

DESENVOLVIMENTO E APLICAÇÃO DA TÉCNICA DA RADIOGRAFIA COM NÊUTRONS POR CONVERSÃO DIRETA E INDIRETA

MÁRIO OLÍMPIO DE MENEZES

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

Orientador:
Prof. Dr. Reynaldo Pugliesi

São Paulo
1994

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

**Desenvolvimento e Aplicação da Técnica da Radiografia
com Nêutrons por Conversão Direta e Indireta**

Mário Olímpio de Menezes

Dissertação apresentada como parte dos
requisitos para obtenção do Grau de
"Mestre em Ciências na Área de
Tecnologia Nuclear Básica".

Orientador: Prof. Dr. Reynaldo Pugliesi

São Paulo

1994



Aos meus pais
José Domingos de Menezes (in memoriam) e
Lizodete Moreira de Menezes.

AGRADECIMENTOS

Agradeço a todos que, de algum modo, tenham participado na realização deste trabalho, dos quais, particularmente destaco:

Prof. Dr. Reynaldo Pugliesi por sua dedicação na orientação deste trabalho, apoio e incentivo na minha formação.

IPEN pela oportunidade de realizar este trabalho, apoio técnico-administrativo e instalações cedidas.

CNPq pelo suporte financeiro.

Msc. Suzy Sabato, Marco Hortellani, R. Renata Furini e Hélio Furosawa pelo auxílio na utilização do microfotômetro.

Hércules Lopes, Antônio Gouveia, Emília Nakamura e Maria do Carmo Costa Falcão pelo auxílio nos programas de ajuste de dados.

Marlete P. M. Assunção por sua amizade, colaboração e importantes discussões no decorrer deste trabalho.

Aos amigos da Supervisão de Física Nuclear e do Reator do IPEN/CNEN-SP pelo apoio técnico-administrativo.

Aos amigos Ana Maria, Elaine, Milton Sérgio, Roberta, Renato pelo incentivo e amizade.

Aos amigos Jacó, Kátia, Sabrina, Meire, Guilherme, Marcos, Sérgio, Willi, Renato, André, Edson, Sônia, J. Agostinho e Eduardo pelo apoio e incentivo na busca dos mesmos ideais.

Aos amigos da Herco International, Edgar, Paulo e Gilmar, pela ajuda na edição do texto.

Márcia S. Félix pelo amor, compreensão e incentivo à minha realização.

Finalmente, à minha mãe e ao meu irmão **Paulo** pela convivência, apoio e incentivo durante mais esta etapa e ao meu pai, que atendendo ao chamado divino teve de nos deixar.

Acima de tudo e todos, agradeço a **DEUS**, cuja misericórdia e graça permitem o fôlego da vida e cuja mão forte tem me sustentado durante os momentos mais pesados e difíceis da vida.

Mário

ÍNDICE ANALÍTICO

	Página
AGRADECIMENTOS.....	iii
LISTA DE TABELAS	vii
LISTA DE FIGURAS	viii
RESUMO	x
ABSTRACT	xi
INTRODUÇÃO.....	1
CAPÍTULO 1 FUNDAMENTOS DA TÉCNICA DA RADIOGRAFIA COM NÊUTRONS.....	5
1.1. Nêutrons e Matéria.....	5
1.1.1. Propriedades do nêutron.....	5
1.1.2. Interação nêutron-núcleo	6
1.1.3. Transmissão de nêutrons pela matéria.	9
1.2. A Técnica da Radiografia com Nêutrons	11
1.2.1. Histórico	11
1.2.2. Descrição da Técnica	12
1.2.3. Fontes de Nêutrons.....	13
1.2.4. Colimação do feixe de nêutrons.....	17
1.2.5. Sistema para a detecção da imagem neutrônica.....	20
1.2.6. Sistema para o registro da imagem - Filmes.....	25
1.2.7. Caracterização de um equipamento para radiografia com nêutrons.....	30
CAPÍTULO 2 O EQUIPAMENTO RADIOGRÁFICO E O SISTEMA DE DETECÇÃO E REGISTRO DA IMAGEM	36
2.1. Equipamento radiográfico.....	36
2.1.1. Ensaio preliminares	36
2.1.2. Descrição	37
2.2. Sistema de detecção e registro da imagem	45
2.2.1. Telas conversoras.....	45
2.2.2. Filmes radiográficos.....	46
2.2.3. Processamento dos filmes.....	47
2.3. Sistemas para leitura de transmissão de luz (densidade ótica).....	48
CAPÍTULO 3 OBTENÇÃO E ANÁLISE DOS RESULTADOS	49
3.1. Curvas Características	49
3.2. Resolução do equipamento radiográfico	61

3.2.1. Resolução intrínseca.....	61
3.2.2. Resolução Geométrica.....	69
3.3. Sensibilidade.....	72
3.4. Aplicações.....	80
CAPÍTULO 4 CONCLUSÕES.....	86
BIBLIOGRAFIA.....	93

LISTA DE TABELAS

Tabela	Página
1.1. Processos de Interação Nuclear do Nêutron	6
1.2. Classificação dos nêutrons de acordo com sua energia.....	7
1.3. Fontes Radioisotópicas utilizadas na Neutronografia	15
1.4. Características de alguns materiais conversores	25
2.1. Características do Feixe de Nêutrons do equipamento radiográfico.....	43
3.1. Valores do contraste ótico G para as duas geometrias no Método Direto.....	54
3.2. Valores do contraste ótico G para ambas as geometrias de irradiação no Método Indireto.....	60
3.3. Valores da Resolução Intrínseca e seus respectivos erros para os Métodos de Conversão Direto e Indireto, nas duas geometrias de irradiação para os filmes Kodak-AA e T.....	65
3.4. Parâmetros calculados para a determinação da resolução intrínseca no Método Direto, geometria frente e filme Kodak-AA	68
3.5. Valores da Resolução Total obtidos para os Kodak-AA e T nas geometrias frente e Verso, para o Método Direto.....	71
3.6. Valores da Resolução Geométrica e da razão L/D obtidos para os filmes Kodak-AA e T, na geometria frente e para o Método Direto.....	71
3.7. Valores da Sensibilidade e da espessura mínima obtidas pelo Método Direto, geometria frente, filme Kodak-AA, $t_i = 3\text{min}$	76
3.8. Valores das secções de choque efetiva macroscópica de absorção e de espalhamento.....	79

LISTA DE FIGURAS

Figura	Página
1.1. Coeficientes de atenuação para nêutrons e raios-X em função do número atômico.....	12
1.2. Tipos de colimadores empregados na Neutronografia	19
1.3. Características das fontes de nêutrons empregadas em radiografia	20
1.4.A, B. Diagrama representativo dos Métodos de conversão A) Direto e B) Indireto.....	24
1.5. Formação e decaimento da atividade induzida na tela conversora	24
1.6. Curvas Características obtidas para dois filmes A e B.....	31
1.7.A, B. Métodos para a determinação da resolução de um equipamento radiográfico	34
2.1. Curva de secção de choque total microscópica para o bismuto	42
2.2.A, B. Espectros de Nêutrons: A) Maxwelliano; B) Filtrado pelo Bismuto.....	42
2.3. Diagrama esquemático do equipamento radiográfico.	44
2.4. Curva para obtenção do tempo de revelação.....	47
3.1. Curva de resposta do densitômetro ótico Konica.....	50
3.2. Curvas Características para sistemas de detecção e registro da imagem - Método Direto, geometria de irradiação frente.....	51
3.3. Curvas Características para sistemas de detecção e registro da imagem - Método Direto, geometria verso	52
3.4. Curvas Características de diversos filmes para radiação γ presente no feixe de nêutrons	57
3.5. Curvas Características para sistemas de detecção e registro da imagem - Método Indireto, geometria frente	58
3.6. Curvas Características para sistemas de detecção e registro da imagem - Método Indireto, geometria verso	59

3.7.A, B. Distribuição de densidade ótica da radiografia de uma lâmina de gadolínio, posicionada junto ao sistema de detecção e registro da imagem - Método Direto - geometria frente; A) filme Kodak-AA, $t_i=66s$; B) filme Kodak-T, $t_i=121s$	63
3.8.A, B. Distribuição de densidade ótica da radiografia de uma lâmina de gadolínio, posicionada junto ao sistema de detecção e registro da imagem - Método Indireto - geometria frente; A) filme Kodak-AA, $t_i=37s$; B) filme Kodak-T, $t_i=99s$	64
3.9. Diagrama esquemático empregado para o cálculo da resolução intrínseca.....	67
3.10.A, B Distribuição de densidade ótica da radiografia de uma lâmina de cádmio, posicionada a 5mm do sistema de detecção e registro da imagem - Método Direto - geometria frente; A) filme Kodak-AA, $t_i=60s$; B) filme Kodak-T, $t_i = 180s$	70
3.11. A, B, C, D. Comportamento da densidade ótica em função da espessura para os materiais: A) Ferro; B) Cobre; C) Lucite; D) Chumbo, Método Direto, geometria frente, filme Kodak-AA, $t_i = 3min$	75
3.12. Variação do fator f em função das espessuras dos materiais estudados.....	78
3.13. a) Munição para armas de fogo: A) chumbo; B) pólvora; e C) carcaça metálica; b) Cadeado de latão, espessura 1cm: A) latão B) ferro.....	80
3.14. Diversos tipo de explosivos encapsulados em alumínio, apresentando trincas e bolhas simuladas.	81
3.15. Amostras de concreto com 5mm de espessura, apresentando diversos contornos de grão e rachaduras.....	81
3.16. Componente pirotécnico "carga oca" do Centro Técnico Aeroespacial - CTA: A) explosivo; B) chumbo.....	82
3.17. Componente pirotécnico "parafuso explosivo" do CTA: A) invólucro de aço; B) material explosivo; C) adesivo.....	83
3.18. a) Filtro de ar, apresentando microrrachaduras; b) cilindros de urânio metálico (diâmetro 28mm), apresentando bolhas internas.	84
3.19. Vane de turbina de aeronave, cedido pela Varig, apresentando pequenos entupimentos (pontos enegrecidos), nas veias de refrigeração.	85

Desenvolvimento e Aplicação da Técnica da Radiografia com Nêutrons por Conversão Direta e Indireta

Mário Olímpio de Menezes

RESUMO

A Radiografia com Nêutrons foi desenvolvida pelos métodos de conversão direto e indireto, utilizando telas conversoras de gadolínio e de disprósio, respectivamente. O sistema de detecção e registro da imagem foi constituído pela combinação destas telas com os filmes convencionais das radiografias com raios-X.

O equipamento radiográfico empregado foi inteiramente projetado na Supervisão de Física Nuclear do IPEN-CNEN/SP e está instalado no canal de irradiação radial 8 do Reator Nuclear de Pesquisas IEA-R1, o qual opera a uma potência de 2MW, fornecendo um fluxo de nêutrons de $3 \times 10^6 \text{n/cm}^2\text{s}$, na posição de irradiação das amostras.

O processamento dos filmes radiográficos foi feito de modo padrão, utilizando-se soluções fornecidas pela Kodak e em uma câmara escura, equipada com luzes de segurança, para o seu manuseio.

Para a caracterização do equipamento radiográfico, foram realizados os seguintes estudos: Curvas Características, Resolução e Sensibilidade para alguns materiais, dos quais foram estabelecidos os parâmetros para a obtenção de uma radiografia. Particularizando para o filme Kodak-AA, o melhor contraste ótico, para o método direto, foi alcançado para o intervalo de exposição entre $0 < E < 1 \times 10^9 \text{n/cm}^2$, e vale $G=2,61$, enquanto que para o indireto, correspondente a $0 < E < 3,6 \times 10^9 \text{n/cm}^2$, $G=1,24$. A melhor resolução ($\sim 70 \mu\text{m}$) foi obtida para o método direto para exposições entre $9 \times 10^7 < E < 1,8 \times 10^8 \text{n/cm}^2$, enquanto que para o indireto ($\sim 400 \mu\text{m}$), no intervalo $1,3 \times 10^8 < E < 3,6 \times 10^8 \text{n/cm}^2$, respectivamente.

A espessura mínima discernível determinada para alguns materiais está em torno de 0,3mm. A influência dos nêutrons espalhados na sensibilidade da técnica foi avaliada por meio de um fator numérico f e, determinou-se que, para os materiais estudados (ferro, cobre, chumbo, lucite), uma fração entre 30 e 50% destes nêutrons participa na formação da imagem.

Os resultados obtidos foram comparados com os da literatura e o comportamento de alguns deles, avaliados de acordo com teorias referentes à formação da imagem em filmes radiográficos.

Development and application of the Neutron Radiography Technique by direct and indirect conversion methods.

Mário Olímpio de Menezes

ABSTRACT

The Neutron Radiography (NR) technique was developed by Direct and Indirect conversion methods, using gadolinium and dysprosium screens, respectively. The image detection system is composed by such screens along with the conventional X-ray films.

The NR facility was designed in the Nuclear Physics Division of the IPEN-CNEN/SP and is installed at the radial beam-hole tube #8 of the IEA-R1 Nuclear Research Reactor which operates at 2MW providing a neutron flux of $3 \times 10^6 \text{ n/cm}^2\text{s}$ at the sample position. The film processing was performed at a dark room using standard chemical solutions from Kodak.

In order to characterize the NR facility, the following studies were carried out: Characteristics Curves, Resolution and Sensitivity for some materials. For the Kodak-AA film, the best contrast values $G=2,61$ and $G=1,24$, were obtained for the exposure intervals $0 < E < 1 \times 10^9 \text{ n/cm}^2$ and $0 < E < 3,6 \times 10^9 \text{ n/cm}^2$, for the Direct and Indirect conversion methods, respectively. The best resolution values were $U_T \sim 70 \mu\text{m}$, for the Direct method and $U_T \sim 400 \mu\text{m}$, for the Indirect, and correspond to exposure intervals $9 \times 10^7 < E < 1,8 \times 10^8 \text{ n/cm}^2$ and $1,3 \times 10^8 < E < 3,6 \times 10^8 \text{ n/cm}^2$, respectively.

The minimum discernible thickness, also for the Kodak-AA film for some materials, was achieved and its value is about 0,3mm. The contribution of the scattered neutrons in the image formation process was evaluated by means of a numerical factor f and was determined that for the materials: iron, cooper, lead and lucite, it remains between 0,3 and 0,5 of them.

All the obtained results were compared with those found in the literature and the behavior of some of them evaluated accordingly to theories of image formation process in radiographic films.

INTRODUÇÃO

Desde a década de 60 a Radiografia com Nêutrons passou a fazer parte do conjunto de técnicas empregadas na análise não destrutiva de materiais.

Os processos de interação do nêutron com a matéria atribuem a esta técnica características peculiares, permitindo o seu emprego em diversas aplicações, dentre as quais destacam-se inspeções em:

- fontes radioativas; elementos combustíveis de reatores nucleares; determinação do conteúdo do isótopo Urânio-235[1];
- estruturas de aeronaves, para a determinação de corrosão; pás de turbinas; substâncias hidrogenadas, como adesivos, lubrificantes, explosivos, plásticos, mesmo quando envoltos por espessas camadas de alguns metais, como alumínio, ferro, chumbo[2,3,4,5,6];
- soldas, capacitores cerâmicos, dispositivos eletrônicos[7,8].

Nos vinte anos que se seguiram, as fontes de nêutrons mais empregadas para esta finalidade foram os reatores nucleares, por fornecerem, perante as demais, os fluxos de nêutrons mais intensos e, portanto, propiciarem a obtenção dos resultados de melhor qualidade. A principal desvantagem de sua aplicação reside na falta de mobilidade, o que restringe as inspeções ao local de instalação do reator.

Entretanto com a implantação, a partir de 1985, de sistemas eletrônicos para a digitalização e o processamento de imagens, foi possível melhorar significativamente a qualidade das imagens analógicas até então obtidas, bem como desenvolver e tornar operacionais equipamentos radiográficos transportáveis que empregam fontes de nêutrons de menor porte, como aceleradores (cíclotrons; van

de Graaff) e o califórnio-252. Como consequência, é possível hoje a obtenção de radiografias *in loco* e em tempo-real em duas ou três dimensões[9,10,11].

As pesquisas mais recentes nesta área voltam-se ao desenvolvimento de sistemas eletrônicos cada vez mais sensíveis para a captação de imagens analógicas registradas em telas fluorescentes e, de programas de computador para a sua análise.

Existem hoje, espalhados pelo mundo, diversos centros privados e governamentais que prestam serviços nesta área e, nos Estados Unidos da América-E.U.A., são fornecidas mais de 20000 radiografias anuais a um preço entre 30 e 80 dólares, a diversos setores científicos e industriais, destacando-se o aeroespacial e o militar[12].

A técnica da radiografia com nêutrons é muito similar às convencionais. A radiografia é obtida posicionando-se a amostra a ser estudada em um feixe homogêneo de radiação, o qual é modulado em intensidade de acordo com o seu coeficiente de atenuação, ou seja, sua secção de choque para espalhamento e absorção. A detecção e o registro deste feixe modulado é feito mediante o emprego de uma tela conversora, que por meio de reações nucleares transforma a radiação neutrônica em outra ionizante, capaz de sensibilizar um filme, que pode ser um dos utilizados em radiografia com raios-X, ou então detectores de traços nucleares de estado sólido SSNTD.

Esta técnica começou a ser desenvolvida na Supervisão de Física Nuclear do IPEN-CNEN/SP no final de 1986. Até meados de 1988, o grupo de trabalho realizou diversos testes de sua viabilidade mediante o emprego de feixes de nêutrons extraídos de dois arranjos experimentais instalados nos canais de irradiação 3 e 10 do Reator Nuclear de Pesquisas IEA-R1: espectrômetros filtro-de-berílio-tempo-de-vôo e três eixos, respectivamente. Foram empregados os filmes acima citados e telas conversoras de gadolínio, disprósio e boro natural. [13,14]

Os resultados obtidos demonstraram que o presente reator possui características apropriadas ao estudo da técnica da radiografia com nêutrons. Este fato, aliado à crescente necessidade de assistir às comunidades científicas e industriais do país em termos de análise não destrutiva de materiais, motivou o grupo a trabalhar no desenvolvimento desta técnica, que foi realizado mediante duas dissertações de mestrado: a primeira referente ao emprego de SSNTD, concluído em 1992 e a segunda, ora descrita.

Este trabalho objetivou desenvolver a técnica da radiografia com nêutrons empregando sistemas de detecção e registro da imagem compostos por filmes convencionais de raios-X e por telas conversoras de gadolínio e de disprósio.

O trabalho foi dividido em quatro capítulos, cuja abrangência é suscintamente apresentada a seguir:

No capítulo 1 é feita uma abordagem dos aspectos teóricos mais importantes a respeito da interação entre os nêutrons e a matéria, essenciais para a compreensão da técnica da radiografia com nêutrons, suas aplicações e limitações. São também apresentados os componentes fundamentais deste tipo de equipamento radiográfico, um breve histórico dos trabalhos pioneiros desta área bem como uma descrição detalhada das fontes de nêutrons mais comumente empregadas e dos sistemas utilizados para a colimação dos feixes extraídos.

Ainda neste capítulo é feita uma descrição dos métodos Direto e Indireto para a detecção e o registro da imagem, onde são mencionados os tipos de conversores e filmes que vêm sendo utilizados e o processo de formação de uma imagem em um filme convencional empregado na radiografia com raios-X. Finalmente são abordados os fatores que regem a qualidade de uma radiografia e o modo de estudá-los.

No capítulo 2 descreve-se inicialmente os ensaios preliminares realizados, para os testes de viabilidade da técnica. Em seguida, é feita uma descrição minuciosa do equipamento radiográfico que foi instalado no canal de irradiação 8 deste mesmo Reator, cujo projeto, construção e desenvolvimento fizeram parte do presente trabalho. São ainda apresentados os sistemas de detecção e registro da imagem bem como os equipamentos para leituras de transmissão de luz que foram utilizados para o desenvolvimento da técnica.

No capítulo 3 são abordadas as etapas e os procedimentos experimentais empregados para a obtenção das curvas características, da sensibilidade e da resolução do referido equipamento radiográfico, com a finalidade de se determinar as suas limitações e os parâmetros para a obtenção de radiografias. São também dadas interpretações teóricas do comportamento da curva característica para o sistema de detecção e registro da imagem, composto pela tela conversora de gadolínio e pelo filme Kodak AA, do valor da sua resolução intrínseca e das curvas de sensibilidade, onde introduziu-se nas expressões de densidade ótica, o fator de contribuição dos nêutrons espalhados na formação da imagem radiográfica, somente referenciado recentemente na literatura. No final deste capítulo são apresentadas diversas aplicações típicas da técnica, onde se pode constatar, por

exemplo, o seu aspecto complementar, em relação às convencionais que empregam raios-X e raios γ , na inspeção de materiais hidrogenados, mesmo quando encapsulados por alguns metais.

Finalmente, no capítulo 4, são apresentadas as principais características do equipamento radiográfico e contribuições da presente dissertação, e são dadas sugestões para trabalhos futuros nesta área, visando desenvolver um equipamento eletrônico para a digitalização e o processamento de imagens, com a finalidade de aprimorar a qualidade dos resultados e propiciar a implantação de um equipamento transportável de radiografia com nêutrons em tempo-real.

No estágio atual, a técnica está implantada no IPEN-CNEN/SP para fornecer resultados a um nível de análise semi-quantitativo, e tem sido utilizada na inspeção de: diversos tipos de componentes pirotécnicos do Centro Técnico Aeroespacial-CTA; elemento combustível irradiado do Reator Nuclear IEA-R1; cilindros de urânio metálico; corrosão em peças de alumínio, etc.

CAPÍTULO 1

FUNDAMENTOS DA TÉCNICA DA RADIOGRAFIA COM NÊUTRONS

1.1. Nêutrons e Matéria

1.1.1. Propriedades do nêutron[15,16]

A descoberta do nêutron por Chadwick em 1932, foi a culminação de investigações que estavam sendo realizadas em vários laboratórios Europeus, que estudavam uma radiação peculiarmente penetrante gerada pelo impacto de partículas α do polônio no berílio. Os principais pesquisadores, juntamente com Chadwick, foram Bothe e Becker na Alemanha e os Joliot-Curies em Paris.

O nêutron é uma partícula de massa levemente superior à do próton, isto é, $1,008665012(37)$ u.m.a. Este valor aceito hoje, é pouco menor que o estimado por Chadwick, quando anunciou sua descoberta.

Desde as primeiras menções na literatura, o nêutron é tido como uma partícula eletricamente neutra. O espalhamento de nêutrons por elétrons em átomos de xenônio é esfericamente simétrico e, dentro dos limites de erros experimentais, se o

nêutron possuir carga elétrica líquida, esta deverá ser menor que $1,5 \times 10^{-20}e$ ($e \equiv$ carga do elétron).

O nêutron possui spin $s = \frac{1}{2}$, momento de dipolo magnético $\mu = -1,913\mu_N$ ($\mu_N \equiv$ magneton nuclear) e obedece a estatística de Fermi-Dirac. A meia-vida do nêutron livre é de 12,8 minutos, e decai pela emissão de um próton, um elétron e um anti-neutrino.

1.1.2. Interação nêutron-núcleo[17,18]

A interação nêutron-núcleo pode ocorrer basicamente por dois processos: nuclear e magnético, sendo que o primeiro, por sua importância referente à Radiografia com Nêutrons, será abordado neste trabalho.

Neste processo, o nêutron pode ser absorvido ou espalhado pelo núcleo-alvo e a probabilidade de ocorrer a interação nuclear é representada pela secção de choque total microscópica, σ_T , sendo:

$$\sigma_T = \sigma_{abs} + \sigma_{esp} \quad (1.1)$$

onde σ_{abs} , σ_{esp} são as secções de choque microscópicas de absorção e espalhamento, respectivamente. A secção de choque microscópica pode ser entendida, classicamente, como uma área efetiva apresentada para a interação e é, usualmente, expressa na unidade *barn*, sendo $1 \text{ barn} \equiv 10^{-24} \text{cm}^2$.

A tabela 1.1 [19] apresenta alguns exemplos destas interações nêutron-núcleo.

Tabela 1.1. Processos de Interação Nuclear do Nêutron

$\sigma_T =$	σ_{abs}	σ_{esp}
	(n, γ)	Elástico(n,n)
	(n,p)	Inelástico(n,n')
	(n, α)	
	(n,d)	
	(n,2n)	
	(n,fissão)	

Nos processos de absorção nuclear, o núcleo composto excitado retém o nêutron incidente e decai para um estado mais estável emitindo um fóton ou uma

das outras partículas listadas na tabela. A emissão de partículas carregadas ocorre principalmente para nêutrons de alta energia (\sim MeV) e para núcleos alvo com número atômico pequeno. Para nêutrons de menor energia (\sim eV), a interação mais comum é a (n,γ) , normalmente denominada "captura radioativa".

Quando um nêutron é emitido como resultado da interação, tem-se o processo de espalhamento nuclear. Este nêutron resultante pode ser oriundo do núcleo composto excitado (espalhamento ressonante) ou de um ricocheteamento na superfície do núcleo-alvo (espalhamento potencial). Caso a energia cinética total do sistema nêutron-núcleo permaneça constante, a interação é chamada *espalhamento elástico*. Em caso contrário, *espalhamento inelástico*, e parte da energia cinética é convertida em energia de excitação nuclear. O primeiro tipo de espalhamento, com núcleos leves, é o principal processo pelo qual nêutrons rápidos são moderados em reatores nucleares.

Como resultado da peculiaridade de suas interações, os nêutrons podem ser classificados de acordo com sua energia cinética. A tabela 1.2 [20] mostra uma classificação utilizada usualmente.

Tabela 1.2. Classificação dos nêutrons de acordo com sua energia

Classe	Faixa de Energia
Nêutrons Lentos	$0 < \epsilon < 10^3$ (eV)
Nêutrons frios	$\epsilon < 0.01$ (eV)
Nêutrons Térmicos	$0.01 < \epsilon < 0.5$ (eV)
Nêutrons Epitérmicos	$0.5 < \epsilon < 10^4$ (eV)
Nêutrons de Ressonância	$1.0 < \epsilon < 100$ (eV)
Nêutrons Rápidos	10^3 (eV) $< \epsilon < 20$ MeV
Nêutrons Ultra-Rápidos	$\epsilon > 20$ MeV

Na descrição do processo de interação nuclear, o nêutron é representado por uma onda plana, expandida adequadamente em harmônicos esféricos; o núcleo-alvo é fixo na origem do sistema de coordenadas e o potencial \bar{V} de interação é dependente exclusivamente da distância \bar{r} . A cada onda incidente corresponde um valor de momento angular orbital l do nêutron em relação ao núcleo. A onda emergente poderá sofrer modificação na fase e/ou na amplitude.

Quando o comprimento de onda do nêutron incidente for muito maior que o alcance do potencial ($\lambda \gg r$), apenas as ondas S (momento angular orbital $l=0$)

interagirão com o núcleo-alvo. Esta condição é satisfeita para nêutrons com energias $\sim \text{meV}$, para os quais $\lambda \sim 10^{-9} \text{cm}$ e $r \sim 10^{-13} \text{cm}$.

A partir das considerações acima, associadas à teoria de formação e decaimento do núcleo composto, a secção de choque para a ocorrência de uma interação do tipo (n,a) em um nível de ressonância deste núcleo pode ser deduzida e, esta expressão, conhecida como fórmula de Breit-Wigner, é dada por:

$$\sigma(n, a) = \frac{\lambda^2}{4\pi} g \frac{\Gamma_n \Gamma_a}{(\varepsilon - \varepsilon_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (1.2)$$

onde:

- λ comprimento de onda de De Broglie do nêutron incidente;
- $\Gamma_{n,a}$ constante característica do nível de ressonância do núcleo composto (largura de nível);
- Γ largura de nível total do pico de ressonância;
- ε_0 energia de ressonância do nível considerado do núcleo composto;
- ε energia cinética do nêutron, e
- g fator de peso estatístico para os spins do núcleo-alvo e do nêutron.

Para baixas energias ($\sim \text{meV}$), onde $\varepsilon < \varepsilon_0$, região de interesse do presente trabalho, esta expressão prevê um comportamento constante, com valor próximo a zero, para a secção de choque de espalhamento ressonante, e um comportamento do tipo $1/v$ para a de absorção. Assim, o espalhamento predominante é de origem potencial e a secção de choque total para nêutrons com velocidade v pode ser expressa por

$$\sigma_T(v) = a + \frac{b}{v} \quad (1.3)$$

onde a e b são constantes características de cada núcleo-alvo.

A secção de choque de espalhamento, σ_{esp} , pode ser influenciada pelas ligações químicas dos núcleos-alvos nos compostos. Esta influência é significativa para nêutrons com energias cinéticas da mesma ordem de grandeza das energias dessas ligações ($\sim 0,1 \text{eV}$) e tende a desaparecer com o seu aumento. No primeiro caso o nêutron interage com o núcleo-alvo ligado ao composto, enquanto que no segundo, tudo se passa como se este estivesse livre. Como σ_{esp} é proporcional ao quadrado da massa reduzida do sistema nêutron-alvo, é válida a seguinte

expressão: $\sigma_{lig} = \sigma_{esp} \left(\frac{A+1}{A} \right)^2$, sendo A a massa atômica do núcleo-alvo. Como exemplo, para o núcleo de hidrogênio $A=1$ e, portanto, nesse caso:

$$\frac{\sigma_{ligado}}{\sigma_{livre}} = 4.$$

A secção de choque para o núcleo de hidrogênio livre é de aproximadamente 20barn e de 80barn se ele estiver ligado, o que o caracteriza como um dos maiores espalhadores de nêutrons de baixa energia[17].

1.1.3. Transmissão de nêutrons pela matéria[17].

Do ponto de vista macroscópico, pode-se estudar a interação do nêutron com a matéria através da atenuação que um feixe colimado sofre ao atravessar um material de espessura x , e com um coeficiente de atenuação $\Sigma_T(v)$, que representa a probabilidade de haver qualquer interação por unidade de caminho percorrido para nêutrons com velocidade v . Este coeficiente, denominado "*secção de choque total macroscópica*", é dado por:

$$\Sigma_T(v) = N \cdot \sigma_T(v) \quad (1.4)$$

onde:

N densidade atômica do material (cm^{-3});

$\sigma_T(v)$ secção de choque microscópica total (cm^2) para nêutrons com velocidade v .

A fração relativa $d\Phi/\Phi$ de nêutrons removidos do feixe por qualquer interação, em um elemento de caminho percorrido dx no material é:

$$\frac{d\Phi}{\Phi} = -\Sigma_T(v) dx \quad (1.5)$$

e deste modo, o fluxo transmitido Φ pode ser dado por:

$$\Phi = \Phi_0 \cdot e^{-\Sigma_T(v) \cdot x} \quad (1.6)$$

com

$$T = \frac{\Phi}{\Phi_0} = e^{-\Sigma_T(v) \cdot x} \quad (1.6a)$$

sendo Φ_0 o fluxo de nêutrons incidente no material, e T a transmissão.

