção de choque microscópica-" $\sigma$ " é comumente expressa na unidade "barn", sendo  $1\text{barn}=10^{-24}\text{cm}^2$ .

No processo nuclear o nêutron poderá ser absorvido e/ou espalhado pelo núcleo alvo e a probabilidade de ocorrência será dada por:

$$\sigma_T = \sigma_{\text{esp.}} + \sigma_{\text{abs.}} \quad (2.3)$$

onde  $\sigma_T$ ,  $\sigma_{\text{esp.}}$  e  $\sigma_{\text{abs.}}$  são as secções de choque total, de espalhamento e absorção, respectivamente.

Na tabela 2.1 abaixo são apresentadas algumas das possíveis reações que ocorrem como consequência da interação nêutron-núcleo[22].

<b>absorção</b>	<b>espalhamento</b>
(n, $\gamma$ )	elástico(n,n)
(n, $\alpha$ )	inelástico(n,n')
(n,p)	
(n,d)	
(n,2n)	
(n,fissão)	

Tabela 2.1- Algumas das possíveis reações nêutron-núcleo

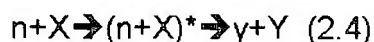
Em 1936 Niels Bohr[23] propôs uma teoria para a explicação das reações nucleares, de acordo com a qual os processos da interação nêutron-

núcleo somente se iniciam quando a distância entre estas partículas for tal que as forças nucleares sejam efetivas. Durante o processo é formado um sistema, composto por ambos e excitado, denominado núcleo composto. A interação cessa logo que os produtos da reação se afastem o suficiente de modo que as forças nucleares não sejam mais efetivas. Desta forma uma reação nuclear ocorre fundamentalmente em duas etapas:

a) formação do "núcleo composto". Nesta fase o nêutron incidente perde a sua identidade e fica incorporado ao sistema. A energia de excitação introduzida pelo nêutron(cinética+ligação) é dividida entre os nucleons.

b) desintegração do núcleo composto nos produtos da reação. Nesta fase o núcleo composto permanece excitado até que um ou mais nucleons adquiram energia suficiente para serem emitidos. Caso esta energia seja insuficiente, ele decairá emitindo radiação- $\gamma$ . A desintegração do núcleo composto independe da maneira pela qual foi formado, sendo função exclusiva de suas características tais como, energia de excitação, momento angular, etc. Em alguns casos o núcleo produto formado também é instável e decairá até atingir a estabilidade.

Assim uma reação nuclear pode ser esquematizada da seguinte forma:



sendo:

n- nêutron incidente

$\gamma$ - partícula ou radiação emergente

X,Y- núcleos alvo e produto

$(n+X)^*$ - núcleo composto excitado

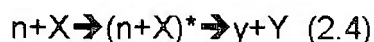
No processo de absorção, o núcleo composto excitado emite uma ou mais radiações- $\gamma$  ou qualquer uma das partículas listadas, na tabela 2.1. A emissão de partículas carregadas ocorre preferencialmente para nêutrons de alta energia( $\sim$ Mev) e para elementos de baixo número atômico, e a emissão de

núcleo somente se iniciam quando a distância entre estas partículas for tal que as forças nucleares sejam efetivas. Durante o processo é formado um sistema, composto por ambos e excitado, denominado núcleo composto. A interação cessa logo que os produtos da reação se afastem o suficiente de modo que as forças nucleares não sejam mais efetivas. Desta forma uma reação nuclear ocorre fundamentalmente em duas etapas:

a) formação do "núcleo composto". Nesta fase o nêutron incidente perde a sua identidade e fica incorporado ao sistema. A energia de excitação introduzida pelo nêutron(cinética+ligação) é dividida entre os nucleons.

b) desintegração do núcleo composto nos produtos da reação. Nesta fase o núcleo composto permanece excitado até que um ou mais nucleons adquiram energia suficiente para serem emitidos. Caso esta energia seja insuficiente, ele decairá emitindo radiação- $\gamma$ . A desintegração do núcleo composto independe da maneira pela qual foi formado, sendo função exclusiva de suas características tais como, energia de excitação, momento angular, etc. Em alguns casos o núcleo produto formado também é instável e decairá até atingir a estabilidade.

Assim uma reação nuclear pode ser esquematizada da seguinte forma:



sendo:

n- nêutron incidente

y- partícula ou radiação emergente

X,Y- núcleos alvo e produto

(n+X)\*- núcleo composto excitado

No processo de absorção, o núcleo composto excitado emite uma ou mais radiações- $\gamma$  ou qualquer uma das partículas listadas, na tabela 2.1. A emissão de partículas carregadas ocorre preferencialmente para nêutrons de alta energia(~Mev) e para elementos de baixo número atômico, e a emissão de

radiação- $\gamma$ , para nêutrons de baixa energia( $\sim$ meV). Esta última reação é comumente denominada de “captura radioativa”.

No processo de espalhamento, o núcleo composto excitado emite um nêutron, e este processo é chamado de espalhamento ressonante.

Caso o espalhamento seja resultante de um ricocheteamento do nêutron incidente na superfície do núcleo alvo, teremos o chamado espalhamento potencial e neste caso não há a formação do núcleo composto.

Se a energia cinética total do sistema, nêutron-núcleo, se conservar o espalhamento é denominado elástico, representado por (n,n). Caso contrário é denominado inelástico, representado por (n,n') e parte desta energia é convertida em energia de excitação nuclear.

Baseados nestas considerações, Breit e Wigner deduziram uma expressão teórica para a secção de choque, e que no caso da reação (n,y) é dada por[21,23]:

$$\sigma(n,y) = 4\pi\lambda^2 \cdot g \cdot \Gamma_n \cdot \Gamma_\gamma / ((E-E_0)^2 + (\Gamma/2)^2) + 4\pi R^2 \quad (2.5)$$

sendo:

$\lambda$  = comprimento de onda do nêutron incidente.

$g$  = fator de peso estatístico para os spins do núcleo-alvo e do nêutron.

$E$  = energia cinética do nêutron incidente.

$E_0$  = energia de ressonância do nível excitado do núcleo composto.

$\Gamma$  = constante característica do nível de ressonância do núcleo composto(largura de nível)

$R$  = raio do núcleo alvo

Esta expressão fornece o valor da secção de choque na vizinhança de um nível de ressonância, formado por um nêutron incidente com momento angular orbital,  $l = 0$ . Além disto esta expressão, na região térmica de energia, prevê um comportamento proporcional a  $1/v$  para secção de choque de absorção- $\sigma_{abs}$  e um comportamento constante para a de espalhamento- $\sigma_{esp}$ . Neste caso a expressão(2.3) para a secção de choque total, pode ser escrita como[22]:

$$\sigma_T(v) = \sigma(\text{esp}) + \sigma(\text{abs}) = a+b/v \quad (2.6)$$

onde a e b são constantes para cada núcleo alvo.

Devido a especificidade das interações, os nêutrons são comumente classificados de acordo com sua energia cinética. A tabela 2.2[14] apresenta uma classificação usualmente utilizada.

Classe	Faixa de Energia
Nêutrons Frios	$E < 0,01 \text{ (eV)}$
Nêutrons Térmicos	$0,01 < E < 0,3 \text{ (eV)}$
Nêutrons Epitérmicos	$0,3 < E < 10^4 \text{ (eV)}$
Nêutrons Rápidos	$10^4 \text{ (eV)} < E < 20 \text{ MeV}$
Nêutrons Relativísticos	$E > 20 \text{ MeV}$

Tabela 2.2- Classificação dos nêutrons em função de sua energia cinética

Um fato importante a se abordar é o efeito das ligações químicas nos valores das secções de choque de espalhamento[21,23]. Estes tornam-se significativos para nêutrons que possuem energias cinéticas da ordem de grandeza daquelas das ligações químicas (~eV), e para núcleos alvo leves como o hidrogênio e o deutério. Isto porque a secção de choque de espalhamento é proporcional ao quadrado da massa reduzida- $\mu$  do sistema nêutron-alvo ou seja,  $\sigma_{\text{esp}} \propto (\mu^2)$ . Considerando a massa do nêutron igual a 1, para um núcleo de massa "A" no estado livre,  $\mu = A/(1+A)$ , e se estiver ligado em uma molécula pesada,  $\mu \sim 1$ . Sendo assim, a razão entre os valores das suas secções de choque, nos estados ligado- $(\sigma_{\text{lig}})$  e livre- $(\sigma_{\text{livre}})$ , será:

$$\sigma_{\text{lig}} = \sigma_{\text{livre}} [(A+1)/A]^2 \quad (2.7)$$

Para o caso do núcleo de hidrogênio(A = 1) e portanto,  $\sigma_{\text{lig}} = 4 \cdot \sigma_{\text{livre}}$ . A sua secção de choque na região térmica passa de 20barn para 80barn, o que o torna um dos maiores espalhadores de nêutrons de baixa energia.

### 2.1.3-Transmissão de Nêutrons pela Matéria

Teoricamente a transmissão de nêutrons pela matéria é governada por uma lei exponencial do tipo[21]:

$$\phi(x) = \phi_0 \cdot e^{-N \cdot \sigma_T(v) \cdot x} \quad (2.8)$$

sendo:

$\phi_0$  = fluxo de nêutrons incidente no material

$\phi(x)$  = fluxo de nêutrons que não sofreu interação após atravessar o material de espessura  $x$

$N$  = densidade atômica do material( $\text{cm}^{-3}$ )

O produto  $N \cdot \sigma_T$  é denominado secção de choque total macroscópica e representa a probabilidade do nêutron, com velocidade " $v$ ", sofrer qualquer tipo de interação por unidade de caminho percorrido neste material e:

$$\Sigma_T(v) = N \cdot \sigma_T(v) \quad (2.9)$$

Caso o feixe incidente possua uma distribuição de velocidades  $n(v)$ , a secção de choque total a ser considerada é a efetiva para o espectro ou seja[24]:

$$\Sigma_T = N \frac{\int n(v) \cdot v \cdot \sigma_T(v) \cdot dv}{\int n(v) \cdot v \cdot dv} \quad (2.10)$$

Experimentalmente a expressão(2.8) é verificada se a medida de transmissão for realizada na condição de boa geometria, mediante colimação dos feixes de nêutrons, incidente e transmitido pelo material de modo a se minimizar a detecção dos nêutrons que sofreram espalhamento ao atravessá-lo[21].

Caso a medida de transmissão seja realizada na condição de má geometria, esta expressão deverá conter o termo adicional- $\phi_s$  que leve em conta a fração dos nêutrons espalhados, pelo material[25]. Este assunto será tratado com mais detalhe no capítulo-4.

## **2.2-A Técnica da Radiografia com Nêutrons**

### **2.2.1-Histórico[26]**

De modo análogo à descoberta dos Raios-X, em 1895 por Roentgen, e a sua conseqüente aplicação em uma técnica radiográfica, a técnica da radiografia com nêutrons surgiu cinco anos após a sua descoberta em 1932 por Chadwick. Neste primeiro trabalho, publicado em 1937, Kallmann e Khun utilizaram como fonte de nêutrons um pequeno acelerador de partículas, e relataram os princípios e idéias básicas fundamentais desta técnica. Paralelamente, em 1946, O. Peter, produziu algumas radiografias de melhor qualidade, pois dispunha de um feixe de nêutrons mais intenso, obtido em um acelerador mais potente que o utilizado por Kallmann.

Depois de quase uma década de estagnação, Thewlis e Derbyshire em 1956, fixaram um marco decisivo referente à técnica da radiografia com nêutrons. Utilizando agora um reator nuclear, demonstraram as possíveis aplicações desta nova técnica de ensaio não destrutivo, as quais viriam a ampliar e complementar os campos de aplicação das convencionais, que utilizam raios-x e raios- $\gamma$ , como radiação penetrante. Dentre estas aplicações destacam-se a visualização de materiais hidrogenados mesmo quando envoltos por espessas camadas de metais como o chumbo, aço, alumínio, e a possibilidade de se inspecionar materiais altamente radioativos. A figura 2.1 apresenta os coeficientes de atenuação para raios-X (com energia 125 keV, típicos para esta finalidade), e para nêutrons térmicos (25 meV) em função do número atômico dos elementos. Desde que teoricamente a transmissão de nêutrons e de raios-x pela matéria obedecem ao mesmo tipo de equação exponencial, uma comparação entre seus coeficientes de atenuação pode explicar algumas das características relativas destas técnicas radiográficas. Para nêutrons, os coeficientes de atenuação para os elementos leves são superiores daqueles para os pesados. Para os raios-x, ocorre o inverso demonstrando que neste caso as técnicas se complementam.

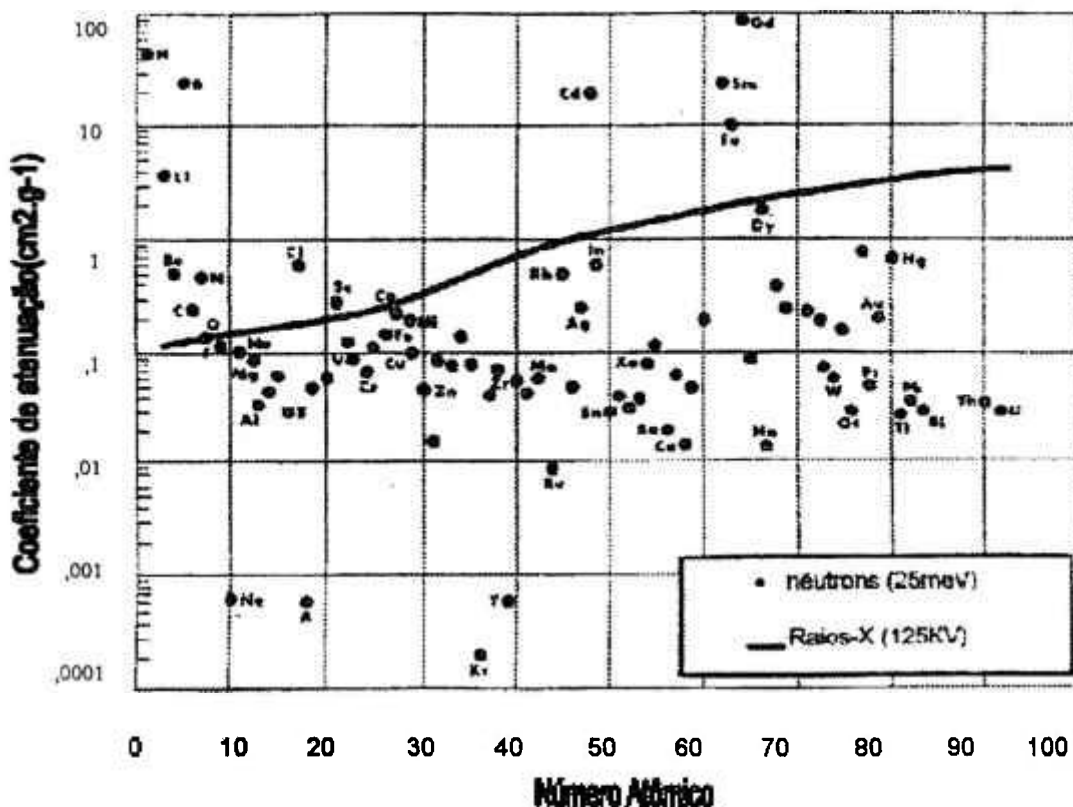


Figura 2.1 – Coeficiente de atenuação de massa dos elementos, para nêutrons e raios-X.

Além disto, alguns elementos de números atômicos vizinhos, bem como alguns isótopos apresentam valores diferentes para seus coeficientes de atenuação, o que permite à esta técnica discerni-los, ampliando o campo de investigação deste tipo de ensaio não destrutivo.

### 2.2.2-Descrição da Técnica[1,27]

A radiografia é feita posicionando a amostra em um feixe homogêneo de nêutrons, registrando o padrão de intensidade transmitido, por meio de um conjunto composto por uma tela conversora e um filme, estes podendo ser os convencionais para raios-X ou os detectores de traços nucleares de estado sólido. Este conjunto é denominado sistema de imageamento. As telas tem a função de transformar, mediante reações nucleares, a radiação neutrônica, em outra ionizante capaz de sensibilizar os filmes. Os processos de conversão podem ser de dois tipos, direto ou indireto. No primeiro a reação nuclear é pronta



e o filme é irradiado juntamente com a tela. Neste caso, dependendo do tipo de filme empregado, a imagem radiográfica pode ser influenciada pela radiação- $\gamma$ , comumente presente nos feixes de nêutrons, bem como oriunda do material em estudo. No segundo tipo a tela é ativada pelo feixe de nêutrons e esta imagem radioativa é transferida ao filme ao colocá-los em contacto, durante o seu decaimento. Neste caso esta radiação- $\gamma$  não interfere na formação da imagem.

Um equipamento neutrongráfico padrão é constituído, basicamente, por: uma fonte de nêutrons, um colimador, filtros, e um sistema de imageamento.

### **2.2.3-Fontes de Nêutrons[27,28]**

Um feixe de nêutrons, para propósitos radiográficos pode ser oriundo de um acelerador, de uma fonte radioisotópica ou de um reator nuclear. Como em todos estes casos os nêutrons produzidos possuem energias elevadas,  $\sim$ MeV, a fonte deverá ser munida de um meio moderador de modo a reduzi-la a níveis de  $\sim$ eV. Isto porque é nesta região de energia que as telas conversoras apresentam os valores mais elevados para as secções de choque de absorção e portanto a maior eficiência de conversão.

No caso de aceleradores, um feixe de partículas carregadas é acelerado à energias de até 30MeV podendo produzir nêutrons, mediante diversas reações nucleares, tais como:  $T(d,n) {}^4\text{He}$ ,  $D(d,n) {}^3\text{He}$ ,  ${}^7\text{Li} (p,n) {}^7\text{Be}$ ,  ${}^9\text{Be} (d,n) {}^{10}\text{B}$ . Além destas, reações do tipo  $(X,n)$  em alvos de berílio, obtidas em aceleradores lineares de elétrons são também viáveis para esta finalidade. Dentre as reações apresentadas, aquelas dos tipos  $T(d,n) {}^4\text{He}$  e  $(X,n)$  são as mais empregadas; a primeira por fornecer um rendimento elevado para a produção de nêutrons, mesmo para energias relativamente pequenas( $\sim$ 150KeV) e a segunda devido à baixa energia de ligação do nêutron no núcleo de berílio(1,66MeV).

Dentre as fontes radioisotópicas, destacam-se aquelas dos tipos  $(\alpha,n)$ ,  $(\gamma,n)$  e o Cf-252 sendo esta última a que apresenta o melhor desempenho. Esta fonte gera nêutrons por fissão espontânea e o fluxo produzido é limitado mais por problemas de custo do que técnicos.

Até o início dos anos 70 a principal desvantagem destes dois tipos de fontes era o fluxo de nêutrons, relativamente pequeno, incidente na amostra. Isto

limitava a sua utilização aos conversores cintiladores do tipo LiF, os quais apesar de serem ~10 vezes mais rápidos em relação aos metálicos fornecem uma resolução ~10 vezes inferior na imagem. Entretanto o desenvolvimento e a operacionalização de sistemas eletrônicos para o processamento de imagens digitais associada à otimização de novos cintiladores, à base de gadolínio, tem propiciado a obtenção de radiografias de qualidade mesmo para fontes de nêutrons de baixo fluxo.

Hoje em dia, o aprimoramento de blindagens para nêutrons e a disponibilidade de aceleradores compactos, dos tipos van de Graaf e cíclotrons, permitiram o desenvolvimento de sistemas transportáveis para radiografia com nêutrons.

No caso de reatores nucleares os nêutrons são produtos de uma reação de fissão nuclear, a qual ocorre quando o núcleo de um elemento fissil, como o urânio-235, captura um nêutron. Neste processo este núcleo se rompe em 2 fragmentos, há a liberação de energia, principalmente na forma de energia cinética destes fragmentos. Existe também a liberação de radiação- $\gamma$ , e a emissão de 2 a 3 nêutrons com energia média em torno de 2 MeV. O material fissil na forma de placas ou pastilhas compõe os chamados elementos combustíveis que são dispostos em uma região denominada núcleo do reator. Este conjunto é inserido em um meio moderador como a água por exemplo, e uma parte dos nêutrons emitidos é termalizada através de colisões elásticas com os núcleos de hidrogênio. Neste caso são necessárias aproximadamente 18 colisões para que os nêutrons adquiram energia média de ~25meV, com uma distribuição de velocidades do tipo Maxwelliana, para uma temperatura de 25°C do meio moderador.

A reação de fissão é auto-mantida por meio destes nêutrons moderados, os quais são absorvidos por outros núcleos de urânio, e de uma maneira mais eficiente, pois  $\sigma_{abs} \propto 1/v$ . Para o caso do urânio-235 a secção de choque para fissão, aumenta de uma fator 10 se a energia do nêutron passar de 2MeV para 25meV[29].

A reação em cadeia é controlada por "barras de controle", confeccionadas de materiais absorvedores de nêutrons, que são inseridas no

núcleo do reator, e que limitam a sua população. O fluxo de nêutrons disponível para a radiografia, é constituído por aqueles que escaparam do processo de fissão e que são conduzidos ao local de irradiação das amostras por meio de canais, dispostos radialmente ou tangencialmente em relação ao núcleo, e construídos no interior da blindagem principal do reator[24].

Dentre as fontes de nêutrons, viáveis para fins radiográficos, o reator nuclear é a que fornece o feixe mais intenso e, portanto viabiliza a obtenção de radiografias de melhor qualidade. Um reator nuclear pode prover um fluxo de nêutrons entre 100 e 10.000 vezes mais intenso do que os extraídos de aceleradores e de fontes radioisotópicas e neste caso as radiografias podem apresentar uma melhor resolução, e o tempo de exposição para a formação da imagem ser menor. A principal desvantagem na utilização de reatores nucleares é a sua falta de mobilidade o que restringe a obtenção de radiografias ao seu local de instalação.

Devido ao baixo consumo de nêutrons por equipamento radiográfico (~20% dos nêutrons disponíveis)[14], o reator pode ser empregado para outras finalidades, tornando-o muito competitivo economicamente com as outras fontes citadas.

