



## UMA NOVA METODOLOGIA PARA DETERMINAR A DIVERGÊNCIA DE UM FEIXE DE NÊUTRONS

Erica Silvani Souza

Tese de Doutorado apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Nuclear, COPPE, da Universidade Federal do Rio de Janeiro, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Doutor em Engenharia Nuclear.

Orientador(es): Ricardo Tadeu Lopes

Gevaldo Lisboa de Almeida

Rio de Janeiro  
Fevereiro de 2018

UMA NOVA METODOLOGIA PARA DETERMINAR A DIVERGÊNCIA DE UM FEIXE  
DE NÊUTRONS

Erica Silvani Souza

TESE SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DO INSTITUTO ALBERTO LUIZ  
COIMBRA DE PÓS-GRADUAÇÃO E PESQUISA DE ENGENHARIA (COPPE) DA  
UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO COMO PARTE DOS REQUISITOS  
NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE DOUTOR EM CIÊNCIAS EM  
ENGENHARIA NUCLEAR.

Examinada por:

---

Prof. Ricardo Tadeu Lopes, D.Sc.

---

Dr. Gevaldo Lisboa de Almeida, D.Sc.

---

Prof. Edgar Francisco Oliveira de Jesus, D.Sc.

---

Prof. Ademir Xavier da Silva, D.Sc.

---

Profa. Rose Mary Latini, D.Sc.

RIO DE JANEIRO, RJ - BRASIL  
FEVEREIRO DE 2018

Souza, Erica Silvani

Uma Nova Metodologia para Determinar a Divergência de um Feixe de Nêutrons/ Erica Silvani Souza. – Rio de Janeiro: UFRJ/COPPE, 2018.

XV, 72p.: il.; 29,7 cm.

Orientadores: Ricardo Tadeu Lopes

Gevaldo Lisboa de Almeida

Tese (doutorado) – UFRJ/ COPPE/ Programa de Engenharia Nuclear, 2018.

Referências Bibliográficas: p. 64-68.

1. Divergência do feixe. 2. Nêutrons térmicos. 3. Razão L/D. I. Lopes, Ricardo Tadeu *et al.* II. Universidade Federal do Rio de Janeiro, COPPE, Programa de Engenharia Nuclear. III. Título.

*Aos meus filhos Gino, Mila e Lena  
- Mamãe, que é Divergbeam?*

# Agradecimentos

Agradeço a todos que incentivaram e contribuíram para a realização desse trabalho.

Ao professor Ricardo Tadeu Lopes, meu orientador, pela solidariedade, confiança, liberdade e por toda ajuda, pessoal e acadêmica, que me foi dada.

Ao pesquisador Gevaldo Lisboa de Almeida, meu co-orientador, sem o qual não teria realizado esse trabalho. Pelas idéias, inúmeras sugestões, dedicação, discussões valiosas e pelos conhecimentos transmitidos.

Ao Instituto de Engenharia Nuclear/CNEN, em especial o serviço do Reator Argonauta pelas facilidades oferecidas

A equipe do Reator Argonauta que me recebeu e me integrou ao grupo.

Aos professores membros da banca por aceitarem com gentileza o convite, colaborando para a avaliação, aperfeiçoamento e conclusão desta pesquisa.

Também agradeço a Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) pelo apoio financeiro.

Ao Luis, aos meus filhos Gino (em memória), a Lena e a Mila que acompanharam inteiramente ou parte do processo

A minha mãe Maria Inês Silvani Souza, que sempre esteve ao meu lado.

E finalmente agradeço a todos que, direta ou indiretamente, contribuíram para a realização deste trabalho.

Resumo da Tese apresentada à COPPE/UFRJ como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Doutor em Ciências (D. Sc.)

## UMA NOVA METODOLOGIA PARA DETERMINAR A DIVERGÊNCIA DE UM FEIXE DE NÊUTRONS

Erica Silvani Souza

Fevereiro/2018

Orientadores: Ricardo Tadeu Lopes

Gevaldo Lisboa de Almeida

Programa: Engenharia Nuclear

Este trabalho propõe uma nova abordagem para caracterizar a **divergência** de um feixe de nêutrons, definida como o desvio em relação à um feixe paralelo ideal, sendo expressa por sua *Rocking Curve* – *RC*. De acordo com este conceito, cada ponto da fonte emite nêutrons de um modo heterogêneo segundo um perfil em forma de sino. Com a *RC* é possível determinar o impacto de agentes degradadores sobre a qualidade de neutrografias. Neste trabalho um procedimento inverso é aplicado, usando-se uma neutrografia para se determinar a *RC*. Para isso, imagens experimentais são comparadas com sintéticas geradas em condições similares. A *RC* da imagem sintética que exibe a maior semelhança com a experimental define a divergência do feixe. Um procedimento equivalente foi empregado para determinar a razão *L/D*. Ambos procedimentos produzem resultados consistentes com diferentes métodos previamente relatados. Entretanto a abordagem *RC* representa mais fielmente o padrão de nêutrons que atingem o detector, além de não requerer um objeto-teste de alta precisão como exigido pela técnica *L/D*. Todo o tratamento de dados é incorporado em um programa Fortran 90 especialmente escrito. A técnica foi aplicada para determinar a divergência do feixe de nêutrons no canal principal do reator *Argonauta* do *Instituto de Engenharia Nuclear*. A *RC* resultante foi utilizada para se obter a curva *PSF x Espaçamento objeto-detector*, essencial para restaurar imagens por deconvolução. A superior qualidade das neutrografias restauradas pelo algoritmo de Richardson-Lucy com a *PSF* determinada – ao contrário das demais – ratifica adicionalmente a solidez e robustez do algoritmo desenvolvido.

Abstract of Thesis presented to COPPE/UFRJ as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Doctor of Science (D.Sc.)

A NOVEL METHODOLOGY TO DETERMINE THE DIVERGENCE OF A NEUTRON  
BEAM

Erica Silvani Souza

February/2018

Advisors: Ricardo Tadeu Lopes

Gevaldo Lisboa de Almeida

Department: Nuclear Engineering

This work posits a novel approach to characterize the divergence of a neutron beam, defined as the deviation from an ideal parallel beam expressed by its *Rocking Curve* – *RC*. After this concept, every point of the source emits neutrons in a non-homogeneous fashion following a bell-shaped profile. With the *RC* it is possible to assess the effect of degrading agents upon the quality of neutron radiographs. In this work an inverse procedure is applied, by using a neutron radiograph to find the *RC*. For that, experimental images are compared with synthetic ones generated under similar conditions. The *RC* semi-width of the synthetic image exhibiting the closest resemblance with the experimental one defines the beam divergence. An equivalent procedure has been employed to evaluate the *L/D*. Both procedures yielded consistent results with previous different methods. Yet, the *RC* forecasts better the neutron pattern hitting the detector and does not need a precisely machined test-object as required by the *L/D* approach. All data treatment is embedded into an *ad hoc* written Fortran 90 program. The technique has been applied to determine the divergence of the neutron beam at the main port of the *Argonauta* reactor in *Instituto de Engenharia Nuclear*. The related *RC* has been used to get the curve *PSF x Object-detector Gap* an essential data to restore images by deconvolution. The better quality of radiographs restored by the Richardson-Lucy algorithm with the correct *PSF* – rather than any other one – ratified once more the soundness and robustness of the developed algorithm.