O caminho livre médio, κ , que os nêutrons percorrerão antes de sofrerem qualquer interação no material considerado, é dado por:

$$\kappa = \frac{\int_0^x x \cdot e^{-\Sigma_T(v) \cdot x} dx}{\int_0^x e^{-\Sigma_T(v) \cdot x} dx} = \frac{1}{\Sigma_T(v)} \quad (1.7)$$

Se o feixe incidente possuir uma distribuição de velocidades $n(v)$, a secção de choque macroscópica efetiva $\bar{\Sigma}_T$ para esta distribuição será dada por:

$$\bar{\Sigma}_T = N \cdot \bar{\sigma}_T \quad (1.8)$$

sendo

$$\bar{\sigma}_T = \frac{\int n(v) \cdot v \cdot \sigma_T(v) \cdot dv}{\int n(v) \cdot v \cdot dv} \quad (1.9)$$

É importante salientar que, para materiais tipicamente espalhadores, duas condições importantes devem ser observadas para que a expressão (1.6a) seja válida:

1. A transmissão T de nêutrons pelo material em estudo deve estar compreendida entre $1/e^2 < T < 1/e$, satisfazendo a condição de que, em média, somente uma interação ocorra entre o nêutron e o alvo, minimizando o efeito do espalhamento múltiplo.
2. O equipamento radiográfico deve ser munido de colimadores com pequena divergência angular, de modo a evitar a detecção de nêutrons espalhados em pequenos ângulos.

Contudo, em radiografia com nêutrons, nem sempre estas condições podem ser satisfeitas. A primeira pelo fato de que na prática, não é possível selecionar o material a ser radiografado e a segunda, devido a necessidade de obter radiografias com boa resolução, o material em estudo deve ser colocado o mais próximo possível do sistema de detecção da imagem para evitar a penumbra de distorção, descrita no item 1.2.4.

1.2. A Técnica da Radiografia com Nêutrons

1.2.1. Histórico[21,22,23,24]

De modo similar aos raios-X, cuja aplicação em radiografia seguiu imediatamente a sua descoberta, as primeiras radiografias com nêutrons foram também realizadas ainda no início da década de 1.930 na Alemanha por Kallmann e Kuhn[25]. Estes pesquisadores utilizaram um pequeno acelerador para a produção dos nêutrons e o seu trabalho, publicado em 1948, foi seguido por Peter, também na Alemanha[26], que, utilizando um acelerador mais potente, obteve um feixe de nêutrons mais intenso e pôde apresentar radiografias de melhor qualidade.

A técnica pareceu estar dormente por quase uma década, após o trabalho de Peter, até que, em 1956, Thewlis e Derbyshire[27], em Harwell, Grã-Bretanha, fixaram um marco decisivo na área da radiografia com nêutrons, apresentando radiografias de qualidade obtidas por meio de um reator nuclear e demonstrando as possíveis aplicações desta nova técnica de ensaio não destrutivo, complementar às convencionais que empregam raios-X e raios- γ . Esta complementaridade deve-se principalmente aos valores singulares dos coeficientes de atenuação dos materiais para nêutrons, os quais, devido ao processo de interação nêutron-núcleo, não podem ser representados de forma racional, como no caso de raios-X, por uma função monotônica em relação ao número atômico. A figura 1.1[12] mostra um gráfico comparativo destes valores, no qual observa-se que, para nêutrons térmicos, alguns elementos leves exibem uma atenuação elevada quando comparada com os raios-X de energia 125kV, enquanto que para a maioria dos elementos pesados ocorre o inverso. Estas grandes diferenças nas características de atenuação, também verificadas para alguns elementos de números atômicos vizinhos, bem como para isótopos, constituem-se num dos maiores atrativos para o uso industrial da radiografia com nêutrons.

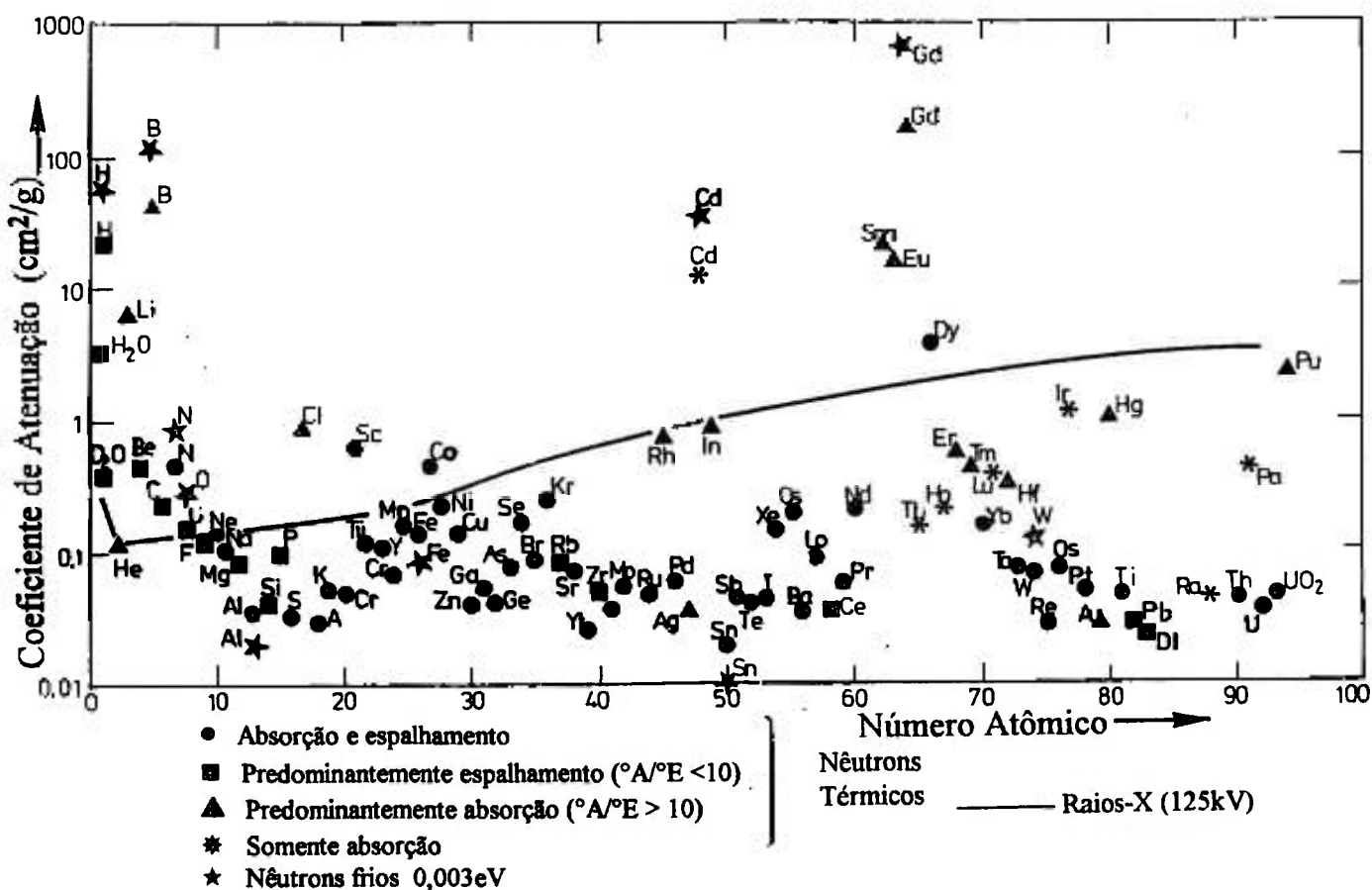


Figura 1.1. Coeficientes de atenuação para nêutrons e raios-X em função do número atômico

1.2.2. Descrição da Técnica

O procedimento para a obtenção de uma radiografia com nêutrons é similar ao das técnicas de radiografia com raios-X e raios- γ . Basicamente, o objeto a ser radiografado é colocado em um feixe colimado e homogêneo de nêutrons, à frente de um sistema detector de imagem, que registrará o padrão do feixe transmitido.

As partes primárias de um equipamento radiográfico são:

1. Fontes de Nêutrons;
2. Colimador de nêutrons;
3. Sistema de detecção e registro da imagem

e as características típicas deste equipamento são[28]:

- i. Fluxo (Φ) de nêutrons na amostra entre 10^4 e 10^8 n/cm²s: permite a obtenção de radiografias em tempos de irradiação, t_i , variando entre 0,1 e 10^5 s;
- ii. Energia cinética (ϵ) na faixa - meV $< \epsilon < \text{MeV}$: controla o poder de penetração e de discernimento dos nêutrons nos materiais;
- iii. Razão de colimação (L/D) (L≡comprimento do colimador e D≡diâmetro de sua abertura frontal), entre $10 \leq L/D \leq 500$: um dos fatores que limita a resolução obtida na imagem;
- iv. Razão entre o fluxo de nêutrons (n/cm²s) e a dose de radiação γ (mrem/s) na amostra: $(n/\gamma) > 10^5$ n/cm².mrem para evitar uma gamagrafia sobreposta à neutrongrafia, e
- v. Variação máxima do sinal no sistema de registro da imagem ~5% em toda a região do feixe de nêutrons.

1.2.3. Fontes de Nêutrons[28,29]

Os nêutrons podem ser oriundos de três fontes básicas: aceleradores, radioisótopos ou reatores nucleares. Em cada caso, eles são removidos do núcleo de um átomo por qualquer processo de transmutação nuclear e emergem com um espectro de energias características entre 1 e 14MeV. A faixa de energia de maior interesse para a neutrongrafia está compreendida entre $0 \leq \epsilon \leq \sim 1\text{eV}$, pois é neste intervalo que os sistemas de detecção da imagem se mostram mais eficientes, ou seja, apresentam valores mais elevados de secções de choque para absorção de nêutrons. Desta forma é necessário fazer primeiramente com que estes nêutrons percam energia cinética, moderando-os em um meio incorporado à própria fonte e, neste processo, há uma redução de aproximadamente 10^3 na intensidade do feixe inicial.

Aceleradores

Existem muitas reações nucleares que podem ser utilizadas em aceleradores para a produção de nêutrons. Os métodos mais utilizados envolvem reações com íons positivos, nas quais prótons (p) ou dêuterons (d) bombardeiam vários alvos. Reações típicas são: ${}^9\text{Be}(d,n){}^{10}\text{B}$, ${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$, ${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$ e ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$. A segunda destas reações, d-T, o bombardeamento de trítio por dêuterons, teve sua utilização aumentada por fatores econômicos favoráveis. Ela produz uma intensidade

relativamente elevada de nêutrons para voltagens de aceleração da ordem de 150 a 400kV, enquanto que as outras requerem voltagens na faixa de MV para uma produção similar.

Do ponto de vista da radiografia com nêutrons, uma desvantagem da reação d-T é a energia relativamente elevada (~14MeV) dos nêutrons produzidos, para a qual o fator de termalização, definido como a razão entre o número de nêutrons rápidos por segundo (em 4π sr) e o pico de máximo fluxo do espectro de energia de nêutrons térmicos, é de 650 para a água.

A reação ${}^9\text{Be}(d,n){}^{10}\text{B}$ é também freqüentemente empregada para essa finalidade. A sua eficiência na produção de nêutrons somente ultrapassa à da reação d-T para energias do dêuteron superiores a 1MeV, sendo 10 vezes maior para 2MeV. Nessas condições, o espectro de energias dos nêutrons emitidos apresenta uma energia máxima de ~5MeV, para o qual o fator de termalização é de 300, o que resulta um fluxo de nêutrons térmicos maior do que no caso anterior.

A possibilidade de se empregar uma reação do tipo (γ,n) ou (X,n) para a produção de nêutrons deve ser também considerada, já que pode ser conseguida pelo bombardeamento de alvos adequados por raios-X ou raios- γ de altas energias. Assim um equipamento que acelere elétrons pode ser utilizado como fonte de nêutrons.

Para a maioria dos materiais, o limiar de energia para que se tenha a emissão de nêutrons, é maior que 8MeV. Contudo, dois materiais, berílio e deutério, produzem nêutrons quando são bombardeados com raios-X ou γ de energia a partir de 1,66MeV e 2,20MeV, respectivamente. Um ponto a se considerar em tal fonte, é a intensidade, extremamente alta, destas radiações a contaminar o feixe de nêutrons, o que impõe dificuldades para a utilização de sistemas de detecção da imagem que também sejam sensíveis a radiações eletromagnéticas.

Radioisótopos

As fontes de nêutrons classificadas como radioisotópicas, baseiam-se em reações nucleares similares às citadas para os aceleradores, onde um material alvo adequado é bombardeado por alguma radiação (partícula carregada ou raios- γ), e por uma reação de transmutação nuclear tem-se a emissão de nêutrons. Esta radiação é oriunda de um radioisótopo (material radioativo natural ou produzido artificialmente em aceleradores ou reatores nucleares) e, a sua energia, relativamente pequena, limita a poucos os alvos que poderão ser utilizados.

Dentre as reações nucleares importantes nestas fontes, estão as do tipo (α,n) e (γ,n) , sendo que neste último grupo, devido à disponibilidade de energia da radiação γ emitida pelos radioisótopos (\sim MeV), os alvos ficam restritos ao berílio e deutério, com limiar energético adequado para a produção de fotonêutrons.

As fontes (γ,n) possuem uma elevada radiação eletromagnética de fundo (raios-X e γ), que além de contaminar o feixe extraído, provoca aumentos significativos nas blindagens radiológicas e, como no caso anterior (aceleradores), esta contaminação também imporá restrições ao sistema de detecção da imagem. Este problema de contaminação está presente também nas fontes (α,n) , com exceção daquelas que utilizam o polônio-210, que é um emissor α puro, e o amerício-241, cuja radiação γ (\sim algumas dezenas de keV), é facilmente blindada por pequenas espessuras de chumbo ou bismuto.

Diferentemente das fontes radioisotópicas mencionadas, o califórnio-252 produz nêutrons por um processo de fissão espontânea e, a limitação desta produção está mais em fatores econômicos do que em considerações técnicas. Além disso, a intensidade da radiação γ de fundo é baixa o suficiente para que não ofereça restrições ao sistema de detecção da imagem[20].

Em consequência, o califórnio-252 tem sido amplamente empregado na radiografia com nêutrons, e radiografias com qualidade útil e compatível com as necessidades práticas, têm sido registradas por vários pesquisadores. Este grande interesse no califórnio-252 deve-se ao fato de que sua utilização permite equipamentos radiográficos transportáveis.

A tabela 1.3 [12]apresenta características de algumas fontes radioisotópicas.

Tabela 1.3. Fontes Radioisotópicas utilizadas na Neutronografia

Fonte	Meia Vida	Reação	Produção de Nêutrons (n/s.g)	Energia Média dos Nêutrons(MeV)
$^{124}\text{Sb-Be}$	60 d	(γ,n)	$2,7 \times 10^9$	0,024
$^{210}\text{Po-Be}$	138 d	(α,n)	$1,28 \times 10^{10}$	4,3
$^{241}\text{Am-Be}$	433 a	(α,n)	1×10^7	~ 4
$^{226}\text{Ra-Be}$	1620 a	(α,n)	$1,3 \times 10^7$	~ 4
$^{227}\text{Ac-Be}$	21,8 a	(α,n)	$1,1 \times 10^9$	~ 4
$^{228}\text{Th-Be}$	1,91 a	(α,n)	$1,7 \times 10^{10}$	~ 4
^{252}Cf	2,65 a	fissão	$2,34 \times 10^{12}$	2,3

Reatores Nucleares

Entre as fontes de nêutrons mais utilizadas encontra-se o reator nuclear de fissão, que provê os feixes de nêutrons mais intensos e, conseqüentemente, as radiografias de mais alta qualidade. Um reator nuclear, em geral, pode prover feixes de 10 a 100 vezes mais intensos que os obtidos em aceleradores e radioisótopos. Suas principais desvantagens são a falta de mobilidade, alto investimento inicial e elevada contaminação de radiação γ no feixe de nêutrons. Como a maioria dos reatores utilizados para a neutrografia são também empregados para outras finalidades, e o equipamento radiográfico raramente utiliza mais que 20%[12] dos nêutrons disponíveis de um reator nuclear típico, o custo, por nêutron, é cerca de 20-25 vezes menor que num acelerador.

Em um reator nuclear de pesquisa típico, um material físsil, tal como urânio-235, é disposto em um volume denominado núcleo do reator. Este núcleo é inserido em um meio moderador, e ambos são contidos por uma blindagem biológica de concreto, com espessura de 2 a 3m. A fissão é produzida por um nêutron de energia térmica ao atingir o núcleo do átomo de urânio-235 e esta reação, além dos fragmentos da fissão, provoca também a emissão de partículas carregadas, raios- γ e nêutrons. O processo é mantido pelos nêutrons que, após serem emitidos com energias em torno de 2MeV, são moderados através de colisões elásticas, atingindo equilíbrio térmico, com energias cinéticas médias da ordem de 0,03eV, correspondentes à temperatura de $\sim 30^{\circ}\text{C}$ do meio moderador, energias estas para as quais o processo de fissão é mais eficiente, já que $\sigma_{\text{abs}} \propto 1/v$.

Para regular o curso da reação nuclear, são inseridas barras de controle no núcleo do reator e, através de um sistema de refrigeração, baseado em circulação de água, remove-se o calor gerado no processo. Em regime de trabalho, um reator nuclear de pesquisa gera potências entre 0,25 e 50MW e fornece, nestas condições, fluxos de nêutrons térmicos e rápidos entre 10^{12} e $10^{15}\text{n/cm}^2\text{s}$ junto aos seus núcleos.

Para se ter acesso a estes nêutrons, são inseridos na blindagem biológica do reator, canais de irradiação, geralmente cilíndricos, com uma das extremidades posicionada junto ao núcleo e a outra do lado de fora da parede. Estes canais podem ser radiais ou tangenciais e a utilização dos mesmos dependerá do tipo de experimento visado.

1.2.4. Colimação do feixe de nêutrons

Colimador[12]

Os nêutrons se movem no meio moderador de maneira completamente aleatória e, como não têm carga elétrica líquida, não podem ser focalizados como os elétrons.

Para se extrair um feixe, instala-se, no interior dos canais de irradiação, tubos colimadores, que conduzirão os nêutrons até a posição de irradiação das amostras. Nesta etapa, o feixe sofre uma redução em intensidade, que varia tipicamente entre 10^3 e 10^6 vezes.

As paredes dos tubos colimadores devem ser revestidas com materiais que possuam elevada secção de choque para absorção de nêutrons, de modo a definir a forma do feixe e caracterizar sua divergência angular. Além disso, a radiação secundária produzida pela absorção do nêutron deve ter baixa probabilidade de ser detectada pelo sistema de detecção e registro da imagem.

A divergência angular do feixe emergente será definida pela razão comprimento-diâmetro (L/D) do tubo colimador e, para se assegurar feixes com pequena divergência, este deverá possuir valores elevados de L/D .

São empregados, comumente, três tipos de colimadores: multitubos, multiplacas e cônico divergente.

Utilizando-se os dois primeiros, consegue-se feixes de nêutrons praticamente paralelos, pois são empregados conjuntos de tubos de pequeno diâmetro ou placas equidistantes. Nestes colimadores, a razão L/D , definida para um dos tubos individuais ou pela distância entre duas placas, pode ter valores elevados mas, em geral, provocam uma perda considerável na intensidade do feixe e podem produzir uma figura com círculos ou linhas na imagem radiográfica.

O colimador cônico divergente é uma solução para estes inconvenientes. A partir da abertura de entrada D , o seu diâmetro interno diverge uniformemente ao longo de sua extensão L .

A divergência angular do feixe de nêutrons provocará uma distorção (penumbra) na imagem registrada, a qual é comumente denominada de "resolução geométrica", U_G , dada por:

$$U_G = \frac{D}{L} x \quad (1.10)$$

onde:

x distância do objeto ao detector da imagem.

Na figura 1.2 são mostrados os tipos de colimadores citados bem como o efeito da divergência angular.

O fluxo Φ de nêutrons na saída do tubo colimador pode ser dado por:

$$\Phi = \frac{1}{16} \cdot (D/L)^2 \cdot (\Phi_i + \frac{1}{\Sigma} \cdot \frac{\partial \Phi}{\partial Z}) \quad (1.11)$$

onde:

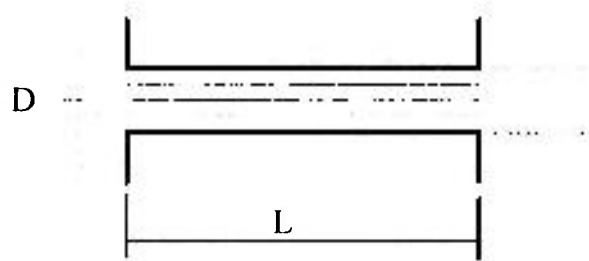
Φ_i fluxo de nêutrons na entrada do colimador ($n/cm^2 \cdot s$);

Σ secção de choque macroscópica do moderador (cm^{-1});

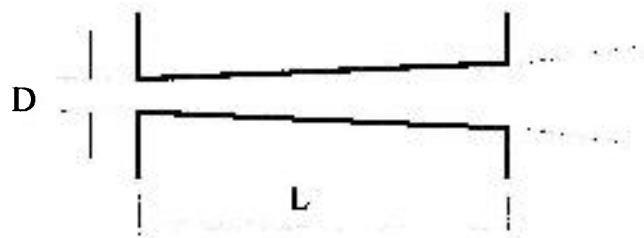
$\partial \Phi / \partial Z$ gradiente de fluxo na face interna do colimador.

Este gradiente normalmente é muito pequeno, e assim o fluxo de nêutrons na saída do colimador pode ser dado por:

$$\Phi = \frac{1}{16} (D/L)^2 \Phi_i \quad (1.12)$$



A- Colimador Multi-tubos/Multi-placas



B- Colimador Divergente



C- Resolução Geométrica

Figura 1.2. Tipos de colimadores empregados na Neutronografia

A figura 1.3[12] mostra uma comparação dos valores de L/D e de outras características radiográficas que podem ser obtidas em equipamentos compostos pelos tipos de fontes descritas.

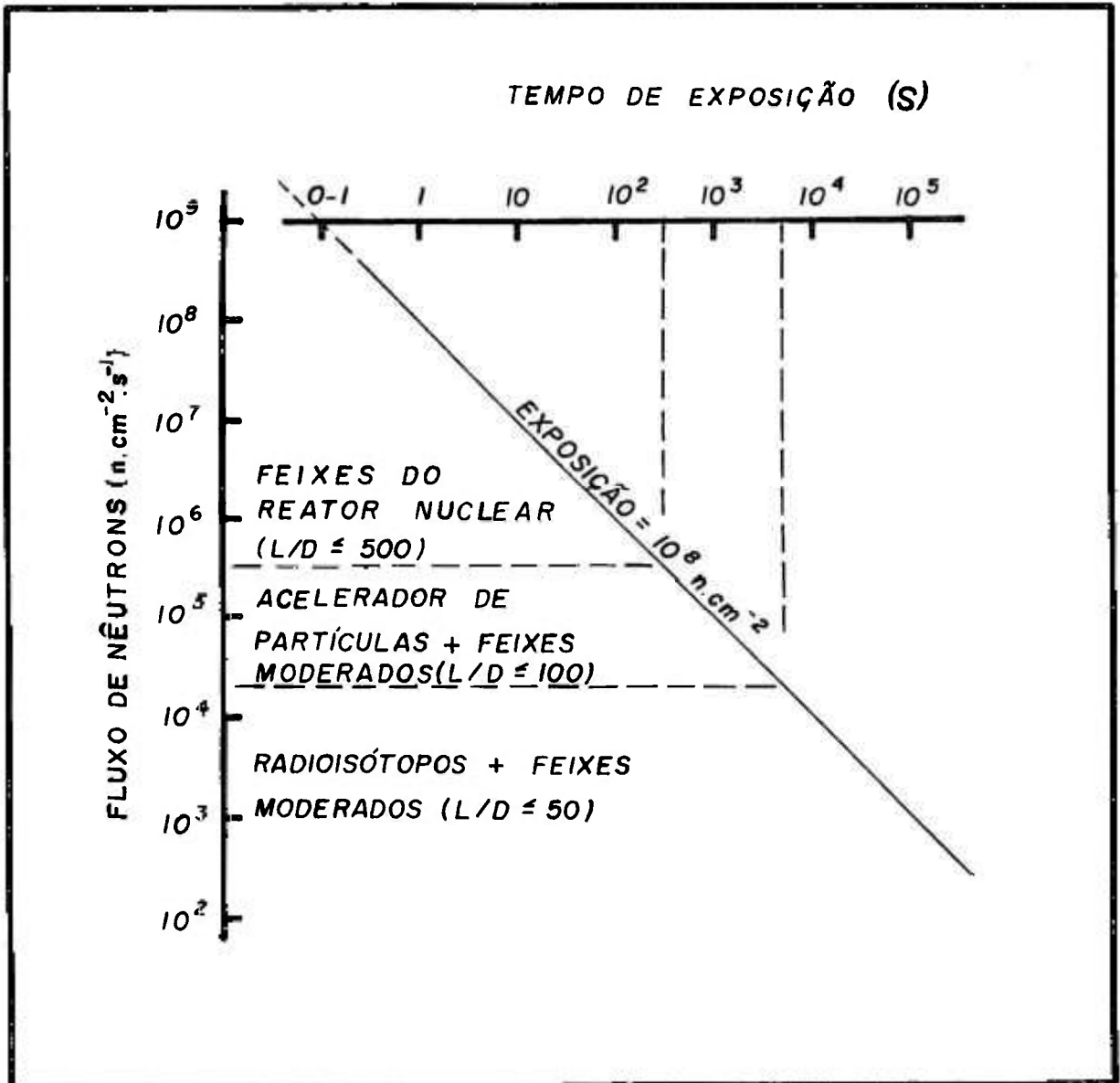


Figura 1.3. Características das fontes de nêutrons empregadas em radiografia

1.2.5. Sistema para a detecção da imagem neutrônica[30,28]

A detecção da imagem que o feixe de nêutrons transporta, quando atravessa uma amostra, não é feita diretamente, tal como nas radiografias com raios-X. Isto decorre do fato de os filmes normalmente utilizados serem sensíveis exclusivamente a radiações ionizantes e, sendo o nêutron eletricamente neutro, esta ionização direta

é nula. Somente os efeitos advindos de sua absorção no material do filme poderiam resultar em ionização secundária mas, em geral, as reações adequadas não ocorrem em intensidade suficiente para que o registro da imagem seja efetivo.

Assim, para a radiografia com nêutrons, é necessário utilizar-se uma tela intermediária que converta o nêutron em uma radiação ionizante (partículas β , α ou raios- γ), capaz de sensibilizar os filmes. Desta forma, o sistema de detecção da imagem é uma tela conversora e o tipo de radiação por ela emitida determinará, ou indicará, o sistema de registro desta imagem - filme, que deverá ser utilizado. Em geral, para partículas β , elétrons de conversão, luz visível ou raios- γ , são utilizados os mesmos empregados em radiografia com raios-X; já para partículas α , utilizam-se os detectores de traços nucleares de estado sólido - SSNTD.

A conversão do nêutron em radiação ionizante pode ocorrer de duas maneiras, que constituem dois métodos para a radiografia: Método Direto e Método Indireto.

Método Direto

Neste método, a radiação é emitida prontamente à absorção do nêutron pelo conversor, que é irradiado juntamente e em contato com o filme, no feixe de nêutrons, conforme mostra a figura 1.4.A..

Uma das telas metálicas mais utilizadas para esta finalidade é a de gadolínio, que possui elevada secção de choque microscópica para absorção de nêutrons térmicos ($\sigma_{abs}=46.000\text{barns}$)[12], cujos elétrons de conversão emitidos são os principais responsáveis pela formação da imagem [29]. Outros materiais comumente utilizados na confecção de telas metálicas são: cádmio, prata, samário, etc.

Quando se empregam telas cintiladoras, que contêm uma mistura de lítio-6 e sulfeto de zinco, tem-se a emissão de uma partícula α pelo lítio, seguida pela emissão de um fóton de luz pelo sulfeto de zinco, após absorver a partícula α . Com estas telas as radiografias podem ser obtidas em intervalos de tempo cerca de 30 a 100 vezes menores do que com telas metálicas.

Entretanto, o método direto torna-se inviável para aplicações em locais com elevada dose de radiação γ , pois os filmes radiográficos empregados são sensíveis a esta radiação, o que prejudicará a análise da imagem. Experimentalmente, determinou-se que esta influência é desprezível para valores da razão $n/\gamma > 10^5\text{n/cm}^2.\text{mrem}$. Este problema pode também ser contornado utilizando-se os detectores de traços nucleares de estado sólido-SSNTD, que são insensíveis a

radiações dos tipos β e γ , bem como à luz visível, associados a telas conversoras à base de ^{10}B e ou ^6Li .

Método Indireto

Este método é baseado na radioatividade induzida na tela conversora causada pela absorção do nêutron. O conversor registra a imagem imanente no feixe, modulado em intensidade pela amostra e, subsequente, esta imagem é transferida ao filme, colocando-os em contato em um ambiente protegido da luz (câmara escura), e permitindo o decaimento da atividade do conversor, que impressiona-lo-á. Este esquema é apresentado na figura 1.4.B.

O método indireto, assim, envolve duas exposições: uma da tela ao feixe de nêutrons e, outra do filme à tela conversora e em geral, uma radiografia pelo método indireto leva um maior tempo total para ser obtida do que pelo método direto.

Sua principal vantagem é a insensibilidade apresentada para outras radiações, permitindo o seu emprego em amostras ou feixes com alta intensidade de radiação β, γ, X , luz visível, etc.

As telas conversoras apropriadas para este método são aquelas cujo decaimento radioativo possua meia-vida que possibilite tempos de exposição e de transferência da imagem, preferivelmente curtos (~horas). Uma das mais empregadas é a de disprósio com uma secção de choque microscópica para absorção de nêutrons térmicos $\sigma_{\text{abs}}=950\text{barns}$, cuja radiação β emitida é a principal responsável pela formação da imagem, e com meia-vida de 2,3horas[12]. Outras telas - ouro e índio, também têm sido utilizadas.

A atividade S , induzida na tela conversora cresce exponencialmente segundo a expressão:

$$S = \Phi \cdot \sigma_{\text{abs}} \cdot N \cdot \left(1 - e^{-\lambda \cdot t_i}\right) \quad (1.13)$$

onde:

- Φ fluxo de nêutrons ($\text{n}/\text{cm}^2\text{s}$);
- σ_{abs} secção de choque microscópica de absorção do conversor (cm^2);
- N número de átomos no conversor que serão ativados;
- λ $0,69/\tau$;
- τ meia-vida (s);
- t_i tempo de irradiação (s).

Quando a tela conversora é colocada em contato com o filme imediatamente após a irradiação, a atividade transferida S_t será dada por:

$$S_t = S(1 - e^{-\lambda t_t}) \quad (1.14)$$

onde:

t_t tempo de transferência da imagem.

Da expressão (1.13) pode ser visto que há uma atividade de saturação, que dependerá do fluxo de nêutrons incidente e da secção de choque de absorção do conversor. A experiência[20] mostra que este método é inviável para fluxos menores que $10^4 \text{n/cm}^2\text{s}$, pois não haverá atividade suficiente na tela conversora para produzir uma imagem no sistema de detecção da imagem, em termos de radiografia. A figura 1.5 ilustra o comportamento da atividade induzida na tela conversora bem como da transferida ao filme.

Os tempos de irradiação e transferência podem ser variados de modo a ser conseguida a mesma fração de atividade que produzirá a imagem. Uma prática razoável, é fixar o tempo de transferência no mínimo em 3 meias-vidas do conversor, quando aproximadamente 87,5% da atividade já decaiu. Nesta situação, o tempo de irradiação é variado adequadamente para se conseguir diferentes atividades iniciais da tela conversora.

A tabela 1.4 [12] apresenta as características principais de alguns materiais conversores utilizados na neutrongrafia, para ambos os métodos.