Os reatores nucleares mais utilizados para fins radiográficos são os do tipo Material Testing Reactor, operando em potências entre 0,25 e 50MW com fluxo de nêutrons térmicos e rápidos entre  $10^{12}$  e  $10^{15}$  n/cm<sup>2</sup>.s, junto ao seu núcleo.

Na tabela 2.3[28] estão representadas algumas das características destas fontes de nêutrons.

Fonte de nêutrons	fluxo na amostra n/s.cm2	resolução	tempo de exposição
Radioisótopo	até $10^4$	média	longo
Acelerador	$10^3$ a $10^6$	média	médio
Reator nuclear	$10^5$ a $10^8$	excelente	curto

Tabela 2.3- Características das fontes de nêutrons utilizadas para fins radiográficos.

#### 2.2.4-Sistema de Colimação[30]

O colimador tem a função de dar forma ao feixe de nêutrons que incidirá no local de irradiação das amostras. Um colimador é caracterizado pelo seu comprimento(L) e pela sua abertura de entrada do feixe(D). A razão de colimação, L/D, está relacionada à chamada resolução geométrica-Ug, a qual origina distorções na imagem, denominadas penumbra, e vem dada pela equação:

$$U_g = x/(L/D) \quad (2.11)$$

sendo " x " a distancia do objeto a ser radiografado ao sistema de imageamento

Basicamente os colimadores são constituídos por dois tubos coaxiais entre os quais é depositado um material opaco a nêutrons. Este material deve ser tal que a radiação secundária resultante da absorção dos nêutrons, não venham a contribuir significativamente na formação da imagem. Como exemplo pode-se citar o cádmio e o boro.

A qualidade de uma imagem radiográfica será tanto melhor quanto menor for o valor de Ug. Isto significa elevar a razão L/D. Entretanto o fluxo "φ" de nêutrons, extraído do colimador, que incidirá no local de irradiação vem dado pela equação:

$$\phi = \phi_0.(D/4L)^2 \quad (2.12)$$

sendo φ<sub>0</sub> o fluxo de nêutrons na entrada no colimador.

Assim o compromisso entre φ e Ug dependerá basicamente da intensidade da fonte de nêutrons utilizada.

Os colimadores são inseridos no interior dos canais de irradiação, e tipicamente causam uma redução no fluxo, de um fator 10<sup>6</sup>.

Na figura 2.2 são mostrados três tipos de colimadores e o efeito de penumbra para o do tipo cônico divergente. Os colimadores dos tipos multi-placas e multi-tubos podem também ser utilizados. Nestes casos o feixe de

Na figura 2.2 são mostrados três tipos de colimadores e o efeito de penumbra para o do tipo cônico divergente. Os colimadores dos tipos multi-placas e multi-tubos podem também ser utilizados. Nestes casos o feixe de nêutrons extraído é paralelo e apresenta uma série de linhas ou de círculos sobre a imagem radiográfica.

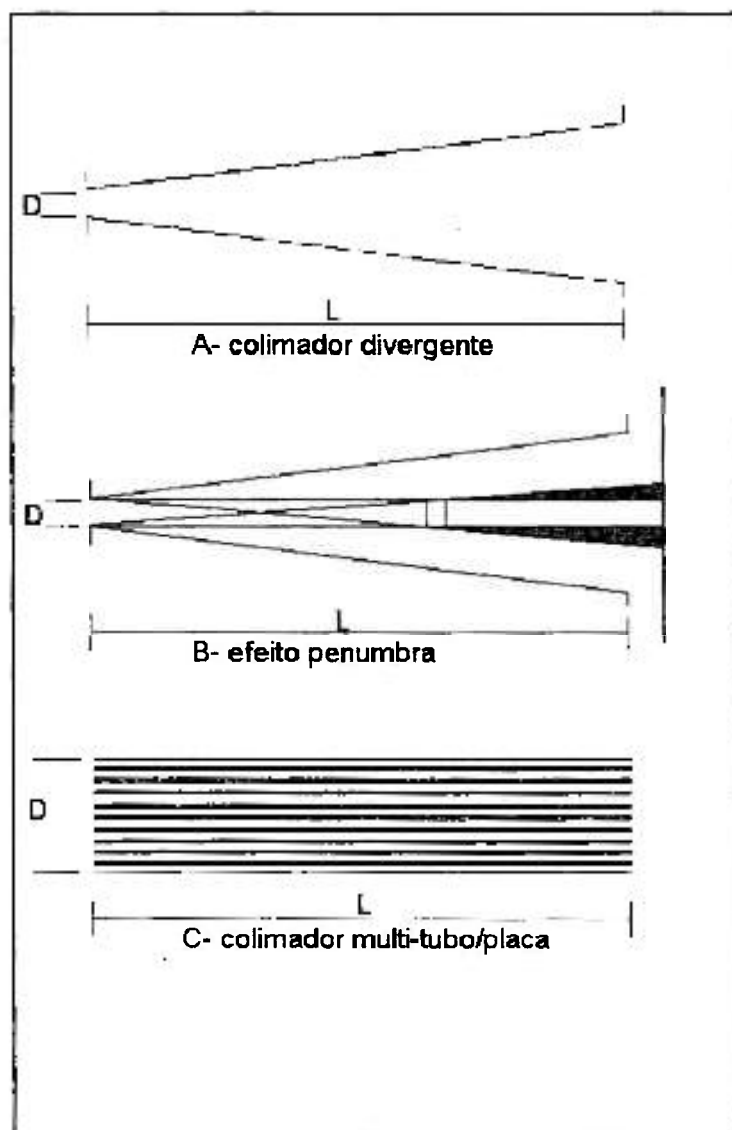


Figura 2.2. – Tipos de colimadores empregados em radiografia com nêutrons

### 2.2.5-Filtros contra Radiação- $\gamma$ [1,27,28]

Fundamentalmente estes filtros tem a finalidade de reduzir a intensidade da radiação- $\gamma$ , presente no feixe de nêutrons, de modo a viabilizar a obtenção de radiografias pelo método direto de conversão, com filmes convencionais de raios-X. De acordo com a literatura, no local de irradiação das amostras, a razão entre o fluxo de nêutrons e a dose de radiação- $\gamma$  deverá ser  $n/\gamma > 10^5 \text{ n/cm}^2 \cdot \text{mSv}$ .

Os materiais a serem utilizados para esta finalidade devem possuir número atômico elevado e baixos valores para as secções de choque de absorção e de espalhamento de nêutrons de modo a não atenuar demasiadamente o feixe de nêutrons. Dentre os materiais comumente utilizados para esta finalidade destacam-se o chumbo e o bismuto. Estes possuem número atômico  $Z = 82$  e  $Z = 83$ , secção de choque para absorção 170mbarn e 34mbarn, e de espalhamento ~9barn na região térmica.

De uma forma geral, as características básicas de um equipamento radiográfico são as seguintes:

- fluxo de nêutrons térmicos na amostra entre  $10^4$  e  $10^8$  n/cm<sup>2</sup>s
- energia cinética do nêutron na faixa térmica(meV)
- sistema de colimação com,  $10 \leq L/D \leq 500$
- razão nêutron/gama,  $n/\gamma > 10^5$  n/cm<sup>2</sup>.mrem

### **2.2.6-Sistema de Imageamento**

Basicamente um sistema de imageamento é composto por uma tela conversora e um filme. As telas, como mencionado, tem a finalidade de transformar, mediante reações nucleares de captura, a radiação neutrônica transmitida pela amostra em estudo, em uma outra ionizante capaz de sensibilizar um filme.

A tabela 2.4[1,30] mostra alguns conversores comumente utilizados em radiografia com nêutrons e algumas de suas características.

Método	Material	Abund. isot. (%)	Reação	$\sigma$ (abs) barn	Meia-vida	Partícula Ionizante
Direto	Boro	19,5	$B^{10}(n,\alpha)Li^7$	3770	-	$\alpha$
Direto	Cádmio	12,3	$Cd^{113}(n,\gamma)Cd^{114}$	20.000	-	$\gamma$
Indireto	Índio	95,7	$In^{115}(n,\gamma)In^{116}$	45	13s	$\beta$
			$In^{115}(n,\gamma)In^{116m}$	155	54,1m	
Direto	Gadolinio	14,7	$Gd^{155}(n,\gamma)Gd^{156}$	61.000	-	e
			$Gd^{157}(n,\gamma)Gd^{158}$	240.000	-	e
Indireto	Disprósio	28,1	$Dy^{164}(n,\gamma)Dy^{165}$	2.000	2,3h	$\beta$
			$Dy^{164}(n,\gamma)Dy^{165m}$	500	1,25m	$\beta$
Indireto	Ouro	100	$Au^{197}(n,\gamma)Au^{198}$	96	2,7d	$\beta$

Tabela 2.4- Características de alguns conversores empregados em radiografia com nêutrons

O alcance da radiação ionizante, na tela e no filme utilizados, limita a resolução máxima que se pode obter na imagem radiográfica. Esta resolução denominada intrínseca- $U_i$ , associada à geométrica- $U_g$ , já mencionada no item 2.2.4., compõe a resolução total- $U_t$  do método, dada pela equação:

$$(U_t)^n = (U_i)^n + (U_g)^n \quad (2.13)$$

o expoente "n" depende dos valores relativos de  $U_i$  e  $U_g$ , podendo variar entre 1 e 3[31,32].

Os filmes comumente utilizados em radiografia com nêutrons são os convencionais de emulsão de prata, empregados em radiografia com raios-X e raios- $\gamma$ , bem como os detectores de traços nucleares de estado sólido-SSNTD. No presente trabalho será dada ênfase, aos SSNTD.

A sensibilização destes detectores pelas radiações ionizantes ocorre basicamente da seguinte maneira. Partículas carregadas ao interagirem com este meio causam ionizações e excitações. Os elétrons emitidos como consequência das ionizações(raios-delta) podem gerar mais ionizações secundárias e excitações. Os átomos e as moléculas excitadas podem adquirir considerável energia vibracional e passar por um processo de ruptura para formar por exemplo uma cadeia complexa de moléculas estáveis e radicais

livres, levando à uma redução na massa molecular da substância. Como consequência destes processos ocorrerá uma trilha de danos, ao longo de seu percurso, e caso a resistividade elétrica do meio seja superior à  $2000\Omega\cdot\text{cm}$ , parte destes danos serão permanentes e neste caso este meio é denominado SSNTD. Como exemplo pode-se citar os polímeros, vidro, e os cristais inorgânicos[33,34].

Estes detectores foram descobertos em 1958 por D.A.Young que observou que os fragmentos da fissão nuclear do urânio causavam danos permanentes em cristais de fluoreto de lítio. Estes danos, visíveis apenas em microscópios eletrônicos, possuíam um formato cilíndrico de diâmetro entre 50 e 100Å e comprimento igual ao alcance dos fragmentos neste material. Em 1959 Silk e Barnes observam os mesmos tipos de danos registrados em cristais de mica. Em 1960 Fleischer, Price e Walker notaram que quando estes cristais eram submetidos à ação de soluções químicas adequadas, os locais danificados eram quimicamente mais reativos do que os locais não irradiados, e que suas dimensões poderiam ser ampliadas de modo a torná-los visíveis em microscópios óticos comuns. Nesta condição os danos são chamados de traços. Fleischer constatou ainda que a velocidade do ataque químico sobre os detectores orgânicos aumenta na proporção em que a sua massa molecular média diminui[15].

No processo de ataque químico(revelação), tem-se duas velocidades de ataque: uma ao longo do dano- $V_t$  e a outra na superfície do detector- $V_s$ . Como  $V_t > V_s$ , os traços adquirem o formato de cones, cujos eixos estão ao longo das trilhas dos danos.

A figura 2.3, esquematiza a formação do traço durante a revelação.

Para que uma trilha de danos forme um traço visível, a componente de  $V_t$ , perpendicular à superfície do detector, deverá ser maior do que  $V_s$  ou seja,  $V_t \sin\theta > V_s$ , sendo  $\theta$  o ângulo de incidência da partícula no detector.



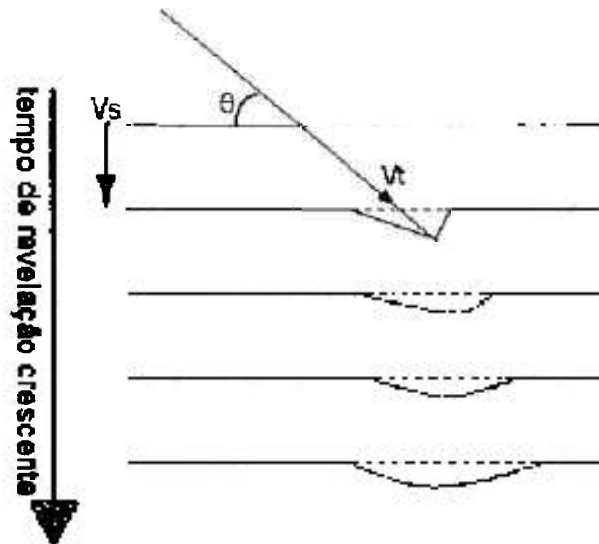


Figura 2.3 – Esquema da formação do traço durante a revelação

Assim existirá um ângulo mínimo de incidência- $\theta_c$ , abaixo do qual o traço não será observado, dado por:

$$\theta_c = \arcsen(V_s/V_t) \quad (2.14)$$

em geral este ângulo é relativamente pequeno e para os detectores orgânicos,  $\theta_c < 5^\circ$ [34].

A solução química a ser utilizada, difere para cada tipo de detector. Para os orgânicos utiliza-se soluções aquosas de hidróxidos alcalinos enquanto que para os inorgânicos soluções ácidas[15].

A ação da solução na trilha de interação, somente será efetiva caso haja uma densidade mínima de danos em seu interior, existindo portanto um limiar energético para cada tipo de radiação ionizante, fato que explica a sensibilidade elevada dos SSNTD para radiações dos tipos  $\alpha$ , prótons e fragmentos de fissão e sua quase total insensibilidade para radiações dos tipos  $\beta$  e  $\gamma$ [15].

### 2.3-Formação da Imagem Radiográfica

A sensação de visualização de uma imagem em um filme radiográfico está diretamente relacionada com a capacidade visual do observador, para discernir variações de intensidades luminosas.

Quando um sistema de imageamento, composto por um SSNTD e um conversor no caso à base de boro, é irradiado em um feixe de nêutrons as partículas ionizantes geradas, serão  $\alpha$ , e Li, as quais darão origem aos danos. A partir do ataque químico (revelação) surgirão traços, gerados principalmente pelas partículas- $\alpha$ [15,33], que para o presente método radiográfico são as unidades básicas formadoras da imagem. O conjunto de traços dará origem à uma imagem bidimensional, visível à olho nu.

A teoria da formação da imagem radiográfica nestes detectores foi estabelecida em 1991 por R. Illic e baseia-se fundamentalmente na transmissão de luz por um único traço[16,17,18,19]. A finalidade desta teoria é encontrar uma expressão matemática que relacione a densidade ótica " $Dop = \log(I_0/I)$ " no detector em função da exposição aos nêutrons, aqui expressa por  $E = S(t) \cdot \rho$  sendo  $S(t)$  a área média do traço e  $\rho$  a densidade de traços na área observada.

Considerando uma área  $A(0)$  composta pela soma de outras duas,  $A(f)$  coberta pelo traço, e  $A(t)$  livre, conforme mostrado na figura 2.4, a transmissão de luz-T através de  $A(0)$  é dada por:

$$T = I/I_0 = 1/A(0)[T(f)A(f) + \sum T_i A(t)] \quad (2.15)$$

sendo:

$I_0$  e  $I$ - intensidades de luz incidente e transmitida através de  $A(0)$

$T_f$ - transmissão de luz através de  $A(f)$

$\sum T_i$ - transmissão de luz integrada através de  $A(t)$ .

Esta teoria admite que:

1) as superfícies dos traços formados são circulares e de mesma área

2) a transmissão de luz é a mesma para todos os traços

3) existe uma dependência radial  $T(r)$  para a transmissão da luz ao longo do interior do traço. A figura 2.5[16] mostra a distribuição radial da densidade ótica no interior de um único traço, através dos quais obtem-se a função  $T(r)$ .

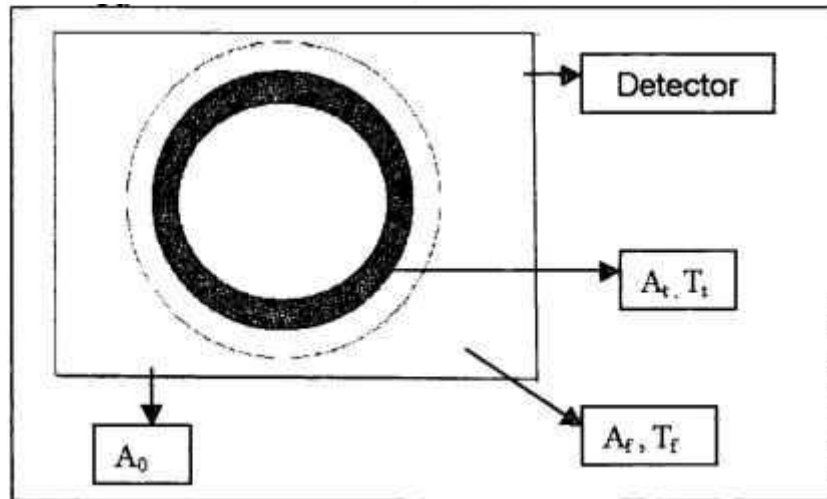


Figura 2.4 – Representação geométrica de um traço no detector

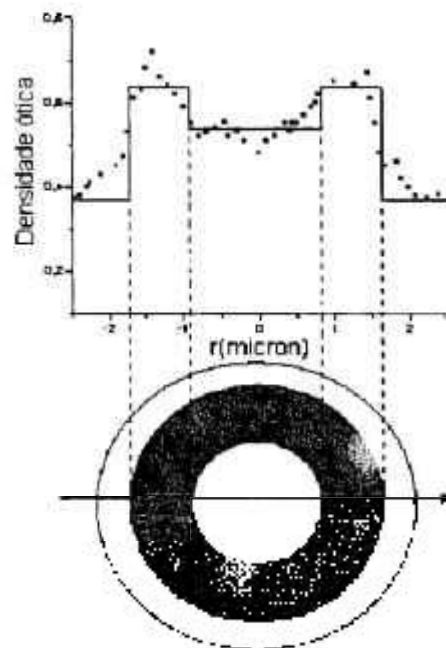


Figura 2.5 – Distribuição da densidade ótica no interior de um traço

Considerando ainda o efeito de sua sobreposição, mostrado na figura 2.6 cuja consequência é uma diminuição da densidade ótica, e que existem variações da densidade de traços em função do ponto "r" de observação, a equação geral para "Dop" fica:

$$Dop(r) = -\log[\Gamma(f) \cdot \exp(-E) + 2\pi\rho(r) T(r) \cdot \exp(\pi \cdot \rho(r) \cdot r^2) r \cdot dr] \quad (2.16)$$

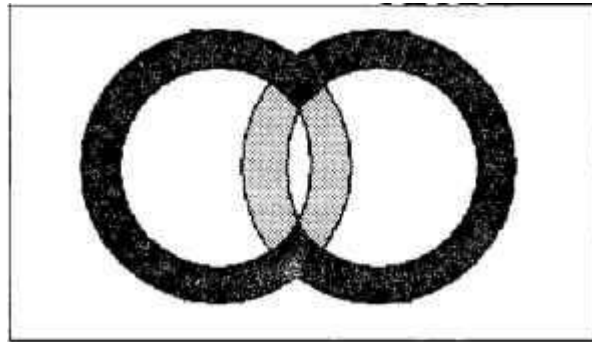


Figura 2.6 – Perda da densidade óptica causada pela sobreposição de dois traços, mostrada pela área de tonalidade mais clara.

Na figura 2.7, obtida da literatura, são mostrados os dados experimentais de  $Dop(r)$  em função de  $E$ , para o SSNTD-MAND, bem como o ajuste da equação (2.16) a estes pontos[16].

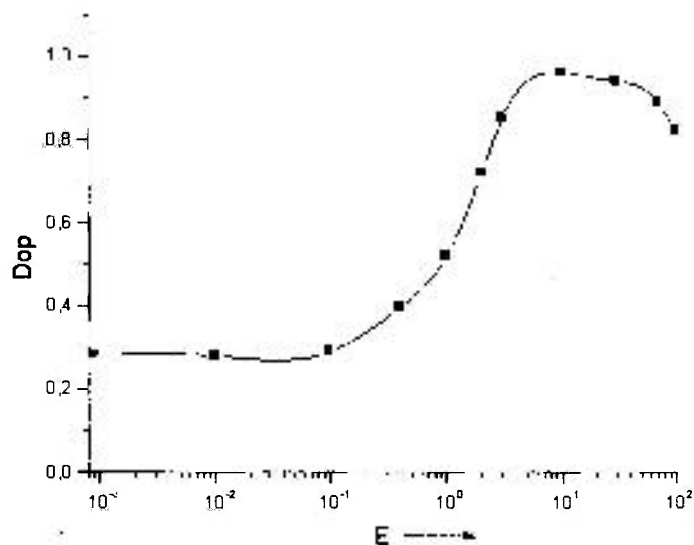


Figura 2.7 – Dados experimentais da distribuição da densidade óptica  $Dop(r)$  em função da exposição, para o detector MAN D.

O processo de transmissão de luz pelos traços é governado pelas leis da refração[35]. Desta forma a transmissão da luz dependerá de sua forma geométrica, a qual basicamente é determinada pelas condições de revelação.

Traços obtidos em pequenos tempos de revelação exibem um perfil lateral cônico enquanto que os obtidos em grandes tempos tendem à uma forma esférica (figura 2.3). Mediante considerações puramente geométricas pode-se mostrar que os cônicos espalham mais a luz do que os esféricos de modo que os primeiros fornecerão um maior contraste ótico na imagem radiográfica.