# Sumário

1	Introdução .....	1
2	Relevância .....	6
3	Revisão Bibliográfica .....	8
4	Fundamentação Teórica .....	12
4.1	Generalidades sobre Sistemas de Aquisição de Imagens .....	12
4.2	Sistemas de Aquisição de Imagens Neutronográficas .....	13
4.2.1	Classificação dos Nêutrons em Energia .....	14
4.2.2	Interação de Nêutrons com a Matéria .....	14
4.2.3	A Complementaridade do Nêutron Térmico com Raios-X e gama .....	16
4.2.4	Fontes de Nêutrons .....	18
4.2.5	Processamento .....	19
4.2.5.1	Colimadores da Fonte .....	19
4.2.5.2	Outros Componentes .....	21
4.2.6	Dispositivos de Captação e Registro de Imagens .....	22
4.2.6.1	Materiais Conversores de Nêutrons .....	23
4.3	Resolução Espacial de um Sistema de Imagem .....	24
4.3.1	Curvas PSF, LSF, ERF .....	24
4.4	Otimização das Imagens Neutronográficas .....	26
4.4.1	<i>Rocking Curve</i> – RC .....	27
5	Metodologia .....	29
5.1	Geração das Imagens Sintéticas .....	29
5.2	Determinação das <i>ERFs</i> para as Imagens Sintéticas .....	32
5.3	Determinação da <i>ERF</i> para a Imagem Experimental .....	33
5.4	Determinação da Semi-Largura da <i>Rocking Curve</i> .....	35
5.4.1	Ajustes das Imagens Experimentais .....	37
5.5	Impacto de <i>Epsilon</i> e da Distância <b>g</b> entre Objeto e Detector sobre <b>w</b> .....	39
5.6	Impacto da Distância entre Fonte e Detector <b>d</b> e da Fração <b>f</b> sobre <b>w</b> .....	42
5.7	Determinação da Razão <b>L/D</b> Efetiva .....	44
6	Resultados .....	47
6.1	Comparação entre as Abordagens <i>Rocking Curve</i> – RC e Razão L/D .....	48
7	Ratificação dos Resultados e Aplicação ao Processamento de	

Neutronografias	50
7.1 Determinação da Resolução Espacial do Sistema X Espaçamento Objeto ..... Detector	50
7.2 Aquisição de Neutronografias de Objetos-Teste .....	52
7.3 Paralelo entre Imagens Óticas e Radiográficas .....	53
7.4 Contribuição deste Trabalho no Âmbito da Restauração de Neutronografias ....	55
7.5 Resultado do Processamento.....	59
7.5.1 Número de Iterações x Qualidade da Imagem .....	60
7.5.2 Influência da Função Postulada para a PSF na Qualidade da Imagem.....	61
7.5.2 Influência da Resolução do Sistema na Qualidade da Imagem.....	61
8 Conclusão.....	63
9 Referências Bibliográficas .....	64
Apêndice I.....	69
Apêndice II.....	70

# Lista de Figuras

- Figura 1. Esquema para otimização de imagens obtidas em sistemas de aquisição de imagens com nêutrons provenientes da saída de um canal de irradiação de um reator nuclear. .... 3
- Figura 2. Ilustração da probabilidade de interação de nêutrons térmicos e fótons com núcleos de diferentes números atômicos  $Z$ . Em geral nêutrons e fótons possuem uma probabilidade de interação bem diferente para um dado núcleo  $Z$ . .... 17
- Figura 3. Coeficiente de absorção total dos elementos para nêutrons térmicos e fótons mono-energéticos de 100 e 412 keV.. .... 18
- Figura 4. Esquema de um Colimador divergente..... 19
- Figura 5. Efeito da razão  $L/D$  na penumbra formada na imagem . Quanto maior a distância entre a fonte e o detector menor é o efeito da divergência do feixe na imagem Efeito da divergência do feixe de nêutrons ..... 20
- Figura 6. Sistema de aquisição de imagens radiográficas com nêutrons. O processamento do feixe de nêutrons é realizado pelo colimador divergente, colimador colméia e uma blindagem de parafina borada. Suas características e configuração geométrica determinam a qualidade da imagem final..... 22
- Figura 7. *Point Spread Function – PSF*. Expressa a densidade ótica fornecida pelo sistema de imagem quando estimulado por um único e minúsculo ponto . .... 25
- Figura 8. Mecanismo de degradação do pixel..... 25
- Figura 9. *Line Spread Function – LSF*. Essa curva expressa a densidade ótica fornecida pelo sistema de imagem quando estimulado por fenda estreita.. .... 25

- Figura 10. *Rocking Curve* na forma de uma Gaussiana com  $\text{HWHM} = w$  representada pela curva **a**. A emissão isotrópica de um elemento fonte para determinação da divergência do feixe pela razão  $L/D$  esta representada pela curva **b**. .....28
- Figura 11. Geração de imagens sintéticas. Cada pixel no detector - um é destacado - coleta e integra a radiação que vem de todos os elementos da fonte. Salvo as bloqueadas pela blindagem, as intensidades dependem do ângulo  $\Phi$  entre suas trajetórias e a direção normal à fonte.....30
- Figura 12. *Rocking Curve* 3D. Conceito oriundo da área de difração de raios-X. Uma Gaussiana 2D é usada como geratriz. As intensidades do fluxo  $S_a$  e  $S_b$  são vinculadas aos respectivos ângulos  $\Phi_a$  e  $\Phi_b$  .....31
- Figura 13. Vista de topo do núcleo do reator, secção horizontal do canal de nêutrons, arranjo geométrico e algumas características do feixe de nêutrons do canal do reator empregado para adquirir as neutrografias.....34
- Figura 14. Esquema para a determinação do  $w$  da *Rocking Curve*. Um conjunto de neutrografias experimentais obtidas com diferentes distancias  $g$  entre o objeto e o detector é comparado com imagens sintéticas geradas com  $w$  conhecidos e nas mesmas distancias  $g$ . Para cada  $g$  o  $w$  da RC do sistema de aquisição de imagens é definido pelo par de ERFs que apresenta a maior semelhança.....35
- Figura 15. As ERFs experimentais e sintéticas são normalizadas e deslocadas para o mesmo ponto de inflexão  $x_c$ . Os parâmetros  $w_m$  e  $w_n$  referem-se aos valores de  $w$  das diferentes ERFs sintéticas compartilhando o mesma distância objeto detector  $g_k$  com a experimental.. .....36
- Figura 16. ERF típica decorrente de uma neutrografia. Devido ao desvio em relação à uma sigmoidal, as caudas podem ser eventualmente cortadas. A extensão desse corte será analisada e estabelecida . .....38
- Figura 17. Determinação do domínio para calcular a diferença total  $D(g_k, w_m)$ . A maior abscissa  $x(g_k, w_n, \varepsilon_j)$  define o limite  $x_R$  à direita. O limite  $x_L$  à esquerda é simétrico em relação ao ponto de inflexão  $x_c$  .....39

- Figura 18. Domínios máximos na horizontal para determinar o valor de  $w$  para espaçamentos de 35,4 e 88,5 mm. O máximo valor de  $\varepsilon$ , denominado  $\varepsilon_m$ , para o espaçamento 88,5 mm é utilizado para todos os outros, afim de manter o mesmo limite para todas as ERFs. Cada  $\varepsilon$  define um domínio diferente para calcular a diferença integrada  $D(g_k, w_m)$  devido as diferentes inclinações das ERFs. ....40
- Figura 19.  $w$  Médio  $[g]$  obtido de quatro distâncias objeto-detector diferentes. A Grande Média  $[g, \varepsilon]$  foi obtida a partir dos valores médios no domínio de  $\varepsilon$  entre 0,012 e 0,083. Os limites  $\varepsilon_i$  e  $\varepsilon_f$  são definidos pelo desvio padrão médio  $\sigma_a$  ao longo de uma fração  $f$  de todo domínio.....41
- Figura 20. Impacto da distância fonte-detector sobre a Grande Média  $[g, \varepsilon]$ , base para o cálculo da Grande Média  $[g, \varepsilon, d]$ . As distâncias de entrada e saída do colimador de grafite ao detector são salientadas. *Outliers* no lado esquerdo foram excluídos do cálculo da Grande Média  $[g, \varepsilon, d]$ .....43
- Figura 21. Impacto da fração  $f$  sobre a Grande Média  $[g, \varepsilon]$  e do seu desvio padrão. Ao longo de todo domínio de  $f$  a Grande Média  $[g, \varepsilon, d]$  varia apenas 0,12% e seu desvio padrão cerca de 24%, mas somente 0,012% e 0,8% para o intervalo 0,5 -1,0, respectivamente.....44
- Figura 22. Impacto da semi-largura da fonte sobre a Grande Média L/D  $[g, \varepsilon]$ . Uma média ao longo do intervalo entre 20 e 150 mm produz a Grande Média  $[g, \varepsilon, s]$ . Qualquer semi-largura  $s$  estabelecida não afeta substancialmente a razão L/D final, mas somente a distância fonte-detector resultante. ....45
- Figura 23. Diferenças ponto a ponto ampliadas entre uma ERF experimental e suas parceiras sintéticas relacionadas a RC e L/D. A abordagem RC apresenta diferenças mais baixas do que a sua companheira L/D indicando uma melhor representação do padrão de nêutrons que atinge o detector... .....49
- Figura 24. Metodologia para determinação da resolução espacial em função do espaçamento objeto - detector.....51
- Figura 25. Resolução espacial em função do espaçamento objeto - detector do sistema de aquisição de imagens que utiliza um detector com resolução de 50  $\mu\text{m}$  e uma fonte plana com divergência de 1° 21'.....51