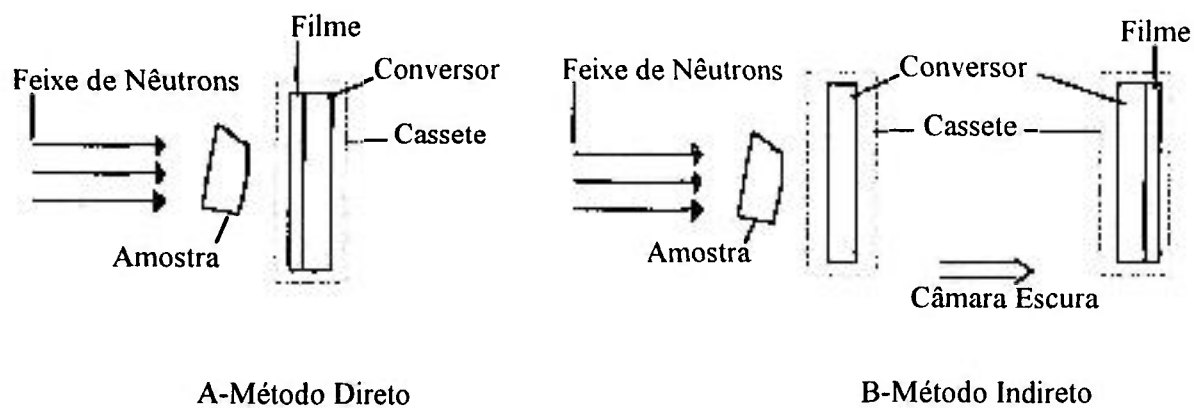


Figura 1.4.A, B. Diagrama representativo dos Métodos de conversão A) Direto e B) Indireto

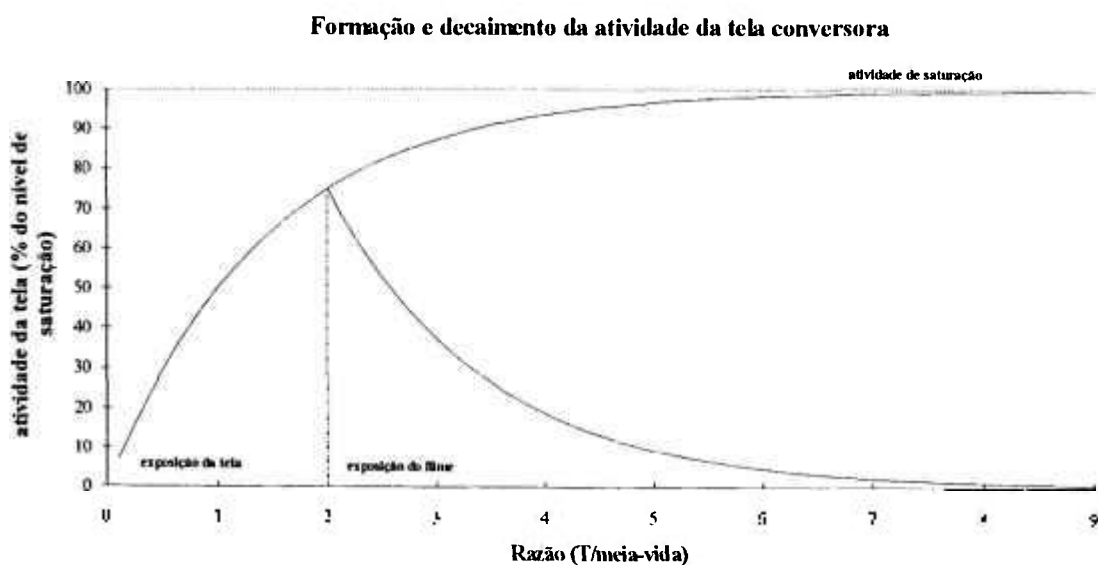


Figura 1.5. Formação e decaimento da atividade induzida na tela conversora

Tabela 1.4. Características de alguns materiais conversores

	Material	Abundância % do isótopo -	Modo de Produção	Secção de Choque barns	Meia Vida	Tipo de Emissão	Energia máxima MeV
D	Lítio	7,4	$\text{Li}^6_{(n,\alpha)}\text{H}^3$	935	estável	α	4,7
D	Boro	19,5	$\text{B}^{10}_{(n,\alpha)}\text{Li}^7$	3.837	estável	α	2,3
D	Ródio	100	$\text{Rh}^{103}_{(n,\gamma)}\text{Rh}^{104}$	144	43s	β	2,41
			$\text{Rh}^{103}_{(n,n')}\text{Rh}^{103\text{m}}$		57min	R-X	0,02
			$\text{Rh}^{103}_{(n,\gamma)}\text{Rh}^{104\text{m}}$	11	4,4min	β	0,5
D	Prata	51,4	$\text{Ag}^{107}_{(n,\gamma)}\text{Ag}^{108}$	44	2,4min	β	1,64
						β	0,43
			$\text{Ag}^{109}_{(n,\gamma)}\text{Ag}^{110}$	110	24,5s	β	2,87
			$\text{Ag}^{109}_{(n,\gamma)}\text{Ag}^{110\text{m}}$	3	254d	β	1.5
D	Cádmio	12,3	$\text{Cd}^{113}_{(n,\gamma)}\text{Cd}^{114}$	20.000	estável	γ	9
I	Índio	95,7	$\text{In}^{115}_{(n,\gamma)}\text{In}^{116}$	45	14s	β	3,3
							0,44
			$\text{In}^{115}_{(n,\gamma)}\text{In}^{116\text{m}}$	154	54min	β	1,0
							0,42
D	Samário	13,9	$\text{Sm}^{149}_{(n,\gamma)}\text{Sm}^{150}$	41.500	estável	γ	
		26,6	$\text{Sm}^{152}_{(n,\gamma)}\text{Sm}^{153}$	210	46,7h	β	0,8
D	Gadolínio	14,7	$\text{Gd}^{155}_{(n,\gamma)}\text{Gd}^{156}$	58.000	estável	e	0.14
		15,7	$\text{Gd}^{157}_{(n,\gamma)}\text{Gd}^{158}$	240.000	estável	e	0.13
I	Disprósio	28,1	$\text{Dy}^{164}_{(n,\gamma)}\text{Dy}^{165}$	800	2,3h	β	1,29
							0,095
			$\text{Dy}^{164}_{(n,\gamma)}\text{Dy}^{165\text{m}}$	2.000	1,26min	β	1,04
							1,108
I	Ouro	100	$\text{Au}^{197}_{(n,\gamma)}\text{Au}^{198}$	98,8	2,69d	β	0,962
							0,412

D = Método Direto

I = Método Indireto

1.2.6. Sistema para o registro da imagem - Filmes

Detectores de Traços Nucleares de Estado Sólido - SSNTD[31]

Quando uma partícula carregada incide em um material, ela perde sua energia basicamente por colisões com as moléculas deste meio, originando em alguns deles,

uma trilha permanente de danos com forma geométrica aproximadamente cilíndrica e de diâmetro entre 50 e 100Å, que são denominados traços latentes, observáveis em um microscópio eletrônico.

Os materiais que produzem traços latentes nestas condições são denominados de detectores de traços nucleares de estado sólido e podem ser de origem inorgânica (mica, quartzo, vidro) e orgânica (policarbonatos, nitratos celulósicos e carbonato diglicol alil).

Quando os traços latentes são atacados com reagentes químicos adequados (revelados), eles podem ter suas dimensões ampliadas ($\sim\mu\text{m}$), pois as regiões ao longo do traço onde ocorreram os danos são preferencialmente atacadas. Esta ampliação torna possível a observação dos traços em microscópios óticos comuns. O conjunto bidimensional dos traços ampliados é capaz de formar uma imagem, visível a olho nu.

Para que um traço latente seja ampliado é necessário que haja em seu interior uma densidade mínima de danos, cujo valor está relacionado diretamente à ionização específica da radiação que os provocou, estabelecendo-se assim, para cada radiação, um limiar energético para a formação de um traço revelável.

De modo geral, os detectores de traços nucleares de estado sólido têm alta sensibilidade para partículas α , prótons e fragmentos de fissão.

Filmes radiográficos[32]

Os filmes convencionalmente utilizados para a radiografia com nêutrons são aqueles da radiografia com raios-X, que consistem de uma emulsão, com espessura de até 0,0125mm[20], depositada em um ou ambos os lados de uma base plástica transparente e flexível, normalmente, acetato de celulose.

Os componentes básicos da emulsão são uma gelatina e cristais de brometo de prata, além de muitos outros materiais, inseridos pelos fabricantes para se obter diferentes características para os filmes. O propósito básico dos cristais de brometo de prata é fornecer partículas de prata metálica para constituírem a imagem visível. A gelatina, dentre outras, possui duas funções principais: 1º- ela é o veículo no qual os cristais de brometo de prata são distribuídos; e 2º - contém certas substâncias químicas (compostos de enxofre), que auxiliam o processo de sensibilização destes cristais.

Nesta sensibilização, que acontece quando o filme é exposto à radiação (raios-X, γ , luz visível, radiação β ou similares), ocorre uma mudança na estrutura física

dos cristais (imagem latente), a qual não pode ser detectada por métodos físicos ordinários. Contudo, quando este filme é atacado por um conjunto de soluções químicas adequadas, ocorrerão reações que tornarão possível uma imagem visível, que é uma combinação de pontos enegrecidos (atingidos pela radiação) e pontos transparentes (não atingidos).

O grau de enegrecimento é medido pela densidade ótica, D_{op} , definida pela expressão:

$$D_{op} = \log \frac{I_0}{I} \quad (1.15)$$

sendo:

I_0 intensidade de luz incidente no filme
 I intensidade de luz transmitida.

Imagem Latente - formação

A imagem latente é definida como uma mudança na estrutura física nos cristais de brometo de prata, capaz de iniciar a sua revelação. Estes têm dimensões em torno de 0,001mm[20] e contém bilhões de moléculas de brometo de prata, com íons de bromo (Br^-) e de prata (Ag^+) dispostos alternadamente formando uma estrutura cristalina. Os cristais não são perfeitos, pois em seu interior existem alguns íons de prata intersticiais, os quais, por estarem fora de suas posições naturais, podem migrar pelo cristal. Além disto, em alguns espaços entre estes íons, encontram-se partículas isoladas de sulfeto de prata, inseridas na fabricação do filme, que causam defeitos superficiais nos cristais. Ambas as imperfeições auxiliam o processo de formação da imagem latente.

Quando a radiação ionizante atinge uma molécula de brometo de prata, pode ocorrer a liberação de um ou mais elétrons, que se movem através do cristal. Estes elétrons podem ser atraídos para uma destas imperfeições, dando ao seu captor uma carga negativa. O captor, com esta carga negativa, pode atrair os íons de prata intersticiais, convertendo-os em prata metálica. Se este processo é repetido um número suficiente de vezes, ter-se-á imagens latentes estáveis, que possibilitarão a revelação do filme. Devido à existência de várias imperfeições em um cristal de brometo de prata, pode haver nele mais de uma imagem latente estável, a qual é composta, no mínimo, por 5 átomos de prata metálica.

A maior dessemelhança entre a formação das imagens latentes de uma radiografia e de uma fotografia, surge das diferenças de energias envolvidas. No caso de uma fotografia, a absorção de um único fóton de luz visível transfere uma quantidade muito pequena de energia ($\sim eV$) ao cristal, o bastante para liberar um único elétron. Vários fótons sucessivos são necessários para tornar um cristal revelável, isto é, para produzir nele uma imagem latente estável. Já na radiografia a passagem de um "elétron" pode transferir centenas de vezes mais energia que a absorção de um fóton de luz. Mesmo que esta energia seja utilizada ineficientemente, a quantidade é suficiente para torná-lo revelável. Na verdade, um "elétron" pode ter um longo caminho na emulsão fotográfica de modo deixar, neste caminho, muitos cristais reveláveis[20].

Imagem Visível[20]

A imagem latente é tornada visível através de um processo químico, que envolve basicamente a ação seqüencial de três soluções, comumente denominadas: revelador, banho de parada e fixador.

Revelador

As soluções reveladoras podem ser feitas para dissolução ou diluição em água, e têm uma fórmula tal que garante uma solução final uniforme. Em geral, os reveladores modernos são à base de *fenidone* e *hidroquinone*.

Quando um filme exposto é imerso no revelador, a solução penetra na emulsão e transforma os cristais de brometo de prata com imagens latentes, inteiramente em prata metálica. Um cristal revelado contém aproximadamente 10^9 vezes mais prata metálica do que outro com apenas imagem latente.

A rapidez do processo de revelação é afetada pela temperatura da solução. Assim, quando a temperatura do revelador é baixa, a reação é lenta, e o tempo de revelação deve ser revisto para que não ocorra uma sub-revelação; o mesmo cuidado devendo ser observado quando a temperatura do revelador é alta. Os fabricantes fornecem cartas que permitem a determinação do tempo de revelação em função da temperatura da solução, que é permitida variar dentro de uma pequena faixa ($16^{\circ}C - 25^{\circ}C$).

Outro cuidado essencial na revelação é a agitação do revelador durante todo o curso do processo, para evitar desuniformidades na densidade ótica do filme.

Banho de Parada

Depois que a revelação é completada, o revelador remanescente no filme precisa ter sua ação interrompida, o que normalmente é conseguido imergindo-o em uma solução ácida, ou, quando isto não é possível, enxaguando-o em água corrente limpa durante alguns minutos.

Se este banho de parada é omitido, a revelação continua durante os instantes seguintes, provocando desuniformidade na densidade ótica, o que prejudica a análise da imagem radiográfica. Por isso, a remoção do revelador tanto quanto possível, antes da fixação, além de prolongar a vida da solução fixadora, assegura a produção de radiografias de melhor qualidade.

O banho de parada consiste normalmente de uma solução de ácido acético ou ácido acético glacial, diluídos na proporção de 125ml ou de 35ml por litro de água, respectivamente, conforme prática dos laboratórios de revelação.

Em geral, após retirados do revelador, os filmes escorrem por alguns segundos antes de serem imersos no banho de parada, onde permanecem entre 30 e 60 segundos, com moderada agitação, idealmente à temperatura de 18°C a 21°C, e então são transferidos ao fixador.

Fixador

O processo de fixação compreende duas etapas: 1º- dissolução dos cristais de brometo de prata não revelados e sua difusão para fora da emulsão e, 2º- endurecimento da gelatina. Os fixadores são, em geral, à base de *tiosulfato de amônia* e *cloreto de alumínio*, que atuam nas etapas 1 e 2, respectivamente.

Em uma solução fixadora, o tempo de fixação não excede, em geral, 15 minutos, pois um tempo maior poderá ocasionar perda de densidade ótica, já que cristais revelados poderão ser removidos da emulsão.

Ao longo de seu uso, a solução acumula os sais de prata dissolvidos, o que gradualmente inibe sua capacidade de dissolver os cristais não expostos da emulsão. Além disso, a solução torna-se diluída pela água de enxágua ou pelo banho de parada remanescente no filme. O resultado é a diminuição da taxa de fixação ou incapacitação da solução em endurecer a gelatina. Estes problemas podem ser atenuados escorrendo-se dos filmes todos os excessos antes de serem imersos no fixador.

1.2.7. Caracterização de um equipamento para radiografia com nêutrons

Uma inspeção radiográfica tem o propósito básico de detectar e examinar os materiais em busca de inhomogeneidades, tais como: descontinuidades, trincas, bolhas, falhas, etc. Os fatores que limitam a sua visualização estão diretamente relacionados com as características das partes primárias de um equipamento radiográfico (fonte de nêutrons; colimador de nêutrons; sistema de detecção e registro da imagem) e podem ser quantificados mediante a determinação de curvas características, sensibilidade e resolução do referido equipamento[29,28,12].

Curvas Características e Sensibilidade[20,33,34]

Estas curvas relacionam o comportamento da densidade ótica, D_{op} , registrada em um filme, em função da exposição, E , a que o sistema de detecção e registro da imagem (conversor-filme) foi submetido.

A figura 1.6 apresenta exemplos típicos para dois filmes A e B, irradiados com um mesmo tipo de conversor. A curva para o filme A parte de um valor de densidade ótica D_0 (para $E=0$), correspondente ao seu fundo ótico e exibe um comportamento linear até a exposição E_1 . Neste intervalo de exposição $0 < E < E_1$, cada incremento de energia depositado no filme, expõe o mesmo número de cristais de brometo de prata e, para $E > E_1$, uma quantidade apreciável de energia é compartilhada por cristais previamente expostos. O tamanho destes cristais varia de um tipo de filme para outro. Um filme confeccionado a partir de cristais grandes apresentará, para uma mesma exposição, densidade ótica maior que aquele com cristais pequenos. É o que ocorre no exemplo apresentado na figura 1.6 na qual se observa a maior velocidade do filme A em relação ao B.

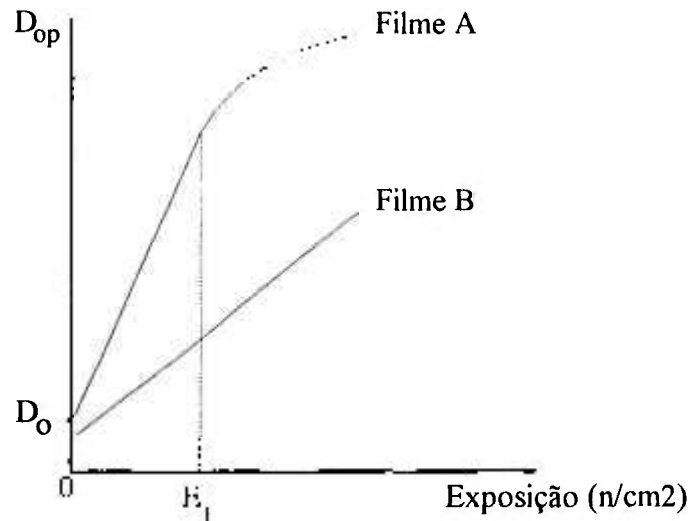


Figura 1.6. Curvas Características obtidas para dois filmes A e B

Uma das aplicações típicas destas curvas é a obtenção do valor da exposição necessária para se conseguir determinada densidade ótica. Entretanto, este valor de exposição, com precisão melhor que 25% não deve ser esperado[29], mesmo quando se tem um feixe de nêutrons com fluxo conhecido e se tomam os devidos cuidados para a reprodução das condições de irradiação e processamento dos filmes. Isto se deve às imperfeições na sua confecção e às variações na resposta da tela conversora, causadas pela não constância do espectro de energia dos nêutrons nela incidentes.

Apesar de estas curvas serem reproduzíveis em toda a sua extensão (com a precisão de 25%), apenas a região linear é utilizada para fins práticos. Isto porque, nela, a curva pode ser representada por uma função linear, de parâmetros D_0 e G (sua inclinação - contraste ótico), o que virá a facilitar a interpretação dos resultados de sensibilidade da técnica para os materiais, ou seja:

$$D_{op} = G \cdot E + D_0 \quad (1.16)$$

Considerando que idealmente, para o material em inspeção:

$$\Phi = \Phi_0 \cdot e^{-\Sigma_T \cdot x} \quad (1.17)$$

e que $E \propto \Phi$, resulta:

$$D_{op} = G \cdot E \cdot e^{-\Sigma_T \cdot x} + D_0 \quad (1.18)$$

$$\frac{dD_{op}}{dx} = -G \cdot E \cdot \Sigma_T \cdot e^{-\Sigma_T \cdot x} = -D_{op} \cdot \Sigma_T \quad (1.19)$$

Para os densitômetros óticos usuais, $\Delta D_{op(\min)} \sim 0,05$ e, desta forma a técnica é sensível para discernir uma espessura mínima dada por:

$$\Delta x_{\min} = \frac{0,05}{D_{op} \cdot \Sigma_T} \quad (1.20)$$

Entretanto, este não é o resultado observado experimentalmente, pois: 1) alguns materiais apresentam secções de choque macroscópicas de espalhamento, Σ_{esp} , com valores suficientemente elevados, de maneira que uma quantidade apreciável de nêutrons será espalhada em direção ao sistema de detecção e registro da imagem, sendo aí detectada, e 2) a melhor resolução é obtida quando o material estiver posicionado o mais próximo possível do sistema de detecção e registro da imagem, pois neste caso a *penumbra* oriunda da divergência angular do feixe de nêutrons é minimizada, o que vem a favorecer a detecção destes nêutrons espalhados.

Para estas condições, que são as reais de uma inspeção, a expressão (1.6) empregada para a determinação do fluxo de nêutrons que atravessa um material sem sofrer interação, deverá conter um termo adicional que leva em conta a contribuição dos nêutrons espalhados em direção ao sistema de detecção e registro da imagem, ou seja:

$$\Phi = \Phi_0 \cdot \left[e^{-\Sigma_T \cdot x} + f \cdot (1 - e^{-\Sigma_{esp} \cdot x}) \right] \quad (1.21)$$

O comportamento deste fator f não é facilmente previsto, visto que em situação real de trabalho, as amostras radiografadas além de terem dimensões variáveis, são constituídas por diversos materiais. Como característico das reações nucleares, a emissão das partículas oriundas da reação é isotrópica, de maneira que, para o caso de nêutrons espalhados em uma amostra fina, 50% deles, no máximo, poderão ainda atingir a tela conversora, admitindo que sofreram apenas um espalhamento e não foram absorvidos. Ao atingir a tela, este nêutron estará contribuindo para o aumento da densidade ótica e também para uma piora na sensibilidade da técnica.

Considerando o mesmo raciocínio do caso anterior, em que $E \propto \Phi$, tem-se:

$$D_{op} = G \cdot E \cdot \left[e^{-\Sigma_T \cdot X} + f \cdot \left(1 - e^{-\Sigma_{esp} \cdot X} \right) \right] + D_o \quad (1.22)$$

Resolução

A resolução de um equipamento radiográfico é definida como a distância mínima que separa dois objetos de modo a serem distinguidos[35]. Para um equipamento radiográfico particular, a escolha do filme e da tela conversora determinará a informação que poderá ser registrada na imagem, e, como, normalmente, há um compromisso entre velocidade do filme e resolução da imagem, a melhor combinação conversor-filme mudará com o tipo de objeto a ser radiografado[36,37].

O emprego da tela conversora introduz uma anitidez no processo de registro da imagem, denominada resolução intrínseca, U_I , cuja magnitude depende do tipo de partícula ionizante gerada, do seu alcance na tela conversora e no filme, bem como de suas espessuras. Da mesma forma, a divergência angular do feixe de nêutrons, introduz a denominada resolução geométrica, U_G , que depende do diâmetro D de entrada do colimador e de seu comprimento L , bem como da distância x da amostra ao sistema de detecção e registro da imagem, dada pela expressão (1.10). Estas duas contribuições para a anitidez da imagem e os seus efeitos combinados formarão a resolução total do equipamento, U_T , que é expressa pela relação empírica:

$$U_T^n = U_I^n + U_G^n \quad (1.23)$$

Historicamente, os valores de $n=1, 2$ e 3 tem sido propostos por Bouwers, Newell e Klasens[38], respectivamente.

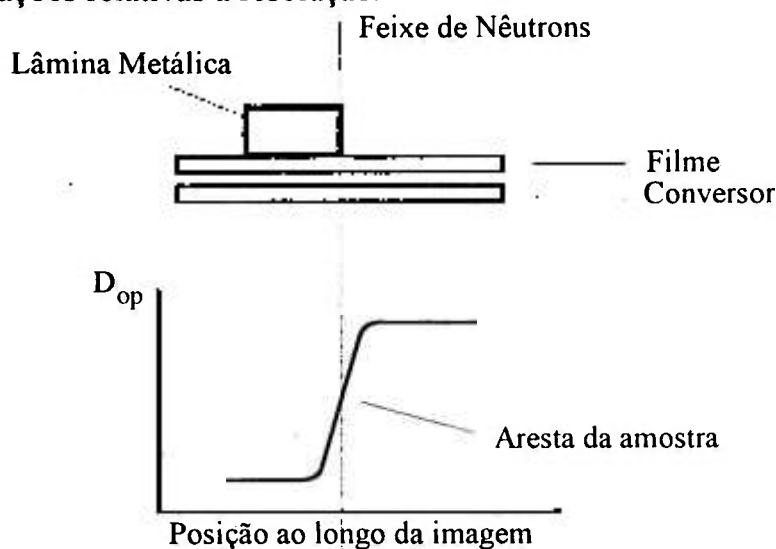
Investigações desta expressão indicam que existem limites para a sua aplicação, e o expoente $n=3$ deve ser empregado quando se têm valores de U_G e U_I comparáveis [29].

Para a determinação da resolução total do equipamento, utiliza-se normalmente a radiografia de uma fina chapa altamente absorvedora de nêutrons que é colocada a várias distâncias do sistema conversor-filme. Na situação de $x=0$ (figura 1.7.A), a resolução geométrica será desprezível, de modo que a resolução total U_T será a resolução intrínseca U_I .

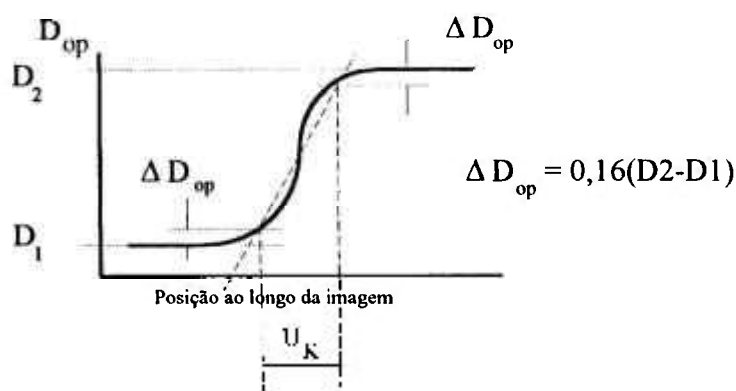
Klasens[39] desenvolveu um método gráfico para a avaliação da resolução total a partir da distribuição de densidades óticas que é obtida quando se faz, com

um microdensitômetro, uma varredura da radiografia acima obtida. Este método é apresentado na figura 1.7.B.

Outro método, para a avaliação da resolução total do equipamento é um tratamento matemático a esta distribuição de densidades óticas, conseguido ajustando-se-lhe uma função adequada e deduzindo de seus parâmetros as informações relativas à resolução.



A - Distribuição de Densidade Ótica da aresta de uma amostra



B - Método de Klasens

Figura 1.7.A, B. Métodos para a determinação da resolução de um equipamento radiográfico

Uma função comumente utilizada é a "Edge Spread Function" - ESF[40,41,42,43], dada por:

$$ESF = A + B \cdot \arctan(C \cdot x + D) \quad (1.24)$$

onde:

A, B, C e D parâmetros considerados livres no ajuste; e
 x coordenada de posição no filme.

Neste método, a resolução está relacionada à largura total à meia altura (FWHM) da função ESF diferenciada = *distribuição de Lorentz*, e é dada por:

$$U_T = \frac{2}{C} \quad (1.25)$$

O valor da resolução, U_K , obtido pelo método de Klasens, relaciona-se com a resolução U_T , obtida com a função ESF, pela expressão:

$$U_K = 2,67 \cdot U_T \quad (1.26)$$

CAPÍTULO 2

O EQUIPAMENTO RADIOGRÁFICO E O SISTEMA DE DETECÇÃO E REGISTRO DA IMAGEM

2.1. Equipamento radiográfico

2.1.1. Ensaios preliminares

A fonte de nêutrons empregada neste trabalho foi o Reator de Pesquisas IEA-R1 do IPEN/CNEN-SP, tipo piscina, que opera a uma potência de 2 MW com um fluxo de nêutrons térmicos de 10^{13} n/cm²s, junto ao seu núcleo.

A viabilidade da técnica da radiografia com nêutrons foi verificada mediante ensaios preliminares realizados nos canais de irradiação 3 e 10 desse reator, nos quais estão instalados os espectrômetros filtro de berílio-tempo de vôo e três-eixos, respectivamente. Nestes ensaios foram utilizados os detectores de traços nucleares Makrofol-E, CN-85, CR-39 e LR-115, com uma tela conversora de boro natural e também filmes convencionais de raios-X com telas de gadolínio e disprósio.

No interior do canal de irradiação 3 [44] há um tubo de alumínio com 20cm de diâmetro, no qual estão inseridos: a) três anéis de ferro, cuja função é colimar o feixe de nêutrons; b) três filtros, sendo um monocristalino de chumbo (planos 111 paralelos à face) para a redução da radiação γ no local de trabalho e dois de berílio, que permitem a passagem de nêutrons frios, com energias inferiores a 5,2 meV. O feixe de nêutrons na posição de irradiação da amostra possui as seguintes características: fluxo de 10^5 n/cm²s; área útil de 36 cm²; razão de cádmio=2000; razão $n/\gamma \cong 10^5$ n/cm²mrem e razão de colimação $L/D \cong 20$.

Este feixe apresenta valores para o fluxo e razão de colimação nos limites inferiores daqueles recomendáveis (item 1.2.2.) 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 5,0cm de ferro e chumbo. A razão n/γ para esse arranjo está no intervalo recomendado para radiografias pelo método direto com filmes convencionais de raios-X.

No interior do canal de irradiação 10 [45] há um tubo de alumínio com 15 cm de diâmetro no qual estão inseridos: a) um colimador tipo cônico convergente de ferro, cuja função é aumentar o fluxo de nêutrons em sua abertura de saída; b) dois filtros policristalinos de chumbo, para a redução da radiação γ no local de trabalho e para deslocar o espectro de nêutrons para a região fria; c) dois tubos concêntricos de alumínio, que contêm entre suas paredes carbeto de boro, para minimizar a quantidade de nêutrons espalhados incidentes na amostra.

Este arranjo fornece um feixe de nêutrons, na posição de irradiação da amostra, com uma área útil de 75cm², fluxo de 10^6 n/cm²s, razão de colimação $L/D \cong 40$, razão de cádmio $\cong 200$, e razão $n/\gamma \cong 4 \times 10^5$ n/cm²mrem.

Para aplicações radiográficas, este feixe é superior ao primeiro pois, além de apresentar um espectro de energia também na região fria com distribuição entre 0 e 10 meV, possui fluxo e razão de colimação maiores, o que propiciará menor tempo de irradiação e melhor resolução na imagem obtida.

2.1.2. Descrição

O equipamento radiográfico foi inteiramente projetado e construído pelo grupo de neutronografia da Supervisão de Física Nuclear do IPEN/CNEN-SP e está instalado no canal de irradiação 8 do mesmo reator. Esse canal é radial em relação ao núcleo do reator e apresenta-se na forma de um cilindro, com 20cm de diâmetro

interno, no interior do qual estão inseridos coaxialmente dois tubos calandrados de alumínio, o primeiro com 15,5cm de diâmetro interno e 1,4m de comprimento, soldado ao segundo, com 19,3cm de diâmetro interno e 1,5m de comprimento. Ambos os tubos possuem paredes com 3mm de espessura e têm por finalidade conter em seu interior os componentes do equipamento radiográfico, necessários para a extração do feixe de nêutrons. O alumínio foi selecionado por apresentar baixa secção de choque microscópica total para nêutrons térmicos ($\sigma_T \sim 1,5\text{barn}$) e também meia-vida curta, $T_{1/2} = 2,3\text{min}$, condições essenciais para que este envoltório tenha influência desprezível nas características do feixe de nêutrons extraído.