A equação 2.16, pode também ser empregada para descrever o comportamento da resolução intrínseca- $U_i$  de um particular sistema de imageamento. Neste caso é necessário exprimir  $\rho(r)$  para a imagem de um objeto opaco a nêutrons ou então para a imagem de uma fenda estreita. Nestes casos as expressões para  $Dop(r)$  são chamadas Edge Spread Function-ESF e Line Spread Function-LSF respectivamente, sendo  $LSF = d/dx(ESF)$ . O alargamento total à meia-altura (FWHM) de LSF fornecerá o valor de  $U_i$ , como mostrado na figura 2.8.

Anteriormente a estes trabalhos, A.A. Harms, Wrobel e Greim[36], e outros, estudando as distribuições de densidades óticas através de fendas opacas à nêutrons, concluíram que uma das funções matemáticas que apresentava o melhor resultado de ajuste, aos pontos experimentais, era a da distribuição Lorentziana e neste caso a LSF e a ESF vem dadas por:

$$LSF = C/(1+C^2r^2) \quad (2.17)$$

e

$$ESF = \arctan(C.r) \quad (2.18)$$

Em termos experimentais é normalmente mais simples a obtenção da função ESF, pois trata-se simplesmente da obtenção de uma imagem de um objeto opaco a nêutrons, radiografado em contato com o sistema filme-conversor. Este foi o método empregado neste trabalho e a resolução intrínseca- $U_i$  foi obtida diretamente da função "arctan" uma vez que o alargamento (FWHM) da Lorentziana vem dado por:

$$U_i = 2/C \quad (2.19)$$

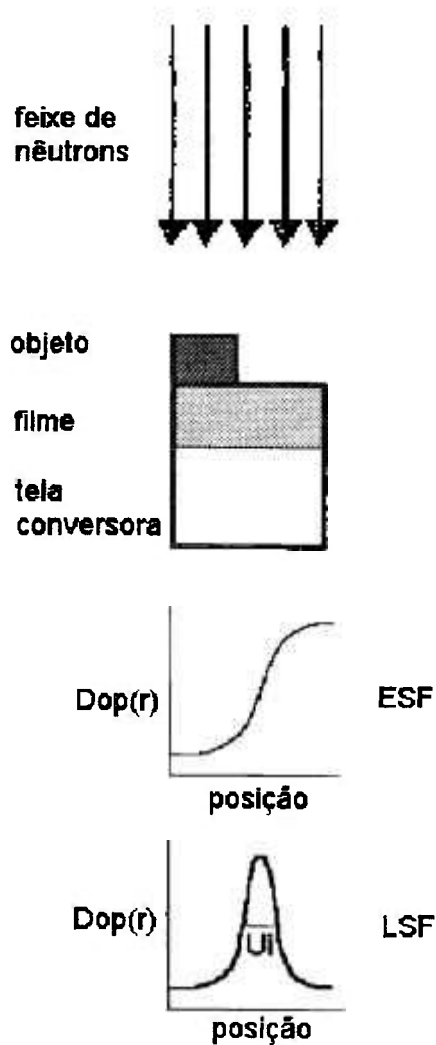


Figura 2.8 – Diagrama esquemático mostrando a metodologia para a determinação da resolução intrínseca

## Capítulo-3

### Sistema de Imageamento e o Arranjo Experimental

#### 3.1.-Sistema de Imageamento

Como já mencionado anteriormente, na técnica da radiografia com nêutrons, as imagens são formadas mediante o emprego de sistemas de imageamento compostos por telas conversoras e por filmes sensíveis à radiação ionizante emitida por estas telas.

##### 3.1.1-Tela Conversora[14]

A tela conversora utilizada foi confeccionada à base de boro natural, e fabricada pela Kodak-Pathé(França). Em seu processo de fabricação, uma quantidade de boro em pó(pureza>99,9%) é misturada a um aglutinante orgânico(gel ou cola) e ambos são depositados em uma base plástica. Este conjunto passa então por um processo de prensagem à quente, resultando em uma superfície homogênea de coloração marrom. Nesta condição o boro permanece aderido à esta superfície. Esta tela possui as seguintes características:

- espessura da base plástica - 105 $\mu$ m
- espessura da camada de boro natural - 65 $\mu$ m.
- densidade do boro na tela- ~ 0,9g/cm<sup>3</sup>

O boro é um elemento químico de número atômico  $Z = 5$  massa atômica  $A = 10,811$  e possui dois isótopos naturais de massas 10 e 11 nas abundâncias de 19,5 e 81,5% respectivamente. As secções de choque microscópicas de absorção para estes isótopos são 3770barn e 11barn, resultando para o natural o valor de 744barn. Estes valores referem-se à nêutrons de energia 25meV[29]. De acordo com cálculos teóricos, previamente efetuados para o espectro de nêutrons extraído do arranjo experimental empregado neste trabalho, a secção

de choque efetiva de absorção para o boro natural tem o valor de 1300barn o que corresponde à uma transmissão de 66% para esta tela conversora[14].

Os danos causados nos detectores são induzidos pelos produtos da reação nuclear  $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$  ( $\alpha$  de energia 1,47MeV; Li de energia 0,84MeV). e os seus alcances nesta tela, determinados mediante fórmulas empíricas, valem  $R_\alpha = 9\mu\text{m}$  e  $R_{\text{Li}} = 4\mu\text{m}$  respectivamente[14].

### 3.1.2-Detectores

#### 3.1.2.1-Makrofol-DE[37]

O Makrofol-DE(Mk-DE) é um policarbonato manufacturado pela Bayer A.G., para ser utilizado em diversos setores industriais. O polímero de partida empregado em sua confecção é o da série denominada Makrolon-3200, com base no bisfenol-A. Sua fórmula molecular é  $\text{C}_{16}\text{H}_{14}\text{O}_3$ , e as suas características podem ser obtidas da referência citada acima. A sua espessura é de  $500\pm 30\mu\text{m}$ .

No processo de revelação os danos são atacados quimicamente por uma solução padrão denominada PEW<sub>3</sub>, a 70°C(item 4.1.1), cuja composição em massa é:

- Hidróxido de Potássio, grau P.A, marca Nuclear - 15%
- Álcool etílico absoluto, grau P.A, marca Merck - 40%
- Água deionizada - 45%.

O alcance da partícula- $\alpha$  de 1,47MeV gerada no conversor, é de aproximadamente  $9\mu\text{m}$  no Mk-DE[14].

#### 3.1.2.2-CR-39[15]

O CR-39 é um policarbonato, manufacturado pela Pershore Mouldings (Inglaterra), produzido a partir do dietileno diglicol (alilcarbonato) e denominado "Polialildiglicol carbonato".

Dentre as suas principais aplicações destaca-se a sua utilização em ótica na fabricação de lentes em geral. Sua fórmula molecular é  $\text{C}_{12}\text{H}_{18}\text{O}_7$ . A sua espessura é de  $600\pm 40\mu\text{m}$ .



No processo de revelação os danos são atacados quimicamente por uma solução padrão a 70°C (item 4.1.1), cuja composição em massa é:

-Hidróxido de Potássio, grau P.A, marca Nuclear - 30%

-Água deionizada - 70%

O alcance da partícula- $\alpha$  de 1,47MeV gerada no conversor, é também de aproximadamente 9 $\mu$ m no CR-39[14].

### 3.2-Sistemas de Leitura

Foram empregados no presente trabalho dois sistemas de leitura: um para a determinação do diâmetro e densidade dos traços, e outro para a leitura da intensidade de luz transmitida através dos detectores.

O primeiro, esquematizado na figura 3.1, consta basicamente de um microscópio ótico, fabricado pela firma Zeiss, utilizado no modo de transmissão de luz. Uma câmera de vídeo é acoplada ao microscópio e as imagens dos traços podem ser visualizadas e analisadas, em um monitor, de vídeo com um aumento de até 1500 vezes. Nesta condição de aumento, a área total da tela do monitor corresponde à uma área lida no detector de  $1,08 \times 10^{-4} \text{ cm}^2$ . Este sistema, embora adequado, apresenta como principal desvantagem o cansaço visual.

O segundo sistema, esquematizado na figura 3.2 é um microfotômetro ótico, fabricado pela firma Jarrel-Ash. O microfotômetro é constituído basicamente por uma fonte homogênea de luz, que emite um feixe na direção de uma fenda com largura ajustável entre 3 $\mu$ m e 20 $\mu$ m, e comprimento de 0,7mm. O feixe de luz emergente é colimado na direção de um fotômetro que registra a intensidade da luz que passa pela fenda. Entre a fonte e a fenda, um trilho metálico pode deslizar perpendicularmente ao feixe de luz e esse movimento pode ser realizado manual ou automaticamente. As leituras são feitas fixando os detectores em uma lâmina de quartzo, e esta ao trilho, e posicionando-os de modo a interceptarem o feixe de luz que atingirá a fenda. Os valores das transmissões de luz são dados em uma escala calibrada entre 0% (para um anteparo opaco) e 100% (para a lâmina de quartzo), os quais são posteriormente convertidos em valores de densidade óptica.

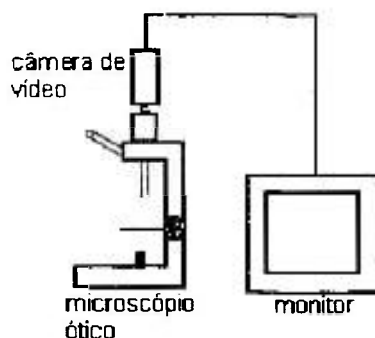


Figura 3.1 – Sistema de leitura com microscópio

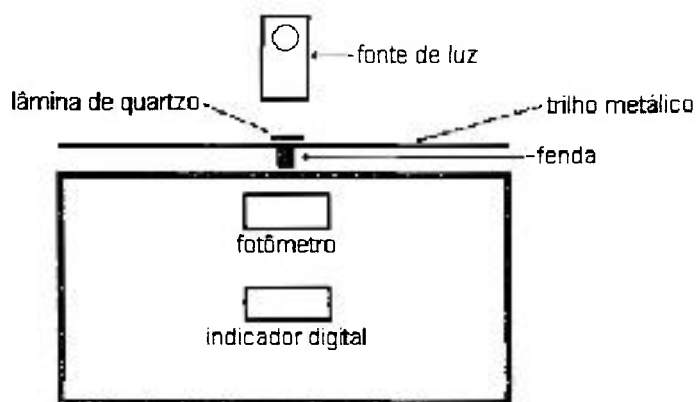


Figura 3.2 – Sistema de leitura-microfotômetro

### 3.3-Viabilidade da Técnica[14]

As atividades referentes à técnica da radiografia com nêutrons, na Divisão de Física Nuclear do IPEN-CNEN/SP, iniciaram-se em fins de 1987.

A finalidade destes primeiros estudos foi verificar a viabilidade de se obter radiografias nos canais de irradiação do reator nuclear de pesquisas IEA-R1. Este reator é do tipo piscina e opera à uma potência de 2MW, com um fluxo de nêutrons térmicos de  $10^{13}$  n/s.cm<sup>2</sup> junto ao seu núcleo. Estes estudos foram realizados mediante a caracterização dos feixes de nêutrons extraídos dos canais de irradiação 03 e 10, onde estão instalados dois espectrômetros: filtro de berílio-tempo de vôo e três eixos, respectivamente. O feixe do canal 03 foi utilizado sem qualquer alteração enquanto que no canal 10 foram inseridos filtros de chumbo. Esta caracterização foi feita através da quantificação de alguns

parâmetros como fluxo de nêutrons incidente na amostra, razão de cádmio, razão de colimação, razão nêutron/gama-n/γ, e espectro de energia de modo a se verificar a possibilidade de realização de radiografias pelos dois métodos de conversão, direto e indireto, e empregando filmes convencionais de raios-X e detectores de traços nucleares de estado sólido. A tabela 3.1 abaixo mostra as principais características destes feixes extraídos.

Canal	fluxo n/s.cm <sup>2</sup>	filtros	Razão L/D	Razão Cd(Au)	Razão-n/γ n/cm <sup>2</sup> .mrem	Energia MeV	Diâmetro feixe-cm
03	1.10 <sup>5</sup>	Pb/Be	20	2000	4.10 <sup>5</sup>	5,2	20
10	1.10 <sup>6</sup>	Pb	40	200	4.10 <sup>5</sup>	5	10

Tabela 3.1- Características dos feixes de nêutrons extraídos dos canais de irradiação 03 e 10.

O feixe do canal 03 apresenta valores para o fluxo e razão de colimação nos limites inferiores daqueles recomendáveis para fins radiográficos, e possui um espectro energético desejável para a inspeção de materiais hidrogenados. Os testes demonstraram ser possível a análise deste tipo de material, mesmo quando envolto por camadas de até alguns centímetros de chumbo. A razão n/γ para este arranjo permite a obtenção de radiografias pelo método direto com filmes convencionais de raios-X.

O feixe do canal 10 é superior ao primeiro pois, além de apresentar um espectro de energia similar, possui fluxo e razão de colimação maiores, o que propiciará menor tempo de irradiação e melhor resolução na imagem obtida.

A caracterização destes feixes foi realizada empregando os detectores de traços nucleares Makrofol-E, CN-85, CR-39 e LR-115, com uma tela conversora de boro natural, bem como diversos filmes convencionais de raios-X com telas metálicas de gadolínio e de disprósio.

Baseado nos resultados, apresentados na tabela 3.1, verificou-se que o feixe de nêutrons, desejável para um arranjo experimental de radiografia com nêutrons, deveria fundamentalmente possuir características similares daquelas

do canal 10, porém com fluxo um pouco superior. Isto para se minimizar o tempo de obtenção da radiografia.

### 3.4-Arranjo Experimental

O canal de irradiação empregado para a instalação do arranjo experimental foi o 08 deste mesmo reator, o qual é radial em relação ao seu núcleo e com diâmetro interno de 20cm. Este arranjo foi projetado e construído pelo grupo de neutrongrafia do IPEN-CNEN/SP e está operacional desde 1992. Uma descrição detalhada deste arranjo poderá ser encontrada na referência[38]. Abaixo serão descritos seus principais componentes e características.

No interior deste canal estão inseridos dois tubos de alumínio, soldados entre si, com comprimento total 1,9m e diâmetro externo ~20cm, e que tem por finalidade conter os colimadores, filtros e outros componentes essenciais à extração do feixe de nêutrons. O feixe, proveniente do núcleo do reator, penetra pela face frontal deste tubo, e em seu caminho atinge:

1) um colimador cônico convergente, confeccionado em grafite. De acordo com a literatura[14] este tipo de colimador é capaz de elevar o fluxo de nêutrons por um fator de ~5, e possui as seguintes dimensões:

comprimento: 50cm

diâmetro da abertura frontal: 15cm

diâmetro da abertura de saída: 7cm

diâmetro externo: 15cm

2) um colimador cônico divergente, que dá forma ao feixe de nêutrons e limita a sua divergência angular. Este colimador é confeccionado de carbeto de boro e parafina, possuindo parede interna revestida por um material altamente absorvedor de nêutrons, no caso cádmio cuja secção de choque de absorção na região térmica é bastante elevada( $\sigma_{abs} \sim 2450$  barn). Este colimador possui as seguintes dimensões:

comprimento: 25cm

diâmetro da abertura frontal: 7,5cm

diâmetro da abertura de saída: 15,5cm

diâmetro externo: 15,3cm

A razão de colimação-L/D, no local de irradiação vale aproximadamente 70 o que conduz à uma atenuação de  $2 \cdot 10^5$  ao feixe de nêutrons que incide em sua abertura frontal.

3) dois filtros contra radiação- $\gamma$  confeccionados em bismuto. As suas dimensões foram calculadas de modo a manter a razão nêutron/gama  $> 10^5$  n/cm<sup>2</sup>.mrem, e neste caso sua espessura deve ser de 20cm. Entretanto por causa da dificuldade de manipulação este foi dividido em dois, cada um com 10cm. Seus diâmetros são de 14cm. Com estas dimensões os filtros conduzem à uma redução de um fator  $\sim 3000$  para a intensidade da radiação- $\gamma$  e de  $\sim 2000$  para a intensidade dos nêutrons com energia superior a 1,8meV e de  $\sim 0,69$  para energias menores.

Nestas condições a redução máxima no fluxo de nêutrons causada pela colimação e pelos filtros será de  $4 \cdot 10^8$ , resultando um fluxo de no mínimo  $\sim 2 \cdot 10^6$  n/s.cm<sup>2</sup> no local de irradiação com uma dose- $\gamma$  de 14rem/h.

É importante salientar que a eficácia do bismuto para atenuação da radiação- $\gamma$  é similar à do chumbo pois seus números atômicos são muito próximos. Entretanto a sua seleção deu-se principalmente porque este elemento apresenta uma maior transparência aos nêutrons pois, possui uma secção de choque para absorção, de 34mbarn a qual é 5 vezes menor que a do chumbo, enquanto que as de espalhamento permanecem ambas próximas à 9barn.

A tabela 3.2 abaixo resume as principais características do feixe de nêutrons extraído deste arranjo[38]. Com exceção do valor da energia média, as outras características foram determinadas experimentalmente.

fluxo no local de irradiação	$3 \times 10^6 \text{ n/s.cm}^2$
razão fluxo térmico/epitérmico	5,7
Razão de cádmio	150
razão $n/\gamma$	$8 \times 10^5 \text{ n/s.cm}^2$
Razão de colimação	70
Homogeneidade*	~5%
Dimensões do feixe	Diâmetro útil de 20cm
Energia média	5meV

Tabela 3.2. Características do feixe de nêutrons extraído do arranjo experimental.

\*variações da densidade ótica ao longo do diâmetro útil do feixe

Faz parte deste arranjo uma blindagem composta basicamente por parafina, ácido bórico, cádmio, chumbo e concreto de barita, que é posicionada junto à blindagem biológica do reator. A figura 3.3[38] é um diagrama esquemático do arranjo experimental utilizado.

A radiografia é feita fixando o objeto em estudo em um porta-filmes(cassete) de alumínio no interior do qual o filme e o conversor são mantidos em firme contato. Este conjunto é posicionado em um porta-amostras também em alumínio o qual, por intermédio de um trilho inserido no interior da blindagem, pode deslizar perpendicularmente em relação ao feixe de nêutrons. Este porta-amostras é conduzido ao local de irradiação mediante um sistema manual de roldanas, ao mesmo tempo que duas portas à base de parafina borada abrem-se e fecham-se seqüencialmente de modo a reduzir as doses de radiação no local de trabalho.

No início de 1994 as atividades de rotina em radiografia com nêutrons no IPEN, bem como alguns trabalhos realizados referentes à sensibilidade da técnica e à utilização de conversores cintiladores, mostraram a necessidade de se implementar algumas modificações neste arranjo:

1) substituição do sistema manual de roldanas para o posicionamento do porta-amostra, por um automático, com a finalidade de manter o pessoal do grupo de trabalho, o mais afastado possível do local de irradiação. Este consta basicamente de um motor elétrico e de um sistema de engrenagens que é manipulado à aproximadamente 3 metros deste local.

2) inclusão de um obturador de radiação (beam-stopper) para aumentar a segurança em termos de proteção radiológica. Consta de um cilindro de alumínio, com comprimento de 40 cm e diâmetro ~20 cm, que é inserido no interior do canal de irradiação e posicionado junto aos filtros de bismuto. Enquanto a amostra e o sistema de imageamento estão sendo preparados para a radiografia, este tubo permanece cheio de água e, toda a radiação, neutrônica e  $\gamma$ , é espalhada resultando em uma dose correspondente à ambiente (~2,5mrem/h) próxima ao local de irradiação. Ao se iniciar a radiografia, a água é retirada do obturador mediante o emprego de ar comprimido. A tubulação, que serve de dreno para a água e que conduz o ar, é também de alumínio com comprimento 1,5 m e diâmetro 1,0 cm, soldada em uma de suas extremidades.

3) a parte interna da blindagem foi modificada com o intuito de minimizar a contribuição dos nêutrons e da radiação- $\gamma$  espalhadas pela própria blindagem, as quais influenciam na formação da imagem radiográfica, causando diminuição do contraste ótico e da sua resolução. Neste caso procurou-se, no local de irradiação, manter o porta-amostras o mais afastado de quaisquer partes desta blindagem. Mediante estas modificações, já implementadas, as dimensões internas da blindagem, disponíveis para radiografia, são de 2,0mx1,3m, ideais para tal finalidade permitindo inclusive um fácil manuseio de amostras e filmes.