Figura 26. Influência da divergência do feixe na resolução espacial do sistema x distância objeto-detector .....	52
Figura 27. Fotos e características das rodas dentadas utilizadas como objetos na obtenção das neutrongrafias.....	53
Figura 28. Esquema simplificado dos agentes degradando imagens óticas e radiográficas .....	54
Figura 29. Posicionamento, contribuição e relevância deste trabalho na seara do processamento de imagens .....	55
Figura 30. Representação gráfica do algoritmo de RL em 1D. Elementos vetoriais primordiais são exibidos como faixas verticais que após a convolução governada pela função de degradação $p_{ij}$ se enredam como $c_i$ ou espectros $g'_i$ . No processo inverso, para recuperar os dados primordiais, o algoritmo de RL utiliza a função $p_{ij}$ através de um mecanismo iterativo.	58
Figura 31. Foto de uma roda dentada, imagem neutrongráfica original, obtida a um espaçamento de 19,3 mm entre o objeto e o detector, e as imagens deconvoluídas com 5 iterações até 80 iterações .....	60
Figura 32. Neutrongrafia original e as imagens deconvoluídas com PSF's postuladas com formas de uma exponencial, Gauss e Lorentz de rotação com FWHM calculada da RC do sistema de imagens .....	61
Figura 33. Neutrongrafias originais e imagens deconvoluídas com PSF de FWHM diferentes do que a obtida para o sistema com a divergência do feixe de $1^{\circ}21'$ ... ..	62
Figura 34. Arranjo dos elementos combustíveis no núcleo do reator Argonauta .....	71

# Lista de Tabelas

Tabela 1: Classificação dos nêutrons em função da energia. Na categoria de nêutrons lentos ainda ocorrem subdivisões: nêutrons frios, nêutrons térmicos e nêutrons epitérmicos.....	14
Tabela 2: Propriedades nucleares de alguns conversores de nêutrons.....	23
Tabela 3: Comparação entre as divergências do feixe do canal principal do reator Argonauta determinadas neste trabalho e trabalhos anteriores	47

# Lista de Equações

Equação 1: .....	16
Equação 2: .....	20
Equação 3: .....	30
Equação 4: .....	30
Equação 5:.....	32
Equação 6: .....	36
Equação 7: .....	38
Equação 8: .....	38
Equação 9: .....	38

# 1 Introdução

Este trabalho propõe uma nova abordagem para caracterizar a **divergência** de um feixe de nêutrons emergentes do canal de um reator.

Ao contrário da usual razão L/D, o termo divergência, como é aqui empregado, refere-se ao desvio de um feixe paralelo ideal emitido de uma fonte plana. Assim, uma fonte puntual ideal apesar de seu feixe cônico não exhibe qualquer divergência. De acordo com este conceito, é mais adequado caracterizar a divergência do feixe proveniente de uma fonte plana adotando o conceito de uma **Rocking Curve**, um termo oriundo do campo de difração de raios-X.

Nesta abordagem, cada ponto da superfície da fonte emite nêutrons em todas as direções, mas com diferentes intensidades que seguem um perfil semelhante a um sino. Uma vez determinada a semi-largura desta *Rocking-Curve* é possível avaliar seu efeito sobre a qualidade de uma radiografia com nêutrons adquirida com esta fonte, visto que ela incorpora agentes degradadores tais como penumbra geométrica, espalhamento de nêutrons, ruído e dispersão estatística.

Neste trabalho o procedimento inverso é aplicado, isto é, a semi-largura da *Rocking Curve* é determinada através de uma radiografia com nêutrons obtida pelo sistema. Para realizar essa tarefa, são geradas imagens sintéticas com *Rocking Curves* de semi-larguras e espaçamentos entre o objeto e detector conhecidos e depois são comparadas com imagens experimentais adquiridas com os mesmos espaçamentos objeto – detector. O objetivo é encontrar a sintética que mais se assemelha com a experimental. A semi-largura angular da melhor imagem sintética é atribuída então à da experimental, definindo então a divergência do feixe em questão. Os resultados foram comparados aos obtidos por um outro método e apresentou uma concordância razoável.

Um processo equivalente utilizando as mesmas imagens radiográficas foi também incorporado ao algoritmo para avaliar a razão L/D. O resultado está de acordo com o valor inferido a partir da razão entre fluxos de nêutrons obtidos em diferentes posições.

Ambas as abordagens, o desvio padrão da *Rocking Curve* ou razão L/D, produziram resultados consistentes com métodos completamente diferentes. No entanto, a abordagem da *Rocking Curve* que utiliza apenas uma folha de blindagem com uma borda retilínea, prevê com maior precisão o padrão de nêutrons que atinge o

detector dispensando objetos testes usinados com muita precisão como são os exigidos na técnica L/D.

Todos os procedimentos requeridos pelo algoritmo são incorporados à um programa Fortran 90 capaz de processar as imagens.

Uma vez determinada, a divergência de um dado canal de reator pode ser empregada – entre outros usos – para se obter a curva *Resolução Espacial x Espaçamento Objeto-detector*, para um sistema de aquisição neutrongráfico instalado neste canal. Essa curva é essencial para se restaurar imagens degradadas utilizando-se algoritmos que requerem um conhecimento prévio da “*Point Spread Function – PSF*” do agente degradador.

Neste trabalho, neutrongrafias adquiridas no canal principal do *reator Argonauta do Instituto de Engenharia Nuclear* foram restauradas pela metodologia de Richardson-Lucy usando-se a *PSF* correspondente oriunda da curva *Resolução Espacial x Espaçamento Objeto-detector*, gerada com a divergência determinada para o canal desse reator. A melhor qualidade obtida com as neutrongrafias restauradas com a *PSF* correta – ao contrário de todas as outras – ratifica mais uma vez a solidez e robustez do algoritmo desenvolvido.

Embora o escopo deste trabalho seja a concepção e desenvolvimento de uma *ferramenta* para a determinação da **divergência** de um feixe de nêutrons no canal de um **reator qualquer**, é relevante abordar a restauração de imagens eventualmente ali adquiridas, considerando sua ampla aplicação, principalmente em sistemas de baixa resolução devido à um baixo L/D.

Imagens radiográficas obtidas em ensaios não destrutivos devem exibir a melhor resolução e melhor contraste possíveis, mas são degradadas pela penumbra oriunda de fontes extensas como a da saída do canal de um reator nuclear. A otimização de uma imagem pode ser realizada antes da sua aquisição, ou seja, no *hardware* do sistema ou, para as digitais, depois de sua obtenção através de *softwares* envolvendo algoritmos para seu tratamento.

Para sistemas com nêutrons provenientes de um reator nuclear, além de custos, problemas de engenharia e de proteção radiológica muitas vezes inviabilizam modificações no sistema. A figura 1 esquematiza alguns dos aspectos e consequências na otimização de imagens.

Após a aquisição da imagem, ambos os parâmetros, resolução e o contraste, podem ser melhorados por técnicas de tratamento, mas requerem o conhecimento da magnitude do agente que a degradou.

Os agentes que degradam uma imagem são aqui divididos em duas classes. Na primeira estão os agentes aleatórios que geralmente causam dispersões dos dados e

englobam ruídos de alta frequência e flutuações estatísticas. Na segunda, onde se enquadra o objetivo deste trabalho, estão os agentes sistemáticos que resultam de fatores ligados a resolução do sistema como a geometria do feixe, tipo de emissão da fonte e a resolução do detector. Estes afetam os resultados sempre do mesmo modo, isto é, todos os pixels de uma imagem são degradados igualmente.