Foram realizados vários testes de irradiação para se determinar a dose de radiação γ ao longo desses tubos, pois as chapas de alumínio empregadas na sua construção não apresentavam pureza elevada. Com este objetivo, os tubos foram inseridos no canal de irradiação 8 e foram realizadas medições das doses γ , 12 horas após o término das irradiações e os resultados foram os seguintes: na região próxima à abertura frontal, junto ao núcleo do reator, no primeiro tubo, constatou-se doses γ de $\sim 200\text{mrem/h}$; a partir de 50cm desta abertura, as doses γ e β medidas resultam menores que 5mrem/h , ao longo do restante dos tubos, o que torna qualquer manipulação viável na maior parte de sua extensão. Além disso, esses resultados garantem uma influência desprezível deste alumínio nas características do feixe de nêutrons extraído.

Tendo por base os resultados dos ensaios preliminares (item 2.1.1.) e dados da literatura sobre neutrongrafia, para que a implantação da técnica se dê de maneira satisfatória, o equipamento radiográfico a ser desenvolvido deverá fornecer um fluxo de nêutrons de $\sim 10^6\text{n/cm}^2\text{s}$ no local de irradiação e terá os seguintes componentes:

a. Colimador para concentrar nêutrons

Este colimador deverá ficar posicionado muito próximo ao núcleo do reator onde o fluxo de nêutrons térmicos é de $\sim 10^{13}\text{n/cm}^2\text{s}$ e, portanto, o material selecionado, deve possuir uma meia-vida curta, e pureza elevada, de modo a facilitar o seu manuseio a pequenas distâncias. Também, para que este colimador, seja um concentrador deverá ser confeccionado de um material que possua pequena secção de choque microscópica de absorção mas elevada para espalhamento de nêutrons térmicos. As características mecânicas do material devem permitir fácil usinagem e também ser leve, pois o seu comprimento estimado é em torno de 50cm.

O material selecionado, que possui essas características, foi o grafite, tendo em vista a sua disponibilidade no IPEN/CNEN-SP, no grau de pureza desejado (nuclearmente puro), o qual é comumente empregado como refletor de nêutrons no reator IEA-R1. Ele apresenta $\sigma_{\text{esp}} \sim 6\text{barn}$ e $\sigma_{\text{abs}} \sim 3\text{mbarn}$ (para nêutrons com energia de 25meV) e a sua reação nuclear é pronta.

De acordo com a literatura, esse colimador possuirá internamente o formato de um cone, que converge em direção à abertura de saída do feixe e nessas condições poderá elevar o fluxo de nêutrons por um fator de até 5, ou seja, até $\sim 5 \times 10^{13}\text{n/cm}^2\text{s}$ [46].

As dimensões do colimador construído para essa finalidade estão mostradas abaixo:

comprimento:	50cm
diâmetro da abertura frontal:	15cm
diâmetro da abertura de saída:	7cm
diâmetro externo:	15,3cm

Esse colimador foi também submetido a irradiação, próximo ao núcleo e, após 12 horas do término, as doses γ resultaram ser $\sim 5\text{mrem/h}$.

b. Colimador para limitar a divergência angular do feixe de nêutrons.

Conforme citado anteriormente (item 1.2.4.), este colimador será do tipo cônico divergente. A sua parede interna será composta por um material que possua elevada secção de choque microscópica para absorção de nêutrons térmicos e, preferivelmente, maleável, para facilitar a modelagem do cone. O cádmio ($\sigma_{\text{abs}} \sim 2450\text{barns}$, para nêutrons térmicos) é o material que resume essas características e é comumente empregado para essa finalidade. O seu invólucro externo foi confeccionado em alumínio, no interior do qual o cone metálico foi fixado por meio de uma massa, composta de parafina e carbetto de boro. A parafina, rica em hidrogênio, tem a função de espalhar e de moderar os nêutrons epitérmicos que nela incidirem, elevando a probabilidade de captura pelo boro e pelo cádmio, uma vez que $\sigma_{\text{abs}} \propto \frac{1}{v}$.

Por problemas de disponibilidade, não puderam ser observados os mesmos cuidados relativos à pureza dos materiais, como no caso do grafite. Apesar deste colimador localizar-se não tão próximo ao núcleo do reator como o primeiro, a sua

manipulação a pequenas distâncias é impraticável. De acordo com testes similares aos já citados anteriormente, a dose γ resultou em ~ 17 rem/h após 12 horas do término da irradiação.

O valor da razão de colimação, L/D , do equipamento radiográfico e portanto, o compromisso entre o fluxo de nêutrons extraído e a resolução geométrica da imagem obtida, como mencionado (item 1.2.4.), é governado pelo diâmetro, D , da abertura frontal deste colimador e por sua localização no interior do canal de irradiação. Este colimador possui as seguintes características:

comprimento:	25cm
diâmetro da abertura frontal:	7,5cm
diâmetro da abertura de saída:	15,5cm
diâmetro externo:	15,3cm

Com estas dimensões estimou-se para a razão de colimação um valor próximo a 60, o que implicará em um fator de atenuação (dado pela expressão (1.12)) de aproximadamente 2×10^{-5} ao feixe de nêutrons que incide pela sua abertura frontal.

c. Filtros para atenuação da radiação γ

Esses filtros devem ser confeccionados de materiais que possuam um número atômico elevado e secção de choque microscópica para absorção de nêutrons pequena. Os dois materiais mais empregados para essa finalidade são o chumbo e o bismuto. Optou-se pelo emprego deste último, uma vez que, para nêutrons térmicos, $\sigma_{absBi} \sim 34$ mbarn é menor que $\sigma_{absPb} \sim 170$ mbarn.

Para que o equipamento radiográfico opere com o fluxo de nêutrons previsto ($\sim 10^6$ n/cm².s), a dose da radiação γ presente no feixe deve ser ≤ 30 rem/h, pois é necessária uma razão $n/\gamma > 10^5$ n/cm².mrem para viabilizar o emprego da técnica da radiografia com nêutrons pelo método direto com filmes convencionais de raios-X. À vista deste requisito e das doses γ medidas neste canal, será necessária uma atenuação de aproximadamente 1000.

O coeficiente de atenuação efetivo do bismuto para as radiações γ oriundas do núcleo do reator é $\mu = 0,4$ cm⁻¹[47], o que implica em uma espessura mínima de 20cm para se obter a atenuação desejada. Para isto, e por facilidade de manuseio, foram confeccionados dois filtros, cada um com espessura de 10cm, o que resultou, segundo as medidas experimentais, uma dose γ de 14rem/h presente no local de irradiação.

A presença desta espessura de bismuto no caminho do feixe de nêutrons causará uma distorção na distribuição de energias deste feixe, em relação ao espectro Maxwelliano. Como o bismuto é um elemento tipicamente espalhador, a sua secção de choque total é praticamente constante, $\sigma_T=9\text{barn}$, na maior parte da região térmica (expressão (1.3)), e possui um degrau acentuado próximo a energia de $1,8\text{meV}$, onde $\sigma_T\sim 0,7\text{barn}$, como mostrado na figura 2.1[48]. Nessas condições, a transmissão de nêutrons pelos filtros (expressão (1.6a)) será 2×10^{-3} (região térmica) e $0,68$ (abaixo de $1,8\text{meV}$). Esta transparência parcial dos filtros para nêutrons com energias menores que $1,8\text{meV}$ é a principal responsável pela distribuição energética resultante, mostrada na figura 2.2, que apresenta intensidade máxima próxima desta energia. A distribuição $n(v)$ apresentada foi calculada pela seguinte expressão:

$$n(v) = M(v) \cdot T_{\text{Bi}}(v) \quad (2.1)$$

onde:

$M(v)$ espectro de nêutrons térmicos Maxwelliano que incide no filtro;

$T_{\text{Bi}}(v)$ transmissão de nêutrons pelo filtro de bismuto para nêutrons com velocidade v .

Conseqüentemente, da combinação de (1.9) com (2.1), a secção de choque efetiva para qualquer material a ser inspecionado será dada pela expressão:

$$\bar{\sigma}_T = \frac{\int M(v) \cdot T_{\text{Bi}}(v) \cdot v \cdot \sigma_T(v) dv}{\int M(v) \cdot T_{\text{Bi}}(v) \cdot v \cdot dv} \quad (2.2)$$

Dessa forma, o espectro Maxwelliano de nêutrons oriundo do reator sofrerá uma atenuação total, devida à colimação e aos filtros, de aproximadamente 4×10^8 . Considerando que o fluxo de nêutrons térmicos, na saída do colimador de grafite é de $5\times 10^{13}\text{n/cm}^2\cdot\text{s}$, seu valor previsto no local de irradiação deverá ser de $\sim 2\times 10^6\text{n/cm}^2\cdot\text{s}$, como requerido.

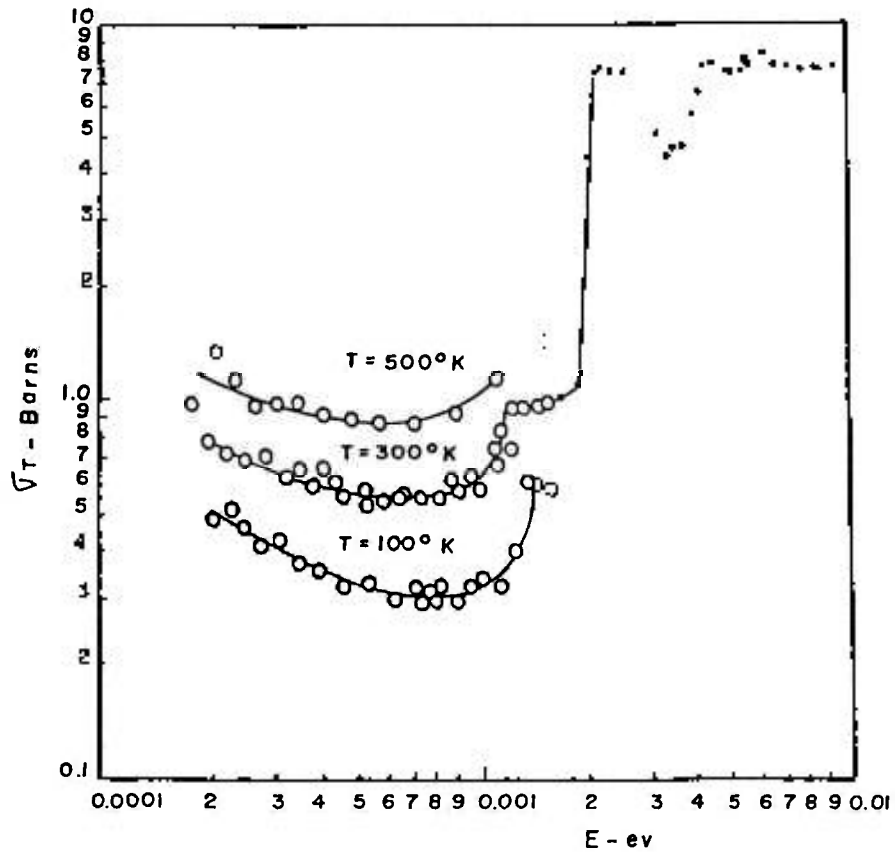
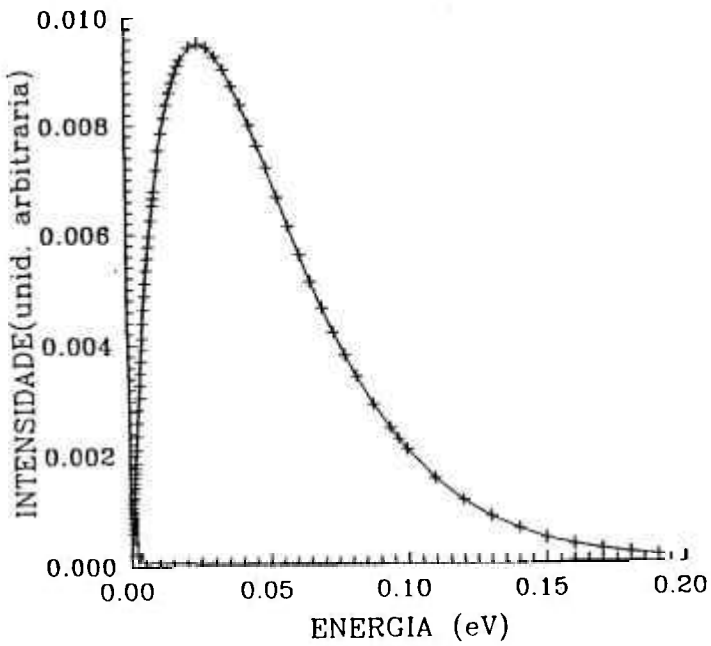
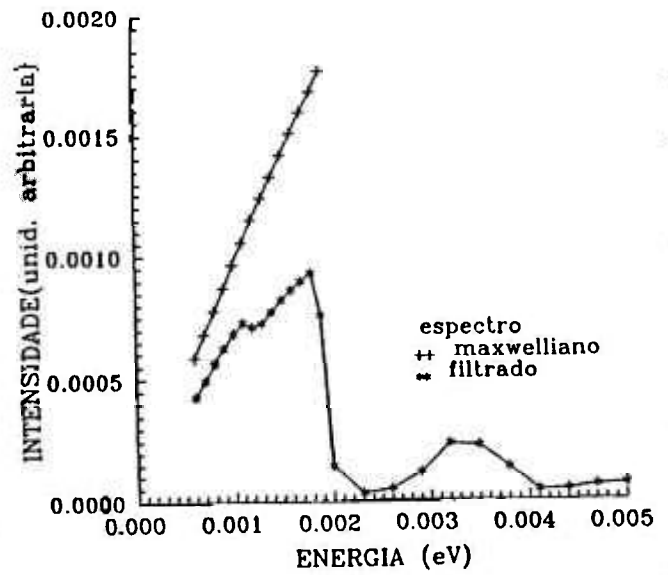


Figura 2.1. Curva de secção de choque total microscópica para o bismuto



A)



B)

Figura 2.2.A, B. Espectros de Nêutrons: A) Maxwelliano; B) Filtrado pelo Bismuto

d. Anéis para minimizar o efeito coroa da radiação γ e neutrônica

Neste caso foram empregados dois anéis de chumbo pois, como já mencionado, estes devem possuir um número atômico elevado. Estes anéis estão localizados junto à solda dos dois tubos de alumínio possuindo, cada um, as seguintes características: diâmetro externo=19,2cm; diâmetro interno=15cm; espessura=10cm.

No primeiro foi fixada, em toda a sua extensão, uma placa de cádmio possuindo 1mm de espessura, com a finalidade de converter a radiação neutrônica, oriunda da coroa, em radiação γ , facilmente absorvida pela camada de 20cm de chumbo.

Foram investigadas três configurações diferentes para a disposição desses componentes e a mais otimizada está mostrada na figura 2.3. A tabela 2.1 resume as características do feixe de nêutrons extraído desse equipamento.

Tabela 2.1. Características do Feixe de Nêutrons do equipamento radiográfico

fluxo de nêutrons ⁱ	$(2,97 \pm 0,06) \times 10^6 \text{n/cm}^2 \cdot \text{s}$
razão de fluxo Φ_γ / Φ_n^i	5,7
razão de cádmio ⁱ	150
razão n/ γ ⁱⁱ	$5,0 \times 10^5 \text{n/cm}^2 \cdot \text{mrem}$
razão de colimação - L/D	55
homogeneidade ⁱⁱⁱ	$\leq 5\%$
diâmetro de saída do feixe	20cm

- i. Medidas realizadas pelo método de ativação, onde empregaram-se duas folhas de ouro, sendo uma delas recoberta por cádmio; Φ_γ é o fluxo de nêutrons térmicos e Φ_n é o fluxo de nêutrons epitérmicos- medido pelo laboratório de Metrologia Nuclear do IPEN/CNEN-SP.
- ii. Medidas de dose- γ feitas com um detector tipo teletektor.
- iii. Conversor-filme irradiados no feixe direto, mapeamento da área útil do feixe e leituras de densidade ótica nos filmes.

Também faz parte deste equipamento uma blindagem externa contra radiação γ e neutrônica, que está fixa na saída do canal de irradiação e junto à blindagem biológica do reator.

Esta blindagem é composta basicamente por parafina borada, chumbo e cádmio, dispostos como mostra a mesma figura, possuindo a forma de um cubo, de aproximadamente 1,5m de aresta, que mantém as doses de radiação γ e neutrônica

nos limites estabelecidos por normas internacionais de proteção radiológica, ou seja, próximo a 2,5mrem/h.

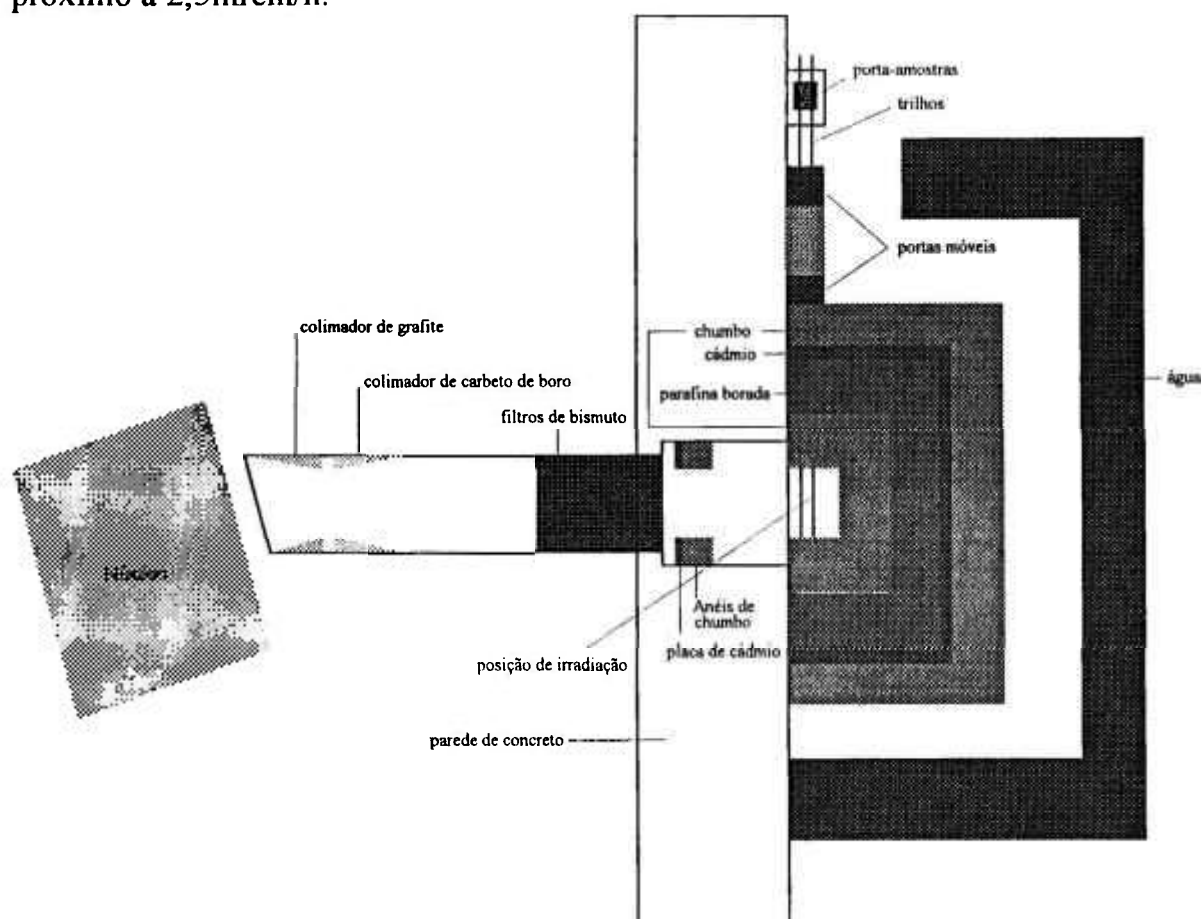


Figura 2.3. Diagrama esquemático do equipamento radiográfico.

Para permitir as irradiações, estão instalados lateralmente na blindagem dois trilhos de alumínio de 3m de comprimento. As irradiações são feitas mediante um porta-amostras de alumínio com o formato de um "L", que desliza sobre estes trilhos. As amostras são fixadas à frente de um porta-filmes de alumínio (cassete), no interior do qual estão o filme e a tela conversora, mantidos em comprimido contato. O conjunto é montado na extremidade do trilho que está fora da blindagem, e em seguida, por um sistema de roldanas, é posicionado no feixe de nêutrons. Neste percurso, o porta-amostras atravessa duas portas que abrem-se e fecham-se alternada e seqüencialmente, com a finalidade de reduzir as doses de radiação no local de trabalho. O alumínio para a construção do porta-filmes é de elevada pureza e foram realizados vários testes para verificar a sua influência nas radiografias. Para

isso, o mesmo foi irradiado somente com um filme em seu interior, os quais, após processados não apresentavam nenhuma elevação de seu fundo ótico em relação aos filmes não irradiados.

2.2. Sistema de detecção e registro da imagem

O sistema de detecção e registro da imagem, composto pela tela conversora e por um filme, pode ser irradiado em duas disposições, ou geometrias de irradiação: frente e verso. Na primeira o filme é colocado à frente da tela conversora em relação ao feixe de nêutrons e na segunda, o filme fica posicionado no lado oposto ao da incidência dos nêutrons.

2.2.1. Telas conversoras

Neste trabalho foram utilizadas telas conversoras de gadolínio, para o Método Direto, e de disprósio, para o Método Indireto.

A tela de gadolínio natural é de fabricação da "Rhône-Poulenc Basic Chemicals Co.", e tem 0,127mm de espessura. O gadolínio natural[12] possui densidade $7,95\text{g/cm}^3$, massa atômica 157,25, densidade atômica $3,05 \times 10^{22}$ átomos/cm³ e apresenta, para nêutrons térmicos, uma secção de choque microscópica de absorção de 46.000barns. Seus isótopos mais importantes para fins de radiografia com nêutrons são ¹⁵⁵Gd e ¹⁵⁷Gd, pois apresentam elevada secção de choque para a absorção de nêutrons térmicos, conforme pode ser visto na tabela 1.4. Como consequência da absorção de nêutrons o gadolínio decai por radiação γ emitindo elétrons de conversão com 11 energias diferentes, sendo que aqueles com cerca de 70keV produzem 72% da densidade ótica, quando o filme é posicionado na frente da tela conversora. O alcance de elétrons com energia de 75keV em uma emulsão típica é cerca de 70 μm e de 13 μm na tela de gadolínio, de modo que na geometria verso, para esta tela, a densidade ótica nos filmes será resultante de contribuições apenas da radiação γ [29].

Para o presente espectro, que é deslocado para a região fria em relação ao Maxwelliano, a secção de choque microscópica efetiva de absorção do gadolínio, calculada pela expressão (2.2), é 66.487barns, que resulta, para a tela empregada, uma transmissão de nêutrons de $8,3 \times 10^{-10}\%$.

A tela de disprósio é de fabricação da "Nuclear Corporation of America, Research Chemicals", e tem 0,254mm de espessura. O disprósio natural[12] possui densidade $8,56\text{g/cm}^3$, massa atômica 162,51, densidade atômica de $3,17 \times 10^{22}$ átomos/cm³ e apresenta, para nêutrons térmicos, uma secção de choque microscópica de absorção de 950barns. O isótopo importante para fins radiográficos é o ^{164}Dy que apresenta para nêutrons térmicos uma secção de choque de absorção de 2590barns para a formação do ^{165}Dy , com meia-vida de 2,3horas, que decai para o núcleo estável ^{165}Ho , emitindo radiação β com energia máxima $\epsilon_0=1,3\text{MeV}$. Esta radiação β tem alcance de cerca de $620\mu\text{m}$ na tela de disprósio e pode atravessar 400 a $800\mu\text{m}$ de uma emulsão. Considerando a energia média deste espectro ($0,33\epsilon_0$), o alcance da radiação na tela conversora é cerca de $100\mu\text{m}$ [29]. Para o espectro do presente equipamento, a secção de choque efetiva microscópica de absorção, calculada pela expressão (2.2), é 1.588,98barns que resulta, para esta tela, uma transmissão de 21,5%.

A densidade ótica nos filmes, quando se utiliza esta tela, será formada pelas contribuições das radiações β e γ por ela emitidas, tanto na geometria frente quanto no verso, já que o alcance destas radiações permite-lhes atravessar toda a espessura de disprósio[29].

2.2.2. Filmes radiográficos

Foram utilizados neste trabalho os filmes convencionais empregados na radiografia com raios-X, listados abaixo:

- Kodak Industrex, tipos AA, M, T e R(double coated), fabricados pela Eastman Kodak Co.-USA;
- Dupont NDT-70, fabricado por E.I. Dupont De Nemours & Co.-USA;
- Fuji 50 e 100, fabricados pela Fuji Photo Co.-Japão;
- Agfa Structurix D-4 e D-7, fabricados pela Agfa Gevaert Co.

Estes filmes têm espessura total em torno de $100\mu\text{m}$, com a emulsão sensível depositada de ambos os lados da base plástica. Conforme dados da literatura, a emulsão tem aproximadamente $0,0125\text{mm}$ de espessura e para os filmes AA, M e R, os grãos de prata têm dimensões variáveis conforme segue[49]:

AA	de 1,5 a $4,5\mu\text{m}$;
M	de 1,3 a $2,6\mu\text{m}$;
R	de 1,2 a $2,3\mu\text{m}$.

2.2.3. Processamento dos filmes

O grupo de neutronografia possui uma câmara escura, equipada com luzes de segurança, exaustor e cubas para a recepção das soluções de revelação, banho de parada, fixador e lavagem dos filmes.

As luzes são constituídas por "spots", filtro e lâmpadas. Os "spots" têm o formato de uma taça, no interior da qual são afixadas lâmpadas incandescentes com bulbo de vidro transparente e incolor com 15W de potência. Na sua parte frontal é instalado o filtro-modelo 6B da Kodak- que permite a passagem de luz de cor âmbar, cujo comprimento de onda não sensibiliza os filmes empregados.

Foi empregado no processamento dos filmes o procedimento padrão indicado pelos fabricantes com as soluções do revelador e fixador preparadas com produtos da Kodak. Neste procedimento, o tempo de revelação é determinado por uma curva que o relaciona com a temperatura do revelador, fornecida pelo fabricante dos produtos, mostrada na figura 2.4. No banho de parada, os filmes são imersos por 30 segundos, aproximadamente, e, em seguida são mergulhados no fixador, onde permanecem cerca do dobro do tempo gasto no revelador, e, em geral não mais que 10 minutos. Após retirados do fixador, os filmes são lavados em água corrente durante 15 minutos e então secados num fluxo contínuo de ar quente, que permite uma secagem uniforme. Estas duas últimas etapas poderão ser eventualmente substituídas mediante o emprego da solução Photo-Flo 200, da Kodak, Eastman, EUA, que interrompe a ação do fixador e permite a secagem uniforme do filme.

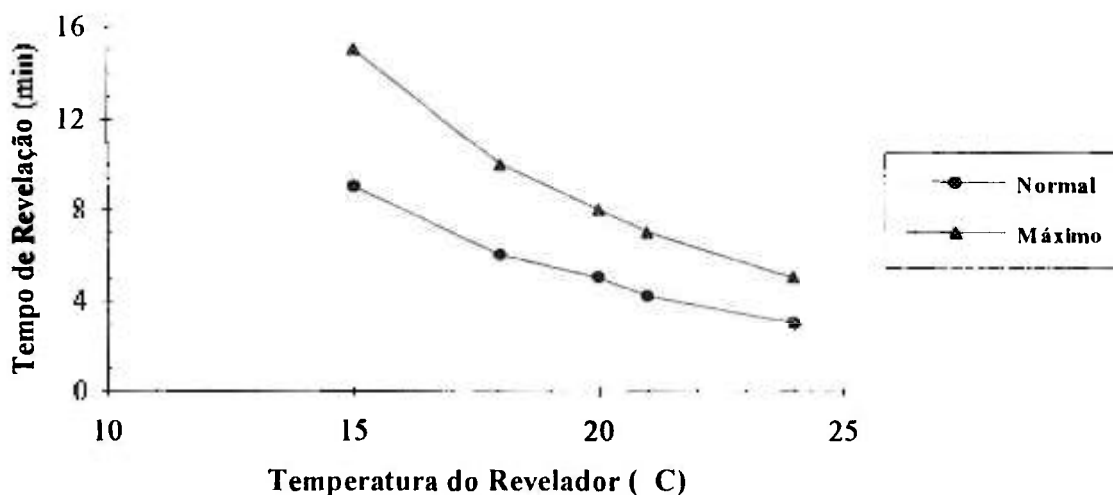


Figura 2.4. Curva para obtenção do tempo de revelação

2.3. Sistemas para leitura de transmissão de luz (densidade ótica)

Para as leituras de transmissão de luz pelos filmes radiográficos foram utilizados: um microfotômetro e um densitômetro óticos.

O microfotômetro é de fabricação da Jarrel-Ash - EUA, e tem seu funcionamento baseado em uma fonte de luz homogênea, da qual, uma parte dos feixes é direcionada para uma fenda com largura ajustável entre 3 e 20 μ m e comprimento, mantido fixo neste trabalho, de 0,7mm. O feixe de luz emergente é colimado na direção de um fotômetro que registra a intensidade de luz que passa pela fenda. Para as leituras, os filmes foram fixados em uma lâmina de vidro transparente que pode deslizar perpendicularmente ao feixe de luz, entre a fonte e a fenda, e esse movimento pode ser realizado manual ou automaticamente.

O aparelho é calibrado de modo a fornecer transmissão de luz de 0%, para um anteparo perfeitamente opaco, e 100%, para a lâmina de vidro. A faixa dos valores de transmissão que pode ser lida confiavelmente no aparelho corresponde a densidades óticas entre $0 < D_{op} < 2,0$, com erro $\Delta D_{op} = 0,03$. Os valores de transmissão são convertidos em densidade ótica utilizando-se a expressão (1.15).

O densitômetro ótico, modelo PDA-85, é de fabricação da Konica Corporation, Japão, e mede transmissão de luz em filmes com imagens em preto e branco. A faixa de leituras do aparelho cobre densidades óticas entre $0 < D_{op} < 4,0$, com erro $\Delta D_{op} = 0,05$.

Para a realização das leituras os filmes são fixados em uma lâmina de vidro que faz parte de um negatoscópio que fornece luz homogênea, de intensidade variável. Esta luz atinge a fenda de leitura do densitômetro (circular, com 3mm de diâmetro), e os valores de densidade ótica são lidos diretamente em um visor de cristal líquido, com indicações em 3 dígitos.

CAPÍTULO 3

OBTENÇÃO E ANÁLISE DOS RESULTADOS

Para a caracterização do equipamento radiográfico instalado, foram realizados os seguintes estudos: Curvas Características, Resolução e Sensibilidade da técnica para alguns materiais.

Mediante estes estudos, serão obtidos parâmetros norteadores para o seu emprego na obtenção de radiografias para as várias combinações das telas conversoras de gadolínio e disprósio, com os filmes radiográficos Kodak, Agfa, Fuji e Dupont citados no item 2.2.2.

3.1. Curvas Características

A curva característica de um filme é de fundamental importância na aplicação radiográfica, pois ela descreve o comportamento da densidade ótica D_{op} , em função da exposição, E , à qual o sistema de detecção e registro da imagem foi submetido, permitindo a determinação do intervalo de sua maior sensibilidade, ou seja, de maior contraste ótico, G .