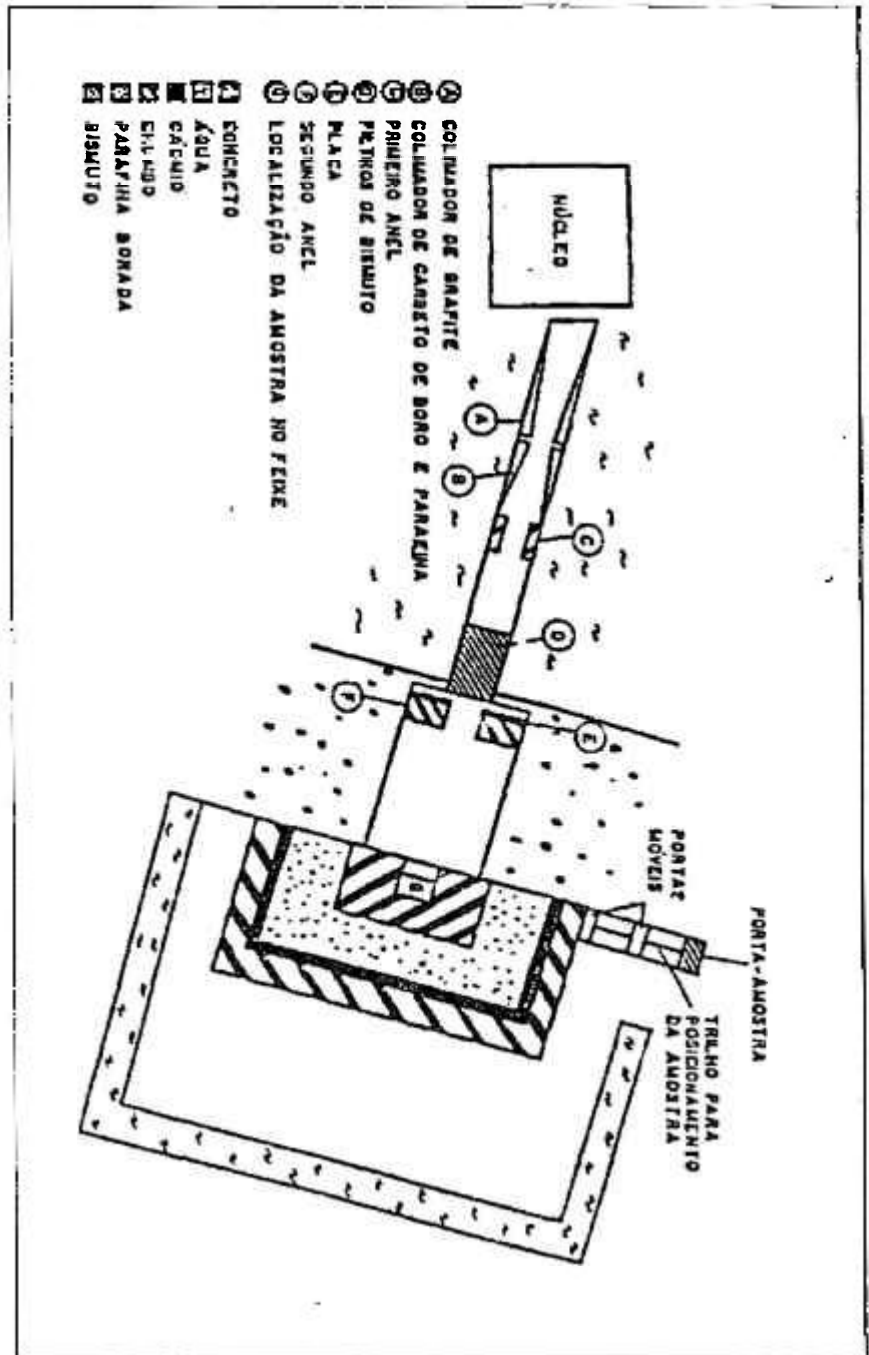


Figura 3.3 – Diagrama esquemático do arranjo experimental



## Capítulo-4

### 4.1-Obtenção e Análise dos Resultados

A caracterização dos detectores Mk-DE e CR-39 combinados com a tela conversora de boro natural, para fins de radiografia com nêutrons, foi feita mediante os seguintes estudos:

- diâmetro do traço em função do tempo de revelação
- taxa de produção de traços em função da exposição
- curvas características de densidade ótica em função do tempo de revelação e da exposição
- resolução da imagem em função do tempo de revelação e da exposição
- sensibilidade para discernir espessuras para alguns materiais.

A finalidade destes estudos é determinar os tempos de revelação e a exposição para os quais se obtém o melhor contraste ótico e resolução na imagem radiográfica.

Para as irradiações, os detectores foram cortados no formato de retângulos, com dimensões aproximadas de 13x35mm e foi utilizado um porta-filmes(cassete) de alumínio, no interior do qual os detectores e o conversor são mantidos em firme contato. A geometria de irradiação, referente à disposição do sistema de imageamento, foi "nêutron→detetor→conversor", por dois motivos: 1)neste caso os nêutrons interagem primeiramente com o material do detector que tem qualidade controlada e composição conhecida; 2)de acordo com os resultados da literatura é para esta disposição que a eficiência de produção de traços é 50% superior em relação àquela em que as posições do detector e do conversor são invertidas[14].

O método de revelação química, para os SSNTD, já segue um padrão estabelecido, no qual os detectores são inseridos em tubos de ensaio com tampa[39], contendo a solução reveladora aquecida, em um banho de água, tipo *maria*, à uma temperatura constante. Em cada tubo pode ser revelado um detector de cada vez, e o volume de solução empregado é de aproximadamente 20ml. O detector revelado é retirado da solução, mediante o emprego de uma pinça metálica e lavado em água corrente e filtrada. Em seguida é suavemente

borrifado com água deionizada, para se retirar o restante da solução reveladora que possa ter aderido à sua superfície. Para a sua secagem, são envolvidos em papéis suaves e absorventes. Nesta situação os detectores estão prontos para serem analisados nos sistemas de leitura.

#### 4.1.1-Diâmetro do Traço

Este estudo, que visa acompanhar a evolução do diâmetro do traço em função do tempo de revelação, é muito importante pois o contraste óptico e a resolução obtidos na imagem radiográfica dependem da distribuição da densidade ótica através de um único traço, e esta varia com o seu tamanho e forma[40].

Dois detectores, um Mk-DE e um CR-39, foram cortados nas dimensões citadas acima, e irradiados simultaneamente. O tempo de irradiação selecionado foi de 30 segundos, o que corresponde à uma exposição de  $9 \times 10^7 \text{ n/cm}^2$ . Nestas condições a sobreposição de traços é mínima[14] o que é desejável para este estudo de traços individuais, pois traços sobrepostos conduzem a diâmetros aparentemente maiores.

O método de revelação inicialmente empregado foi o citado acima. Entretanto dificuldades referentes à medida precisa da temperatura da solução(o ato da medida altera a sua temperatura pois o volume do termômetro chega a ser 1/3 do volume da solução contida no tubo), à retirada do detector do tubo imediatamente ao término da revelação(a reação química com o Mk-DE é relativamente rápida), e ao gradiente térmico existente no banho *maria*, estavam causando erros sistemáticos superiores à 20% nas determinações dos valores dos diâmetros dos traços. Estas dificuldades associadas à necessidade de se revelar diversos filmes simultaneamente(o que será necessário em algumas medidas que serão descritas a seguir), nos levaram a substituir estes tubos de ensaio.

Estes foram substituídos por cubas de pyrex com volume interno de 400ml(20 vezes maior do que no caso anterior). Neste caso além da inércia térmica da solução ser maior, o termômetro, mediante uma abertura na tampa da cuba, permanece inserido na solução. Os detectores são perfurados em uma

de suas extremidades de modo que uma haste metálica os mantém suspensos durante a revelação e permite sua fácil, rápida e simultânea retirada da solução. Em sua capacidade máxima, podem ser revelados até 15 detectores simultaneamente e neste caso o volume de solução para cada detector é de aproximadamente 30ml a qual é 50% maior em relação ao caso anterior. Isto reduz os efeitos da diluição da solução no processo de revelação, já que a reação química entre o policarbonato e o álcali, tem como subprodutos principais, íons-carbonato e água.

Nestas condições os erros sistemáticos foram reduzidos ao nível dos estatísticos das medidas, ou seja ~10%.

Os diâmetros dos traços foram analisados no sistema de TV-microscópio, mostrado na figura 3.1, com um aumento de 1500 vezes mediante leitura direta em uma escala de comprimento, calibrada e fixa à tela do monitor de vídeo. Cada resultado corresponde à uma média entre 10 valores de diâmetros, obtidos para traços distintos e o erro da medida é o desvio padrão da média.

A revelação do Mk-DE foi feita utilizando a solução química PEW (KOH-15%; álcool etílico-40%; água deionizada-45%, em massa), à temperatura constante de 70°C[39], no intervalo de tempo entre 2 e 25 minutos e os resultados obtidos estão apresentados na figura 4.1.

Este mesmo sistema de cuba foi também utilizado para o CR-39, porém com a solução reveladora, composta de água de-ionizada-70% e KOH-30% e à mesma temperatura de 70°C[39]. Neste caso os resultados obtidos para o intervalo de tempo de 10 a 65 minutos, estão apresentados na figura 4.2.

Em ambos os casos os valores mínimos obtidos para os diâmetros estão limitados à visualização definida dos traços na tela do monitor de vídeo. Como já mencionado no item 2.3, em radiografia procura-se trabalhar com traços com diâmetros pequenos os quais por causa de sua forma cônica, espalham mais a luz, fornecendo maior contraste na imagem.

É importante salientar que a taxa de crescimento do diâmetro do traço para o Mk-DE(0,32 $\mu$ m/min) é superior daquela do CR-39(0,05 $\mu$ m/min), pois o álcool, no caso o etílico, é um solvente natural de polímeros.

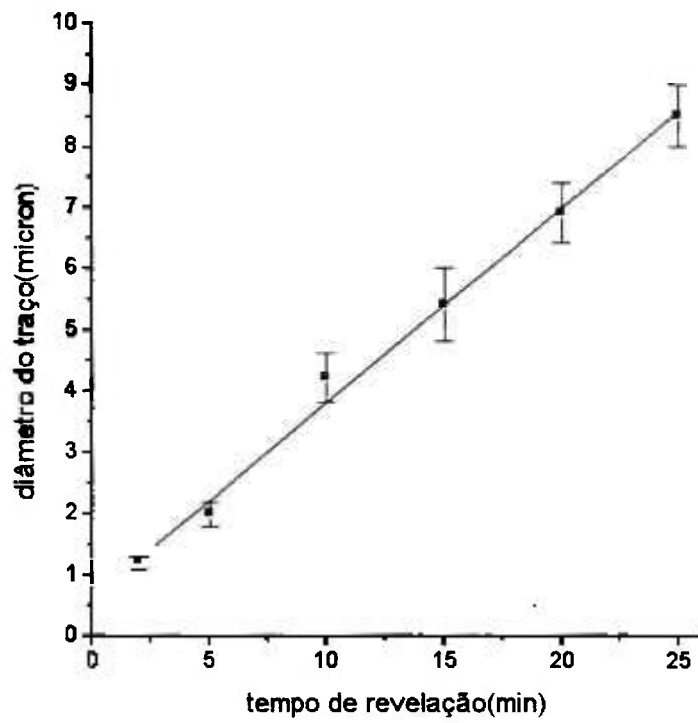


Figura 4.1 - Comportamento do diâmetro do traço no Makrofol-DE, em função do tempo de revelação.

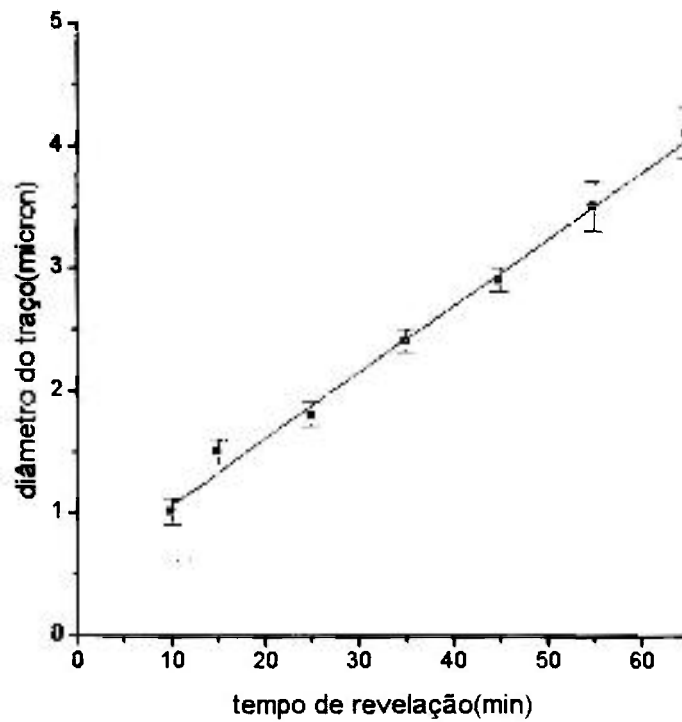


Figura 4.2 - Comportamento do diâmetro do traço no CR-39, em função do tempo de revelação.

#### 4.1.2-Taxa de Produção de Traços

Este parâmetro é definido como o número de traços produzidos por nêutron incidente, no sistema imageamento. No presente trabalho esta razão de conversão-(tr/n) foi determinada através do coeficiente angular da reta, ajustada aos pontos experimentais do gráfico que relaciona densidade de traços(tr/cm<sup>2</sup>) em função da exposição(n/cm<sup>2</sup>).

As razões-tr/n, foram determinadas para a condição em que a eficiência para a produção de traços em função do tempo de revelação, é máxima. Para esta finalidade um detector Mk-DE e um CR-39 foram irradiados simultaneamente por um intervalo de tempo de 2 minutos. Estes foram então revelados em diversos tempos e em cada um a densidade de traços foi obtida, mediante o emprego do mesmo sistema de TV-microscópio com um aumento de 1500 vezes. A contagem dos traços foi feita visualmente e diretamente na tela do monitor de vídeo. Cada ponto, dos gráficos, corresponde a uma média de 10 contagens efetuadas em 10 regiões distintas do detector e o seus erros foram calculados pelo desvio padrão da média.

Os resultados obtidos estão apresentados nas figuras 4.3 e 4.4, e os tempos de revelação para máxima eficiência são: aproximadamente 6 minutos para o Mk-DE, e 25 minutos para o CR-39.

Foram então cortados 12 detectores, seis de cada um. Com a finalidade de se minimizar os erros sistemáticos, devido à flutuações no fluxo de nêutrons causadas por variações de potência do reator, os detectores foram irradiados simultaneamente. Os tempos de irradiação variaram de 30 segundos a 5 minutos, o que corresponde à um intervalo de exposição entre  $9 \times 10^7$  n/cm<sup>2</sup> e  $9 \times 10^8$  n/cm<sup>2</sup>. Os detectores foram revelados nos tempos de máxima eficiência e os dados das densidades de traços foram determinados da mesma forma que a citada acima. Os resultados obtidos em função da exposição estão apresentados nas figuras 4.5 e 4.6.

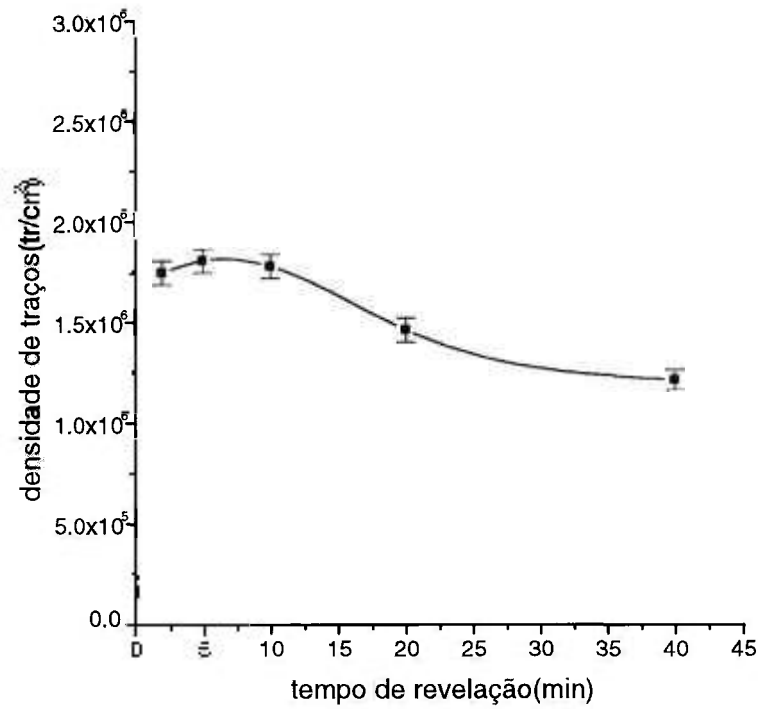


Figura 4.3- Variação da densidade de traços, em função do tempo de revelação para o Mk-DE

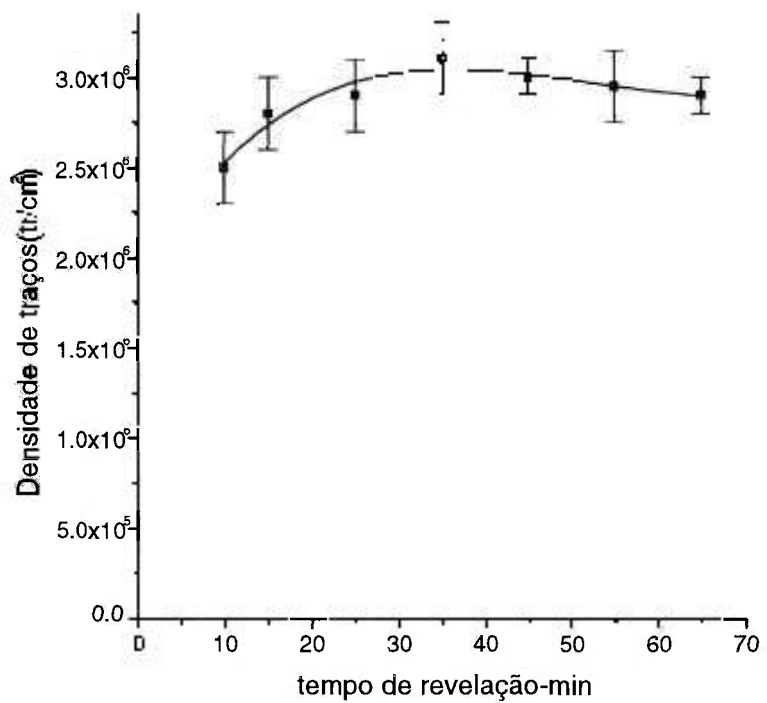


Figura 4.4-Variação da densidade de traços em função do tempo de revelação para o CR-39

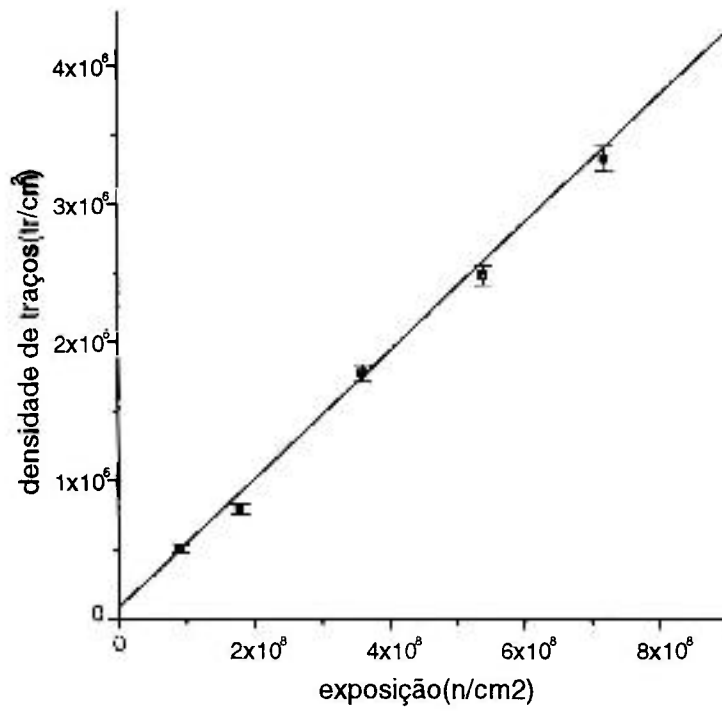


Figura 4.5- Crescimento da densidade de traços, para o Mk-DE, em função da exposição

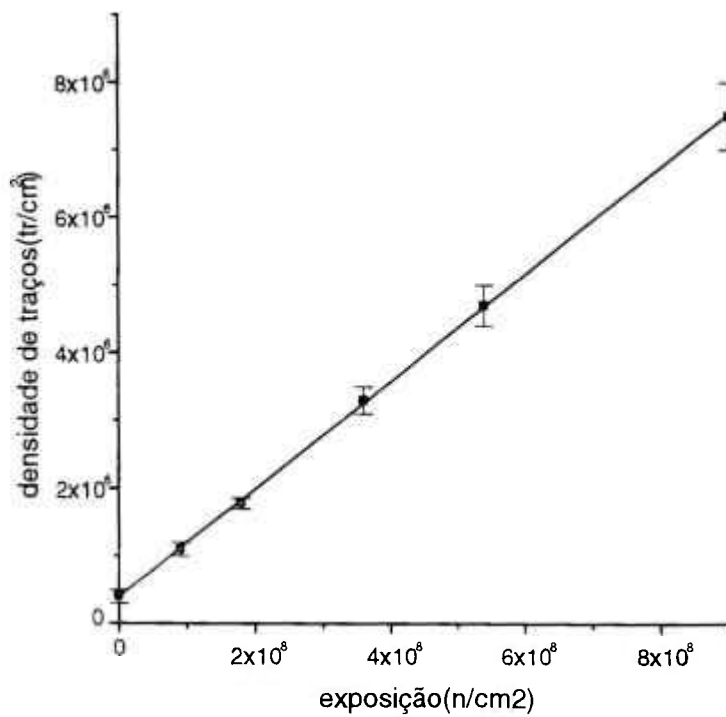


Figura 4.6- Crescimento da densidade de traços, para o CR-39, em função da exposição

O método de ajuste empregado foi o dos mínimos quadrados e os valores obtidos para as eficiências de conversão foram  $tr/n = (4,4 \pm 0,1) \times 10^{-3}$  para o Mk-DE e  $tr/n = (5,5 \pm 0,1) \times 10^{-3}$  para o CR-39.

Como pode ser observado, a eficiência para o CR-39 é cerca de 20% maior do que a do Mk-DE. De acordo com a literatura, o Mk-DE é capaz de registrar partículas- $\alpha$  com energia de até  $\sim 0,3$  MeV enquanto que o CR-39 de até  $\sim 0,1$  MeV [15]. Levando em conta que as partículas- $\alpha$  geradas no conversor, atingem o detector com um espectro de energia entre  $0 < E < 1,47$  MeV, os seus limiares explicam então estas diferenças de eficiência. Esta diferença nos seus limiares de detecção pode ser explicada considerando as suas estruturas moleculares. Compostos contendo anéis aromáticos apresentam maior estabilidade radiolítica do que os demais compostos carbônicos que não o possuem. O Mk-DE, possui em sua cadeia principal dois anéis benzênicos, o que o torna menos suscetível a radiação do que o CR-39, que apresenta uma cadeia carbônica aberta [41].