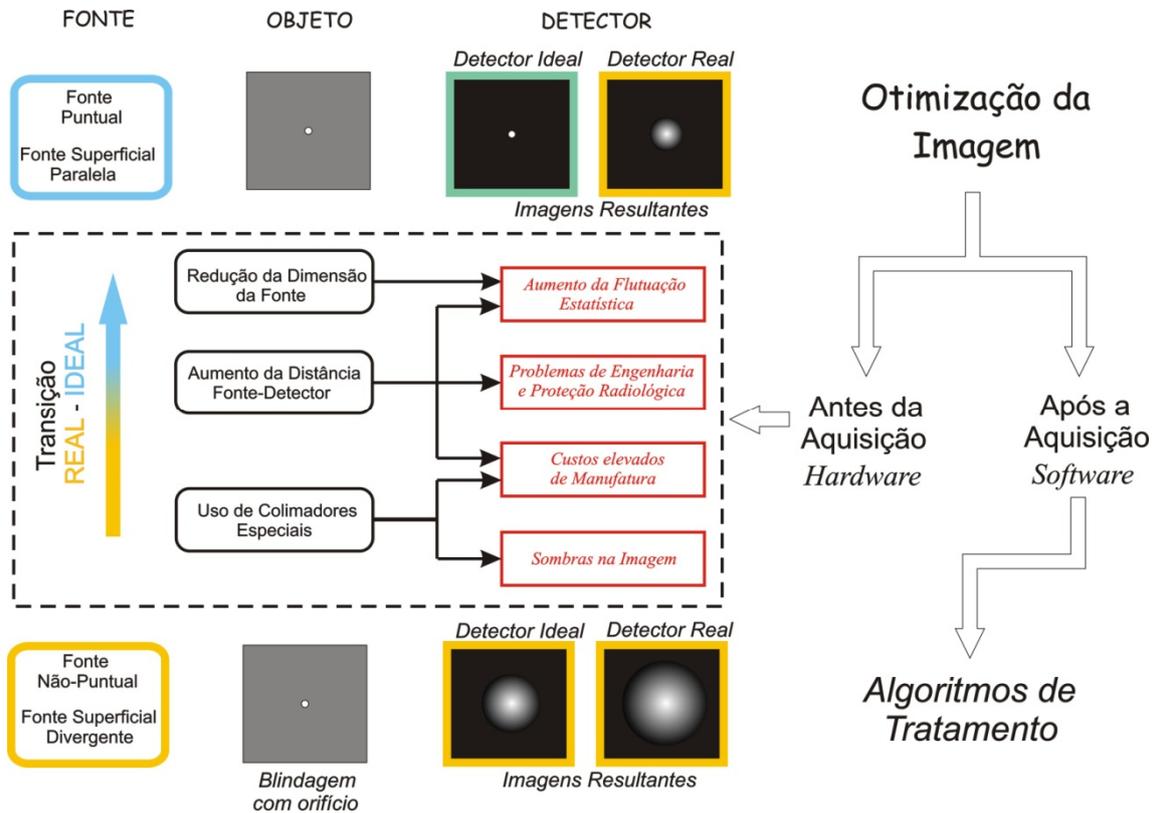


Figura 1. Esquema para otimização de imagens obtidas em sistemas de aquisição com nêutrons provenientes da saída de um canal de irradiação de um reator nuclear.

É usual caracterizar sistemas radiográficos com nêutrons por sua razão  $L/D$ , onde  $D$  e  $L$  são respectivamente a abertura e o comprimento do colimador utilizado. Em um sistema real, além da penumbra relacionada com este parâmetro específico outros agentes degradantes emergem, tais como espalhamento de nêutrons, flutuação estatística e ruído eletrônico. Logo, a razão  $L/D$  geométrica por si só, não representa o parâmetro eficazmente. O espalhamento dos nêutrons no canal faz com que muitos deles atinjam o detector num ângulo tal como se viessem de uma fonte mais próxima tornando o  $L/D$  aparente (efetivo) sempre menor que o  $L/D$  geométrico. No entanto ao expressar as características de um sistema de aquisição de imagens com nêutrons pela razão  $L/D$  efetiva sabe-se que ele iria produzir uma imagem com a mesma

qualidade que a obtida por um sistema ideal, sem agentes perturbadores, com o mesmo L/D.

O valor mais baixo da razão L/D efetiva em relação a geométrica faz parecer como se os elementos da fonte não emitissem nêutrons isotropicamente mas de outro modo. Para uma fonte ideal, emitindo nêutrons apenas na direção perpendicular, não seria possível determinar sua distância ao detector baseado no padrão de radiação recebida, então, a fonte pode estar localizada em qualquer posição ao longo do caminho dos nêutrons. Este conceito pode ser estendido permitindo que cada elemento da fonte emita também em outras direções, mas com fluxos de intensidades diferentes. Esse fluxo não seria infinitamente estreito, como no caso não divergente, e nem como uma calota esférica, como no caso isotrópico, mas algo semelhante a um sino com uma certa largura na metade da sua máxima altura.

Utilizando o conceito de *Rocking-Curve - RC* - proveniente do campo de difração de raios-X, e supondo que a RC tem uma forma Gaussiana de rotação, como foi considerado em um trabalho anterior [1], a divergência do feixe pode ser expressa como a semi-largura angular, denominada  $w$ , na metade do valor máximo. Dentro deste quadro, uma divergência zero corresponderia a elementos de fonte emitindo apenas perpendicularmente ao plano da fonte. Para todas as outras divergências o fluxo alcançará um máximo na direção perpendicular, e decresce com o aumento do ângulo em relação a ela.

De acordo com esta abordagem considera-se que uma fonte virtual localizada em qualquer posição ao longo do canal de irradiação, como um plano perpendicular a ele, é constituída por pequenos elementos emitindo nêutrons com um fluxo definido pelo mesmo  $w$ . Como ambos,  $w$  e o espaçamento  $g$ , entre o objeto e o detector contribuem para a resolução espacial da imagem final, ela própria é utilizada para determinar  $w$ , pois  $g$  é sempre conhecido. Uma vez que  $w$  é considerado como sendo independente de  $g$  e da distância  $d$  entre a fonte e o detector, imagens adquiridas com  $g$  e  $d$  diferentes, apesar das suas diferentes resoluções, devem resultar no mesmo valor de  $w$ . Esta característica importante é usada para verificar a solidez do algoritmo proposto, fornecendo simultaneamente um conjunto de valores para avaliar o desvio padrão da divergência apontada.

Ao contrário da referência [1]; que empregou uma metodologia bastante complexa que exige um detector sensível à posição, uma deconvolução dos espectros adquiridos e a extrapolação de certos parâmetros; a técnica proposta neste trabalho requer apenas uma radiografia de nêutrons e um algoritmo para tratá-la. A técnica é baseada na diferença entre a *Edge Responce Function – ERF* de uma radiografia adquirida experimentalmente e um conjunto de ERF's de imagens sintéticas geradas

pelo algoritmo com diferentes  $w$ , mas com o mesmo  $g$ , conforme detalhado na seção 5.4. Além desta determinação, uma abordagem semelhante incorporada no algoritmo foi utilizada para avaliar a razão L/D do mesmo sistema. Para este objetivo, a ERF de uma radiografia adquirida experimentalmente, com certo  $g$ , foi comparada com aquelas deduzidas a partir de imagens sintéticas geradas com diferentes razão L/D. Neste caso, no entanto, os elementos da fonte virtual foram considerados como emitindo nêutrons isotropicamente.

## 2 Relevância

Na física é aceito o conceito de que “informação não se perde”. Entretanto sua recuperação, constituindo-se num *problema inverso*, é usualmente muito difícil ou mesmo impossível no presente estado da arte da ciência e tecnologia. Radiografias com nêutrons são degradadas por agentes estocásticos (espalhamento de nêutrons, ruído eletrônico, flutuação estatística) e sistemáticos (divergência do feixe, resolução do detector e sua distância ao objeto). A degradação causada pela divergência do feixe poderia ser reduzida aumentando-se a distância fonte-detector - reduzindo assim a penumbra - mas tal alternativa nem sempre é viável devido às restrições de engenharia e proteção radiológica. Esta degradação, entretanto pode em princípio ser eliminada ou pelo menos amenizada se o agente responsável for devidamente caracterizado - uma tarefa menos ambiciosa, mas também difícil de ser integralmente realizada.

Após tal caracterização, a função expressando o comportamento do agente pode ser utilizada para corrigir a imagem experimental visando recuperar a imagem original, isto é, sem a degradação. Essa correção poderia ser realizada pela resolução de um sistema linear **se** um programa para inverter matrizes realmente gigantescas - uma modesta imagem de 512 x 512 pixels exigiria a inversão de uma matriz de  $512^2 \times 512^2$  elementos - e um computador com capacidade para contê-lo e processá-lo num intervalo de tempo exequível estivesse disponível.

Entretanto, mesmo atendidas tais exigências, as matrizes e vetores do sistema seriam *mal condicionados* devido aos inevitáveis erros aritméticos de truncamento tornando inexecutível a resolução do sistema. Alternativas para contornar esse problema, como o algoritmo de deconvolução de Richardson-Lucy [2,3] e a *deconvolução cega* [4], que lidam com matrizes de dimensões idênticas às da imagem foram desenvolvidas. Esta última determina *simultaneamente* a *largura* da função deconvoluidora ou *Point Spread Function - PSF* - uma curva em forma de sino como uma Gaussiana ou Lorentziana - e a correspondente imagem deconvoluída, mas sofre de problemas de robustez, podendo *devolver ao remetente* a mesma imagem *enviada* e uma resolução zero.