No presente trabalho estas curvas foram determinadas para ambos os métodos de conversão e nas geometrias de irradiação frente e verso. Para a sua obtenção os filmes foram cortados em tiras de 2,5x5cm para permitir a irradiação simultânea de

todos os tipos na mesma exposição de nêutrons. Estas variaram no intervalo $7 \times 10^7 < E < 9 \times 10^9 \text{ n/cm}^2$, correspondendo a tempos de irradiação entre 0,5 e 50 min monitorados com o auxílio de um cronômetro digital. Terminadas as exposições, todos os filmes foram processados nas mesmas condições. Antes da obtenção das curvas, fez-se uma calibração relativa à resposta do densitômetro ótico que seria empregado nas leituras de transmissão de luz. Para isto empregou-se filmes com densidades óticas conhecidas e menores do que $D_{op} \cong 3,0$, os quais foram fixados na tela do negatoscópio e, em alguns casos sobrepostos, de modo a se obter valores de densidades óticas compreendidos entre $1,0 < D_{op} < 7,0$. Os resultados estão apresentados na figura 3.1 onde se verifica uma linearidade de resposta para valores de $D_{op} \leq 5,0$ tendendo a uma saturação em $D_{op} \cong 5,2$. A região de trabalho selecionada foi aquela em que a linearidade se manteve, ou seja, $0 < D_{op} < 5,0$.

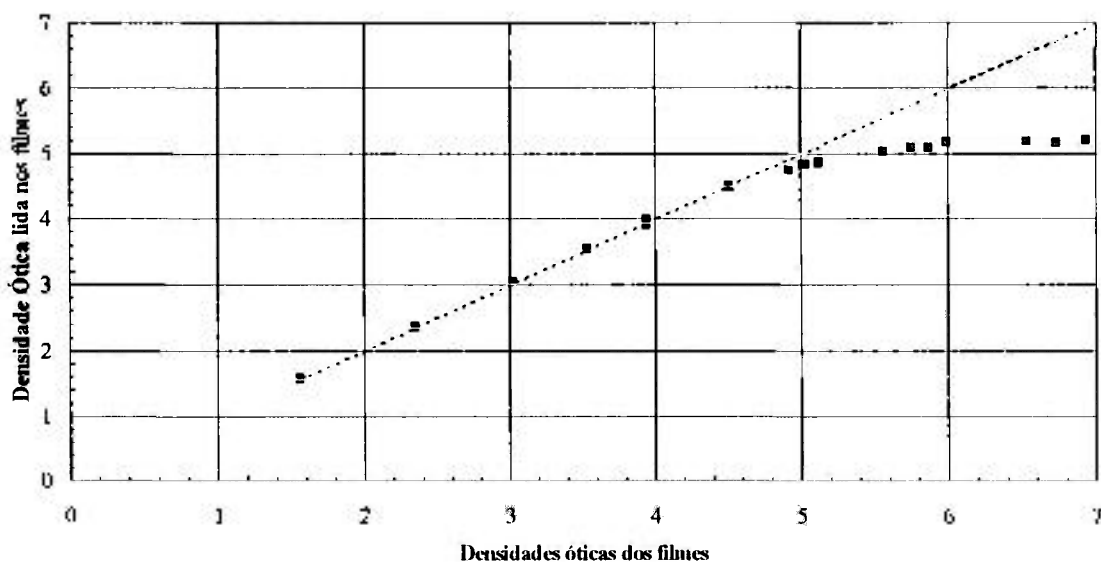


Figura 3.1. Curva de resposta do densitômetro ótico Konica

Para o método direto utilizando a tela conversora de gadolínio, foram obtidas as curvas características, para os seguintes filmes Agfa D-4 e D-7; Dupont NDT-70; Fuji 50 e 100; Kodak AA, M, T e DR. Para as irradiações, feitas em tempos de 0,5 a 45min, correspondentes a exposições entre $7 \times 10^7 < E < 7 \times 10^9 \text{ n/cm}^2$, as densidades óticas lidas (que incluem contribuições do feixe de nêutrons, da radiação γ do arranjo e do fundo ótico destes filmes) variaram entre $0,4 < D_{op} < 5,0$ e os resultados para cada um, em cada tempo de irradiação e nas geometrias frente e verso são mostrados nas figuras 3.2 e 3.3, respectivamente.

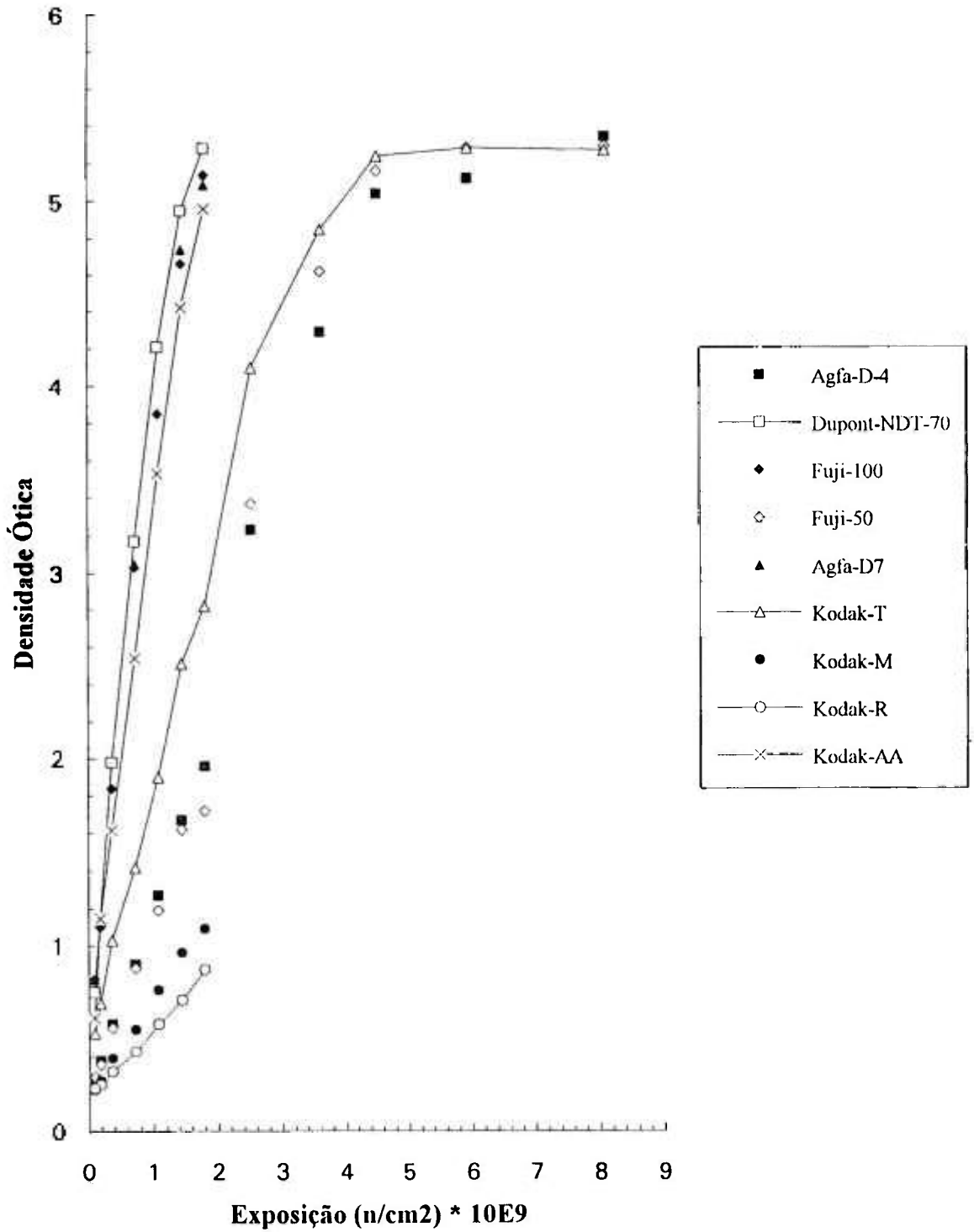


Figura 3.2. Curvas Características para sistemas de detecção e registro da imagem - Método Direto, geometria de irradiação frente

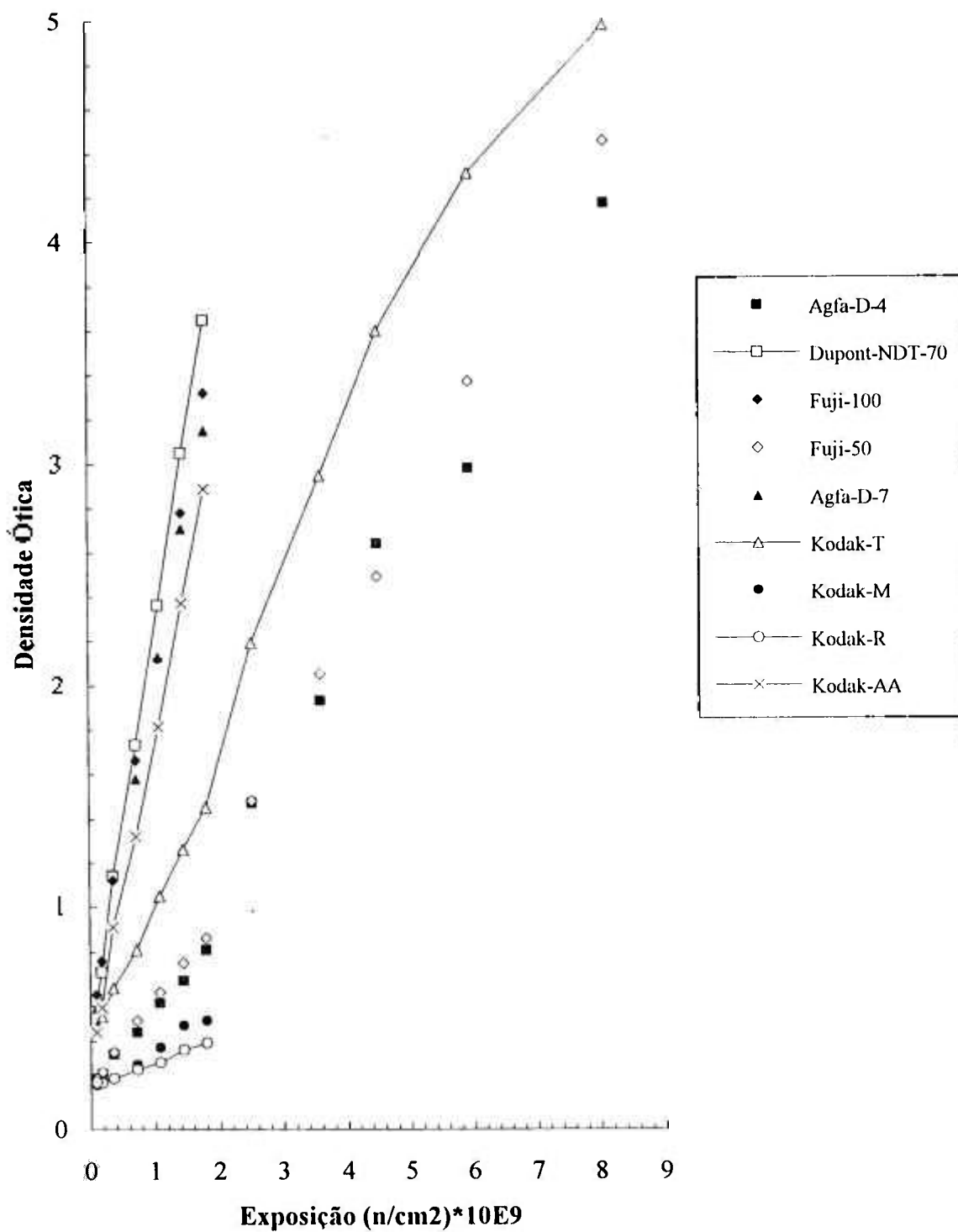


Figura 3.3. Curvas Características para sistemas de detecção e registro da imagem - Método Direto, geometria verso

Como pode ser observado, é evidente a diferença de velocidade apresentada pelos filmes: na geometria de irradiação frente, por exemplo, enquanto o DR e M são praticamente insensíveis a exposições de até $E \cong 1 \times 10^9 \text{n/cm}^2$ ($t_i \cong 6 \text{min}$), o AA para esta mesma exposição atinge densidade ótica $D_{op} \cong 4,0$. Também é facilmente verificada a semelhança apresentada em relação a velocidade: o Dupont NDT-70, o Kodak AA, Fuji-100 e Agfa-D-7, os mais velozes, são praticamente equivalentes; o Fuji-50 e o Agfa-D-4, da mesma forma, enquanto que o Kodak T é intermediário, em relação a estes dois grupos. Observa-se que a relação de velocidades entre os filmes está relacionada ao tamanho dos seus cristais, de maneira que o Kodak-AA, que apresenta os maiores (de 1,5 a 4,5 μm) é mais rápido que o Kodak-M (de 1,3 a 2,6 μm). Esta relação se deve ao fato de que a densidade ótica está vinculada à quantidade de pontos enegrecidos no filme e, assim, quanto maiores estes cristais, menor a quantidade de elétrons de conversão-EC, necessários para enegrecê-lo.

Também a diferença de velocidade para as duas geometrias de irradiação é claramente verificada. Por exemplo, para $E \cong 1 \times 10^9 \text{n/cm}^2$ ($t_i \cong 6 \text{min}$), o Kodak AA apresenta densidades óticas $D_{op} \cong 4,0$ e $D_{op} \cong 2,0$ nas geometrias frente e verso, respectivamente. Este comportamento é verificado igualmente para todos os outros filmes, e pode ser explicado considerando que na geometria frente a densidade ótica é formada principalmente por EC, cuja ionização específica é superior à da radiação γ , responsável pela formação no verso, o que aumenta a razão $\left(\frac{\text{n}^\circ \text{ de cristais reveláveis}}{\text{partícula incidente}} \right)$.

Das curvas apresentadas, são obtidos os valores do sinal mínimo discernível, do contraste ótico, do sinal máximo e da mudança mínima discernível no sinal.

O sinal mínimo acima do fundo ótico e a mudança mínima discerníveis para cada filme estão relacionados à sensibilidade do aparelho de leitura. Estes valores, para o densitômetro ótico utilizado, são estabelecidos pela sua precisão, ou seja, $\Delta D_{op} = 0,05$, para a qual tem-se um grau de confiança de $\sim 68\%$ no valor da densidade ótica lida.

O sinal máximo que pôde ser obtido foi fixado pelo limite de operacionalidade do densitômetro, ou seja, $D_{op} \cong 5,0$. Acima deste valor, a mesma tendência encontrada nas curvas características é apresentada pelo densitômetro ótico, tornando impossível a distinção entre a saturação do aparelho e a do filme.

O gradiente, G, também denominado contraste ótico, é um indicador da velocidade relativa dos filmes e na tabela 3.1 são apresentados alguns de seus

valores, que foram obtidos do coeficiente angular da reta ajustada, pelo método dos mínimos quadrados, na parte linear das curvas onde $D_{op} = G \cdot E + D_o$ (item 1.2.7). Verifica-se que a razão entre os valores de G para as geometrias frente e verso é praticamente constante, indicando o mesmo comportamento para as velocidades relativas dos filmes.

Tabela 3.1. Valores do contraste ótico G para as duas geometrias no Método Direto

Filme \ Geometria	Frente	Verso
Kodak - T	$1,42 \pm 0,04$	$0,69 \pm 0,02$
Kodak-AA	$2,61 \pm 0,08$	$1,42 \pm 0,03$
Dupont-NDT-70	$3,49 \pm 0,18$	$1,80 \pm 0,02$

O comportamento da curva característica, para um filme associado à uma tela conversora de gadolínio foi teoricamente explicado por Harms[50,51,52] e as suas principais considerações serão empregadas para a descrição da curva obtida neste trabalho para o Kodak AA com esta mesma tela e na geometria de irradiação frente. Neste caso a densidade ótica, D_{op} , em função da exposição $E = \Phi_o \cdot t_i$ ao feixe de nêutrons pode ser expressa por:

$$D_{op}(t) = \frac{\eta \cdot \gamma \cdot \Phi_o \cdot \Sigma_{abs}}{\beta \cdot (\Sigma_{abs} + \alpha)} \left[1 - e^{(-\beta \cdot \delta)} \right] \cdot \left[1 - e^{[-(\Sigma_{abs} + \alpha) \cdot x]} \right] \cdot t_i = \eta \cdot P \cdot \Phi_o \cdot t_i \quad (3.1)$$

onde:

η e γ parâmetros de *desempenho* do filme e de produção de elétrons de conversão;

α e β coeficientes de atenuação linear do EC na tela e na emulsão;

δ e x espessuras da emulsão e da tela conversora;

Φ_o fluxo de nêutrons na tela conversora ($n/cm^2 \cdot s$);

t_i tempo de irradiação(s);

Σ_{abs} secção de choque macroscópica de absorção do conversor.

O termo P representa a probabilidade de que um elétron de conversão, gerado na reação nuclear, escape da tela e interaja com o filme, se for emitido em sua direção. Desta forma, o fluxo Φ_i destes elétrons que o atingem será:

$$\Phi_i = \frac{P \cdot \Phi_o}{2} \quad (3.2)$$

já que no máximo, a metade deles poderá efetivamente ser emitida na sua direção.

Para a aplicação da expressão (3.1), na determinação dos valores de $D_{op}(t)$, é necessário o conhecimento do parâmetro η . Entretanto seu valor não foi encontrado na literatura. Todavia, admitindo que ele seja constante com a exposição, podemos descrever qualitativamente o comportamento da curva característica através do fluxo Φ_i de elétrons de conversão que interagem no filme, sensibilizando-o. Este fluxo, dado pela expressão (3.2), foi calculado para os seguintes parâmetros:

$x = 13\mu\text{m}^{(i)}$	$\Sigma_{abs} = 2.008,94\text{cm}^{-1}$	$\alpha = 2 \times 10^3\text{cm}^{-1}[52]$
$\gamma = 0,6[53]$	$\delta = 2,585\mu\text{m}$	$\beta = 428\text{cm}^{-1}[29]$

(i). alcance do elétron de conversão na tela.

obtendo-se:

$$\Phi_i \cong 4,7 \times 10^4 \text{ EC/cm}^2\text{s}$$

A razão $R = \frac{\Phi_i}{\text{cristais por cm}^2}$ governa o comportamento da curva

característica da seguinte maneira: para valores $R \leq 1$ a curva deverá ser linear pois, neste caso o EC estará interagindo com um cristal ainda não exposto; e, para valores $R > 1$, deverá ocorrer a perda da linearidade pois a interação se dará com um cristal já exposto. Para a determinação desta razão é necessário conhecer o tamanho do cristal para o Kodak AA. Para o presente estudo foi utilizado o valor médio de $3,0\mu\text{m}$ ($1,5$ a $4,5\mu\text{m}$) e assim o número de cristais por centímetro quadrado vale:

$$\frac{1}{\pi \cdot \left(\frac{3}{2} \cdot 10^{-4}\right)^2} = 1,4 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-2}$$

Desta forma $R = 3,4 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ e seu valor deverá ser menor do que 1 até o tempo de irradiação $t_i \cong 300\text{s}$.

Observando a figura 3.2, pode-se concluir que realmente até este valor (correspondente à uma exposição $E \cong 9 \times 10^8 \text{ n/cm}^2$), ocorre o previsto e acima dele, próximo à $t_i \cong 360\text{s}$, inicia-se o processo de saturação.

O comportamento das curvas características dos demais filmes para as duas geometrias explica-se da mesma forma.

Conforme já citado neste trabalho, é inexorável, nos feixes de nêutrons, a presença de radiação γ , devendo a sua intensidade permanecer dentro de certos

limites tais que $n/\gamma > 10^5 \text{ n/cm}^2 \cdot \text{mrem}$ (item 1.2.2), para que possam ser obtidas radiografias pelo método direto com filmes convencionais de raios-X. Destarte, foi feito um levantamento de suas curvas características quando submetidos a esta radiação presente no feixe. Para isto, eles foram cortados nas mesmas dimensões de $0,5 \times 2,5 \text{ cm}$ e irradiados sem a presença da tela conversora, em tempos de 0,5 a 45min, monitorados com o mesmo cronômetro.

Após processados, foram feitas as leituras de densidade ótica e os resultados são apresentados na figura 3.4. Comparando estas curvas com aquelas obtidas com a tela de gadolínio, na geometria frente, verifica-se que para uma mesma exposição, da densidade ótica produzida, por exemplo, no Kodak-AA, apenas 10%, será devida à radiação γ do feixe. Este resultado, que demonstra a viabilidade de se obter radiografias pelo método direto com filmes convencionais de raios-X, é uma consequência do valor da razão $n/\gamma = 5 \times 10^5 \text{ n/cm}^2 \cdot \text{mrem}$ obtido para o presente equipamento radiográfico, o que corrobora a condição estabelecida na literatura na qual $n/\gamma > 10^5 \text{ n/cm}^2 \cdot \text{mrem}$ [28].

Para o método indireto, utilizando a tela conversora de disprósio, foram obtidas as curvas características para os filmes: Agfa-D4, Dupont NDT-70, Fuji-50, Kodak-AA, M, T e R, os quais foram cortados em tiras nas mesmas dimensões das anteriores $\sim 2,5 \times 5,0 \text{ cm}$.

Neste método, a exposição (β/cm^2) a que o filme fica sujeito pode ser variada pelo tempo de irradiação da tela conversora ou pelo tempo de transferência da imagem. Como só dispomos de uma tela conversora, e sua reutilização antes de no mínimo 4 meias-vidas após uma irradiação não é recomendável, o tempo de transferência da imagem foi fixado em 24 horas, e as curvas características foram obtidas variando-se o tempo de irradiação de 1 a 50min. Antes de ser colocada em contato com o filme e após o término da irradiação, manteve-se um lapso constante de 5min para o transporte da tela até a câmara escura.

Após o processamento, foram feitas leituras de densidade ótica e os valores obtidos para cada um, em cada tempo de irradiação e para as duas geometrias são mostrados nas figuras 3.5 e 3.6.

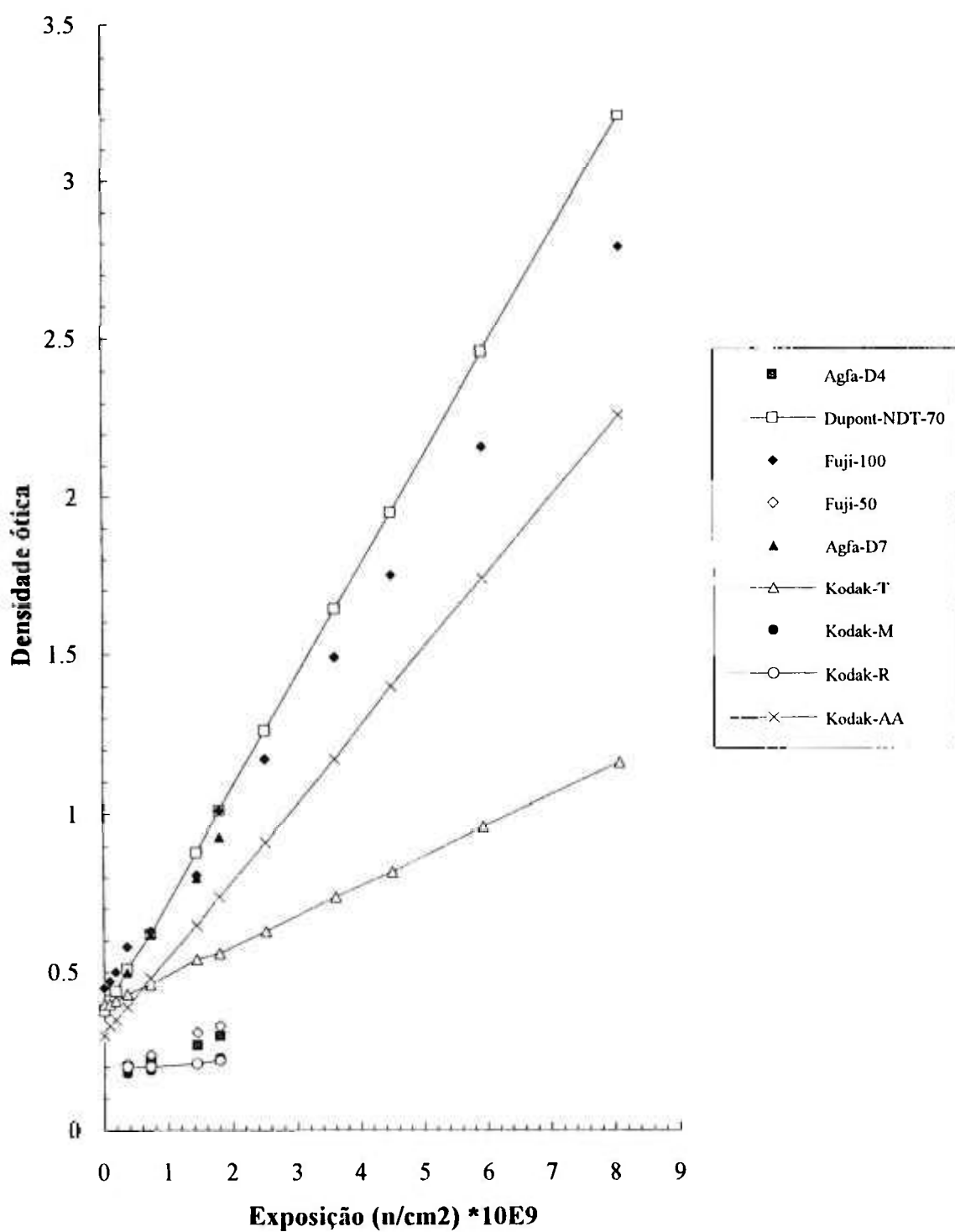


Figura 3.4. Curvas Características de diversos filmes para radiação γ presente no feixe de nêutrons

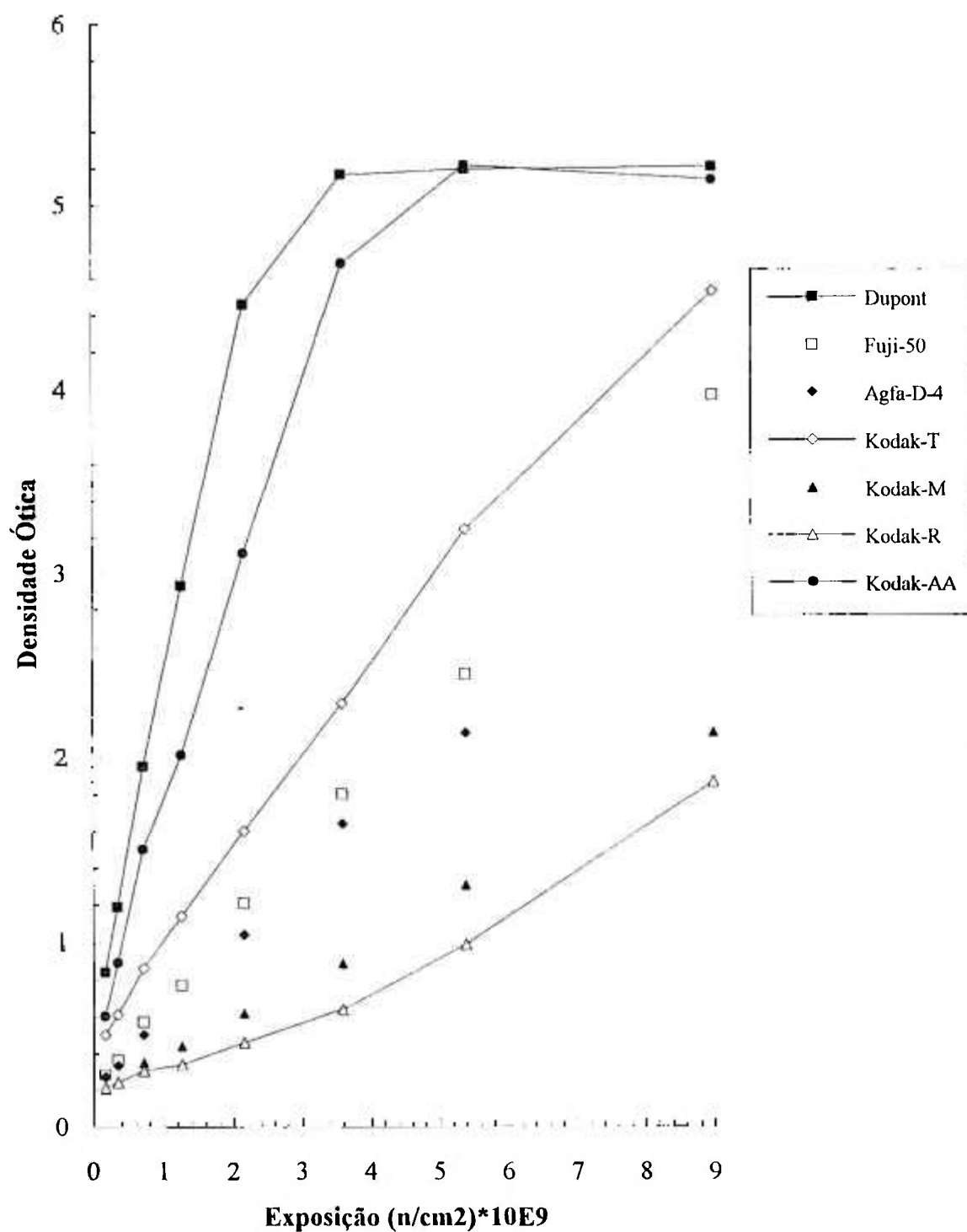


Figura 3.5. Curvas Características para sistemas de detecção e registro da imagem - Método Indireto, geometria frente

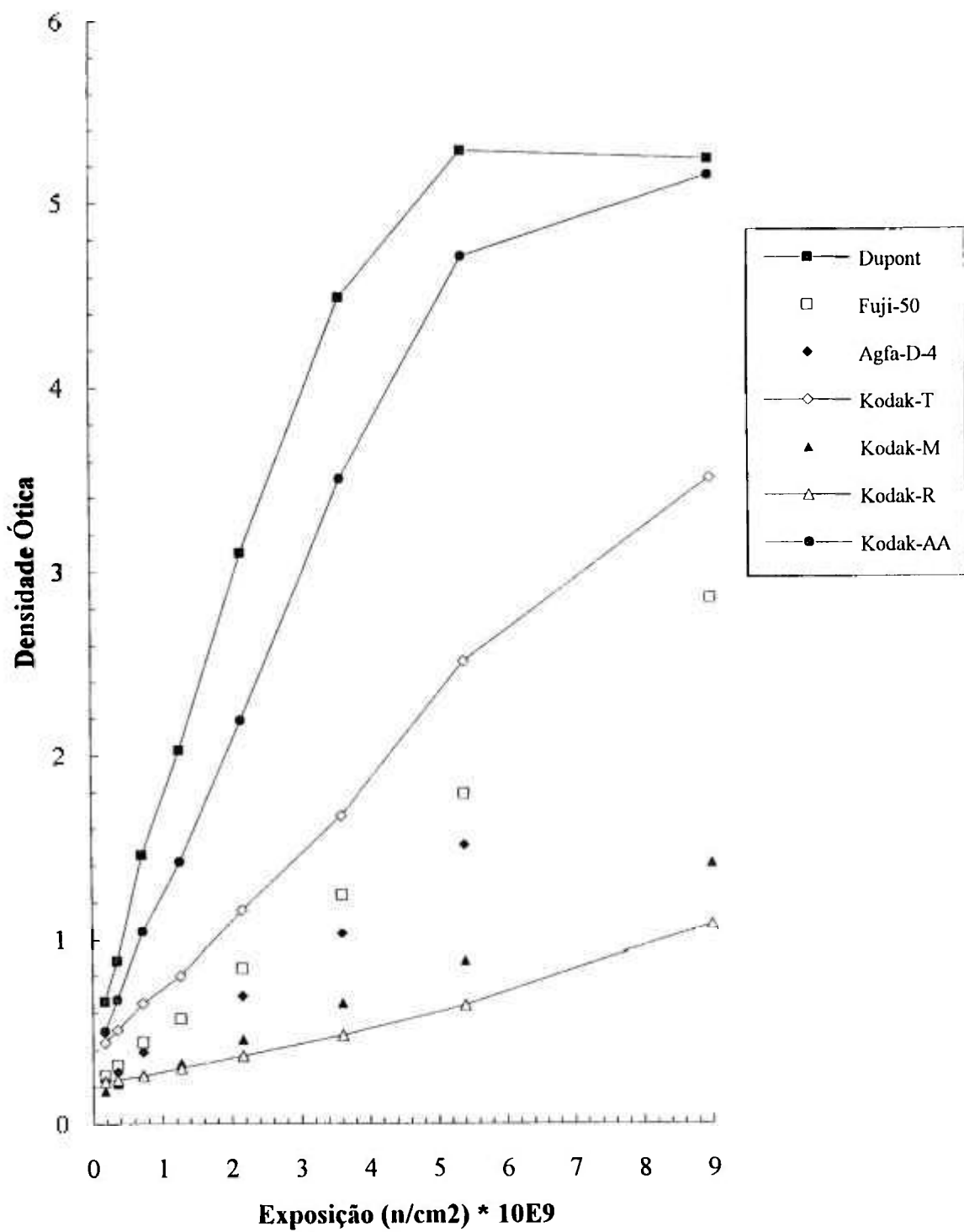


Figura 3.6. Curvas Características para sistemas de detecção e registro da imagem - Método Indireto, geometria verso

Pode ser visto que as diferenças e equivalências de velocidade entre os filmes são as mesmas apresentadas para o método direto.