O efeito destes limiares na eficiência de detecção para ambos os SSNTD, foi constatado experimentalmente. Neste experimento uma fonte de  $^{241}\text{Am}$ , empregada como emissor- $\alpha$ , é posicionada em um suporte que é mantido no interior de um caixa de acrílico onde a temperatura e a umidade do ar são mantidas constantes. A energia máxima que as partículas- $\alpha$  atingem os detectores é variada entre  $0 < E < 1,55$  MeV, mediante um aumento da espessura de ar entre a fonte e o detector. Para cada energia máxima- $E_{\text{máx}}$ , incidirá no detector um espectro de energia entre 0 e a  $E_{\text{máx}}$  correspondente. Foram utilizados 6 detectores CR-39 e 5 detectores Mk-DE. Após a irradiação e a revelação nos tempos de eficiência máxima, os traços produzidos foram contados no mesmo sistema de leitura e os resultados das densidades de traços em função da energia máxima de cada espectro estão apresentados na figura 4.7. Estes demonstram claramente a maior eficácia do CR-39 para a detecção de partículas- $\alpha$ .



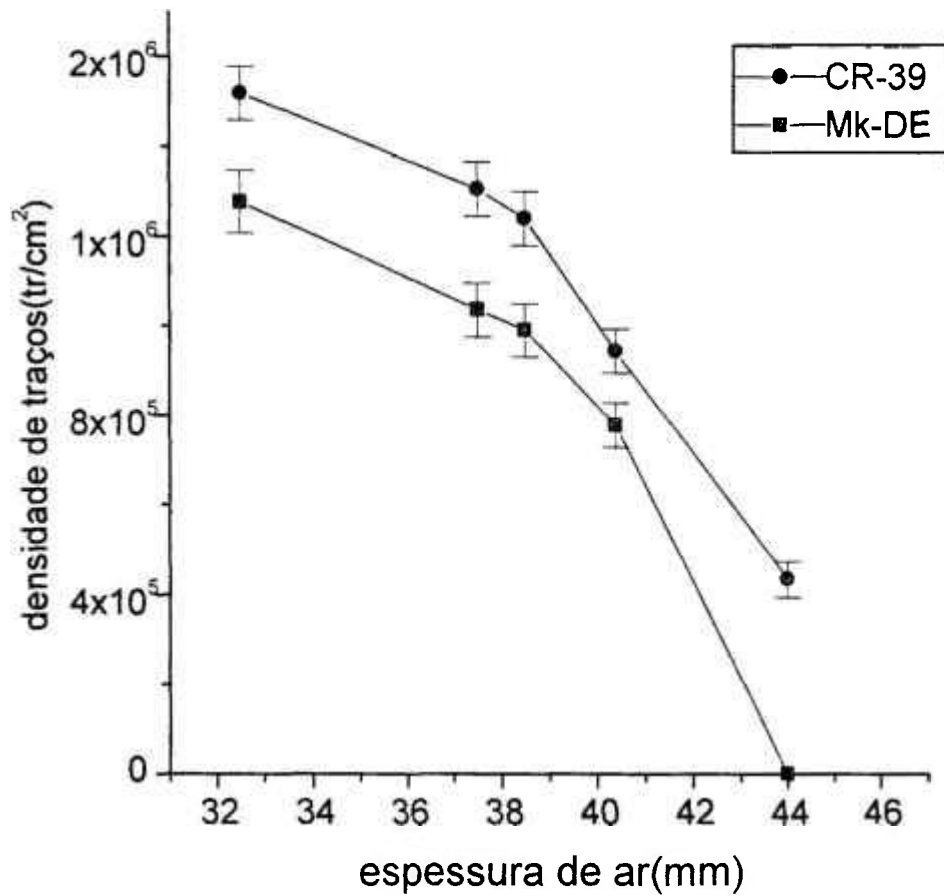


Figura 4.7- Variação da densidade de traços em função da espessura de ar, para uma fonte de Am-241

#### 4.1.3-Curva Característica de Densidade Ótica

A Densidade ótica,  $Dop$ , já foi definida anteriormente, como sendo  $Dop = \log(I_0/I)$ . Uma curva característica é um gráfico que relaciona a densidade ótica em função da exposição. Sua obtenção é de fundamental importância pois permite determinar diversos parâmetros importantes tais como o intervalo de exposição e o tempo de revelação, para os quais se obtém o melhor contraste óptico na imagem radiográfica.

Para a obtenção das curvas características, 15 detectores Mk-DE e 15 detectores CR-39 foram cortados e irradiados em intervalos de tempo compreendidos entre 10 segundos e 360 minutos, o que corresponde a exposições entre  $3 \times 10^7 \text{ n/cm}^2$  e  $6 \times 10^{10} \text{ n/cm}^2$ . Cada conjunto de 15 detectores foi irradiado simultaneamente de modo a se reduzir os erros sistemáticos causados principalmente por flutuações de potência do reator.

Os detectores foram revelados de acordo com o mesmo procedimento descrito anteriormente, e as curvas características foram estudadas para os seguintes tempos:

Mk-DE-2, 6, e 10 minutos

CR-39-10, 25, e 65 minutos

Para as leituras de transmissão de luz pelos detectores deve se utilizar no microfotômetro, uma fenda de luz com a menor largura possível, para a qual se obtenha reprodutibilidade e estabilidade destas leituras (vide item 4.1.4). De acordo com testes realizados anteriormente, para o presente sistema de leitura, esta largura é de  $3 \mu\text{m}$  [14]. Em seguida o microfotômetro foi calibrado para transmissões de 0% e 100%, de acordo com o procedimento já mencionado no item 3.2.

Uma vez definidas estas condições, foram iniciadas as leituras para os detectores. Os valores obtidos para as transmissões de luz foram convertidos para densidade ótica e variaram entre  $0,06 < Dop < 1,15$  para o Mk-DE e  $0,04 < Dop < 1,53$  para o CR-39. Cada valor foi obtido mediante uma média de 10 leituras de transmissão de luz, realizadas em regiões aleatórias nos detectores e seus erros são os desvios padrões das suas respectivas médias. As curvas características obtidas para ambos os detectores estão apresentadas nas figuras 4.8 e 4.9.

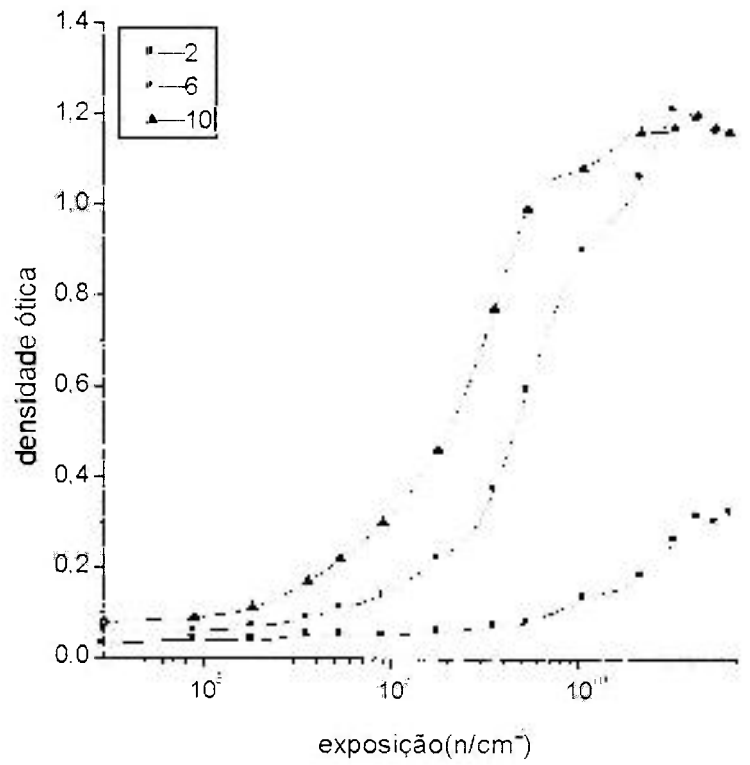


Figura 4.8- Curva característica de densidade ótica para o Mk-DE

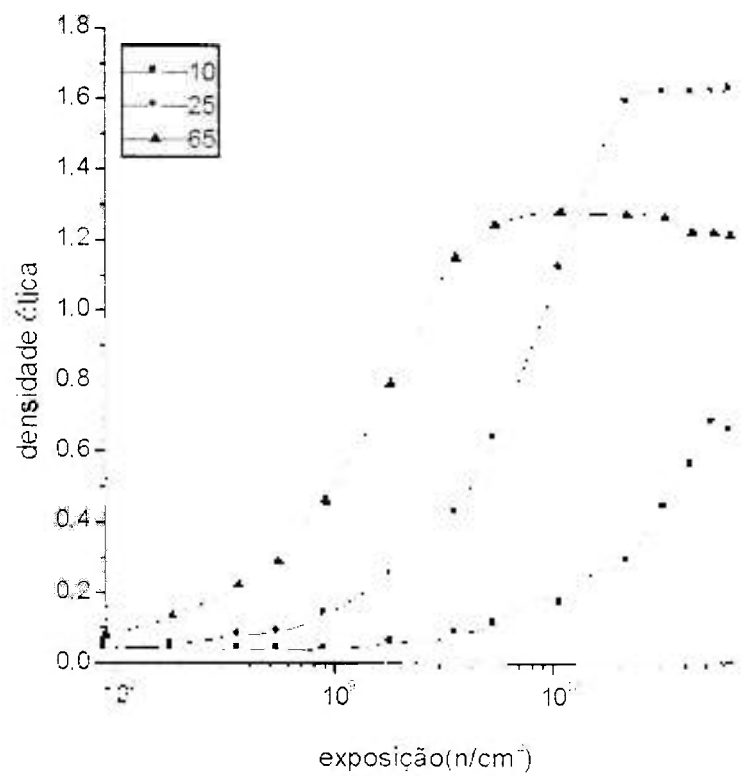


Figura 4.9- Curva característica de densidade ótica para o CR-39

De acordo com a teoria da formação da imagem proposta por Ilic'[16], o comportamento da curva característica, por exemplo para o CR-39 no tempo de revelação de 25 minutos, pode ser explicado da seguinte forma:

-para exposições de até  $9 \times 10^8 \text{ n/cm}^2$  a densidade de traços é relativamente pequena para produzir apreciável densidade ótica acima do fundo ótico ( $D_{op} \sim 0,04$ ) do detector

-para exposições entre  $1,8 \times 10^9$  e  $2 \times 10^{10} \text{ n/cm}^2$ , a competição entre a produção de traços individuais (responsáveis pelo aumento da densidade ótica) e a sobreposição de traços (responsável pelo seu decréscimo) conduz a um aumento da densidade ótica

-para exposições acima de  $2 \times 10^{10} \text{ n/cm}^2$ , a sobreposição de traços torna-se predominante e a densidade ótica apresenta um comportamento aproximadamente constante para decrescer em seguida.

Ainda de acordo com esta teoria, em uma boa parte das curvas características a densidade ótica deve ser maior para os traços maiores. Entretanto com o aumento da exposição, a sobreposição dos traços maiores ocorre primeiro e este efeito reduz a taxa de crescimento da densidade ótica, bem como o seu valor máximo no detector. Este efeito é claramente visível nas curvas características para o detector CR-39.

O contraste ótico da imagem é definido por  $G = dD_{op}/d(\log E)$ . Seu valor varia para cada ponto da curva característica, e depende inclusive do tempo de revelação do detector. Nas figuras 4.10 e 4.11 são apresentados os comportamentos dos contrastes óticos em função de  $\log E$  e dos tempos de revelação para os detectores Mk-DE e CR-39 respectivamente.

Para o CR-39 o valor máximo do contraste 1,6 foi obtido para  $\log(E) = 10$  ( $E \sim 10^{10} \text{ n/cm}^2$ ) e para o tempo de revelação de 25 minutos. Para 65 minutos o diâmetro do traço é cerca de 2,3 vezes maior e o contraste diminui, como uma consequência do aumento da taxa de sua sobreposição. Em termos práticos, é comum se trabalhar com o valor médio de G. Para esta finalidade o procedimento é se ajustar uma função linear à região mais íngreme da curva característica cujo coeficiente angular fornece o valor procurado. Neste caso o valor obtido para 25 minutos foi  $G = (1,41 \pm 0,01)$ , no intervalo  $3 \cdot 10^9 \text{ n/cm}^2 < E < 2 \cdot 10^{10} \text{ n/cm}^2$ .

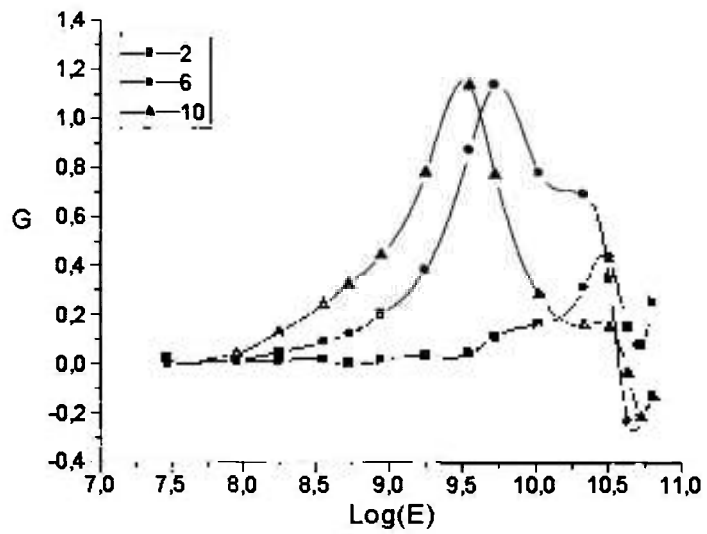


Figura 4.10- Comportamento do contraste óptico em função do logaritmo da posição e do tempo de revelação, para o MK-DE

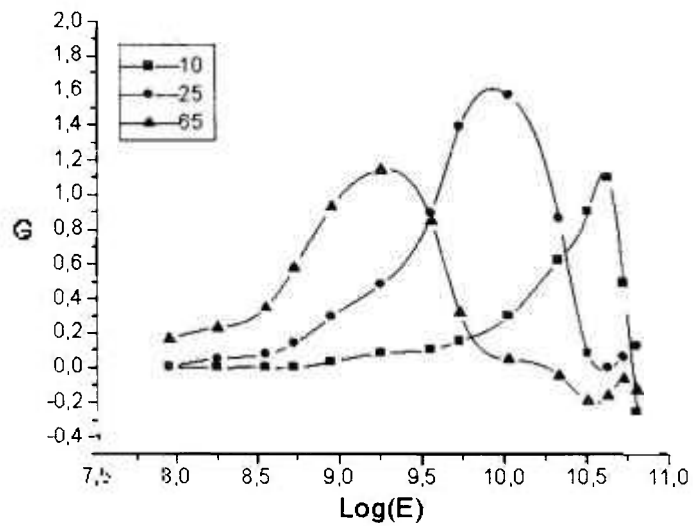


Figura 4.11- Comportamento do contraste óptico em função do logaritmo da exposição e do tempo de revelação, para o CR-39

Para o Mk-DE o valor máximo de 1,2 foi obtido para  $\log(E) = 9,5(E \sim 3 \cdot 10^9 \text{ n/cm}^2)$  e  $\log(E) = 9,7 (E \sim 5 \cdot 10^9 \text{ n/cm}^2)$ , revelado em 6 e 10 minutos respectivamente. Neste caso a constância do contraste para 6 e 10 minutos de revelação pode ser explicada considerando que o diâmetro do traço de 6 para 10 minutos cresce menos do que no caso anterior, ou seja de um fator 1,8. Neste este caso é comum selecionar o menor tempo de revelação para o qual se obtém o maior valor do contraste. Como anteriormente deve-se trabalhar com o valor médio de G. Neste caso o coeficiente angular obtido foi  $G = (1,10 \pm 0,01)$  para o tempo de revelação de 6 minutos, no intervalo de exposição  $2 \cdot 10^9 \text{ n/cm}^2 < E < 2 \cdot 10^{10} \text{ n/cm}^2$ .

Paralelamente à estes estudos foram também verificadas as contribuições do fundo ótico dos detectores oriundas do processo de revelação e a dos nêutrons epitérmicos, presentes no feixe extraído. Não é incomum, um SSNTD polido e transparente, exibir um aspecto leitoso, após um processo de revelação. Ambas as contribuições tem como consequência uma perda de contraste e de resolução da imagem radiográfica.

A verificação da variação da transparência dos detectores foi feita mediante o acompanhamento das leituras das transmissões de luz através de detectores não irradiados, em função do tempo de revelação. De acordo com os dados obtidos, mostrados nas figuras 4.12 e 4.13, não foram observadas quaisquer variações significativas, até os tempos de 6 minutos para o Mk-DE e de 65 minutos para o CR-39.

Em geral os feixes de nêutrons térmicos oriundos de canais de irradiação de reatores nucleares, são acompanhados por feixes de nêutrons epitérmicos e a sua contribuição na perda de qualidade da imagem radiográfica, provém de seu maior poder de penetração nos materiais. A verificação desta contribuição foi feita através das curvas características para os nêutrons desta energia, as quais foram obtidas segundo os mesmos procedimentos de revelação e leitura, porém a irradiação é feita sem a utilização da tela conversora. Neste caso os traços são produzidos mediante prótons de recuo. Os resultados obtidos para ambos os detectores estão apresentados nas figuras 4.14 e 4.15, e mostram que os valores da densidade ótica são pequenos perante aqueles obtidos nas curvas

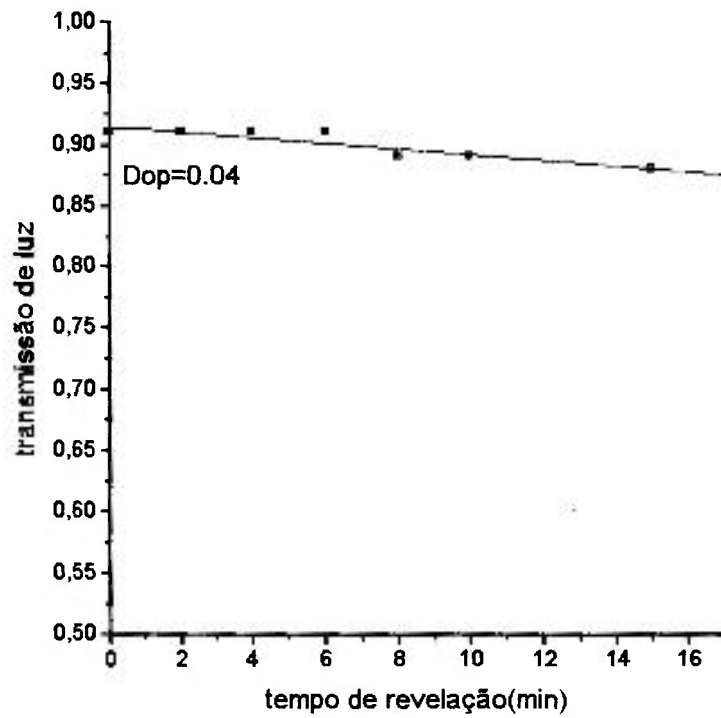


Figura 4.12- Comportamento da transparência ótica no Mk-DE em função do tempo de revelação

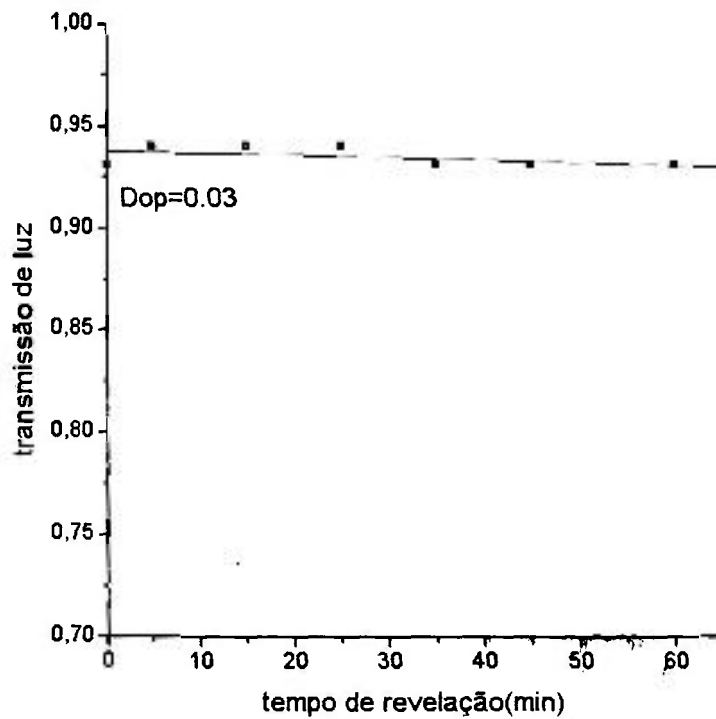


Figura 4.13- Comportamento da transparência ótica no CR-39 em função do tempo de revelação

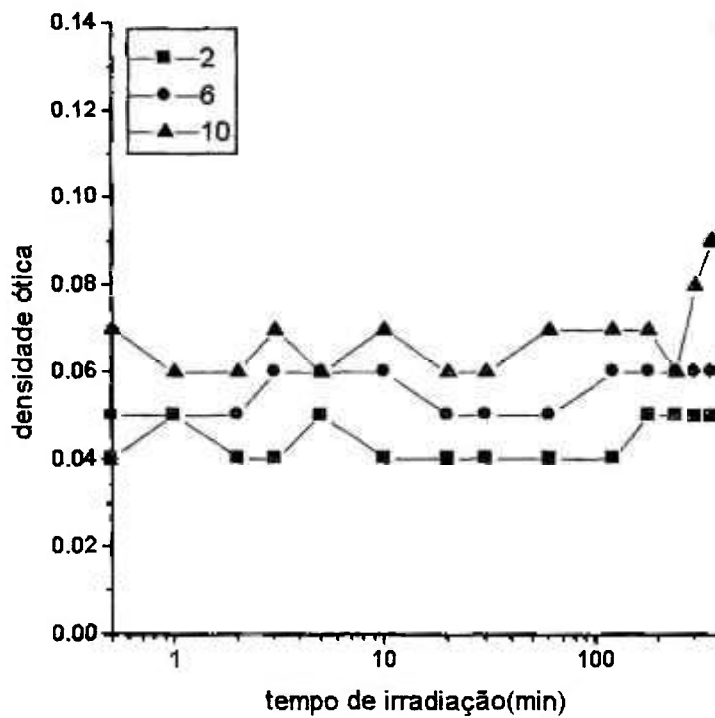


Figura 4.14- Curva característica de densidade ótica, para nêutrons epitérmicos, no Mk-DE

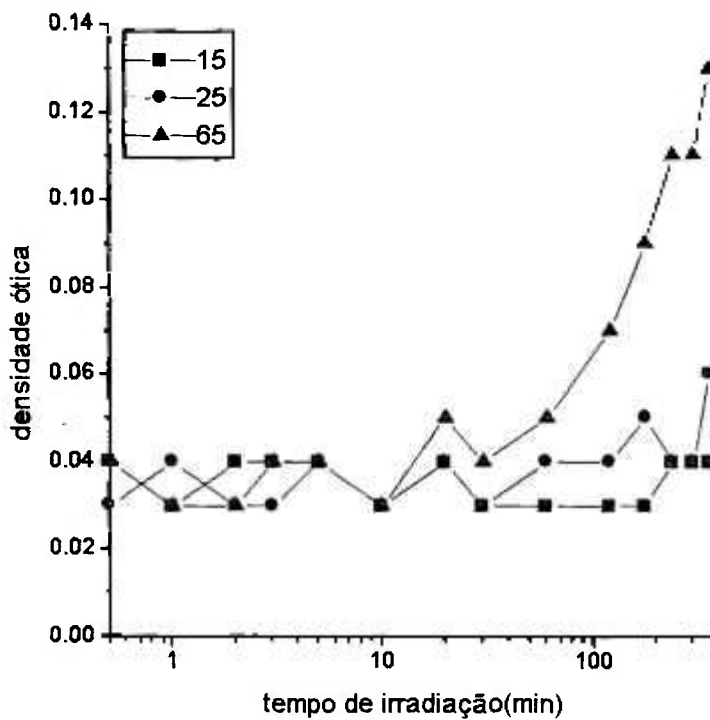


Figura 4.15- Curva característica de densidade ótica, para nêutrons epitérmicos, no CR-39



características, mostradas nas figuras 4.8 e 4.9 e portanto a sua contribuição é desprezível, nos intervalos de interesse, tanto de exposição quanto de revelação.