O algoritmo de Richardson-Lucy é mais robusto, e por isso mais difundido, mas requer o conhecimento da largura da função deconvoluidora cuja forma deve ser definida pelo usuário, desde que possua uma simetria radial, expressando assim a resolução espacial ou *Point Spread Function - PSF* do sistema de aquisição de

imagens. Essa largura deve ser mantida *constante* durante o processo de deconvolução ao longo de toda a imagem, independentemente se diferentes regiões exibem diferentes resoluções.

Entretanto, um objeto real possui uma estrutura interna com elementos de diferentes espessuras, coeficientes de atenuação e distâncias ao detector. Enquanto os dois primeiros parâmetros determinam o contraste desses elementos em relação ao fundo geral, suas distâncias definem - juntamente com a divergência do feixe - o nível de penumbra projetada no detector e assim, a *resolução espacial* do plano representativo onde estão contidos. Assim, para a deconvolução da radiografia de um objeto de espessura finita, certa largura da *PSF* deve ser escolhida.

Na falta de informações sobre a estrutura interna do objeto, uma escolha razoável seria a largura correspondente ao seu plano vertical médio paralelo ao detector. Para isso é necessário conhecer o comportamento da curva resolução espacial versus distância objeto-detector do sistema, entendendo-se aqui como objeto *cada* componente da estrutura interna sendo inspecionada. Tal curva pode ser levantada conhecendo-se a divergência do feixe de nêutrons, tema deste trabalho. O método proposto é simples e utiliza a própria imagem obtida pelo sistema e um algoritmo para tratá-la, dispensando objetos-teste de alto custo e de grande precisão como os descritos na literatura.

### 3 Revisão Bibliográfica

Desde sua descoberta por Wilhelm Conrad Röntgen em 1895, os raios X se tornaram uma ferramenta indispensável pelos cientistas. Mas o início da radiografia industrial se deu entre os anos de 1920 e 1930. A partir daí até os dias atuais, essa técnica vem sendo desenvolvida e aperfeiçoada de modo continuado em diversos campos da ciência, em especial na medicina e indústria.

Com o nêutron, descoberto em 1932 por CHADWICK [5], ocorreu uma situação similar. A radiografia com nêutrons realmente *emplacou* entre os anos de 1960 e 1970, embora que em 1935 KALLMAN e KUHN [6] já haviam proposto a radiografia com nêutrons, denominada *neutronografia*, ao observarem a diferença na sua característica de atenuação em comparação aos raios X.

Na década de 60, pesquisadores do Argonne National Laboratory (ANL/EUA), tendo como um dos principais integrantes Harold Berger, publicaram diversos trabalhos sobre neutronografia. Neles foram discutidos os métodos de formação de imagem, os tipos de conversores de nêutrons, as fontes de nêutrons e o potencial de aplicação da radiografia com nêutrons térmicos em ensaios não destrutivos (END) de materiais. Em 1962 essa mesma equipe começou a inspecionar elementos combustíveis irradiados de reatores nucleares utilizando a radiografia com nêutrons térmicos. Devido ao nível de radiação proveniente desses elementos, não seria possível fazer a inspeção com raios-X ou raios- $\gamma$ . O resultado mostrou a eficiência da técnica ao conseguir revelar alterações e defeitos nas pastilhas combustíveis, bem como a localização de outros componentes. Em 1965, BERGER [7] publicou um livro exclusivamente sobre neutronografia. Em 1969, a técnica de obtenção de imagens por transmissão utilizando nêutrons, já era compreendida como uma possibilidade de inspeção de materiais [8].

A utilização de reatores nucleares como fonte nos sistemas neutronográficos prejudicou a ampliação da técnica por questões de segurança e pela dificuldade de transporte dos objetos a serem inspecionados até as instalações. No fim da década de 60, pesquisadores começam a estudar a viabilidade de utilizar pequenos aceleradores e fontes isotópicas emissoras de nêutrons, mas os reatores nucleares continuaram sendo os tipos de fonte mais empregada por produzirem imagens neutronográficas de qualidade comparável à radiografia com raios X. Os trabalhos desenvolvidos até esta época foram reunidos e organizados por HAWKESWORTH e WALKER [9] e publicados em 1969.

Em 1970, em alguns países europeus e nos Estados Unidos, muitos dos institutos de pesquisa com reatores nucleares possuíam unidades e recursos humanos capacitados para realizar neutrografias e interpretar as imagens obtidas. Para facilitar o progresso da técnica foram necessárias normas de padronização e a realização de trabalhos coordenados. Em 1973, foram organizadas em Birmingham, na Inglaterra, pesquisas relacionadas a esses tópicos. Nos Estados Unidos isso ocorreu em 1975 em Gaithersburg. Também em 1975, segundo Domanus [8], TYUYAKOV e SHTAN publicaram um livro sobre os princípios básicos da neutrografia.

Em 1979 foi formado um grupo de trabalho sobre esse tópico sob o patrocínio da Comissão das Comunidades Européias. O encontro inaugural foi em Riso, na Dinamarca, e nos anos subsequentes em centros de pesquisa da comunidade européia. Em 1981 o grupo publicou o manual da radiografia com nêutrons e, em 1984, um atlas sobre a detecção de defeitos em elementos combustíveis de reatores nucleares. Em 1986, Harms e Wyman publicaram um livro sobre os fundamentos físicos e matemáticos da neutrografia. Dois livros, um sobre colimadores para radiografias com nêutrons térmicos e outro sobre fundamentos da neutrografia, foram publicados por Domanus em 1987 e 1992, respectivamente [8].

Pesquisadores da Europa, Estados Unidos e Canadá comandaram a primeira Conferência Mundial em Radiografia com Nêutrons ocorrida em 1981 nos Estados Unidos. Desde então conferências periódicas têm sido organizadas sendo que em 2014 ocorreu na Suíça a X Conference on Neutron Radiography. Os trabalhos apresentados geralmente são publicados em revistas internacionais indexadas da área nuclear.

Apesar da radiografia com nêutrons ter surgido há 70 anos, somente há 40 anos esta técnica tem se firmado e aceita como método em ensaios não destrutivos – END. Hoje, mundialmente reconhecida, a neutrografia, não compete diretamente com as demais técnicas, pois dependendo das circunstâncias, dela são obtidas informações complementares ou mesmo exclusivas, em relação aos raios X e raios  $\gamma$ .

Berger [10], em 1986, publicou um artigo sobre os avanços em radiografias com nêutrons. Nesse artigo ele enumera a aplicação desta técnica na inspeção de componentes contendo explosivos, lâminas de turbinas de aeronaves, montagens mecânicas, na observação de fluídos e na detecção de corrosão.

Até aproximadamente 1985, para obtenção das neutrografias, o dispositivo de captação e registro de imagem utilizado dentro do chassi, também chamado de cassete, foi o filme radiográfico convencional sensível a raios-X em contato com um material capaz de converter nêutrons em radiação ionizante.

Tomografia computadorizada e ressonância magnética já são intrinsecamente digitais. Nas técnicas de análise por ultrassom e em medicina nuclear a imagem analógica foi substituída para digital na década de 1970. Entre as técnicas de inspeção por imagem, a radiografia foi a última modalidade que fez a transição para aquisição digital. A razão principal da baixa motivação para essa mudança é que o filme radiográfico convencional como detector no sistema, produz uma imagem de excelente qualidade sob a maioria das circunstâncias. Além disso, no campo de visão de um monitor, uma radiografia digital com alta resolução espacial ocupa um espaço grande em uma mídia, dificultando a estocagem. Outro problema é que as imagens digitais requerem uma rede de computadores de banda larga para o sistema de comunicação e arquivamento de imagens – *Picture Archiving and Communication System – PACS*.

A radiografia digital começou a ser introduzida no início da década de 1980, mas a mudança de analógico para digital ocorreu de modo definitivo na virada do século com a evolução das redes de computadores que lidam com a distribuição e armazenamento de imagens e foi impulsionada pela área de saúde [11]. A partir do domínio da técnica, a neutrongrafia passou a ser utilizada na indústria como mecanismo de inspeção e controle de qualidade [12] [13].