Igualmente, a diferença de velocidade para as duas geometrias é verificada, entretanto, devido ao alcance da radiação β ser suficiente para atravessar a tela conversora, esta diferença é menos acentuada, sendo atribuída somente à sua atenuação na própria tela.

Os valores de sinal mínimo, mudança mínima discernível e sinal máximo são os mesmos obtidos para o método direto, já que estão relacionados diretamente ao densitômetro ótico empregado.

O contraste ótico, G , para ambas geometrias de irradiação, obtidos da mesma maneira que no método direto, são apresentados na tabela 3.2, abaixo:

Tabela 3.2. Valores do contraste ótico G para ambas as geometrias de irradiação no Método Indireto

Filme \ Geometria	Frente	Verso
Kodak - T	$0,46 \pm 0,02$	$0,36 \pm 0,01$
Kodak-AA	$1,24 \pm 0,06$	$0,87 \pm 0,01$
Dupont-NDT-70	$1,83 \pm 0,04$	$1,12 \pm 0,04$

Como pode ser visto da comparação entre as tabelas 3.1 e 3.2, o método direto apresenta, para as duas geometrias, maiores valores de G que o método indireto. Para o caso da geometria frente, por exemplo, esta diferença é devida ao fato de que, no primeiro, a densidade ótica é formada basicamente por EC de energia $\sim 70\text{keV}$, de maior ionização específica que a radiação β (energia $\sim 433\text{keV}$), responsável pela densidade ótica no segundo.

O comportamento das curvas características pode ser explicado basicamente da mesma maneira que no método direto.

A experiência tem mostrado que o emprego destas curvas na determinação de densidades óticas a partir da exposição, não permite reprodutibilidade melhor que 20% nestes valores. Este limite é devido às variações de temperatura do moderador do reator, que acarretam mudanças no espectro de energia dos nêutrons incidentes e, portanto, na eficiência da tela conversora, bem como à não uniformidade das características de um mesmo tipo de filme.

3.2. Resolução do equipamento radiográfico

A resolução total U_T de um equipamento radiográfico é definida como a distância mínima que separa dois objetos de modo a serem distinguidos. Este parâmetro que afeta a qualidade da imagem, conforme já mencionado, é oriundo das características do sistema de detecção e registro da imagem (resolução intrínseca U_I) e da divergência angular do feixe de nêutrons (resolução geométrica U_G).

3.2.1. Resolução intrínseca

Uma das maneiras de determiná-la, e a empregada neste trabalho, é por meio da varredura das densidades óticas na região de interface correspondente a duas imagens: a primeira de um objeto opaco a nêutrons e a segunda referente ao feixe direto. À distribuição resultante é ajustada uma função matemática denominada "Edge Spread Function"-ESF da qual se obtém o parâmetro U_I , que corresponde à largura total à meia altura (FWHM) da "Line Spread Function"-LSF que é a diferencial de ESF. Para a sua determinação foi empregado como objeto opaco, uma lâmina de gadolínio ($\sigma_{abs}=66.847$ barns, para o presente espectro) de 0,127mm de espessura, colocada em comprimido contato com o sistema de detecção e registro da imagem, no interior do cassete de alumínio, o qual, tendo sido fixado ao porta-amostras, foi conduzido ao feixe de nêutrons. Os tempos de irradiação, monitorados com o mesmo cronômetro digital citado no item 3.1, foram selecionados de modo a se obter densidades óticas $D_{op}<2,0$, por causa das limitações do equipamento de leitura de transmissão de luz- o microfotômetro, descrito no item 2.3.

Por motivos de disponibilidade, foram estudadas as resoluções para as combinações do Kodak-AA e T com as telas conversoras de Gd e Dy, em três tempos de irradiação diferentes e nas geometrias frente e verso, totalizando 16 distribuições.

Após o processamento dos filmes, a varredura na distribuição de densidade ótica na região de interface foi realizada nas seguintes condições, previamente estabelecidas [31] para o microfotômetro: passo de leitura de $5\mu\text{m}$ e fenda de leitura com $3\mu\text{m}$ de largura e 0.7mm de comprimento. Nestas condições, obtém-se para cada uma, um total de aproximadamente 200 pontos de densidade ótica.

Segundo a formulação analítica proposta nos trabalhos de A.A. Harms[40] e colaboradores, W.J. Richards e H.A. Larson[42] e baseado nos estudos sobre

funções de resolução de M. Wrobel e L. Greim[41], a fórmula geral empregada para o ajuste a estas distribuições de densidades óticas é dada pela expressão (1.24):

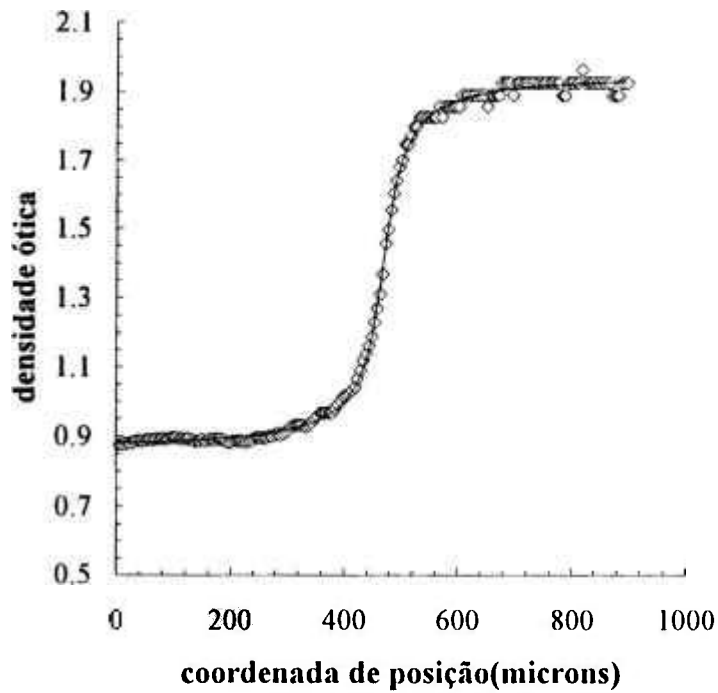
$$ESF = A + B \cdot \arctan(C \cdot x + D)$$

A resolução intrínseca U_I foi cotada em termos da largura total à meia altura da função diferenciada - distribuição de Lorentz, e é dada pela expressão (1.25):

$$U_I = \frac{2}{C}$$

As figuras 3.7 e 3.8 mostram alguns resultados experimentais típicos que foram obtidos, juntamente com as funções ESF ajustadas (curvas contínuas) pelo método dos mínimos quadrados. Os valores da densidade ótica incluem as mesmas contribuições consideradas anteriormente no item 3.1.

A - Kodak-AA - ti:66s



B - Kodak-T - ti: 121s

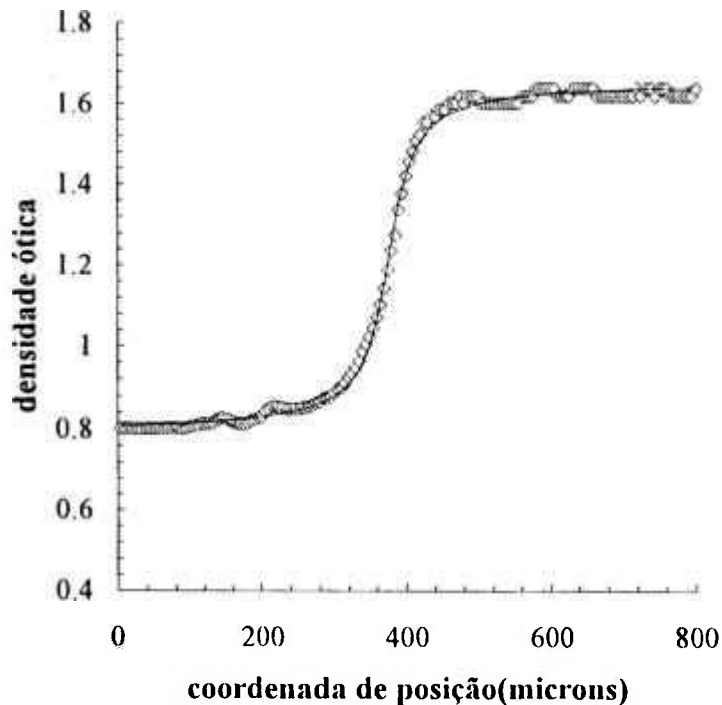


Figura 3.7.A, B. Distribuição de densidade ótica da radiografia de uma lâmina de gadolínio, posicionada junto ao sistema de detecção e registro da imagem - Método Direto - geometria frente; A) filme Kodak-AA, $t_i=66s$; B) filme Kodak-T, $t_i=121s$.

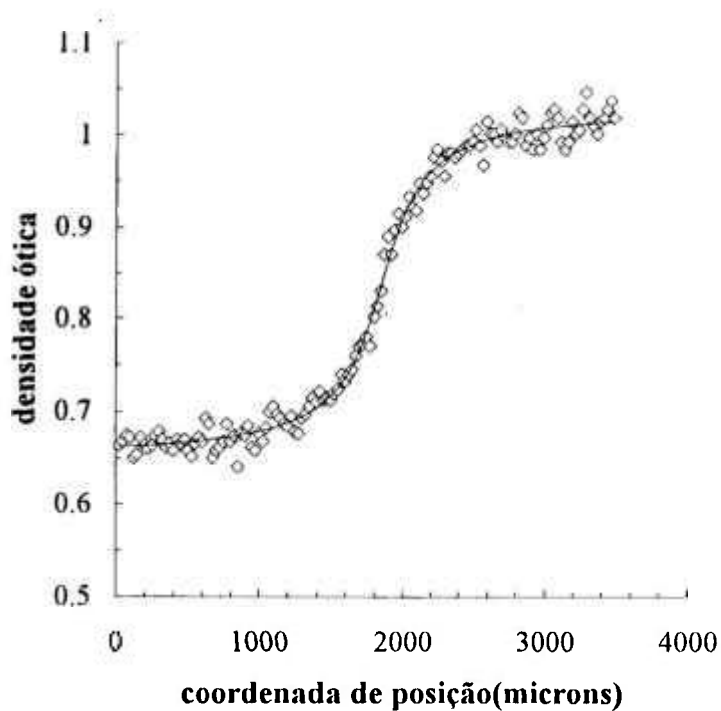
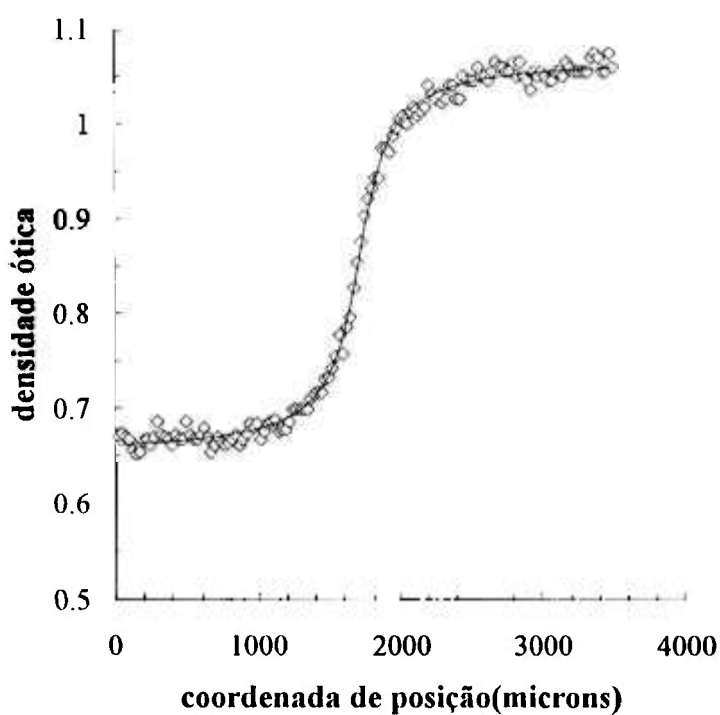
A - Kodak-AA - ti:37s**B - Kodak-T5 - ti:99s**

Figura 3.8.A, B. Distribuição de densidade ótica da radiografia de uma lâmina de gadolínio, posicionada junto ao sistema de detecção e registro da imagem - Método Indireto - geometria frente; A) filme Kodak-AA, $t_i=37s$; B) filme Kodak-T, $t_i=99s$.

Para os dados do presente trabalho a qualidade dos ajustes foi avaliada pelo desvio padrão, σ , entre as densidades óticas medida e ajustada, que segundo Wrobel (op. cit), é dado por:

$$\sigma = \sqrt{\sum_i \left(\frac{NAD_{op_i}^2}{(N-M)} \right)} \quad (3.3)$$

sendo:

ΔD_{op_i} diferença entre os valores das densidades óticas medido e ajustado;

N número de parâmetros no ajuste;

M número de pontos.

Os valores obtidos em todos os ajustes estão compreendidos entre $0.007 < \sigma < 0.027$, os quais em sua grande maioria são menores que os melhores apresentados por Wrobel no trabalho citado, no qual é feita a qualificação de funções de resolução para a radiografia com nêutrons.

A tabela 3.3 apresenta os valores obtidos de U_I com seus respectivos erros para o Kodak-AA e T nos dois métodos de conversão.

Tabela 3.3. Valores da Resolução Intrínseca e seus respectivos erros para os Métodos de Conversão Direto e Indireto, nas duas geometrias de irradiação para os filmes Kodak-AA e T

Método Direto				Método Indireto			
Kodak-AA		Kodak-T		Kodak-AA		Kodak-T	
<u>Frente</u>		<u>Frente</u>		<u>Frente</u>		<u>Frente</u>	
ti(s)	$U_I(\mu\text{m})$	ti(s)	$U_I(\mu\text{m})$	ti(s)	$U_I(\mu\text{m})$	ti(s)	$U_I(\mu\text{m})$
26	87 ± 2	43	37 ± 1	37	460 ± 23	99	317 ± 10
44	85 ± 2	121	52 ± 1	84	355 ± 10	321	276 ± 7
66	60 ± 1			131	555 ± 11		
<u>Verso</u>		<u>Verso</u>		<u>Verso</u>		<u>Verso</u>	
142	95 ± 4	303	105 ± 5	210	306 ± 10	494	347 ± 8

Como pode ser observado, para o método direto, os valores da resolução intrínseca são em geral, maiores na geometria verso. Isto se deve basicamente porque nesta geometria o principal responsável pela formação da imagem é a

radiação γ que é mais penetrante que o EC, o responsável pela formação da imagem na geometria frente.

Para o método indireto, a situação é semelhante, onde o Kodak-T apresenta melhores valores. Entretanto, como nas duas geometrias, a imagem é formada basicamente pela radiação β emitida, a resolução para o verso apresenta valores comparáveis ou melhores, já que ao atingir o filme, nesta geometria, a radiação β perdeu bastante energia na própria tela, tendo nele um alcance menor.

Pelo fato de os valores para U_1 obtidos neste trabalho, para o método direto e na geometria frente, estarem próximos daqueles citados na literatura ($U_1 \leq 100 \mu\text{m}$), para um filme rápido, procurou-se, por considerações relativamente simples, calculá-los teoricamente com o intuito de aplicá-los futuramente em outros trabalhos afins.

Para os cálculos foi considerado que a resolução intrínseca é decorrente de uma combinação entre os alcances do EC na tela conversora e no filme, como esquematizado na figura 3.9 e para tanto foram determinados:

-a- número relativo de EC gerados em cada micrometro da tela conversora na direção de incidência do feixe de nêutrons:

Este valor corresponde à quantidade relativa de nêutrons que são absorvidos pela tela, multiplicado pelo coeficiente de conversão γ (EC/nêutron). Para o primeiro cálculo empregou-se a expressão (1.6a) para a transmissão de nêutrons pela matéria $T = e^{-\bar{\Sigma}_{\text{abs}} \cdot l}$ onde :

$\bar{\Sigma}_{\text{abs}}$ secção de choque efetiva macroscópica de absorção da tela de gadolínio para o espectro de nêutrons incidente: $\bar{\Sigma}_{\text{abs}} = 2008.94 \text{ cm}^{-1}$

l espessura em relação à superfície da tela em que o nêutron é capturado a qual valerá no máximo $13 \mu\text{m}$, que é o alcance do EC de 70 keV gerado

Para cada micrometro, $T = 0,818$, e levando-se em conta que o coeficiente de conversão $\gamma \approx 0,6$ [53], o número relativo w_i de EC gerados em cada camada i foi calculado pela expressão:

$$w_i = T_i \cdot (e^{0,200894} - 1) \cdot 0,6 \quad (3.4)$$

e estão apresentados na tabela 3.4

-b- distância média \bar{R} do ponto onde os EC foram gerados à superfície da tela e suas energias ϵ ao deixarem sua superfície.

O ângulo máximo que o EC terá para sair da tela é formado pelos segmentos de reta correspondentes à espessura l da camada em que foi gerado e ao alcance do

EC na tela $x=13\mu\text{m}$. O ângulo médio $\bar{\theta}$ será tomado como a metade do ângulo máximo, e a distância média \bar{R} será dada pela hipotenusa deste novo triângulo retângulo, ou seja:

$$\bar{R} = \frac{l}{\cos \bar{\theta}} \quad (3.5)$$

Através deste valor, é possível determinar a energia média com que cada EC emerge na superfície da tela, já que ela está relacionada ao caminho percorrido médio \bar{S} , o qual, para um feixe de elétrons monoenergético, é aproximadamente o dobro de \bar{R} [54], ou seja:

$$2 \cdot \bar{R} = \bar{S} = \int ds = \int \left(\frac{d\varepsilon}{ds} \right)^{-1} d\varepsilon \quad (3.6)$$

$$\text{onde } -\frac{d\varepsilon}{ds} = \frac{4\pi \cdot e^4}{m_e \cdot v^2} n^e \cdot Z \cdot \left[\ln \left(\frac{2m_e \cdot v^2}{I} \right) - 1,2329 \right] \text{ erg.cm}^{-1} \quad (3.7)$$

com o potencial de ionização I é dado por:

$$I \cong 9,1 \cdot Z \cdot \left(1 + 1,9 \cdot Z^{-2/3} \right) \text{ eV} \quad (3.8)$$

A energia média $\bar{\varepsilon}$ foi calculada por integração numérica da expressão (3.7), dividindo cada micron do caminho percorrido médio \bar{S} em 100 partes iguais. Os valores calculados estão mostrados na mesma tabela.

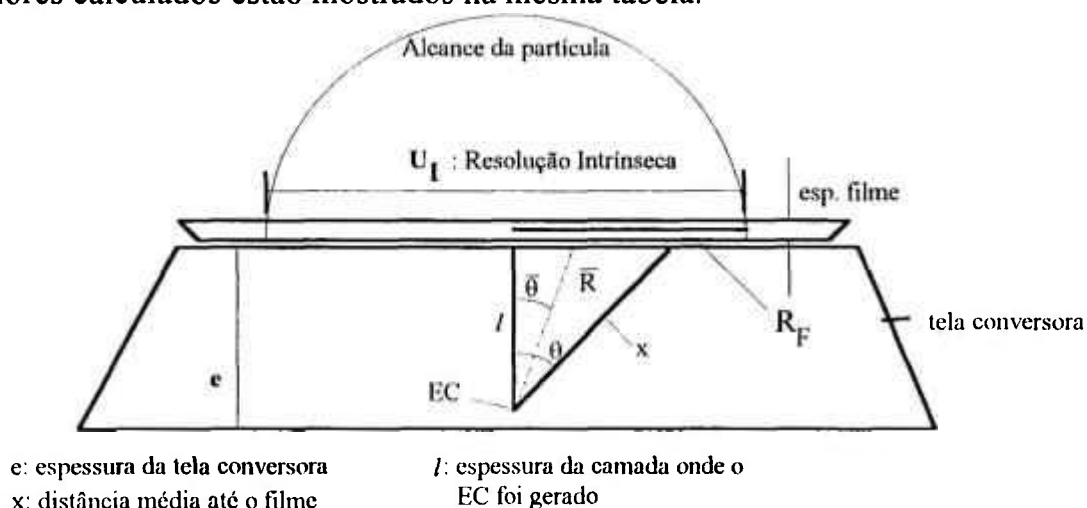


Figura 3.9. Diagrama esquemático empregado para o cálculo da resolução intrínseca

-c- alcance médio R_F dos EC no filme empregado.

Para o presente, os elétrons emergem da superfície da tela e penetram na emulsão do filme com energias compreendidas entre $27,9 < \epsilon < 65$ keV.

O alcance de elétrons com energia entre $10 < \epsilon < 3000$ keV, em um material, pode ser calculado por meio da expressão empírica[54]:

$$R = 0,412 \epsilon^{(1,265 - 0,954 \ln \epsilon)} \quad (\text{g} / \text{cm}^2) \quad (3.9)$$

Para se obter R_F em unidades de comprimento, é necessário conhecer-se a densidade do material da emulsão. Como, de acordo com Hawkesworth[29], o alcance de um EC de 75keV no filme é $70\mu\text{m}$, estima-se que a sua densidade média seja: $\bar{\rho} \cong 1,174\text{g}/\text{cm}^3$. Assim, os valores de R_F variaram de 11,2 a $54\mu\text{m}$ e estão apresentados na mesma tabela.

O valor da resolução intrínseca U_I foi calculado pela média destes alcances, ponderada pelos percentuais w_i correspondentes a cada camada onde o EC tenha sido gerado, e é dado por:

$$\bar{R}_F = \frac{\sum_i w_i R_F}{\sum_i w_i} \quad (3.10)$$

Tabela 3.4. Parâmetros calculados para a determinação da resolução intrínseca no Método Direto, geometria frente e filme Kodak-AA

camada (μm)	\bar{R} (μm)	\bar{S} (μm)	$\bar{\epsilon}$ (keV)	w_i	R_F (μm)
1	1,36	2,72	65	10,92	54
2	2,63	5,26	60	8,94	47,5
3	3,82	7,64	55	7,32	40,5
4	4,95	9,90	50	5,96	33,8
5	6,0	12,0	45,3	4,90	28,1
6	7,0	14,0	40,2	3,98	22,4
7	7,98	15,96	34,4	3,28	16,78
8	8,90	17,80	27,9	2,67	11,2

Pelos valores da tabela supra, obtemos $\bar{R}_F \cong 38,02\mu\text{m}$. Assim, o valor da resolução intrínseca estimado teoricamente para este caso, deverá ser o dobro de \bar{R}_F ou seja $U_I \cong 76\mu\text{m}$, muito próximo daquele determinado experimentalmente.

Por causa da limitação do microfotômetro não foi possível a determinação de U_I para $D_{op} > 2,0$. Entretanto, espera-se que para densidades óticas até $D_{op} \cong 4,0$ seus valores sejam comparáveis, pois no intervalo $0 < D_{op} < 4,0$, o contraste ótico G permanece constante e os parâmetros que governam a formação da imagem, tais como, tamanho do cristal, alcance no EC no filme e na tela conversora, independem da exposição.

3.2.2. Resolução Geométrica

A determinação da resolução geométrica, U_G , é de grande importância para a caracterização do equipamento radiográfico pois, é por meio dela que se obtém experimentalmente a razão L/D que é empregada no cálculo da resolução total da imagem para qualquer distância entre o material em estudo e o sistema de detecção e registro da imagem. Seu valor foi calculado a partir daqueles da resolução intrínseca U_I , e da resolução total U_T para uma distância fixa, empregando a expressão (1.23):

$$U_T^n = U_I^n + U_G^n.$$

A resolução total U_T foi obtida por meio de uma varredura dos valores de densidade ótica feita, com o auxílio do microfotômetro, na radiografia de uma lâmina de cádmio (material opaco aos nêutrons de espessura 0,5mm), mantida à distância de 5mm do sistema de detecção e registro da imagem, por meio de uma base metálica de alumínio. A escolha do alumínio deu-se principalmente pela sua pequena secção de choque para absorção e espalhamento de nêutrons, $\sigma_T \cong 1,5\text{barn}$, de modo que sua presença não influenciará nas medidas. Os tempos de irradiação, monitorados com o cronômetro digital, foram selecionados de modo a se obter, como no caso anterior, densidades óticas $D_{op} < 2,0$. Após o processamento dos filmes, fez-se a varredura das densidades óticas utilizando no microfotômetro a fenda de $3\mu\text{m} \times 0,7\text{mm}$, em passos de leitura de $25\mu\text{m}$. Nestas condições o total de pontos de densidade ótica em cada distribuição variou entre 60 e 200. A mesma função ESF, empregada na determinação de U_I , foi ajustada aos pontos experimentais. Os resultados destes ajustes bem como os valores obtidos para U_T

para o Kodak-AA e T para o método direto, nas duas geometrias de irradiação, são mostrados na figura 3.10.A e B e na tabela 3.5, respectivamente.

A - Kodak-AA - ti: 60s

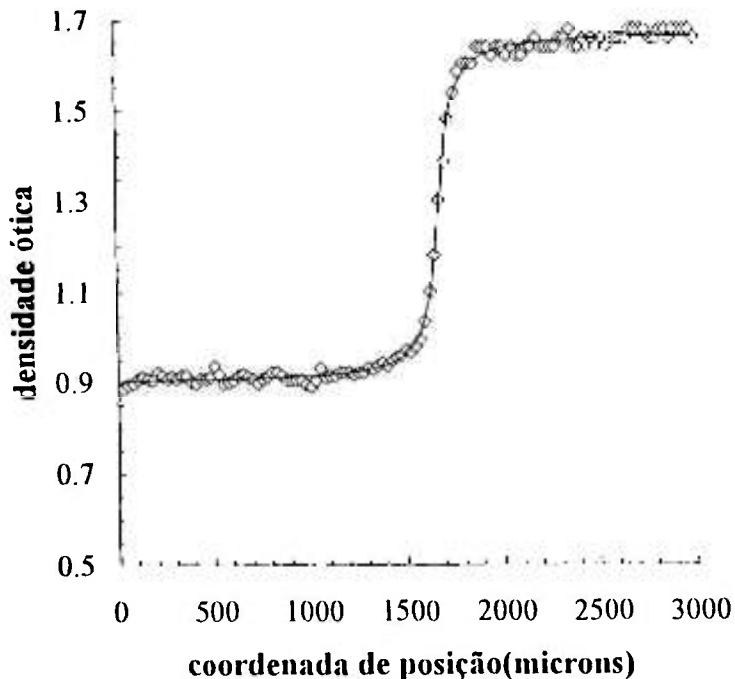
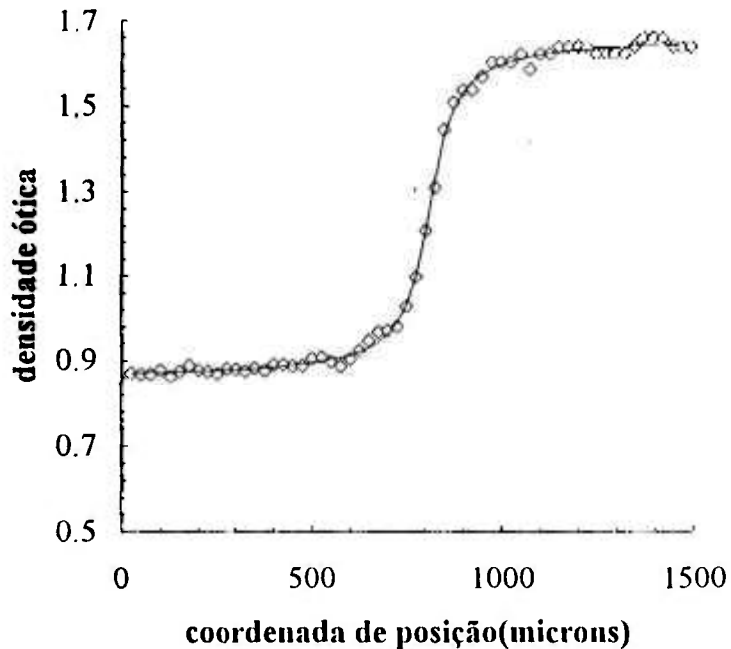


Figura 3.10.A, B Distribuição de densidade ótica da radiografia de uma lâmina de cádmio, posicionada a 5mm do sistema de detecção e registro da imagem - Método Direto - geometria frente; A) filme Kodak-AA, $t_i=60s$; B) filme Kodak-T, $t_i = 180s$.

Tabela 3.5. Valores da Resolução Total obtidos para os Kodak-AA e T nas geometrias frente e Verso, para o Método Direto

MÉTODO DIRETO			
U_T (μm) - Kodak-AA		U_T (μm) - Kodak-T	
<u>Frente</u>	<u>Verso</u>	<u>Frente</u>	<u>Verso</u>
ti=60s	ti=120s	ti=180s	ti=180s
100 \pm 4	706 \pm 70	96 \pm 3	552 \pm 62

O cálculo da resolução geométrica U_G foi feito mediante o emprego da expressão mencionada acima, considerando o expoente $n=3$, que é utilizado somente quando os valores de U_G e U_I são comparáveis. Das dimensões do colimador, estima-se que o valor de $L/D \cong 60$, de modo que para uma distância correspondente à espessura da base de alumínio(5mm), e por meio da expressão (1.10), $U_G \cong 80\mu\text{m}$ que é comparável com aqueles de U_I determinados no item anterior. Os resultados obtidos para U_G e L/D estão apresentados na tabela 3.6.