#### 4.1.4-Resolução

Em radiografia a resolução é definida como a menor distância de separação entre dois pontos, de forma que estes possam ser distinguidos um do outro[18].

A resolução total( $U_t$ ) de um sistema radiográfico para uma imagem estática é resultante do efeito combinado da resolução intrínseca( $U_i$ ) do sistema de imageamento, e da resolução geométrica( $U_g$ ) devido a divergência angular do feixe de nêutrons, e estão relacionadas pela equação empírica(2.13):

$$(U_t)^n = (U_i)^n + (U_g)^n$$

sendo  $n$  um expoente determinado experimentalmente e  $1 < n < 3$ .

No presente trabalho a resolução total foi obtida a partir da distribuição de densidade ótica existente na interface entre duas regiões de uma mesma imagem radiográfica: a primeira correspondente a um material opaco a nêutrons(lâmina de Gd com espessura de 0,127 mm,  $\sigma_{abs} \sim 66847$  barn para o presente espectro de nêutrons), irradiado em firme contato e junto ao detector, e a segunda à exposição ao feixe direto. À esta distribuição é ajustada a Edge Spread Function-ESF cuja diferencial é a Line Spread Function-LSF e cuja largura total à meia-altura(FWHM) fornece o valor da resolução total do sistema[36].

Para tal finalidade, foram cortados 8 detectores Mk-DE e 8 CR-39. Cada conjunto de 2 detectores(um Mk-DE e um CR-39) foi irradiado simultaneamente e cada conjunto de 8, revelado simultaneamente. Os detectores Mk-DE foram irradiados no intervalo de exposição entre  $1 \times 10^9 < E < 5 \times 10^{10}$  n/cm<sup>2</sup> e revelados em 6, e 10 minutos. Os detectores CR-39 foram irradiados no mesmo intervalo de exposição e revelados em 25, e 65 minutos. Os tempos de revelação de 2 minutos para o Mk-DE e de 10 minutos para o CR-39 foram desconsiderados por

causa do baixo contraste ótico obtido na imagem, nos intervalos de exposições estudados.

As leituras de transmissão de luz foram feitas no mesmo microfotômetro óptico, com as mesmas calibrações para as transmissões de 0% e de 100%.

Com a finalidade de se obter uma varredura precisa na interface, a largura empregada para a fenda de luz, deve ser a menor possível. Como já mencionado anteriormente no item 4.1.3, esta largura foi de  $3\mu\text{m}$ . Para cada distribuição foram feitas aproximadamente 150 leituras, em passos de  $5\mu\text{m}$ .

De acordo com o descrito no item 2.3, às distribuições resultantes foram ajustadas, por mínimos quadrados, funções-ESF do tipo:

$$\text{ESF} = p_1 + p_2 \cdot \arctan(p_3(X - p_4)) \quad [35] \quad (4.1)$$

sendo  $X$  a coordenada de varredura e  $p_1$ ,  $p_2$ ,  $p_3$  e  $p_4$ , parâmetros livres.

Nestes ajustes são dados valores iniciais a estes parâmetros e a sua convergência ocorre em aproximadamente 10 iterações. Nas figuras 4.16a e 4.17a, são mostrados dois ajustes típicos. A resolução total do sistema é dada por  $U_t = 2/(p_3)$  que é a largura total à meia altura da diferencial da função "arctan", que é uma distribuição Lorentziana, também mostradas nas figuras 4.16b e 4.17b. Os valores obtidos para  $U_t$ , em função da exposição e do tempo de revelação, estão apresentados nas tabelas 4.1a(Mk-DE) e 4.1b(CR-39) e os seus erros foram calculados por propagação, a partir dos erros no parâmetro  $p_3$ .

A contribuição da resolução geométrica na resolução total pode ser calculada pela expressão (2.11). Para a presente geometria de irradiação a distância " $x$ " entre o material opaco aos nêutrons e a tela conversora vem dada pela soma da sua espessura com aquela referente a cada detector, e a razão de colimação de acordo com a tabela 3.12 vale  $L/D \sim 70$ . Portanto:

$$x = (127+500) = 627\mu\text{m} \rightarrow U_g \sim 9\mu\text{m} \text{ para o Mk-DE}$$

$$x = (127+600) = 727\mu\text{m} \rightarrow U_g \sim 10\mu\text{m} \text{ para o CR-39}$$

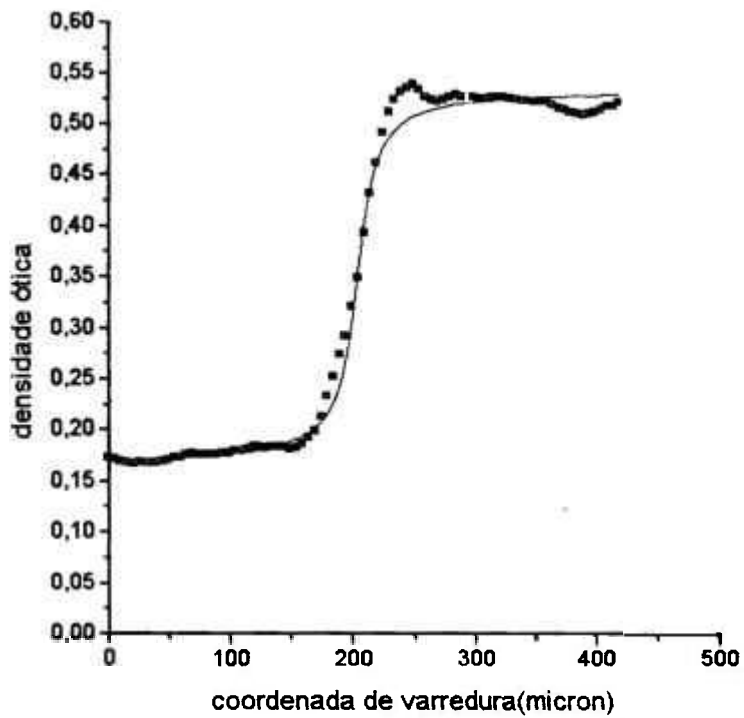


Figura 4.16a- Distribuição de densidade ótica no Mk-DE, para um material opaco a nêutrons e o ajuste da função ESF.

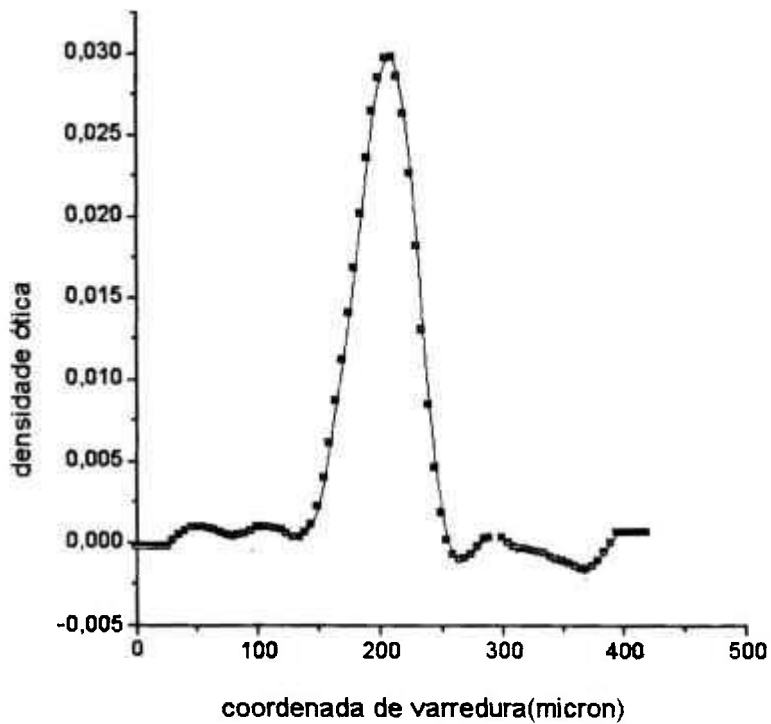


Figura 4.16b- Distribuição de densidade ótica para a LSF, obtida por diferenciação da ESF.

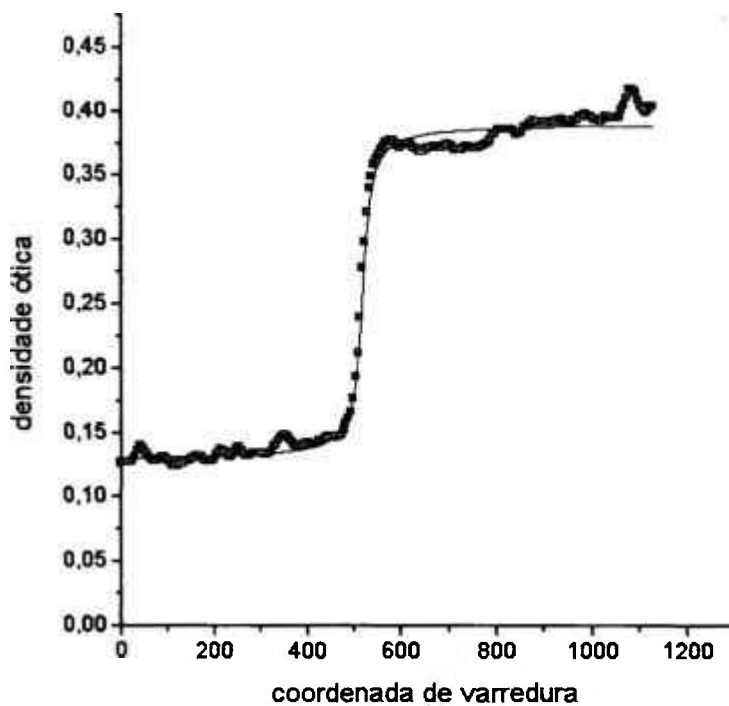


Figura 4.17a- Distribuição de densidade ótica no CR-39, para um material opaco a nêutrons e o ajuste da função ESF.

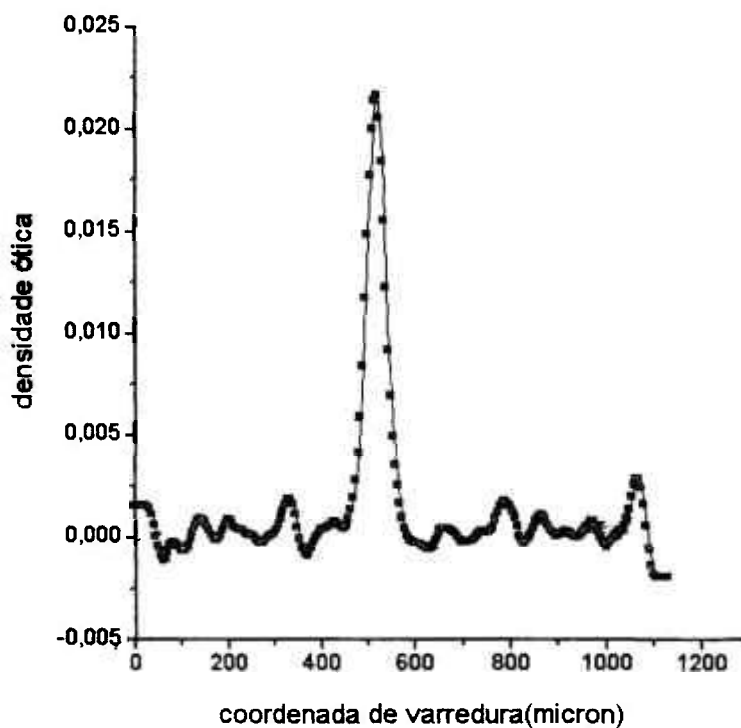


Figura 4.17b- Distribuição de densidade ótica para a LSF, obtida por diferenciação da ESF

Mk-DE

Exposição (n/s.cm <sup>2</sup> )	Tempo de revelação (minutos)	Ut
1,8x10 <sup>9</sup>	6	21±2
5,4x10 <sup>9</sup>	6	23±2
1,08x10 <sup>10</sup>	6	22±2
3,24x10 <sup>10</sup>	6	33±2
1,8x10 <sup>9</sup>	10	24±2
5,4x10 <sup>9</sup>	10	19±1
1,08x10 <sup>10</sup>	10	21±1
3,24x10 <sup>10</sup>	10	43±3

Tabela 4.1a – Valores obtidos para a resolução total Ut em função do tempo de revelação e exposição

CR-39

Exposição (n/s.cm <sup>2</sup> )	Tempo de revelação (minutos)	Ut
1,8x10 <sup>9</sup>	25	47±1
5,4x10 <sup>9</sup>	25	35±1
1,08x10 <sup>10</sup>	25	20±1
3,24x10 <sup>10</sup>	25	18±1
1,8x10 <sup>9</sup>	65	17±1
5,4x10 <sup>9</sup>	65	29±1
1,08x10 <sup>10</sup>	65	29±1
3,24x10 <sup>10</sup>	65	44±4

Tabela 4.1b – Valores obtidos para a resolução total Ut em função do tempo de revelação e exposição

Os valores para a resolução intrínseca- $U_i$  foram calculados a partir de  $U_g$  e de  $U_t$  utilizando a equação(2.13) com  $n = 1,5$ [31] e os seus erros pela teoria da propagação aplicada à esta mesma equação. Os resultados obtidos para os detectores Mk-DE e CR-39 estão apresentados nas figuras 4.18 e 4.19 e são muito similares aos determinados para outros polímeros[14].

Desde que  $U_g$  é independente do tempo de revelação e da exposição, as condições de melhor resolução na imagem radiográfica, são determinadas através do estudo do comportamento de  $U_i$ .

A teoria da formação da imagem afirma que  $U_i$  é independente da exposição e permanece constante no valor mínimo  $U_i \sim 0,8 \times R$  ( $R$  é o alcance da partícula- $\alpha$  no conversor) para as condições em que os diâmetros dos traços sejam tais que  $\phi < R$ , e para uma sobreposição de traços desprezível. Desde que para o presente conversor  $R \sim 9 \mu\text{m}$ [14], teoricamente o valor mínimo para a resolução intrínseca para este conversor deve ser  $U_i = 7 \mu\text{m}$ . Aumentando a exposição a sobreposição de traços aumenta e  $U_i$  cresce com  $\log(E)$ [19].

Conforme a figura 4.1, para os tempos de revelação selecionados, 6 e 10 minutos, os diâmetros dos traços para o Mk-DE valem 2,3 e  $4,2 \mu\text{m}$ , respectivamente, e portanto  $\phi < R$ . A partir das curvas características, da figura 4.8, é possível se estabelecer, que para estes tempos de revelação, os valores das exposições para as condições de sobreposição de traços não predominante são,  $E < 2 \times 10^{10} \text{ n/cm}^2$  e  $E < 8 \times 10^9 \text{ n/cm}^2$  respectivamente.

De acordo com a figura 4.18 o comportamento da resolução intrínseca, é muito similar ao previsto teoricamente ou seja: para ambos os tempos de revelação permanece aproximadamente constante até a exposição de  $\sim 10^{10} \text{ n/cm}^2$  para então crescer com o  $\log(E)$ . Desde que acima desta exposição os valores para 10 minutos de revelação, crescem mais rapidamente por causa da maior sobreposição dos traços, a condição para ótima resolução na imagem radiográfica é aquela para tempo de revelação de 6 minutos e exposição  $E < 2 \times 10^{10} \text{ n/cm}^2$ .

Para esta condição, um valor mínimo de  $(17 \pm 3) \mu\text{m}$  foi calculado a partir da média aritmética dos valores de  $U_i$  para  $E < 2 \times 10^{10} \text{ n/cm}^2$ . A discrepância deste

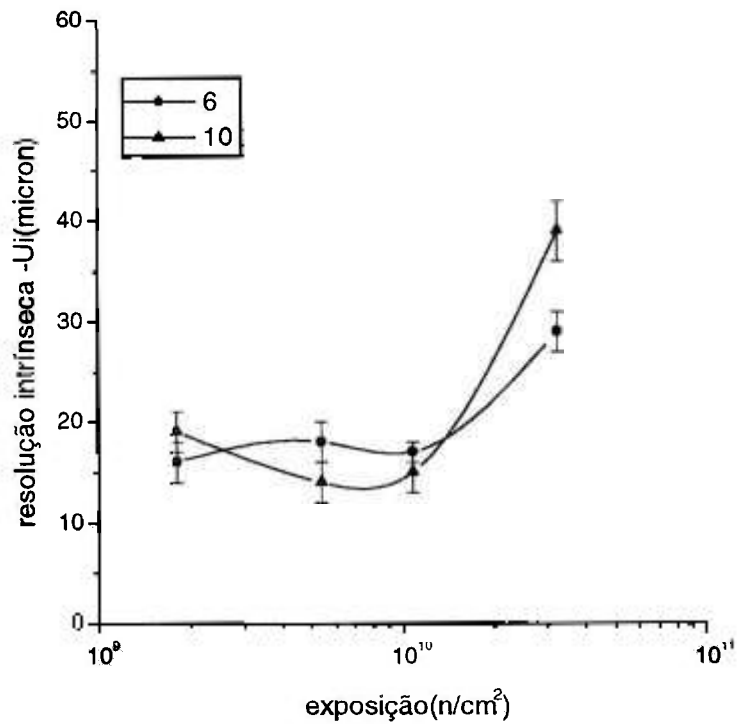


Figura 4.18- Comportamento da resolução intrínseca em função da exposição e do tempo de revelação para o Mk-DE

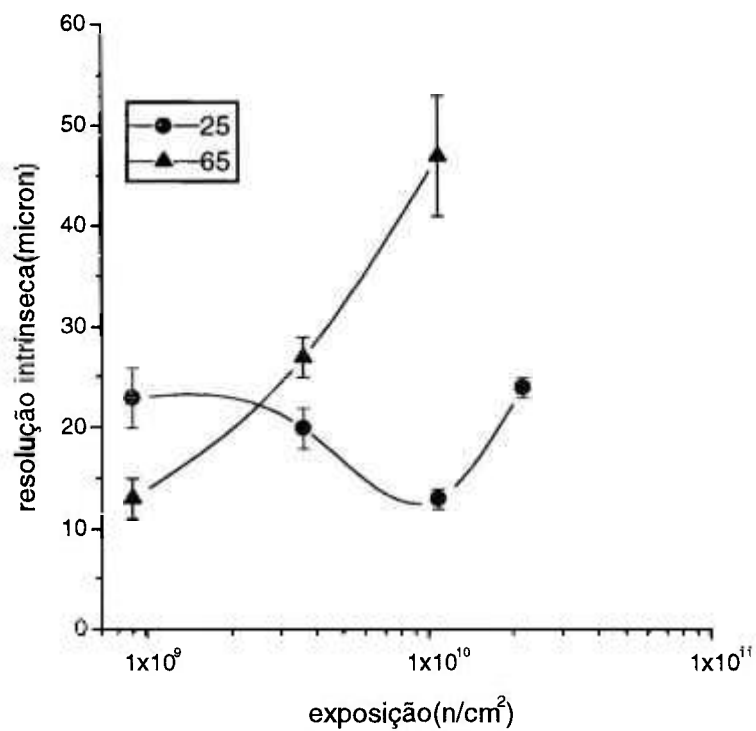


Figura 4.19- Comportamento da resolução intrínseca em função da exposição e do tempo de revelação para o CR-39

valor com o teórico, pode ser atribuída às irregularidades de contato na interface detector/conversor, bem como às inhomogeneidades presentes no feixe de nêutrons e no depósito de boro do conversor. O primeiro conduz à um espalhamento das partículas- $\alpha$  na camada de ar remanescente nesta interface. O segundo conduz à presença de pequenos aglomerados de traços os quais foram observados no microscópio, mesmo para a condição de pouca sobreposição de traços.