Muitos trabalhos em desenvolvimento e aplicação da técnica de radiografia com nêutrons vêm sendo desenvolvidos utilizando o reator de pesquisa Argonauta do Instituto de Engenharia Nuclear- CNEN – RJ. O ponto de partida foi em 1972 com a instalação do arranjo experimental introduzido no principal canal de irradiação da coluna térmica externa deste reator e obtenção das primeiras imagens radiográficas com nêutrons [14].

Trabalhos subsequentes envolvendo a construção de colimadores com outras geometrias foram desenvolvidos com o objetivo de melhorar a qualidade das imagens obtidas [15].

Uma vez demonstradas à viabilidade de aplicação da técnica utilizando este reator, os trabalhos realizados nesta área visaram mais a aplicação da técnica radiográfica com nêutrons em ensaios não destrutivos. Inúmeros trabalhos foram desenvolvidos [16] como teses de mestrado e doutorado, trabalhos apresentados em congressos internacionais e trabalhos publicados em revistas científicas.

Geralmente, em um sistema de imagens radiográfico com nêutrons a qualidade da imagem está relacionada à razão de colimação dada por  $L/D$ , onde  $L$  e  $D$  são as medidas do comprimento e da abertura do colimador, respectivamente. Porém o valor efetivo desta razão é sempre menor do que o geométrico. Como exposto de forma

abrangente em Domanus [8], outras técnicas, por exemplo, [17-21] devem ser levadas em conta em vez de simples medidas de comprimento.

É esperado que um sistema de aquisição de imagens com uma fonte plana ideal, onde qualquer elemento infinitesimal emitiria nêutrons somente na direção perpendicular à ela produz a melhor imagem, pois não teria penumbra.

Domanus [8] citou a seguinte afirmação de Berger [7] - "... o estado atual da arte é tal que feixes paralelos são definitivamente preferidos". Esta afirmação foi posteriormente refutada por Barton [22], que concluiu que um colimador divergente produziam imagens melhores.

Esta discordância parece ser uma questão de má interpretação. Talvez Berger tivesse em mente uma fonte ideal, como descrito acima e não uma real, onde cada elemento emite nêutrons isotropicamente. Sob tais circunstâncias, um colimador divergente naturalmente produz uma imagem melhor como indicado por Barton, porque neste caso a razão  $L/D$  poderia aumentar em direção ao infinito, aproximando-se de uma fonte puntual.

No reator Argonauta, entre os arranjos experimentais introduzidos no canal de irradiação utilizado para obtenção de radiografias, o que utilizou um colimador divergente foi também o que apresentou melhores imagens. Além disso, há o benefício de apresentar maior fluxo de nêutrons térmicos na saída do canal, onde é posicionado o detector [23]. Esse arranjo tem sido utilizado continuamente desde 2001 no desenvolvimento dos trabalhos nessa área embora os sistemas de neutrografias tenham evoluído com a introdução de detectores que fornecem imagens digitais [24-27].

O desenvolvimento deste trabalho, foi realizado com esse arranjo de colimadores não incluindo a tarefa de otimizar o arranjo experimental.

## 4 Fundamentação Teórica

### 4.1 Generalidades sobre Sistemas de Aquisição de Imagens

Os sistemas de aquisição de imagens podem ser genericamente decomposto em três componentes básicos - *Fonte*, *Processamento* e *Detector* - cujas características afetam a qualidade da imagem final. Nesse contexto, o termo *processamento* tem um caráter amplo envolvendo a utilização de dispositivos e aplicação de procedimentos visando à concatenação entre as características dos eventos emitidos pela fonte e aqueles atingindo o detector.

Nos primórdios do processo de aquisição de imagens, a “*câmara obscura*”, a *fonte* era a imagem externa que se desejava reproduzir, o *processamento* era constituído por um minúsculo orifício numa caixa ou quarto escuro, e o *detector* constituído por um anteparo onde a imagem externa era projetada.

Nesse sistema, apenas o processamento afeta a qualidade da imagem resultante. Com efeito, a resolução da imagem projetada melhora com a redução da dimensão do orifício, mas isso causa uma menor luminosidade. Assim, salvo se houver meios de aumentar a *intensidade da fonte* - luminosidade da imagem original - um compromisso tem que ser estabelecido nesse tipo de “*pinhole optics*”. Lentes convergentes substituíram os orifícios permitindo uma maior luminosidade da imagem final, mas o princípio da formação da imagem é o mesmo. Raios luminosos que se cruzavam no centro do orifício, passam a se cruzar no foco da lente entre ela e o detector, produzindo igualmente imagens invertidas.

Esse *processamento* realizado pela lente está sujeito a vários agentes degradadores, sendo o mais grave deles a própria refração, que decompõe a luz branca criando *aberração cromática* cuja correção exige a utilização de objetivas multi-lentes construídas com vidros de diferentes índices de refração.

Em sistemas envolvendo *transmissão*, como a projeção da silhueta de objetos semitransparentes ou opacos, em um anteparo como detector, as características da fonte exercem um papel primordial na qualidade da imagem. Sua *intensidade* naturalmente afeta diretamente o *contraste* obtido enquanto sua dimensão, juntamente com espaçamento objeto-detector, determina o nível de penumbra observado nas bordas projetadas pelo objeto, ou seja, a resolução da imagem.

Para não causar penumbra a fonte deveria ser puntual, ou se superficial plana, emitir radiação - luminosa ou de qualquer outra espécie - apenas na direção

perpendicular à sua superfície *ou* a espessura do objeto e sua distância ao detector deveriam ser *zero*. Tais configurações são obviamente irrealizáveis no mundo real, de modo que as opções factíveis se restringem à compulsória convivência com *objetos reais* onde apenas seu plano em contato direto com o detector pode ter um espaçamento *quasi-zero* enquanto que a miríade restante ficaria afastada dele.

Vislumbrando-se um objeto composto por diversos planos, cada um deles contendo regiões de diferentes transparências, imagens com diferentes resoluções seriam projetadas - e sobrepostas - no detector. Assim a imagem resultante exibiria uma resolução média composta. No que tange à fonte, o procedimento para torná-la mais semelhante a uma fonte puntual seria posicioná-la o mais distante possível do detector ou reduzir sua dimensão. Ambas as alternativas reduziriam a luminosidade da imagem final, de modo que um compromisso entre luminosidade e resolução teria que ser escolhido.

Importante frisar que até o momento o papel do detector no processo de formação da imagem não foi tratado, devido à suas características *passivas*, atuando apenas como um anteparo. Pode-se, entretanto, para o caso de radiação luminosa, imaginá-lo como um plano translúcido com certa granulometria, sendo a imagem observada de sua parte posterior. Nessas circunstâncias, além da penumbra causada pela configuração geométrica fonte-objeto-detector, haveria uma degradação *adicional* causada pela *resolução* do detector.

## **4.2 Sistemas de Aquisição de Imagens Neutronográficas**

Os sistemas de aquisição de imagens radiográficas com nêutrons, também chamadas de neutronografias, apresentam as mesmas restrições dos sistemas operando com luz visível anteriormente citados, mas nenhuma de suas qualidades, exceto a capacidade de atravessar uma grande gama de materiais opacos à luz visível, ou mesmo invisível como radiação gama. Um exemplo bem conhecido é o Pb, que apresenta um grande coeficiente de atenuação para radiação gama, mas muito pequeno para nêutrons térmicos.

Dentre os aspectos desfavoráveis ao trabalho com nêutrons - além daqueles associados à proteção radiológica comum às técnicas envolvendo radiação ionizante - estão o tratamento complexo de suas trajetórias e comportamento, dificultando a blindagem e colimação, além de exigir detectores mais elaborados com conversores de nêutrons em radiação ionizante apropriados.

Um sistema radiográfico com nêutrons, a exemplo do sistema genérico já tratado no item anterior pode ser igualmente decomposto em três componentes básicos:

Fonte, Processamento e Detector. Para sistemas desse tipo, entretanto, todos os componentes são mais dispendiosos e complexos.

Os subitens descritos abaixo têm como objetivo ajudar a compreensão da utilização do nêutron em sistemas radiográficos.

#### 4.2.1 Classificação dos Nêutrons em Energia

É comum dividir os nêutrons em duas categorias em função de suas energias: *nêutrons lentos* e *nêutrons rápidos*. A energia divisória é arbitrária, mas 10 keV é amplamente aceita [8]. A Tabela 1 esquematiza essas faixas de energia, segundo a referência [7].