Tabela 3.6. Valores da Resolução Geométrica e da razão L/D obtidos para os filmes Kodak-AA e T, na geometria frente e para o Método Direto

MÉTODO DIRETO			
Kodak-AA - $U_I = 60\mu\text{m}$ (ti=66s)		Kodak-T - $U_I = 52\mu\text{m}$ (ti=121s)	
U_G (μm) ti=60s	L/D	U_G (μm) ti=180s	L/D
92,2 \pm 4,7	54,22 \pm 2,78	90,6 \pm 3,4	55,18 \pm 2,08

É importante observar que os valores de L/D obtidos experimentalmente estão no intervalo recomendado pela literatura, $10 \leq L/D \leq 500$, (item 1.2.2.), e são muito próximos daquele estimado das dimensões físicas do colimador de nêutrons do equipamento radiográfico, ou seja, do diâmetro da abertura frontal e de seu comprimento. Isto demonstra que a presença dos filtros de bismuto, apesar de distorcer o espectro térmico Maxwelliano, praticamente não cooperam no sentido de piorar a resolução do equipamento o que pode ser explicado considerando-se a distribuição de energia dos nêutrons que emergem destes filtros, mostrada na figura 2.2. Para nêutrons com energia acima de 1,8meV, a secção de choque $\sigma_{\text{esp}} \cong 9\text{barn}$ e, conseqüentemente, são os que sofrem mais espalhamento, praticamente não atingindo o sistema de detecção e registro da imagem, ao contrário daqueles com

energia abaixo de 1,8meV, para os quais os filtros apresentam uma transparência parcial, já que $\sigma_T \approx 0,7\text{barn}$.

Consta salientar ainda, que estes valores da razão L/D mostram também boa concordância com aquele obtido, para o mesmo equipamento, em um outro trabalho, que estudou a técnica da radiografia com nêutrons para os detectores sólidos de traços nucleares - SSNTD para o qual L/D=63.

3.3. Sensibilidade

Este estudo visa determinar a capacidade da técnica para discernir variações de espessura nos materiais. A sensibilidade foi determinada a partir do comportamento dos valores de densidade ótica, D_{op} , obtidos em função da espessura, x , do material em estudo. Conforme visto anteriormente, este comportamento seria uma exponencial simples, dada pela expressão (1.18), se a contribuição dos nêutrons espalhados pelo material fosse desprezível na formação da densidade ótica. Entretanto, esta não foi a situação encontrada na prática.

A sensibilidade foi determinada para quatro tipos de materiais: chumbo, lucite, ferro e cobre, os quais foram selecionados principalmente em função dos valores de suas secções de choque para absorção e espalhamento de nêutrons, adequadas para este estudo. As amostras têm o formato de pequenas lâminas quadradas de aresta $\sim 28\text{mm}$ e espessura 2mm, as quais foram medidas por meio de um paquímetro e o erro em cada uma foi de $\sigma_x = 0,03\text{mm}$. Como elas foram empilhadas para se conseguir as espessuras de material desejadas, até 12mm, o erro na espessura total será a combinação dos erros das lâminas individuais, ou seja:

n° de lâminas	1	2	3	4	5	6
erro(mm)	0,03	0,04	0,05	0,06	0,07	0,07

O filme empregado foi o Kodak-AA e, a sensibilidade estudada para o método direto, com a tela conversora de gadolínio. As lâminas foram afixadas em um suporte de alumínio, este ao porta-amostras e o conjunto levado ao feixe de nêutrons para a irradiação. A posição de cada lâmina no suporte e deste em relação ao feixe foram mantidas fixas, de modo que as variações por inomogeneidade do feixe foram

minimizadas. As radiografias foram feitas para tempos de irradiação de 3min, monitorados com o mesmo cronômetro digital; este tempo de irradiação fornece, para o feixe direto, densidade ótica em torno de $D_{op} \sim 3,0$, que, de acordo com a figura 3.2, corresponde à região linear e, portanto, adequada ao trabalho.

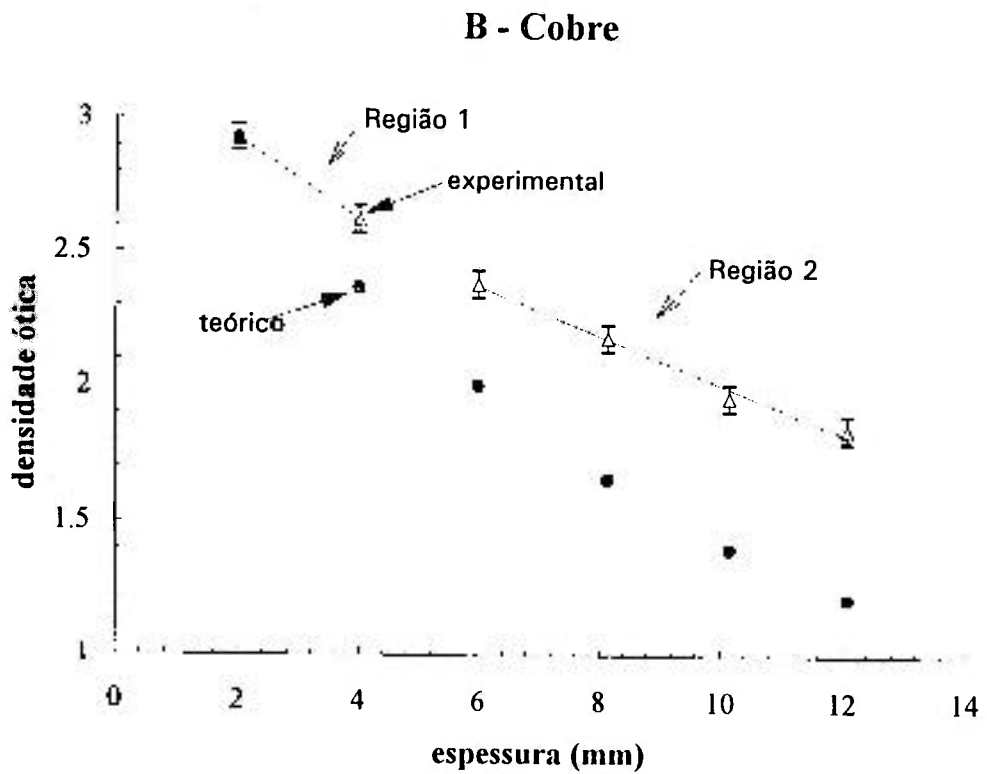
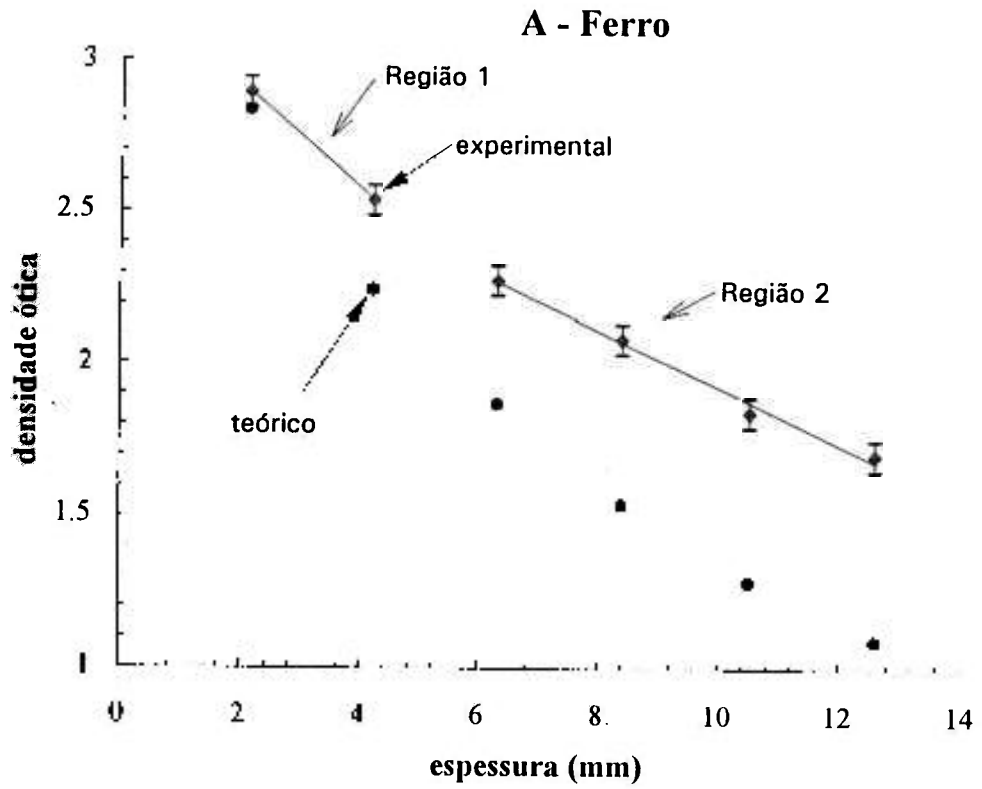
Após irradiados, os filmes foram processados de modo padrão, e nas mesmas condições para que fosse minimizada a possibilidade de influência desta etapa nos resultados obtidos. Igualmente, procurou-se manter os mesmos cuidados nas leituras de densidade ótica, que foram efetuadas com o densitômetro Konica. Para isto foram colocadas marcas (tiras de cádmio) no suporte utilizado para as irradiações, de maneira que as leituras fossem feitas sempre na mesma posição.

Nas figuras 3.11-A, B, C, D são apresentados os resultados das leituras de D_{op} em função da espessura x para cada material bem como os valores que seriam esperados, dados pela expressão (1.18) $D_{op} = G \cdot E \cdot e^{-\Sigma_T \cdot x} + D_0$

onde $G=2,61$ como determinado no item 3.1.

Na densidade ótica, D_{op} , estão incluídos, além do fundo ótico do filme, $D_0 \cong 0,3$, as seguintes contribuições:

- feixe de nêutrons;
- feixe de radiação γ oriundo do equipamento radiográfico bem como de qualquer reação (n,γ) ocorrida no material em estudo



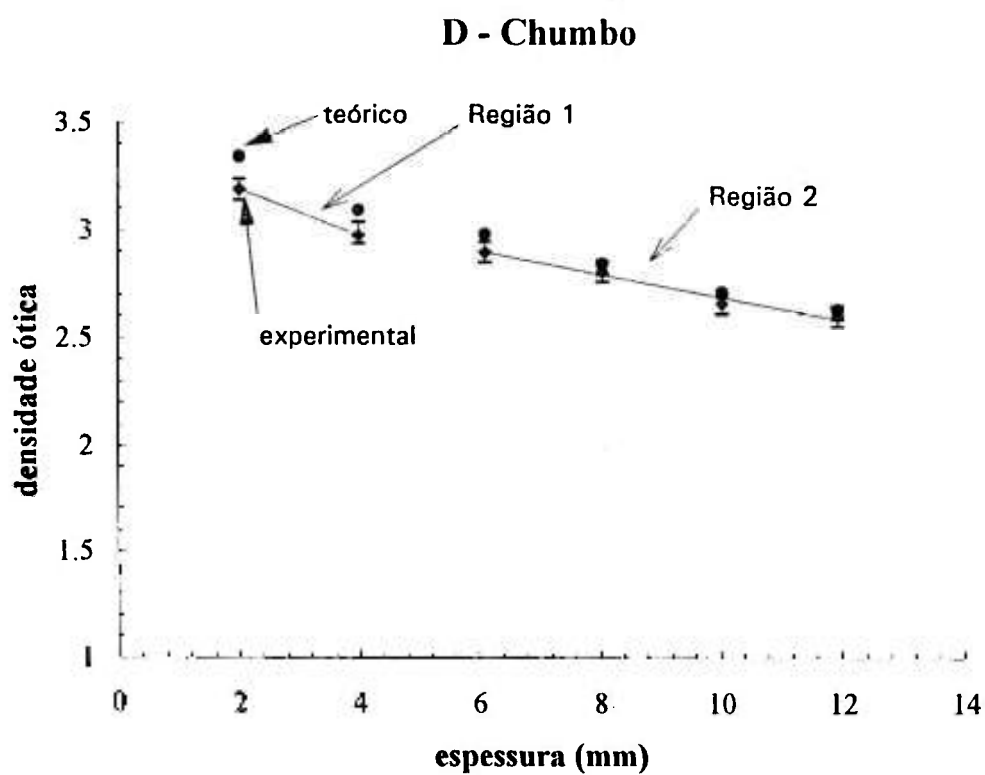
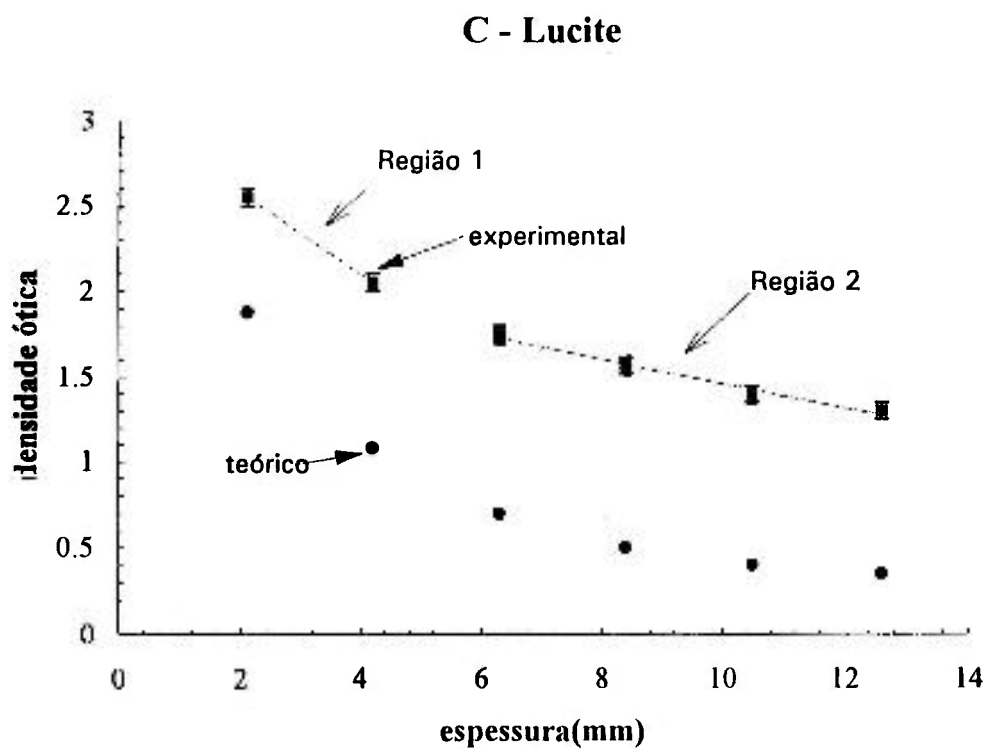


Figura 3.11. A, B, C, D. Comportamento da densidade ótica em função da espessura para os materiais: A) Ferro; B) Cobre; C) Lucite; D) Chumbo, Método Direto, geometria frente, filme Kodak-AA, $t_i = 3\text{min}$

A sensibilidade, S , da técnica foi calculada ajustando-se aos pontos experimentais, e pelo método dos mínimos quadrados, funções lineares às regiões 1 e 2 das curvas, de modo que $S = \Delta D_{op} / \Delta x$. A espessura mínima Δx_{min} discernível foi obtida considerando $\Delta D_{op} = 0,05$, que é a precisão de leitura do densitômetro ótico empregado. Os resultados para S e Δx_{min} estão apresentados na tabela abaixo:

Tabela 3.7. Valores da Sensibilidade e da espessura mínima obtidas pelo Método Direto, geometria frente, filme Kodak-AA, $t_i = 3$ min.

Material	Região	$S(\text{mm}^{-1})$ $\pm \sigma_S^\dagger$	$\Delta x_{min}(\text{mm})$ $\pm \sigma_{\Delta x}^\ddagger$	$\Delta x_{min}(\text{mm})$ visual
Ferro	1	-0,171	0,29	0,12
	2	$-0,093 \pm 0,006$	$0,54 \pm 0,06$	0,22
Cobre	1	-0,155	0,32	0,13
	2	$-0,091 \pm 0,007$	$0,55 \pm 0,08$	0,22
Lucite	1	-0,238	0,21	0,08
	2	$-0,072 \pm 0,006$	$0,69 \pm 0,08$	0,28
Chumbo	1	-0,105	0,48	0,19
	2	$-0,054 \pm 0,006$	$0,93 \pm 0,11$	0,37

† os erros na região 1 são considerados nulos em razão de esta compreender apenas dois pontos.

‡ o erro em ΔD_{op} foi considerado nulo visto que ele já representa a precisão do aparelho. Os erros foram calculados pela expressão (3.13)

Conforme visto da expressão (1.20), a espessura mínima discernível é proporcional ao inverso da secção de choque total macroscópica, isto é, $\Delta x_{min} \propto 1/\Sigma_T$. Dos materiais listados, o lucite é o que apresenta maior valor para esta grandeza, de modo que é esperado que apresente melhor valor de sensibilidade e conseqüentemente, menor Δx_{min} , conforme obtido. Para os demais materiais, pode-se observar, em função da expressão citada, valores menores de S e maiores de Δx_{min} .

Entretanto, como constatado experimentalmente, foi possível distinguir visualmente nas radiografias, mudanças menores de densidade ótica que as obtidas com o densitômetro utilizado. Isto se deve ao fato de que o olho humano responde a variações de até $\Delta D_{op} = 0,02$ [55], e, neste caso, os valores da espessura mínima discernível para cada material estão apresentados na última coluna da tabela referida.

Verifica-se ainda na tabela que há uma perda de sensibilidade da técnica na região 2 em relação à região 1, que, entre outros, está relacionada ao aumento da participação percentual dos nêutrons espalhados na formação da densidade ótica, demonstrada nas figuras 3.11-A, B, C, D, pelo aumento da diferença entre os pontos experimentais e os teóricos, que resulta na diminuição da inclinação da curva nesta região, e destarte da espessura mínima discernível. Neste caso, quando há a detecção de nêutrons espalhados, prevê-se, conforme item 1.2.7, um comportamento para a densidade ótica, dado pela expressão:

$$D_{op} = G \cdot E \cdot \left[e^{-\Sigma_T \cdot x} + f \cdot \left(1 - e^{-\Sigma_{esp} \cdot x} \right) \right] + D_0 \quad (3.11)$$

O fator f , relacionado à participação dos nêutrons espalhados na formação da densidade ótica, deve ser uma função da espessura do material em estudo, bem como de suas secções de choque macroscópicas de espalhamento e de absorção. Seu valor deve variar entre $0 < f < 0,5$; no primeiro caso, o nêutron espalhado pela amostra, seria por ela absorvido ou novamente espalhado de forma a não atingir o sistema de detecção e registro e da imagem; no segundo, o nêutron espalhado atingiria este sistema com 100% de probabilidade.

Entretanto esta expressão não pôde ser aplicada diretamente para prever os valores da densidade ótica, pois não existe na literatura uma teoria sobre o comportamento do fator f . No presente trabalho seus valores foram determinados pela expressão abaixo:

$$f = \left(\frac{D_n}{D_{FD}} - e^{-\Sigma_T \cdot x} \right) \cdot \left(\frac{1}{1 - e^{-\Sigma_{esp} \cdot x}} \right) \quad (3.12)$$

onde

D_n representa a densidade ótica devido a contribuição dos nêutrons;

$D_{FD} = G \cdot E$ representa a densidade ótica devida somente ao feixe de nêutrons direto (sem amostra);

Σ_T e Σ_{esp} são as secções de choque efetivas total e de espalhamento para o espectro de nêutrons que incide nos materiais em estudo, calculadas pela expressão (1.8), as quais estão apresentadas na tabela 3.8.

O erro na determinação de f será σ_f dado pela expressão:

$$\sigma_f^2 = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 \cdot \sigma_{x_i}^2 \quad (3.13)$$

onde

x_i é cada uma das variáveis de f e

σ_{x_i} seus respectivos erros, a saber:

- ♦ em D_n e D_{FD} o erro será dado pela combinação dos erros de cada uma das contribuições envolvidas;
- ♦ em x , a combinação dos erros de cada lâmina, apresentados anteriormente, que variam entre $0,03 < \sigma_x < 0,07$;
- ♦ em Σ_T e Σ_{esp} estes erros não foram considerados devido ao processo numérico de obtenção dos valores das secções de choque efetiva (expressão 2.2).

Isto posto, os valores obtidos para o fator f estão apresentados na figura 3.12.

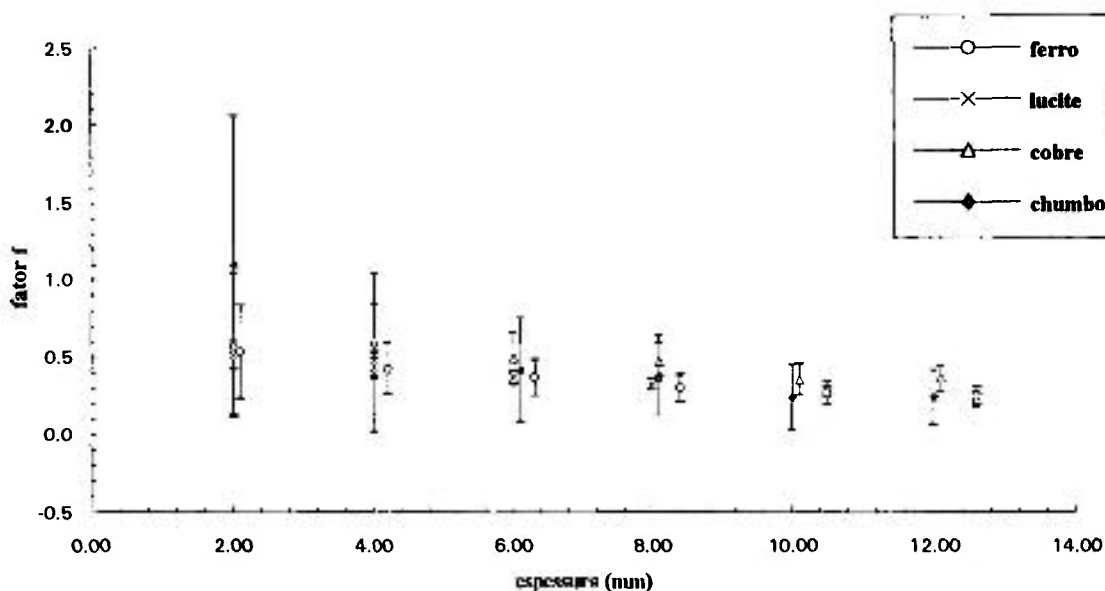


Figura 3.12. Variação do fator f em função das espessuras dos materiais estudados

Conforme previsto, o fator f se manteve em valores $f \leq 0,5$, exceto para o chumbo na espessura 2mm, que devido à sua baixa secção de choque, sendo praticamente transparente aos nêutrons, fornece valores de densidade ótica para esta espessura e para o feixe direto, cuja diferença está dentro da precisão de leitura do densitômetro ótico.

Pode se observar que, com o aumento da espessura (a partir de 6mm), o fator f se mantém praticamente constante, para todos os materiais, com valor próximo a 0,3. Este fato permite explicar a perda de sensibilidade da técnica para estas espessuras, constatada nas figuras 3.11-A, B, C, D, tomando-se a derivada da expressão da densidade ótica D_{op} acima, em função da espessura x , com $\frac{df}{dx} = 0$ ou seja:

$$S = \frac{\partial D_{op}}{\partial x} = -\Sigma_T \cdot D_{FD} \cdot e^{-\Sigma_T \cdot x} + D_{FD} \cdot f \cdot \Sigma_{esp} \cdot e^{-\Sigma_{esp} \cdot x} \quad (3.14)$$

Portanto, para espessuras elevadas, $S \rightarrow 0$, e para espessuras pequenas, $S \rightarrow D_{FD} \cdot (\Sigma_{esp} \cdot f - \Sigma_T)$

Devido à pouca quantidade de dados obtidos para o fator f e à magnitude de seus erros σ_f , não foi possível determinar a sua dependência com suas variáveis. Todavia, é certo que, para materiais que apresentam valores para a secção de choque de absorção próximos aos estudados no presente trabalho, haverá sempre uma contribuição dos nêutrons espalhados que deverá ser em torno de 30 a 50% destes.

Tabela 3.8. Valores das secções de choque efetiva macroscópica de absorção e de espalhamento

material	$\bar{\Sigma}_{abs}(cm^{-1})$	$\bar{\Sigma}_{esp}(cm^{-1})$
ferro	0,36	0,7
cobre	0,53	0,47
chumbo	~0	0,22
lucite	~0	3,18

Apesar de a sensibilidade da técnica, para os materiais, não ter sido determinada para o método indireto, esta poderá ser estimada por meio da expressão (3.14) já que os valores do contraste ótico G , para estes sistemas de detecção e registro da imagem, são conhecidos e que o fator f independe do método de conversão utilizado.

3.4. Aplicações

Baseados nas condições estabelecidas para a obtenção das radiografias, são apresentados abaixo exemplos típicos da aplicação da presente técnica obtidas com o equipamento radiográfico instalado no canal de irradiação 8 do Reator de Pesquisas IEA-R1 do IPEN/CNEN-SP.

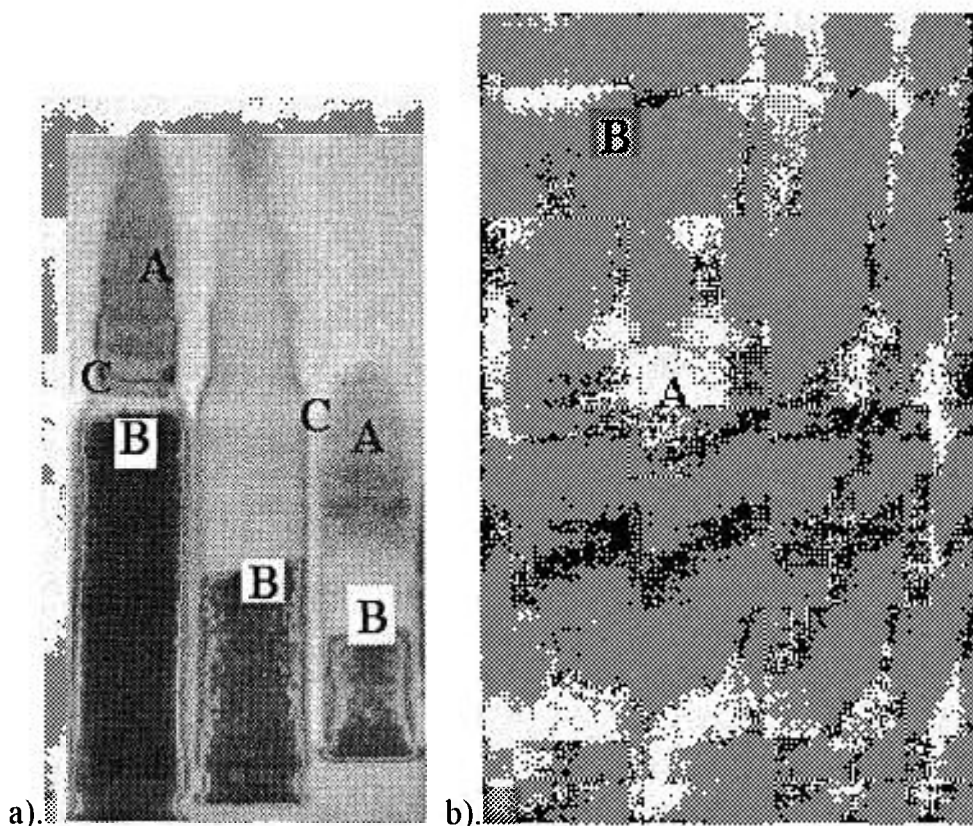


Figura 3.13. a) Munição para armas de fogo: A) chumbo; B) pólvora; e C) carcaça metálica; b) Cadeado de latão, espessura 1cm: A) latão B) ferro

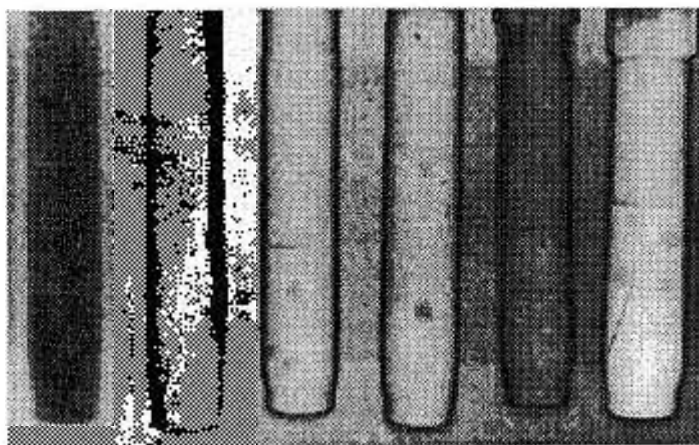


Figura 3.14. Diversos tipo de explosivos encapsulados em alumínio, apresentando trincas e bolhas simuladas.

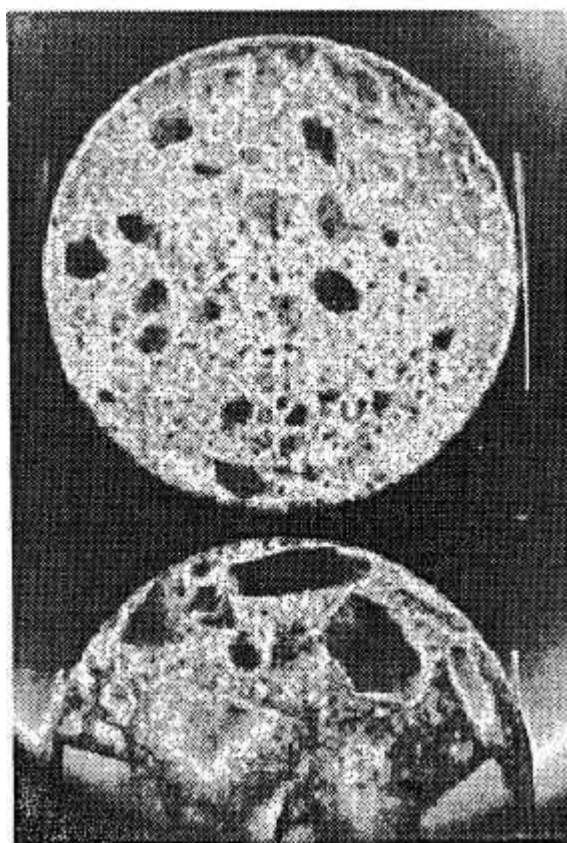


Figura 3.15. Amostras de concreto com 5mm de espessura, apresentando diversos contornos de grão e rachaduras

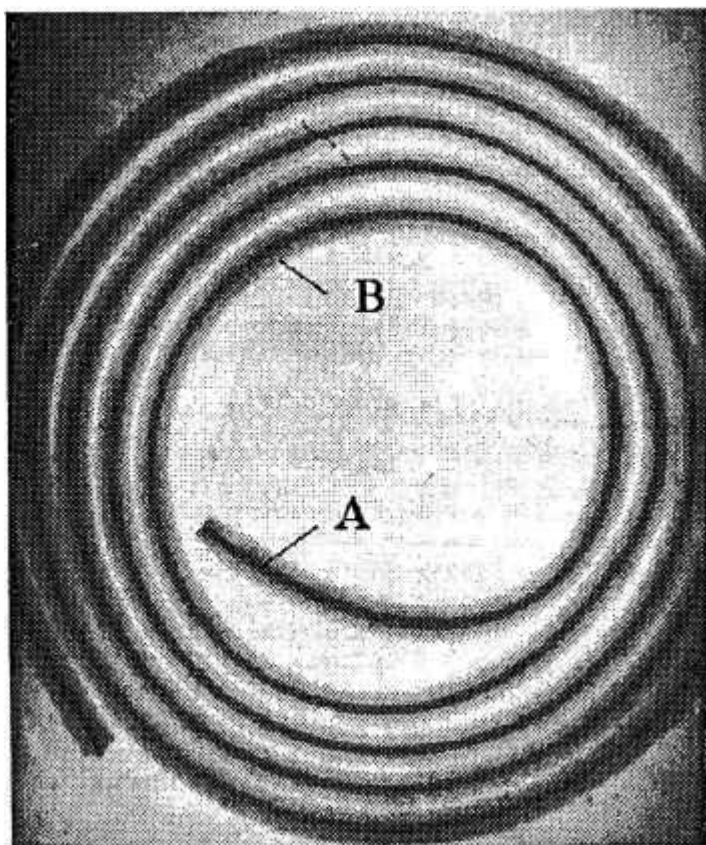


Figura 3.16. Componente pirotécnico "carga oca" do Centro Técnico Aeroespacial - CTA: A) explosivo; B) chumbo.