Para o detector CR-39, e conforme as figuras 4.2 e 4.9, os diâmetros dos traços também obedecem à condição  $\phi < R$ , para os tempos de revelação de 25 e 65 minutos pois  $\phi \sim 1,8$  e  $4,1 \mu\text{m}$ , e os valores das exposições para as condições de sobreposição de traços não predominante são  $E < 2 \times 10^{10} \text{n/cm}^2$  e  $E < 4 \times 10^9 \text{n/cm}^2$  respectivamente. Neste caso, a figura 4.19 mostra que a condição para ótima resolução é para 25 minutos com  $E < 2 \times 10^{10} \text{n/cm}^2$ . Para 65 minutos o comportamento de  $U_i$  nem sequer é similar ao previsto pela teoria, para o intervalo de exposição estudado. Neste caso o valor mínimo encontrado foi de  $(20 \pm 4) \mu\text{m}$  e as causas da discrepância deste valor com o teórico, são as mesmas do que no caso do Mk-DE.

#### 4.1.5-Sensibilidade

No presente trabalho a sensibilidade foi considerada como sendo a mínima espessura de material que o método radiográfico pode discernir.

Como já mencionado anteriormente no item 2.13, teoricamente, a transmissão de nêutrons pela matéria é governada pela lei exponencial(2.8):

$$\phi(x) = \phi_0 \cdot e^{-\Sigma_T \cdot x}$$

Experimentalmente esta lei é verificada se a medida de transmissão for realizada na condição de *boa geometria*-(bg) mediante colimação dos nêutrons, bem como posicionando o sistema de imageamento afastado da amostra em estudo[21]. Como para os sistemas de imageamento empregados no presente trabalho,  $\text{Dop} = G \cdot \log(E)$ [14,30], a expressão para a densidade ótica nos detectores, em função da espessura dos materiais, pode ser escrita como:



$$Dop(x) = Do-G.\Sigma_T.x.0.43 \quad (4.2)$$

A espessura mínima discernível para o material em estudo na condição de boa geometria, é calculada tomando o valor absoluto da derivada desta equação, em relação à  $x$ , ou seja:

$$\Delta x(bg) = \Delta Dop / (\Sigma(t).G.0,43) \quad (4.3)$$

sendo:  $\Delta Dop$  o erro na leitura do valor da densidade ótica

$\Sigma(t).G.0,43$  o parâmetro de sensibilidade-S

No caso em que a condição de medida da transmissão seja a de *má geometria*-(mg), ocorrerá também a detecção de uma fração dos nêutrons espalhados- $\phi_s$  [25,42,43,44] e o fluxo total transmitido será expresso pela equação:

$$\phi(x) = \phi_0.e^{-\Sigma_T x} + \phi_s \quad (4.4)$$

Ao se fazer uma radiografia com nêutrons a condição de medida é a de *má geometria* pois, para se minimizar o efeito penumbra na imagem, causado pela divergência angular do feixe de nêutrons(resolução geométrica), a amostra é normalmente posicionada o mais próximo possível do sistema de imageamento. Neste caso a expressão para a densidade ótica fica:

$$Dop(x) = G.\log(E_0.e^{-\Sigma_T x} + E(s)) \quad (4.5)$$

sendo  $E(s)$  a contribuição devido ao espalhamento

A espessura mínima discernível vem dada pela derivada desta equação. Neste caso esta determinação exige o conhecimento de  $E(s)$  o qual envolve complexidade teórica elevada, bastando para isto citar por exemplo os problemas oriundos do efeito referente ao espalhamento múltiplo dos nêutrons. Além disto para a sua determinação experimental é necessário o emprego de um equipamento de leitura de densidade ótica com precisão acima daquelas encontradas nos disponíveis comercialmente ou  $<0,02$ .

Por estes motivos optamos em experimentar uma outra metodologia, para o cálculo de  $\Delta x(\text{mg})$  e que basicamente consiste no seguinte:

1) substituir a expressão:

$$\phi(x) = \phi_0 \cdot e^{-\Sigma_T \cdot x} + \phi_s$$

por

$$\phi(x) = \phi_0 \cdot e^{-\Sigma_{\text{efet}} \cdot x} \quad (4.6)$$

sendo  $\Sigma(\text{efet})$  a secção de choque efetiva total macroscópica do material [43].

Assim a densidade ótica nos detectores vem dada por:

$$\text{Dop}(x) = \text{D}_0 - G \cdot \Sigma_{\text{efet}} \cdot x \cdot 0,43 \quad (4.7)$$

2) a espessura mínima discernível pode ser calculada da mesma forma que a anterior e vem dada por:

$$\Delta x(\text{mg}) = \Delta \text{Dop} / (\Sigma_{\text{efet}} \cdot G \cdot 0,43) \quad (4.8)$$

sendo  $\Delta \text{Dop} = 0,02$  o erro de leitura para o presente microfotômetro e  $G$  o valor do contraste ótico médio obtido em (4.1.3)

É importante salientar que é esperado que  $\Delta x(\text{bg}) \leq \Delta x(\text{mg})$ , pois no caso de má geometria os nêutrons espalhados pelo material que se dirigem ao sistema de imageamento, somam-se aos transmitidos o que conduz a uma secção de choque macroscópica aparentemente menor, ou seja  $\Sigma(\text{efet}) \leq \Sigma(t)$

3) radiografar diversos materiais, e ajustar a expressão(4.7) aos pontos experimentais de  $\text{Dop}$  em função de  $x$ , e determinar  $S = G \cdot \Sigma(\text{efet}) \cdot 0,43$ , para cada material.

O teste para a verificação da viabilidade desta metodologia é basicamente a qualidade deste ajuste, aqui avaliada mediante os erros dos parâmetros  $\Delta$  e  $S$ .

Para este estudo foram empregados quatro tipos de materiais, ferro, cobre, chumbo e lucite. Estes foram selecionados principalmente em função dos valores de suas secções de choque para absorção e espalhamento de nêutrons os quais foram calculados teoricamente para o presente espectro de nêutrons, empregando a expressão(2.10). Os valores obtidos são mostrados na tabela 4.2.

	$\Sigma(t)\text{-cm}^{-1}$	$\Sigma(\text{esp})\text{-cm}^{-1}$	$\Sigma(\text{abs})\text{-cm}^{-1}$
Ferro	1,06	0,7	0,36
Cobre	1	0,47	0,53
Chumbo	0,23	0,22	~0
Lucite	3,18	3,18	~0

Tabela 4.2- Valores das secções de choque calculados teoricamente

As amostras possuem o formato de cunhas com degraus, cujas dimensões estão apresentadas na figura 4.20. As irradiações foram feitas fixando estas cunhas no cassete de alumínio à frente do sistema de imageamento, e posicionando-as de modo a permanecerem lado a lado e separadas por tiras de cádmio. Estas tiras tem a finalidade de evitar que nêutrons espalhados por um material interfiram na imagem do outro.

As condições de exposição e de revelação, mostradas na tabela 4.3, foram selecionadas com base nas curvas características de cada detector de modo a se trabalhar nas mesmas que os seus contrastes médios foram determinados, ou seja:

Mk-DE	CR-39
$2.10^9 \text{ n/cm}^2 < E < 2.10^{10} \text{ n/cm}^2$	$3.10^9 \text{ n/cm}^2 < E < 2.10^{10} \text{ n/cm}^2$
Revelação = 6min	revelação = 25min

Tabela 4.3- Condições de revelação e de exposição para máxima sensibilidade

Os resultados obtidos para as leituras de densidade ótica em função da espessura dos materiais, bem como os ajustes, por mínimos quadrados, da equação (4.7) aos pontos experimentais, estão apresentados nas figuras 4.21, 4.22, 4.23, e 4.24 (Mk-DE) e nas figuras 4.25, 4.26, 4.27, e 4.28 (CR-39). São também apresentadas nestas figuras as curvas teóricas, que seriam obtidas para a condição de boa geometria de irradiação, determinadas por meio da expressão(4.2), empregando os valores dos contrastes médios(4.1.3), e de  $\Sigma(t)$ (tabela 4.2).

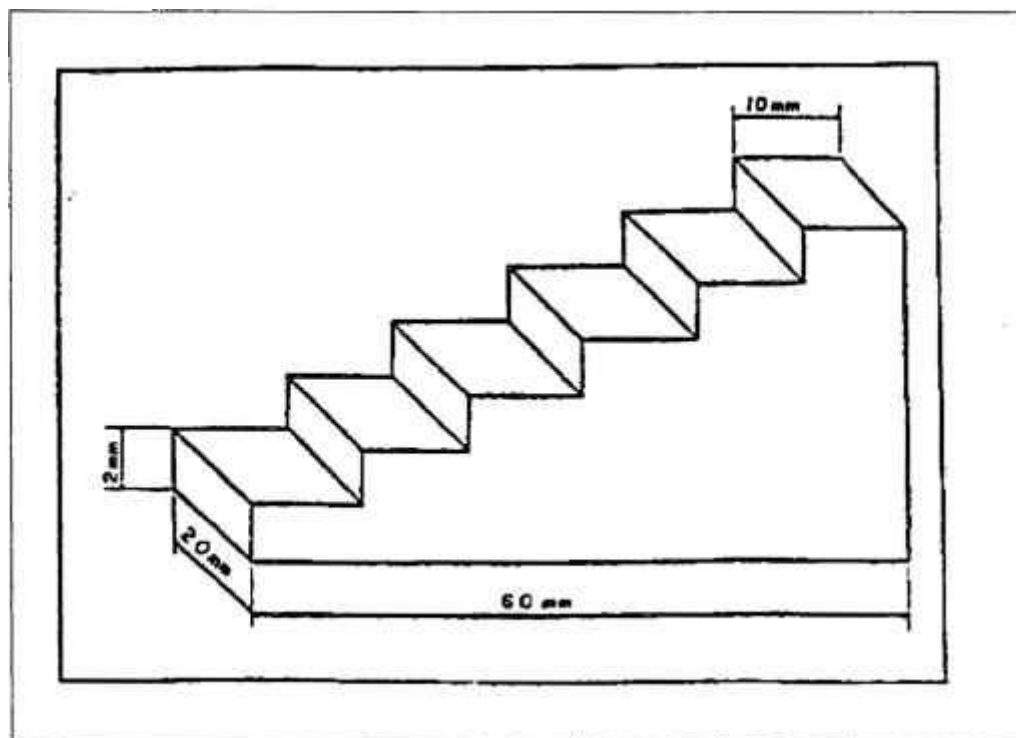
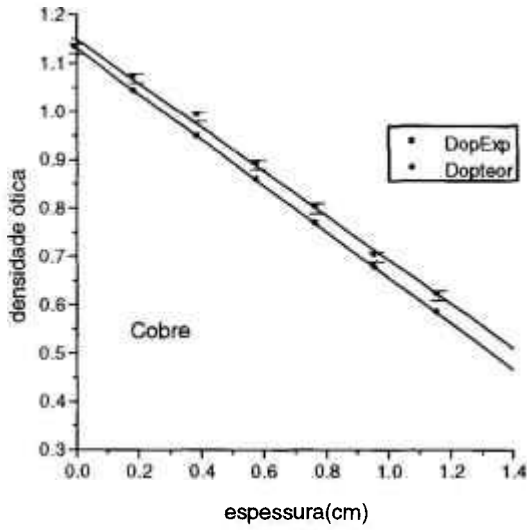
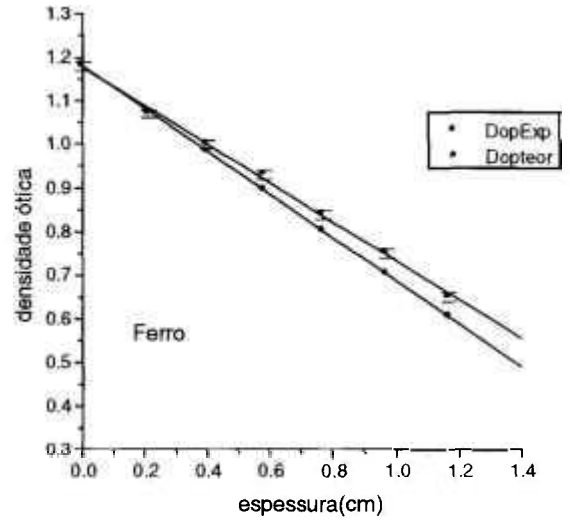


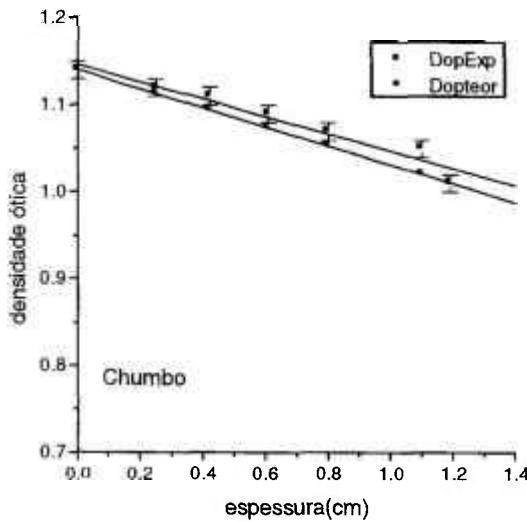
Figura 4.20 – Cunha com degraus e suas dimensões



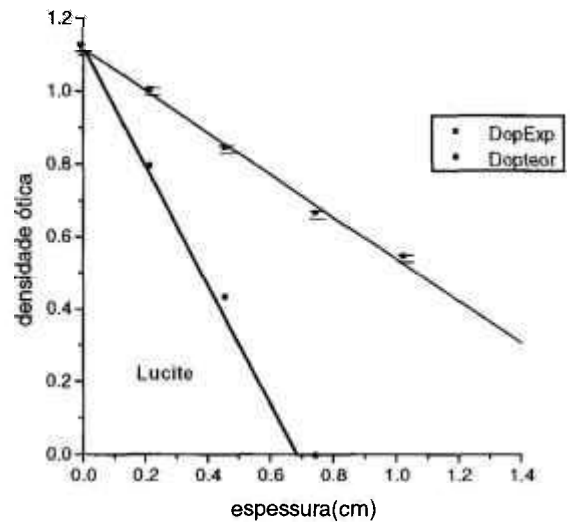
(4.21)



(4.22)



(4.23)



(4.24)

Figura – Comportamento da densidade ótica em função da espessura para os materiais cobre(4.21), ferro(4.22), chumbo(4.23) e lucite(4.24) no MK-DE

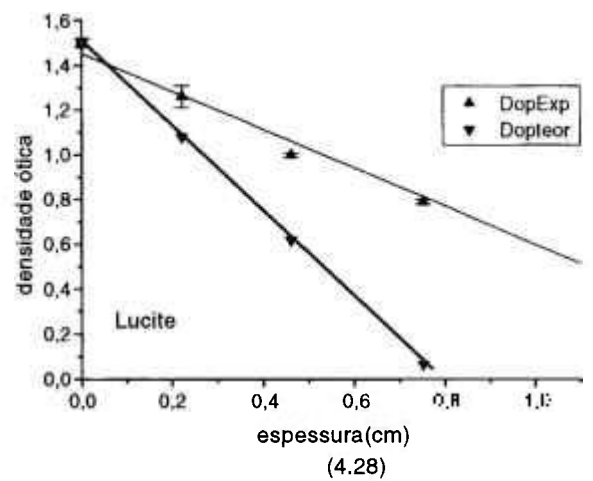
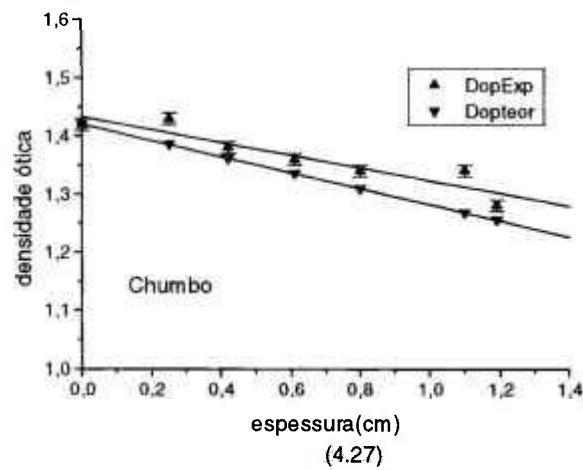
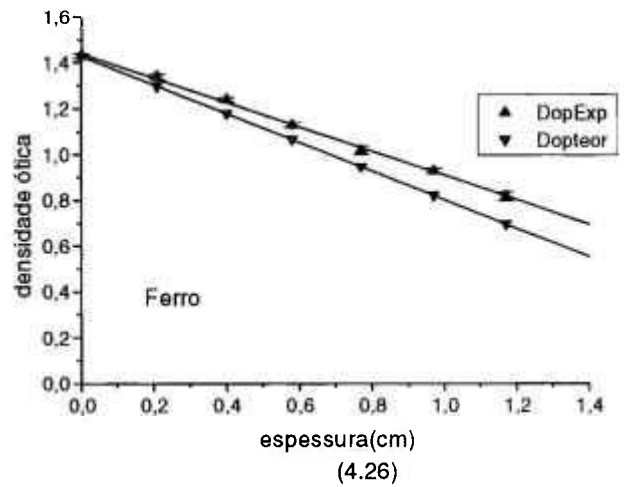
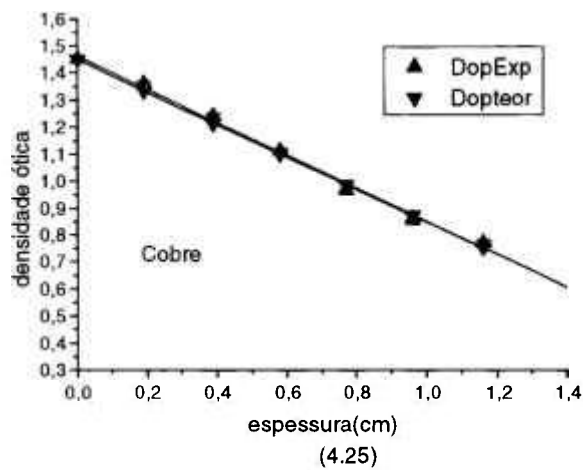


Figura – Comportamento da densidade ótica em função da espessura para os materiais cobre(4.25), ferro(4.26), chumbo(4.27) e lucite(4.28) no CR-39

Nas tabelas 4.3a e 4.3b são apresentados os resultados obtidos para  $D_0$ ,  $S$ ,  $\Delta x(bg)$  e  $\Delta x(mg)$ . São também mostrados os valores de  $\Sigma(efet)$  para cada material estudado, calculados a partir do parâmetro de sensibilidade  $S$  e dos contrastes médios para cada detector.

A partir dos resultados apresentados pode-se concluir:

-como os erros dos parâmetros  $D_0$  e  $S$  são pequenos, a metodologia é viável

-os valores obtidos para  $\Delta x(mg)$  são os esperados para este método radiográfico e são muito similares aos citados na literatura[14]. É muito importante frisar que estes valores são aqueles que foram determinados em condições muito especiais de observação, ou seja empregando um microfotômetro ótico que é um instrumento com sensibilidade elevada, e que utiliza feixes de luz colimados com largura de  $3\mu m$ . Estas mesmas imagens quando observadas diretamente a olho nu, ou com o auxílio de um negatoscópio comum, exibem um contraste ótico muito inferior. Neste caso, são freqüentemente utilizadas técnicas auxiliares, com feixes razantes de luz, luz duplamente polarizada, bem como recursos de processamento digital, para a sua visualização[14,45,46,47].

-para ambos os detectores,  $\Delta x(bg) \leq \Delta x(mg)$ . Isto significa que para os materiais estudados,  $\Sigma(t) \geq \Sigma(efet)$ . Como mencionado anteriormente, os nêutrons espalhados contribuem na formação da imagem, de modo a diminuir a sensibilidade da técnica, principalmente no caso do lucite, uma vez que trata-se de um material rico em hidrogênio.

-os valores de  $\Delta x(mg)$  para o CR-39 são menores do que para o Mk-DE e isto é uma consequência de seu maior valor para o contraste ótico médio

-o cálculo de  $\Sigma(t)$ , para o material lucite, deve ser refeito. Seu valor está superestimado pois  $Dop(x)$  chega a ser menor do que zero na condição de boa geometria( figuras 4.24 e 4.28). É importante ressaltar que são comuns erros no cálculo de secções de choque para materiais ricos em hidrogênio. Isto, por causa das suas variações em relação à energia do feixe de nêutrons e do efeito das ligações químicas.



	Dop( $\sigma$ )	S	$\Delta x$ (bg)	$\Delta x$ (mg)	$\Sigma$ (efet)
Ferro	1,18 $\pm$ 0,01	0,44 $\pm$ 0,01	0,040	0,045 $\pm$ 0,001	0,93
Cobre	1,15 $\pm$ 0,01	0,46 $\pm$ 0,01	0,042	0,044 $\pm$ 0,001	0,96
Chumbo	1,14 $\pm$ 0,01	0,09 $\pm$ 0,01	0,185	0,22 $\pm$ 0,02	0,21
Lucite	1,12 $\pm$ 0,01	0,58 $\pm$ 0,02	0,013	0,034 $\pm$ 0,001	1,22

Tabela 4.3a- Parâmetros que caracterizam a sensibilidade do Mk-DE

	Dop( $\sigma$ )	S	$\Delta x$ (bg)	$\Delta x$ (mg)	$\Sigma$ (efet)
Ferro	1,44 $\pm$ 0,01	0,53 $\pm$ 0,01	0,032	0,038 $\pm$ 0,001	0,88
Cobre	1,46 $\pm$ 0,01	0,61 $\pm$ 0,01	0,033	0,033 $\pm$ 0,001	1,0
Chumbo	1,43 $\pm$ 0,01	0,11 $\pm$ 0,02	0,144	0,183 $\pm$ 0,003	0,18
Lucite	1,45 $\pm$ 0,03	0,85 $\pm$ 0,06	0,010	0,023 $\pm$ 0,002	1,41

Tabela 4.3b- Parâmetros que caracterizam a sensibilidade do CR-39

#### 4.1.6-Radiografias

Nas figuras 4.29, 4.30, e 4.31 estão apresentadas reproduções de alguns exemplos de radiografias que foram obtidas nas condições de exposição e de revelação, mostradas na tabela 4.3. Estas reproduções foram obtidas fixando os detectores em um suporte no qual incide luz razante. Uma câmera de vídeo captura a imagem do detector, a qual é transferida para um dispositivo denominado placa digitalizadora que é instalado em um computador. Esta imagem digital é então quantizada espacialmente e em intensidade. A quantização espacial transforma a imagem em uma matriz de dimensões, por exemplo, 512linhas x512colunas contendo 512x512 elementos de imagem ou pixels. Na quantização em intensidade, as partes claras e escuras da imagem analógica são convertidas em números cada um correspondente à um nível de cinza em uma escala que normalmente varia de 0(preto)à 255(branco).