Muitos trabalhos em radiografia com nêutrons, têm se referido a nêutrons com velocidade correspondente ao movimento dos átomos e moléculas em temperatura ambiente ( $T \sim 20^\circ\text{C}$ ). Da relação  $E = kT$ , onde  $k$  é a constante de Boltzmann, 0,025 eV é a energia correspondente a essa temperatura o que corresponde a nêutrons com velocidade de 2200 m/s e que são denominados térmicos. Neste trabalho, as radiografias com nêutrons foram obtidas nesta faixa de energia [28].

Tabela 1 – Classificação dos nêutrons em função da energia. Na categoria de nêutrons lentos ainda ocorrem subdivisões: nêutrons frios, nêutrons térmicos e nêutrons epitérmicos.

Categoria	Denominação	Energia
Lentos	Frios	$E < 0,01 \text{ eV}$
	Térmicos	$0,01 \text{ eV} < E < 0,3 \text{ eV}$
	Epitérmicos	$0,3 \text{ eV} < E < 10 \text{ keV}$
Rápidos	Rápidos	$E > 10 \text{ keV}$

#### 4.2.2 Interação de Nêutrons com a Matéria

Sendo os nêutrons partículas sem carga elétrica não interagem com os elétrons e nem são afetados pelos campos eletrostáticos produzidos pelo núcleo, portanto não causam ionização direta. São muitas vezes capazes de percorrer alguns centímetros

na matéria sem interagir e serem completamente invisíveis a um receptor de imagens. As interações são com o núcleo atômico do material absorvedor podendo ser **espalhado** na colisão, mudando significativamente sua energia e direção ou ser **absorvido**, desaparecendo totalmente, podendo haver emissão de uma ou mais radiações secundárias.

No espalhamento não é modificada a composição isotópica do núcleo após a colisão com o nêutron, mas este processo pode ser **elástico** ou **inelástico** onde as reações são representadas por  $(n,n)$  e  $(n,n')$ , respectivamente. No espalhamento elástico o núcleo permanece no mesmo nível de energia que tinha antes da colisão e no inelástico o núcleo é deixado em um estado excitado.

O espalhamento elástico é o principal responsável pela moderação dos nêutrons. Um nêutron de energia  $E$  encontrando um núcleo de peso atômico  $A$ , perde em média uma energia  $2EA/(A+1)^2$  por interação. Esta expressão, apresentada em [29] mostra que para reduzir a velocidade do nêutron com poucas colisões, um núcleo de número de massa  $A$  pequeno tem que ser usado. Assim, materiais contendo hidrogênio são muito utilizados como moderadores.

No espalhamento inelástico verifica-se uma perda na energia cinética do sistema. Nessas reações, o núcleo pode adquirir uma velocidade de recuo e ser deixado num estado excitado liberando a energia de excitação por emissão de radiação de energia igual à diferença de energia entre o nêutron incidente e o espalhado.

No processo de absorção, o nêutron incidente é capturado pelo núcleo atômico do material resultando numa reação nuclear exotérmica cujos produtos podem ser: uma partícula carregada como o próton ou partícula  $\alpha$  representada por reações  $(n, p)$  e  $(n, \alpha)$ , respectivamente, raios  $\gamma$  no processo denominado captura radioativa e representado pela reação  $(n, \gamma)$ . Ocasionalmente podem ocorrer reações onde os produtos também podem ser nêutrons e neste caso as reações são representadas por  $(n,2n)$ ,  $(n,3n)$  e ainda ocorrer o processo denominado fissão nuclear onde um núcleo pesado, após absorver o nêutron incidente, se divide em dois núcleos menores, reação representada por  $(n,f)$ . Existe também a possibilidade do núcleo composto, formado após ter absorvido o nêutron, ser deixado em um estado excitado e decair por emissão de raios  $\gamma$  ou por emissão de elétrons de conversão interna.

Para nêutrons de mesma energia, a probabilidade de ocorrer um dos mecanismos de interação por unidade de comprimento na sua trajetória é constante. É convencional expressar esta probabilidade em termos da seção de choque microscópica por núcleo para cada tipo de interação, denominada por  $\sigma$ . A seção de

choque tem unidade de área, tradicionalmente medida em barn ( $1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$ ). Cada isótopo na natureza tem uma seção de choque de espalhamento elástico  $\sigma_{el}$ , outra de espalhamento inelástico  $\sigma_{in}$ , outra  $\sigma_{(n, \alpha)}$  para a reação  $(n, \alpha)$ , etc., sendo todas dependentes da energia do nêutron incidente. Quando  $\sigma$  é multiplicada pelo número de núcleos  $N$  por unidade de volume do material absorvedor ela é convertida em seção de choque macroscópica, denominada por  $\Sigma$ , e tem a dimensão do inverso da unidade de comprimento. A seção de choque total é a soma das probabilidades dos processos de interação separados e fisicamente significa a probabilidade, por unidade de comprimento de trajetória, de o nêutron sofrer algum tipo de interação. Assim, a atenuação do nêutron, matematicamente expressa pela lei de Lambert [30] é dada por:

$$\frac{dI}{I} = -\Sigma dx \quad (1)$$

Onde  $I$  é a intensidade da radiação incidente,  $dI/I$  é a fração de radiação removida do fluxo quando atravessa a espessura  $dx$  e  $\Sigma$  é o coeficiente de atenuação linear do material.

#### 4.2.3 A Complementaridade do Nêutron Térmico com Raios-X e Gama

A radiografia com nêutrons é uma técnica complementar à radiografia com raios X e  $\gamma$ . Enquanto os fótons são mais atenuados em materiais com número atômico  $Z$  alto o nêutron não obedece a essa regra podendo ser mais atenuado em materiais de  $Z$  baixo, como o hidrogênio e o boro e ser pouco atenuado em metais como o chumbo. Essa propriedade faz da neutrongrafia uma técnica bastante utilizada em ensaios não destrutivos

A figura 2 ilustra a diferença entre a probabilidade de interação de fótons e de nêutrons térmicos com alguns núcleos, enquanto, o gráfico da figura 3 apresenta os coeficientes de atenuação em massa para nêutrons térmicos [8] e para fótons de 100 e 412 keV em função do número atômico.

Pode ser observado do gráfico da figura 3 que os coeficientes de atenuação dos materiais para nêutrons térmicos variam aleatoriamente, e não gradualmente e de modo ordenado com o aumento do número atômico, como é o caso dos coeficientes de atenuação para raios-X e raios- $\gamma$ . É essa propriedade que faz a técnica de inspeção com nêutrons ser indispensável em algumas situações. Isso não a torna

mais vantajosa em relação aos fótons, mas, encarada como uma técnica complementar em ensaios não destrutivos que constitui uma ferramenta poderosa em campos específicos. Alguns elementos como o cádmio, boro e gadolínio têm seção de choque alta, enquanto outros como o urânio e o chumbo são praticamente transparentes comparados a atenuação pelos fótons.

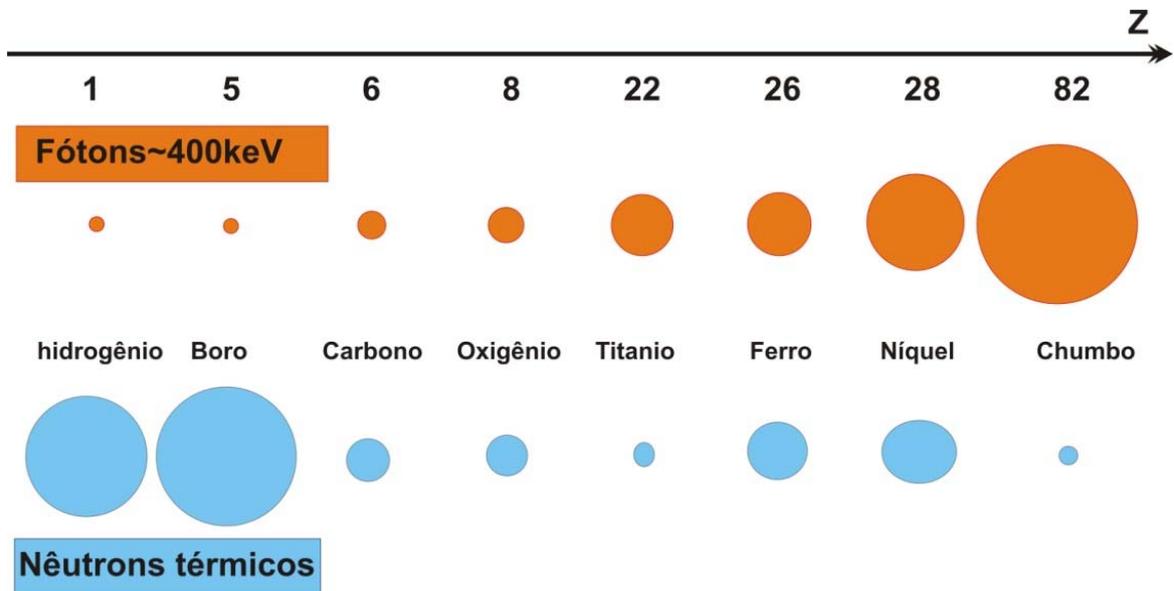


Figura 2 – Ilustração da probabilidade de interação de nêutrons térmicos e fótons com núcleos de diferentes números atômicos Z. Em geral nêutrons e fótons possuem uma probabilidade de interação bem diferente para um dado núcleo Z.