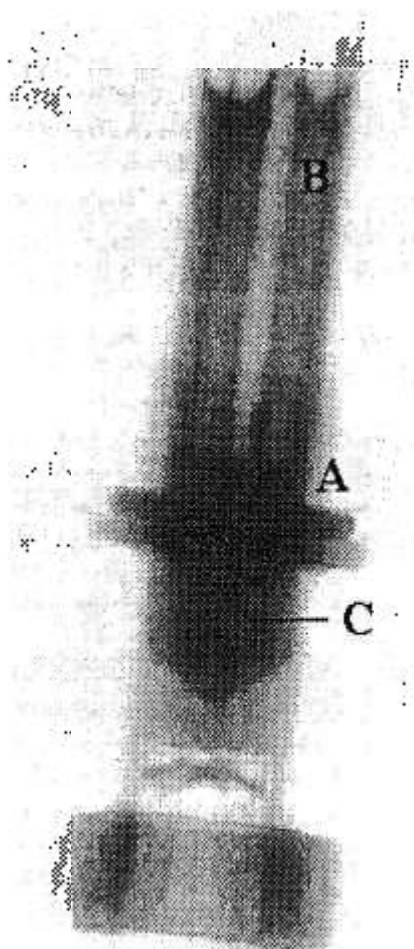


Figura 3.17. Componente pirotécnico "parafuso explosivo" do CTA: A) invólucro de aço; B) material explosivo; C) adesivo.

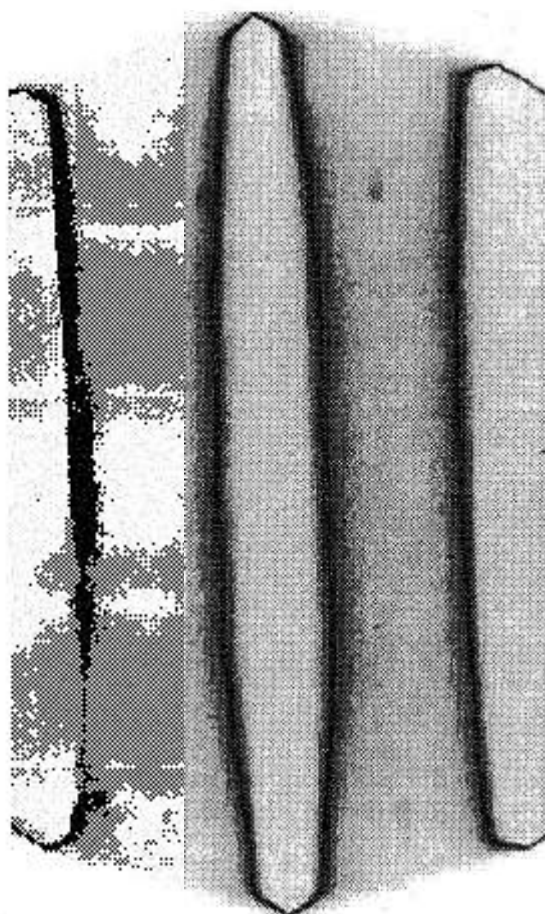
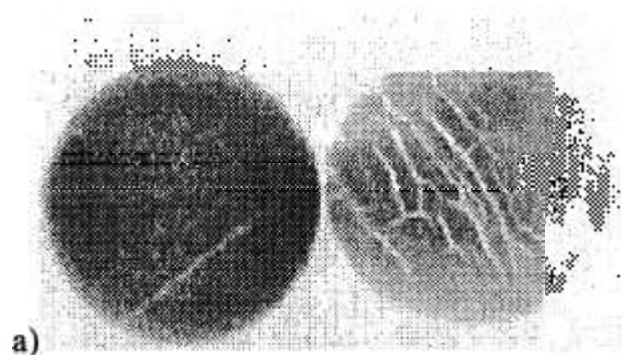


Figura 3.18. a) Filtro de ar, apresentando microrrachaduras; b) cilindros de urânio metálico (diâmetro 28mm), apresentando bolhas internas.

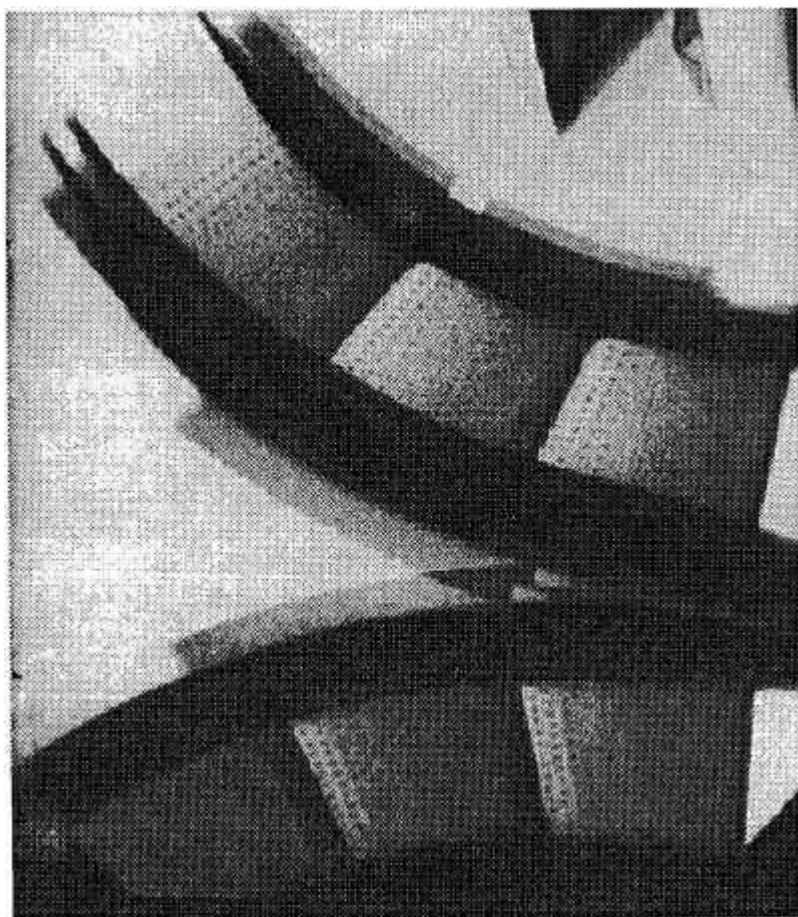


Figura 3.19. Vane de turbina de aeronave, cedido pela Varig, apresentando pequenos entupimentos (pontos enegrecidos), nas veias de refrigeração.

CAPÍTULO 4

CONCLUSÕES

Este trabalho teve por objetivo a implantação de uma técnica, nova a nível nacional, de ensaios não destrutivos, a *Radiografia com Nêutrons*, cujas aplicações ampliam e complementam aquelas das técnicas convencionais de radiografia com raios-X e raios- γ .

A técnica foi desenvolvida mediante os métodos de conversão direta, com uma tela de gadolínio, e indireta, com uma tela de disprósio, as quais são comumente utilizadas para esta finalidade, associadas a diversos filmes para radiografia com raios-X.

Este desenvolvimento compreendeu basicamente três etapas:

1. Estudo dos processos de interação dos nêutrons com os materiais;
2. Construção e caracterização do colimador de nêutrons e da blindagem associada ao equipamento;
3. Determinação das condições para obtenção de radiografias e aplicações.

Como decorrência da etapa 1, a complementaridade nos campos de aplicações das técnicas de radiografia, pôde ser entendida a partir da diferença dos processos de interação que são nucleares para os nêutrons e atômicos para as radiações eletromagnéticas. Além disto, a compreensão destes processos foi fundamental para o projeto e a construção tanto do colimador que compõem o equipamento radiográfico, quanto de sua blindagem associada.

As características dos componentes do colimador - forma, dimensões, materiais constituintes bem como sua localização no interior do tubo de alumínio, que foram determinados mediante experimentos prévios realizados em outros arranjos e cálculos teóricos, permitiram obter um feixe de nêutrons com características desejáveis para fins radiográficos, ou seja:

- a) um fluxo de $3 \times 10^6 \text{n/cm}^2\text{s}$, suficiente para que, em grande parte das aplicações, a radiografia seja obtida em intervalos de tempo pequenos (alguns minutos);
- b) distribuição energética com intensidade máxima próxima a 1,8meV, que propicia: *i)* grande poder de penetração dos nêutrons em alguns materiais espalhadores de nêutrons, pois estes, com exceção do hidrogênio, em geral apresentam degraus nas curvas de secção de choque de espalhamento próximos a esta energia, ; *ii)* maior probabilidade de absorção por materiais absorvedores de nêutrons, pois a secção de choque de absorção aumenta com $1/v$, que resulta também, maior eficiência das telas conversoras. A combinação dos itens *i)* e *ii)* fornece à técnica maior capacidade de discernimento e conseqüentemente, amplia o seu campo de aplicações;
- c) razão $L/D \sim 55$, que permite obter resolução de $\sim 0,2\text{mm}$ para um objeto situado a 1cm do sistema de detecção e registro da imagem;
- d) homogeneidade de $\sim 5\%$ em toda a área útil do feixe ($\sim 300\text{cm}^2$), que permite a obtenção de radiografias com uma distribuição de densidade ótica uniforme para amostras de até 20cm de diâmetro;
- e) razão $n/\gamma = 5 \times 10^5 \text{n/cm}^2\text{mrem}$, que permite a obtenção de radiografias pelo método direto, com filmes convencionais de raios-X.

A blindagem construída para o equipamento foi baseada naquela existente no espectrômetro de 3-eixos que está instalado no canal de irradiação 10 do mesmo reator, e é constituída basicamente por camadas alternadas de chumbo, parafina borada e cádmio. Suas dimensões, bem como a escolha dos componentes, permitiram se mantivesse os níveis de radiação γ e neutrônica dentro dos exigidos pelas normas internacionais de proteção radiológica (2,5mrem/h), mesmo com doses de 10rem/h e 14rem/h, de nêutrons e γ , respectivamente, na posição de irradiação das amostras.

As condições para a obtenção das radiografias foram determinadas mediante os estudos de curvas características, resolução e sensibilidade da técnica para os métodos direto e indireto, com várias combinações de filmes e tela conversora e

constatou-se que para ambos os métodos, a melhor geometria de irradiação é frente, por oferecer:

- **maior rapidez na obtenção das radiografias**

Este fato pode ser explicado considerando que nesta geometria a radiação responsável pela formação da densidade ótica é: a) para o método direto com tela conversora de gadolínio, um elétron de conversão de energia $\sim 70\text{keV}$, mais ionizante que a radiação γ , no caso da geometria verso; b) para o método indireto, com tela conversora de disprósio, uma radiação β com espectro possuindo energia máxima $\epsilon=1,3\text{MeV}$ a qual pelo local de sua geração na tela conversora é menos atenuada nesta geometria.

Os tempos de irradiação para a obtenção das radiografias correspondem à exposição necessária para se obter, de acordo com sugestão da literatura, uma densidade ótica em torno de $D_{op}\cong 4$ para o feixe de nêutrons direto, sem amostra. Estes podem ser obtidos das curvas características e variaram de acordo com os filmes empregados. Para o Kodak AA estes tempos estão em torno de 6min para o método direto e, como para o presente equipamento radiográfico, o fluxo de nêutrons, incidente na amostra é de $3\times 10^6\text{ n/cm}^2\text{s}$, o que equivale a uma exposição de $1\times 10^9\text{ n/cm}^2$. Para o método indireto e para o mesmo filme, o tempo de irradiação foi de 12min, que corresponde a uma exposição de $3,6\times 10^9\text{ n/cm}^2$.

- **melhor resolução na imagem**

O estudo da resolução da técnica dividiu-se naturalmente em dois itens: a resolução intrínseca U_I , relacionada ao sistema de detecção e registro da imagem e a resolução geométrica U_G , relacionada à divergência angular do feixe de nêutrons.

Nesta geometria e para o método direto, o alcance do elétron de conversão com energia de 70keV , na tela conversora e no filme, é menor do que o da radiação γ . Como a resolução intrínseca é o resultado da combinação de ambos, os melhores valores são então obtidos para esta condição de irradiação. Para o presente trabalho estes foram em torno de $U_I\cong 70\mu\text{m}$ para o Kodak AA para tempos de irradiação de 0,5 a 1 min. Esta limitação no intervalo destes tempos deu-se exclusivamente por causa do equipamento para leitura de transmissão de luz disponível, para o qual o maior valor de densidade ótica possível de ser lido é $D_{op}\cong 2,0$.

Para o método indireto, utilizando o mesmo filme, a condição $D_{op} < 2,0$ é atingida para tempos de irradiação entre 0,7 e 2,0min, e a resolução intrínseca apresentou valores comparáveis para as duas geometrias de irradiação, em torno de $U_I \cong 400\mu\text{m}$, já que neste caso a densidade ótica é formada basicamente pela mesma radiação β .

Espera-se que para densidades óticas até $D_{op} \cong 4,0$ estes valores sejam mantidos, pois no intervalo $0 < D_{op} < 4,0$, o contraste ótico G permanece constante e os parâmetros que governam a formação da imagem, tais como, tamanho do cristal, alcance do EC no filme e na tela conversora, independem da exposição.

Quanto à resolução geométrica, esta foi calculada a partir da resolução total U_T (obtida a uma distância de 5mm entre uma amostra de cádmio e o sistema de detecção e registro da imagem) e da intrínseca U_I para o método direto e para o mesmo filme mediante o emprego da expressão empírica $U_T^3 = U_I^3 + U_G^3$, que limita-se à situação de U_G e U_I comparáveis.

Com o valor de $U_G \cong 100\mu\text{m}$ determinou-se a razão $L/D \cong 55$ para o feixe de nêutrons extraído. Este valor é bem próximo de $L/D \cong 60$, estimado tomando-se como base as dimensões do diâmetro e do comprimento do colimador de nêutrons, demonstrando que a presença dos filtros de bismuto em seu interior, apesar de distorcer o espectro térmico Maxwelliano, não coopera para uma piora na divergência angular do feixe de nêutrons. Além disto, o valor da razão L/D obtido para o presente equipamento, situa-se no intervalo em que operam outros equipamentos radiográficos.

Assim a resolução total do equipamento para quaisquer distâncias x tais que $U_I \sim U_G$ pode ser dada pelas expressões:

$$U_T^3 = (70)^3 + \left(\frac{x}{L/D} \right)^3 \quad (4.1)$$

para o método direto e

$$U_T^3 = (400)^3 + \left(\frac{x}{L/D} \right)^3 \quad (4.2)$$

para o método indireto, onde U_T e x são dados em dimensões de micron.

- **melhor sensibilidade**

A superioridade da sensibilidade para a geometria de irradiação frente é justificada pelo fato de o contraste ótico G , nesta situação, possuir os maiores valores, já que:

$$\Delta x_{\min} \propto \frac{1}{G} \quad (4.3)$$

No presente trabalho, os valores de G para cada método de conversão foram obtidos por meio das curvas características, as quais fornecem, inclusive, os intervalos de tempo de irradiação de melhor desempenho do filme.

Particularizando, como anteriormente, o estudo para o Kodak AA, o maior valor do contraste ótico obtido, para o método direto, foi $G=2,61$ e aí se manteve para o intervalo de tempo de irradiação entre $0 < t_i < 6 \text{ min}$. Este corresponde ao intervalo de exposição $0 < E < 1 \times 10^9 \text{ n/cm}^2$.

Para o método indireto $G=1,24$ para $0 < t_i < 20 \text{ min}$ que corresponde ao intervalo $0 < E < 3,6 \times 10^9 \text{ n/cm}^2$.

A sensibilidade da técnica foi estudada para os materiais chumbo, latão, cobre e lucite, por meio da curva que relaciona densidade ótica em função de suas espessuras, e a técnica se mostrou mais sensível para o lucite e menos para chumbo tendo em vista os valores, elevado e baixo, de suas secções de choque totais: $\Sigma_T=3,18 \text{ cm}^{-1}$ e $\Sigma_T=0,22 \text{ cm}^{-1}$ respectivamente. Este resultado é esperado já que a espessura mínima discernível para um determinado filme é dada por:

$$\Delta x_{\min} \propto \frac{1}{\Sigma_T} \quad (4.4)$$

Pôde-se constatar dos dados de sensibilidade, que existe uma discrepância entre os valores da densidade ótica obtidos experimentalmente e aqueles previstos pela teoria ao se considerar a transmissão dos nêutrons dada por $T = e^{-\Sigma_T \cdot x}$. Esta expressão é comumente empregada para se prever intensidades de nêutrons transmitidas em condições de boa geometria de detecção, ou seja, quando somente nêutrons que não sofreram interação são detectados. Entretanto, esta não é a condição de trabalho em uma radiografia.

Devido aos processos de interação com a matéria, os nêutrons sofrem, dentre outras, interações que envolvem espalhamentos. Uma parte destes nêutrons, devido à proximidade que se encontram do sistema de detecção e registro da imagem, são

espalhados em sua direção podendo, participar na formação da densidade ótica. Este efeito, foi constatado experimentalmente neste trabalho e quantitativamente avaliado por meio do fator f . Este depende do ângulo sólido definido entre o local onde ocorreu o espalhamento e o sistema de detecção e registro da imagem, bem como das secções de choque de espalhamento e absorção do material em estudo. Apesar de se ter verificado a sua influência na formação da densidade ótica e, conseqüentemente, nos dados de sensibilidade, a precisão obtida em seus valores não foi suficiente para quantificar o peso de cada contribuição individual, mas pôde-se concluir que dos nêutrons espalhados, 30 a 50% deles contribuem na formação da densidade ótica.

As contribuições deste trabalho foram:

- a. O desenvolvimento e a implantação no IPEN/CNEN-SP, da técnica da radiografia com nêutrons, pelos métodos de conversão direto e indireto, a qual pelas suas características complementarizará e ampliará os campos de aplicação das convencionais com raios-X e raios- γ ;
- b. A introdução do fator f na explicação dos dados experimentais da sensibilidade da técnica, que nos permitiu avaliar a influência dos nêutrons espalhados na formação da imagem.

Para trabalhos futuros sugerimos:

1. Emprego de um filtro monocristalino de bismuto, pois a sua secção de choque efetiva total para nêutrons térmicos é menor que aquela do bismuto policristalino, empregado no presente equipamento, o que permitirá o aumento da razão n/γ ;
2. Aquisição de mais dados de densidade ótica com a utilização de outros materiais e variações menores de espessuras, além do emprego de um densitômetro ótico com precisão melhor que $\Delta D_{op}=0,05$, para que o estudo do fator f permita conclusões mais definitivas em relação ao seu comportamento em função de suas variáveis;
3. Emprego de um sistema eletrônico para digitalização e o processamento de imagens, de modo a acompanhar as pesquisas atuais que vêm sendo realizadas no campo da neutrongrafia, bem como para melhorar significativamente a qualidade dos resultados atuais.

4. Estudo das características de um sistema conversor-filme, utilizando uma tela cintiladora, tendo em vista sua maior rapidez em relação às metálicas e o seu emprego no desenvolvimento de um equipamento de radiografias em tempo real;

BIBLIOGRAFIA

- [1] PASUPATHY, C.S., DANDE, Y.D., GHOSH, J.K. & SAHOO, K.C., Neutron Radiography of Fuel Elements and New Facilities for Pre and Post Irradiation Examination. In: **Proceedings of the Third World Conference on Neutron Radiography, held in Osaka, Japan, May 14-18, 1989, 557-566.**
- [2] FROMM, D.A. & BARTON, J.P., Aircraft Neutron Radiography-An Overview. In: **Proceedings of the Third World Conference on Neutron Radiography, held in Osaka, Japan, May 14-18, 1989, 29-34.**
- [3] FROMM, D.A., BARTON, J.P., BADER, J., SCHWARTZ, J., TUTTLE, G., & TUTTLE, R., Maneuverable N-Ray System Acceptance Tests. In: **Proceedings of the Third World Conference on Neutron Radiography, held in Osaka, Japan, May 14-18, 1989, 741-748.**
- [4] TSUKIMURA, R.R., Turbine Blade Core Detection. In: **Proceedings of the Third World Conference on Neutron Radiography, held in Osaka, Japan, May 14-18, 1989, 601-608.**
- [5] DEVOLPT, A. Arms Control Treaty Verification: Neutron Radiographic Techniques. In: **Proceedings of the Third World Conference on Neutron Radiography, held in Osaka, Japan, May 14-18, 1989, 677-686.**
- [6] 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.**

- [7] ANTAL, J.J., MAROTTA, A.S., PUJARL, V.K. & CORBIN, N.D., Neutron Radiologic Study of High Performance Ceramics Using Small Neutron Sources. **In: Proceedings of the Third World Conference on Neutron Radiography, held in Osaka, Japan, May 14-18, 1989, 593-600.**
- [8] LINDSAY, J.T., JASTI, J., FOGLER, H.S. & KAUFFMAN, C.W., Neutron Radiography Applications at the University of Michigan Phoenix Memorial Laboratory. **In: Proceedings of the Third World Conference on Neutron Radiography, held in Osaka, Japan, May 14-18, 1989, 621-636.**
- [9] TAZAWA, S. & NAKANIL, T., Present Status of Cyclotron-Based Neutron Radiography. **In: Proceedings of the Third World Conference on Neutron Radiography, held in Osaka, Japan, May 14-18, 1989, 213-220.**
- [10] KAKENO, M., KIDO, Y. & KAWAMOTO, J., Neutron Radiography Facilities Using a 3MV Van de Graaff Accelerator. **In: Proceedings of the Third World Conference on Neutron Radiography, held in Osaka, Japan, May 14-18, 1989, 245-252.**
- [11] WADA, N. ²⁵²Cf-Based Thermal Neutron Radiography by Using Nitrocellulose Film. **In: Proceedings of the Third World Conference on Neutron Radiography, held in Osaka, Japan, May 14-18, 1989, 259-266.**
- [12] HARDT. P. von DER & ROETTGER, H. **Neutron Radiography Handbook: Nuclear Science and technology**, Dordrecht, D. Reidel, 1981.
- [13] PUGLIESI, R., MORAES, M.A.P.V., YAMAZAKI, Y.M. & ACOSTA, C.F., Neutronography experiments at the IEA-R1 Nuclear Research Reactor **in: Proceedings of the Third International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, held in MITO, Japan, May 30 - June 03, 1988, 1095-1097.**
- [14] PUGLIESI, R., comunicações particulares.
- [15] SCHOFIELD, P.(Editor), **The Neutron and its Applications**, 1982, Conference to mark 50th Anniversary of the Discovery of the Neutron, Cambridge, 13-17 September 1982, Institute of Physics, Conference Series Number 64, Bristol and London, England.
- [16] GUREVICH, I.I. & TARASOV, L.V. **Low energy neutron physics.** Amsterdam, North Holland, 1968.

- [17] CURTISS L.F., **Introduction to Neutron Physics.**, D.Van Nostrand Co., Inc., Princeton, New Jersey, 1959, 369 p.
- [18] BLATT, J.M. & WEISSKOPF, V.F., **Theoretical nuclear physics.** New York, N.Y., John Wiley, 1952.
- [19] BONILLA, C.F. eds / **Nuclear engineering.** New York, N.Y., MacGraw-Hill, 1957. (MacGraw-Hill series in nuclear engineering)
- [20] BRYANT, L.E. & MCENTIRE, P. 2nd ed. **Radiography and radiation testing**, American Society for Nondestructive Testing, 1985 (Nondestructive Testing Handbook).
- [21] HAWKESWORTH, M.R. & WALKER, J. Review: Radiography with Neutron, **Journal of Materials Science**, 4: 817-835, 1969.
- [22] ALCOBER BOSCH, V. La Neutrografia. Presentación de un nuevo método de ensayo no destructivo, **Energia Nuclear**, 18 (92):403-416, 1974.
- [23] BERGER, H. Neutron Radiography: A Second Progress Report., **Symposium on Physics and Nondestructive Testing, Argonne National Laboratory** (Oct 1961), ANL 6515: 28-52.
- [24] WATTS, H.V., Investigations in Neutron Imaging, **Symposium on Physics and Nondestructive Testing, Argonne National Laboratory** (Oct 1961), ANL 6515: 53-80.
- [25] KALLMAN, H. Research 1: 254, 1948 apud SPOWART, A. R. Neutron radiography. **J. of Physics. E: Scientific Instruments.**, 5: 497-510, 1972.
- [26] PETER, O.von Neutronen Durchleuchtung. Naturforschung, 1: 557-9, 1946 apud SPOWART, A. R. Neutron radiography. **J. of Physics. E: Scientific Instruments.**, 5: 497-510, 1972.
- [27] THEWLIS, J. & DERBYSHIRE, R.T.P. **AERE-M/TN-37**, 1962. apud SPOWART, A. R. Neutron radiography. **J. of Physics. E: Scientific Instruments.**, 5: 497-510, 1972.
- [28] BERGER, H. **Neutron radiography, methods, capabilities and applications.** New York, N.Y., Elsevier, 1965.
- [29] HAWKESWORTH, M.R. Neutron radiography: Equipments and methods. **Atom. Energy Rev.**, 152: 169-220, 1977.
- [30] MATFIELD, R.S. Neutron Radiography, **Atom**, 174-84, 1971.

- [31] ASSUNÇÃO, M.P.M., **Desenvolvimento da Técnica da Radiografia com Nêutrons pelo Método de Registro de Traços Nucleares**. São Paulo, 1992. (Dissertação de Mestrado, Instituto de Física, Universidade de São Paulo, SP).
- [32] ALLARD, A.H., **The Latent Image**, **Symposium on Physics and Nondestructive Testing**, Argonne National Laboratory (Oct 1961), ANL 6515: 81-86.
- [33] LARSON, E.T. & NITKA, H.F., **The Meaning of Characteristic Curves**, **Symposium on Physics and Nondestructive Testing**, Argonne National Laboratory (Oct 1961), ANL 6515: 87-101.
- [34] KIEHLE, W.D, **Factors Affecting Radiographic Sensitivity**, **Symposium on Physics and Nondestructive Testing**, Argonne National Laboratory (Oct 1961), ANL 6515: 102-116.
- [35] R. & NAJZER, M. **Image formation in track-etch detectors-III. The space-dependent transfer function in thick detectors**. **Nucl. Tracks. Radiat. Meas.**, 17(4): 469-73, 1990.
- [36] BERGER, H. **Resolution Study of Photographic Thermal Neutron Image Detectors**, **J. Appl. Phys.**, 34(4): 914-18, 1963.
- [37] GARSIDE, B.K. & HARMS, A.A., **Detection Process in Neutron Radiography**, **J. Appl. Phys**, 42(12): 5161-67, 1971.
- [38] HARMS, A.A. & ZEILINGER, A. **A New Formulation of Total Unsharpness in Radiography**, **Phys. Med. Biol.**, 22(1): 70-80, 1977.
- [39] KLASSENS, H.A., **Measurement and calculation of unsharpness combinations in x-ray photography**. **Philips. Res. Rep.**, 1: 241-49, 1946.
- [40] HARMS, A.A., GARSIDE, B.K. & CHAN, P.S.W., **Edge-Spread Function in Neutron Radiography**, **J. Appl. Phys.**, 43(9): 3863-67, 1972.
- [41] WROBEL, M. & GREIM, L., **Resolution Functions and unsharpness in Neutron Radiography**, **Geesthacht, German, GKSS**, 1988 (GKSS 88/e/12).
- [42] RICHARDS, W.J & LARSON, H.A., **Radiography Experiments at Argonne National Laboratory**, **Nuclear Technology**, 76: 408-19, 1987.

- [43] HARMS, A.A., HEINDLER, M & LOWE, D.M., The Physical Basis for Accurate Dimensional Measurements in Neutron Radiography, **Mater. Eval.**, **36** (5): 49-56, 1978,
- [44] FIGUEIREDO NETO, A.M. **Estudo da Dinâmica Molecular do Metanol por meio do espalhamento de Nêutrons Lentos**. São Paulo, SP., 1978 (Dissertação de Mestrado, Instituto de Energia Atômica.).
- [45] FULFARO, R., PUGLIESI, R. & VINHAS, L.A. Focusing conditions in inelastic scattering experiments with the IPEN triple-axis spectrometer. In: **Sixty European Crystallographic Meeting, held in Barcelona, Spain, July 28 - August 1, 1980**.
- [46] HRDLICKA, Z. / Activités de neutrographie auprès du réacteur VVR-S en Tchécoslovaquie. In BARTON, J.P., FARNY, G., PERSON, J.L & ROTTGER, H. eds. **Neutron Radiography: Proceedings of 2nd World Conference, held in Paris, June 16-20, 1986**, Dordrecht, D. Reidel, 1987, 17-24.
- [47] BAUER, G., JOSWIG, G., SCHELLEN, J. & SCHMATZ, W., Neutron Beam Guide and External Neutron Laboratory of a Cold Neutron Source., **Kerntechnik**, **14** (1): 9-12, 1972.
- [48] HUGHES, D.J. & HARVEY, J.A. **Neutron Cross Sections**, New York, N.Y., McGraw-Hill, 1955. (BNL-325).
- [49] MATSUMOTO, G., MURATA, N., SUZUKI, S., MATSUMOTO, M., OHKUBO, K. & IKEDA, Y. Track-etch Neutron Radiography with a New Boron Carbide Converter, **Nuclear Technology**, **72**: 201-11, 1986.
- [50] HARMS, A.A. & MOLSON, L.D., Nuclear Radiation Conversion Enhancement with Inhomogeneous Converters and Intensifiers. **Nucl. Inst. and Meth.** **119**: 389-93, 1974.
- [51] HARMS, A.A. & McCORMACK, G., Isotopic Conversion in Gadolinium-Exposure Neutron Imaging., **Nucl. Inst. and Meth.** **118**: 583-87, 1974.
- [52] HARMS, A.A., BLAKE, T.G. & MARTON, J.P., Neutron Imaging Thin Gadolinium Converters., **Nucl. Inst. and Meth.** **109**: 253-55, 1973.
- [53] HARMS, A.A. & NORMAN, G.R., The Role of Internal Conversion Electrons in Gadolinium-Exposure Neutron Imaging., **J. Appl. Phys.**, **43**(7): 3209-12, 1972.

- [54] MARMIER, P. & SHELDON, E., **Physics of Nuclei and Particles**, New York, N.Y., Academic Press, 1969, 809p.
- [55] RUMYANTSEV. S., **Industrial Radiology: The use of radioactive isotopes in flaw detection**, Moscou, USSR, Foreign Languages Publishing House, 276p.