Nas figuras 4.32, 4.33 e 4.34, estão apresentadas estas mesmas imagens nas quais foi utilizada a técnica auxiliar do processamento digital. Nestes casos foram empregadas operações matemáticas para o realce de

bordas e de contraste bem como para a redução de ruído. Como pode ser observado houve significativa melhoria na sua qualidade, em relação às originais.

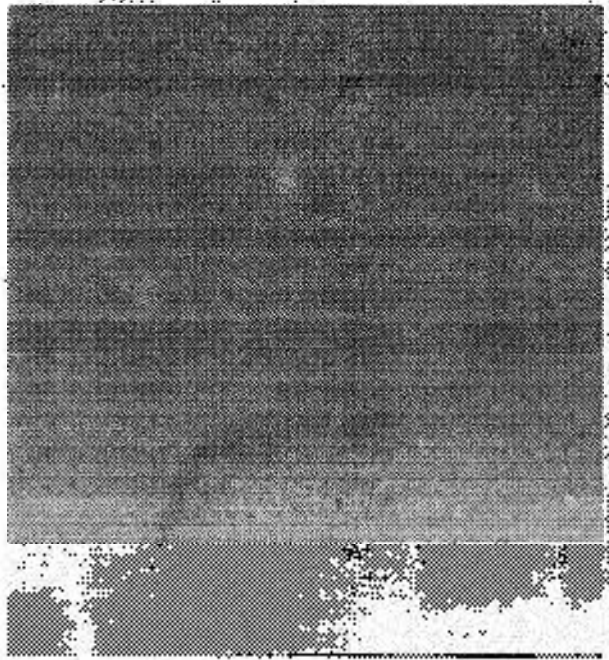


Figura 4.29 – Reprodução de radiografia original de uma carga ôca, obtida por luz razante no detector e capturada por uma câmera de vídeo.

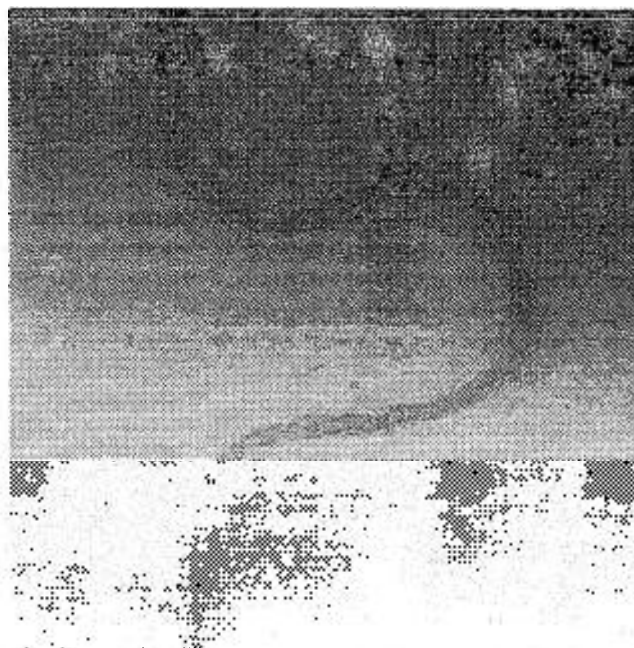


Figura 4.32 – Imagem Digital processada de uma carga ôca.

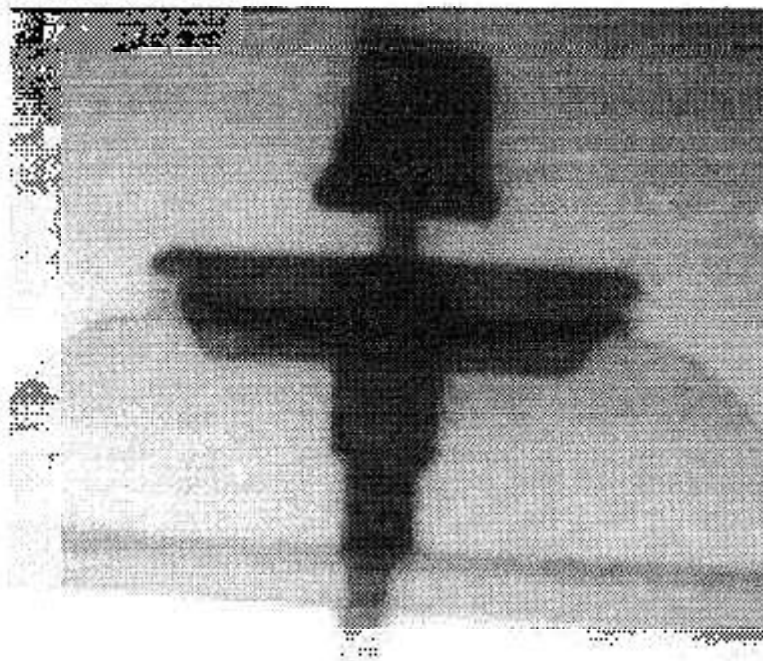


Figura 4.30 – Reprodução de radiografia original de um recipiente pressurizado, obtida por luz razante no detector e capturada por uma câmera de vídeo.

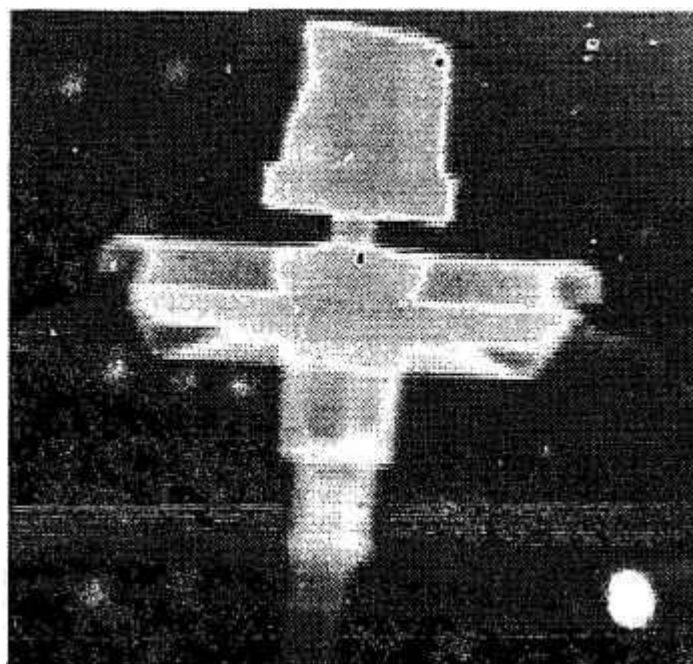


Figura 4.33 – Imagem Digital processada de um recipiente pressurizado.



Figura 4.31 – Reprodução de radiografia original de um isqueiro, obtida por luz razante no detector e capturada por uma câmera de vídeo.



Figura 4.34 – Imagem Digital processada de um isqueiro.

## Capítulo-5

### Conclusão

O presente trabalho teve por objetivo a caracterização de dois detectores de traços nucleares de estado sólido, Mk-DE e CR-39, para fins radiográficos.

Esta caracterização contou com diversos estudos referentes ao tamanho dos traços, sua taxa de produção, curvas características de densidade ótica, resolução e sensibilidade da técnica em função do tempo de revelação e da exposição ao feixe de nêutrons. A partir dos resultados obtidos, pode se estabelecer as condições ótimas para as quais se obtém simultaneamente o melhor contraste ótico e a melhor resolução na imagem radiográfica. Estas condições estão sumarizadas na tabela 5.1:

Detector	Tempo de revelação (min)	Exposição
Mk-DE	6	$2 \times 10^9 \text{ n/cm}^2 < E < 2 \times 10^{10} \text{ n/cm}^2$
CR-39	25	$3 \times 10^9 \text{ n/cm}^2 < E < 2 \times 10^{10} \text{ n/cm}^2$

Tabela 5.1 – Condições ótimas de contraste e resolução na imagem radiográfica.

Estes resultados estão em estreita concordância com aqueles previstos pela teoria da formação da imagem em SSNTD e que de uma forma sintetizada afirma que os melhores resultados radiográficos são os obtidos na condição de se ter uma imagem formada por muitos traços pequenos do que por poucos traços grandes. Isto porque a forma cônica dos primeiros permite um maior espalhamento da luz do que a esférica dos maiores. Além disto, os traços maiores se sobrepõe primeiro. Ambos os motivos conduzem à uma queda do contraste ótico e logicamente a uma perda de resolução.

A principal desvantagem deste método é o baixo contraste ótico obtido na imagem radiográfica, quando comparado com os filmes de emulsão de prata, chegando a ser 3 vezes menor[38]. Entretanto o desenvolvimento de técnicas, já operacionais, que utilizam luz razante incidente no detector, luz polarizada, bem como recursos de processamento de imagens digitais, tem superado esta

desvantagem, propiciando em alguns casos, radiografias com contraste similar ao obtido com filmes convencionais para raios-X.

Este método radiográfico apresenta como principais características a sua resolução intrínseca elevada e a sua quase total insensibilidade à radiação- $\gamma$ . Isto permite a sua utilização na inspeção de materiais altamente radioativos e o emprego de feixes de nêutrons com quase nenhum filtro contra radiação- $\gamma$ . Isto pode conduzir a equipamentos com feixes de nêutrons mais intensos e portanto mais refinados em termos de resolução geométrica. Nesta condição o seu concorrente mais próximo é o método indireto com conversor de disprósio, cuja resolução máxima é da ordem de 400 $\mu$ m[38].

Atualmente o custo de um SSNTD como o CR-39 ou o Mk-DE é relativamente elevado (~100 vezes maior), quando comparado com os filmes de emulsão, e portanto no presente, a sua utilização em rotina deve ser limitada a casos onde o convencional não se aplica adequadamente.

Na tabela 5.2, são apresentados dados comparativos, referentes à algumas das características de diversos sistemas de imageamento, para radiografia com nêutrons.

Conversor	Filme	Método D-direto I-indireto	T.exposição médio-min	sensibilidade ferro-mm	resolução Ui- $\mu$ m
Gd	Kodak-AA	D	5	0,29	70
Dy	Kodak-AA	I	10	-	400
B	CN-85	D	120	0,33	12
B	Mk-DE	D	120	0,45	17
B	CR-39	D	120	0,38	20

Tabela 5.2- Dados comparativos entre diversos sistemas de imageamento para radiografia com nêutrons

Comparando os resultados do presente trabalho com os disponíveis na literatura, pode se concluir que a contribuição principal desta dissertação foi

adicionar novos resultados à uma técnica com poucos dados quantitativos, principalmente aqueles referentes à sua sensibilidade.

Como sugestão para futuros trabalhos pode se destacar:

-estudar o comportamento da transmissão de luz por um único traço mediante a utilização de imagens digitais, em substituição ao método descrito na referencia[16] que emprega microdensitômetro ótico. Isto nos permitirá ter acesso a este tipo de dado, propiciando o desenvolvimento de novos estudos e em condições adversas daquelas citadas nestes trabalhos. A viabilidade desta nova metodologia está sendo comprovada pelo grupo de trabalho de radiografia com nêutrons, da divisão de física nuclear-TFF do IPEN-CNEN/SP.

-verificar a viabilidade de se estudar o comportamento da contribuição dos nêutrons espalhados na sensibilidade da técnica, a partir de dados de secções de choque obtidos nas condições de boa e de má geometria de irradiação, com um sistema padrão de medida de transmissão de nêutrons, que utiliza detectores a gás.



## Referencias Bibliográficas

1-BERGER H. **Neutron Radiography, Methods, Capabilities and Applications**. New York, Elsevier, 1965

2-PUGLIESI, R.; MENEZES, M.O; ASSUNÇÃO, M.P.M. **Detection of Aluminum Corrosion Products by Neutron Radiography**. Int. J. Radiat. Appl Instrum. Part A, 43(5):663-665, 1992

3-R.PUGLIESI; L.P.GERALDO; M.O.DE MENEZES; M.L.G.ANDRADE; M.S.MAIZATO. **Inspection of an Artificial Heart by the Neutron Radiography Technique**. 3rd International Topical Meeting on NR. Lucerne, Switzerland, March 16-19, 1998.

4-G.BAYON. **Applications of Neutron Radiography in France**. 3rd International Topical Meeting on NR. Lucerne, Switzerland, March 16-19, 1998.

5-L.G.BENNET. **Development of Techniques for the Neutron Radiography of CF188 Flight Control Surfaces**. 3rd International Topical Meeting on NR. Lucerne, Switzerland, March 16-19, 1998.

6-J.P.BARTON; J.W.BADER; J.S.BRENIZER; B.HOSTICKA. **Feasibility of Neutron Radiography for Space Shuttle Inspection**. Proceedings of the Fourth World Conference on Neutron Radiography, pp 123-132. San Francisco, California, USA May 10-16, 1992.Edit by John P. Barton. Gordon and Breach Science Publishers.

7-J.P.BARTON; J.W.BADER; J.A. STOKES. **Experience with Aircraft Inspections in the MNRS, Using Film and Electronic Imaging**. Proceedings of the Fourth World Conference on Neutron Radiography, pp 133-142. San Francisco, California, USA May 10-16, 1992.Edit by John P. Barton. Gordon and Breach Science Publishers.

8-K.N.CHANDRASEKHARAN; B.P PATIL; J.K.GOSH. **Quantitative Evaluation of Structural Features from Nuclear Fuel Pin Neutron Radiography**. Proceedings of the Fourth World Conference on Neutron Radiography, pp 249-256. San Francisco, California, USA May 10-16, 1992.Edit by John P. Barton. Gordon and Breach Science Publishers.

9-LFERDE M., LFERDE Z., MONNIN M. et al (1984). **Neutron Radiography with Track Detectors**. Nucl. Tracks Radiat. Meas. 8(1-4); 497-499

10-MATSUMOTO G., MURATA N., SUZUKI S., MATSUMOTO M., OHKUBO K. AND IKEDA Y. (1986). **Track-Etch Neutron Radiography with a new Boron Carbide Converter**. Nuclear Technology, 72, 201-211

11-ASSUNÇÃO M.P.M; PUGLIESI R; MENEZES M.O. DE (1992). **Characteristics of the Solid State Nuclear Track Detector CN-85 for Neutron Radiography.** Proceedings of the Fourth World Conference on Neutron Radiography. San Francisco, California, USA May 10-16

12-ASSUNÇÃO M.P.M; PUGLIESI R; MENEZES M.O. **Study of the Neutron Radiography Characteristics for the Solid State Nuclear Track Detector Makrofol-E.** International Journal of Applied Radiations and Instrumentation vol45 n8 pp851-855, 1994

13-ILIC' R., RANT J., HUMAR M., SOMOGYI G., HUNYADI I (1986). **Neutron Radiographic Characteristics of MA-ND Type(Allyl-Diglycol-Carbonate) Nuclear Track Detectors.** Nuclear Tracks vol.12, nº 1-6, pp 933-936

14-M.P.M.ASSUNÇÃO. **Desenvolvimento da Técnica da Radiografia com nêutrons pelo Método do Registro de Traços Nucleares(1992).** Dissertação de Mestrado. Instituto de Física da Universidade de São Paulo.

15-DURRANI S.A.; BULL R.K (1987). **Solid State Nuclear Track Detection. Principles , Methods and Applications.** International Series in Natural Philosophy vol-111. Pergamon Press

16-ILIC' R. AND NAJZER M. (1990a). **Image Formation in Track-Etch Detector-I. The Large Area Signal Transfer Function.** Nucl. Track Radiat. Meas. 17, 453-460

17-ILIC' R. AND NAJZER M. (1990b). **Image Formation in Track-Etch Detector-II. The Space-Dependent Transfer Function in Thin Detectors.** Nucl. Track Radiat. Meas. 17, 461-468

18-ILIC' R. AND NAJZER M. (1990c). **Image Formation in Track-Etch Detector-III. The Space-Dependent Transfer Function in Thick Detectors.** Nucl. Track Radiat. Meas. 17, 469-473

19-ILIC' R. AND NAJZER M. (1990d). **Image Formation in Track-Etch Detector-IV. Image Quality.** Nucl. Track Radiat. Meas. 17, 475-481

20-HUGHES D.J; HARVEY J.A. **Neutron Cross Sections,** New York, N.Y. McGRAW- Hill, 1955(BNL-325)

21-CURTISS L.F. **Introduction to Neutron Physics.** D. van Nostrand Co.; Inc., Princenton, New Jersey, 1959

22-BONILLA C.F..**Nuclear Engineering.** Mc Graw Hill, Book Company, Inc. New York , 1957

23-BLATT J.N.; WEISSKOPF V.F.. **Theoretical Nuclear Physics.** Dover Publication, Inc. New Graw Hill, Book Company, Inc. New York , 1957

- 24-MURRAY R.L.. **Nuclear Reactor Physics**. Prentice Hall, Inc. N.J., 1957
- 25-KOBAYASHY H; WAKAO H; IKEDA Y; OHOKUBO K; TSURUNO A. **Macroscopic Cross Section Measurements and Defect Detection in Materials Using Neutron Radiography Technique**. Journal of Nuclear Science and Technology, 29(11), pp 1045-1053(1992)
- 26-C.O.FISHER. **The History of the First Radiographs in Berlim**. Proceedings of the Fourth World Conference on Neutron Radiography, pp 3-10. San Francisco, California, USA, May 10-16, 1992. Edit by John P. Barton. Gordon and Breach Science Publishers.
- 27-HAWKESWORTH, M. R (1977). **Neutron radiography: Equipaments and Methods**. Atom. Energy Rev., 152: 169-220
- 28-BRYANT, L.E; MCENTIRE, P. 2<sup>nd</sup> ed. **Radiography and Radiation Testing, American Society for Nondestructive Testing, 1985 (Nondestructive Testing Handbook)**
- 29-HUGHES, D.J.; HARVEY, J.A. **Neutron Cross Sections**, New York, Mc Graw Hill, 1955, BNL325
- 30-HARDT P. VON DER; ROETTGER H. **Neutron Radiography Handbook: Nuclear Science and Technology**, Dordrecht, D. Reidl, 1981
- 31-HARMS A.A.; ZELLINGER A. (1977). **A New Formulation of Total Unsharpness in Radiography**. Phys. Med. Biol., vol 22, n°1, 70-80
- 32-HARMS, A.A.; BLAKE, T.G.; MARTON, J.P. **Neutron Imaging Thin Gadolinium Converters**. Nuc Inst, and Meth. 109: 253-55, 1973
- 33-FLEISCHER R. L., PRICE P.B. AND WALKER R.M. (1975). **Nuclear Tracks in Solids - Principle and Applications**. University of California, Berkeley, California-U.S.A.
- 34-KNOLL G.F; GENN F.. **Radiation Detection and Measurements**. John Willey & Sons, New York, 1989
- 35-FEYNMAM, R.P. **The Feynmam Lectures on Physics**. Addison-Wesley Publishing Company, 1963
- 36-WROBEL, M & GREIM, L. (1988) **Resolution functions and unsharpness in neutron radiography**. Geesthacht, German, GKSS, (GKSS 88/e/12)
- 37-APPLICATION TECHNOLOGY INFORMATION. **The Makrolon 3200 series of grades**. Bayer AG, 1997

38-MENEZES M.O DE (1994). **Desenvolvimento e Aplicação da Técnica da Radiografia com Nêutrons pelos Métodos Direto e Indireto**. Dissertação de Mestrado. Comissão Nacional de Energia Nuclear, IPEN-CNEN/SP.

39-VILELA E. C.(1990). **Detecção de nêutrons rápidos utilizando detectores sólidos de traços nucleares**. Dissertação de mestrado. Comissão Nacional de Energia Nuclear IPEN-CNEN/SP

40-ANTANASIJEVIC R; TODOROVIC Z; STAMATOVIC A; MIOCINOVIC D (1977). **Factors Affecting the Sensitivity of Plastic Detectors to Ionizing  $\alpha$ -Particle Registration**. Nuclear Instruments and Methods 147, pp 139-140

41- TERENCE, MAURO C. (1997). **Efeito da radiação gama no policarbonato nacional Durolon FN-2200**. Dissertação de mestrado. Comissão Nacional de Energia Nuclear IPEN-CNEN/SP.

42-BARTON J.P. **Contrast Sensitivity in Neutron Radiography**. Applied Materials Research pp 90-96(1965)

43-M.O. DE MENEZES; R.PUGLIESI; M.L.G.ANDRADE; M.A.S.PEREIRA. **Effect of the Scattered Neutrons in Radiography Sensitivity**. V World Conference on Neutron Radiography. Berlin Alemanha Ocidental 06/1996. Trabalho a ser publicado nos anais que está em fase de editoração.

44-KOBAYASHI H. **A correlated Study between effective total macroscopic cross section and effective energies for continuos neutron beams**. 3rd International Topical Meeting on NR. Lucerne, Switzerland, March 16-19, 1998.

45-GONZALEZ R. C; WOODS R.E. **Digital Image Processing**. Addison-Wesley Publishing Company Inc, 1993

46-R.PUGLIESI; M.L.G.ANDRADE. **Study of Cracking in Concrete by Neutron Radiography**. International Journal of Applied Radiation and Isotopes.vol 48, No 3,pp 339-344, 1997.

47-K.R.CASTLEMAN. **Digital Image Processing**. Prentice Hall Upper Saddle River, New Jersey 07458, 1996.