Mas é devido à forte atenuação dos nêutrons térmicos em hidrogênio que torna a caracterização de materiais hidrogenados uma das maiores potencialidades da utilização dos nêutrons térmicos. Uma ampla gama de aplicações surge dessa propriedade. Materiais plásticos, borracha, óleo, certos materiais explosivos, drogas como cocaína, e outros, quando encapsulados em metais pesados, como o chumbo, torna a inspeção com nêutrons indispensável [7,8,31].

O contraste da imagem radiográfica depende das diferenças entre os coeficientes de atenuação dos materiais constituintes do objeto e de suas espessuras. Então, em um sistema com nêutrons térmicos compostos baseados em hidrogênio, como a água, serão altamente visíveis contra um “background” de alumínio. Isso porque seus coeficientes de atenuação de massa são diferentes por aproximadamente duas ordens de grandeza: 3,16  $\text{cm}^2/\text{g}$  para água e 0,04  $\text{cm}^2/\text{g}$  para o alumínio. Entretanto para o zinco e o chumbo, 0,04  $\text{cm}^2/\text{g}$  e 0,038  $\text{cm}^2/\text{g}$  respectivamente, o sistema pode não perceber essa diferença.

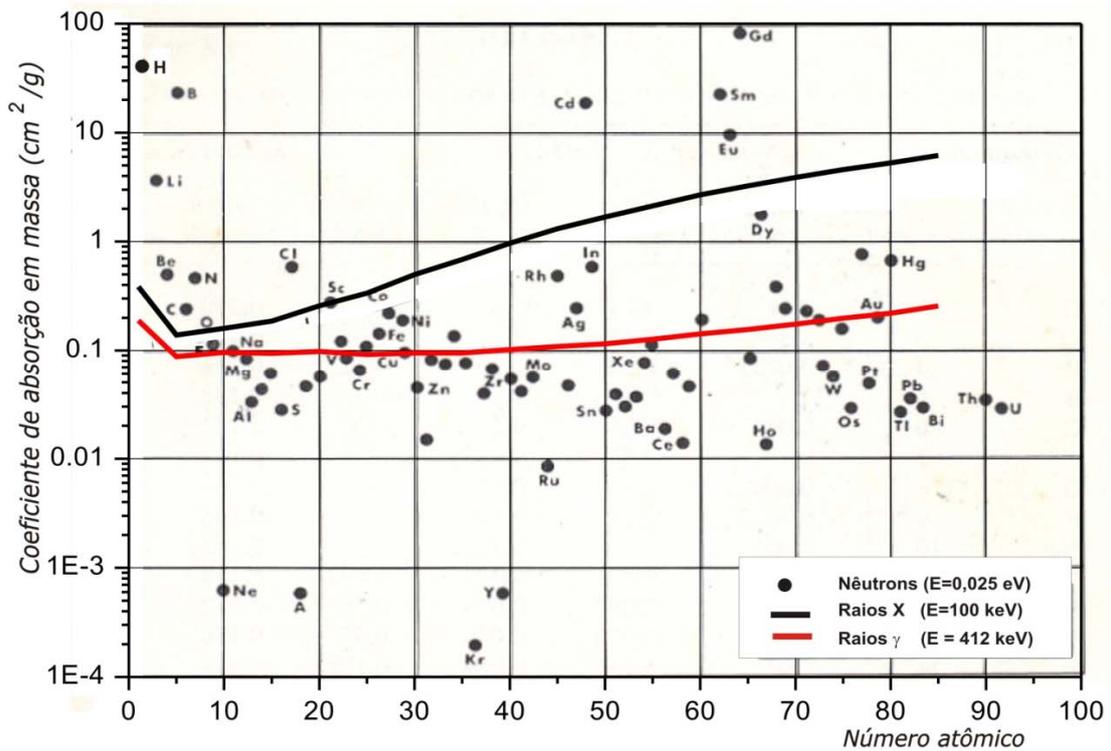


Figura 3 – Coeficiente de absorção total dos elementos para nêutrons térmicos [5] e fótons mono-energéticos de 100 e 412 keV [32].

#### 4.2.4 Fontes de Nêutrons

São três as categorias das fontes de nêutrons disponíveis para radiografias em ordem decrescente de intensidade de nêutrons, complexidade de engenharia e operação e de custos: reatores nucleares, aceleradores de partículas e fontes isotópicas como o  $^{252}\text{Cf}$  e Am-Be. Em todos os casos os nêutrons produzidos são muito energéticos para fins radiográficos e precisam que suas energias médias sejam reduzidas a um nível no qual existam grandes diferenças entre os coeficientes de atenuação dos materiais para nêutrons. Geralmente, o moderador que envolve a fonte primária é projetado para produzir um fluxo de nêutrons térmicos. Conforme já descrito na seção 4.2.1, nêutrons nesta faixa de energia são os preferidos para a radiografia.

A maior dificuldade encontrada na obtenção de uma neutrografia é a disponibilidade de uma fonte de fluxo de nêutrons térmicos elevado. Assim, um reator nuclear é o mais adequado quando comparado a geradores de nêutrons ou fontes radioativas e foi a fonte de nêutrons utilizada neste trabalho.

Os apêndices I e II apresentam, respectivamente, o princípio de funcionamento de um reator nuclear e as características principais do reator utilizado para obtenção das radiografias com nêutrons necessárias para o desenvolvimento deste trabalho.

#### 4.2.5 Processamento

Conforme explanado no item 4.1, por questões didáticas, o termo *processamento* inclui dispositivos e procedimentos visando a conexão entre as propriedades dos nêutrons emitidos pela fonte e aqueles atingindo o detector. Nesse contexto estão incorporados colimadores da fonte, colimadores especiais de alinhamento do feixe, abordagens e procedimentos para lidar com o espalhamento de nêutrons e sua divergência.

##### 4.2.5.1 Colimadores da Fonte

O colimador é uma das partes mais importantes de uma instalação radiográfica com nêutrons e sua função principal é dar forma ao feixe de nêutrons provenientes da fonte. Quanto à geometria, Burton [22] concluiu que um colimador divergente, como o esquematizado na figura 4, produz melhores imagens. Pode ser na forma de um cone ou pirâmide truncada com seção circular, quadrada ou retangular.

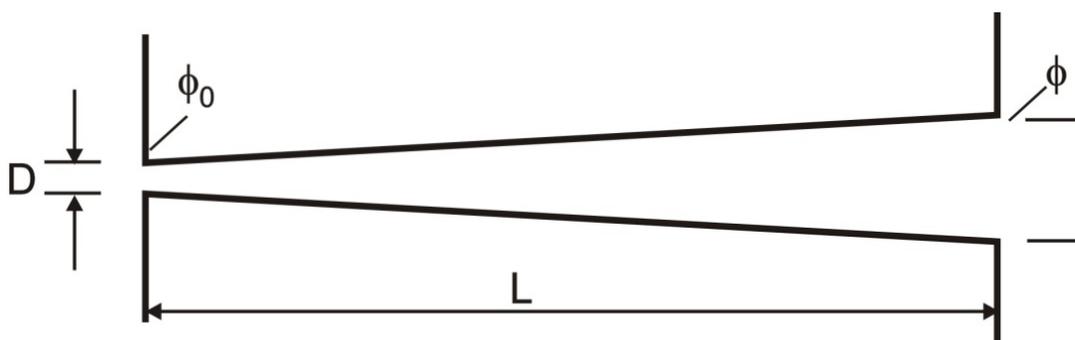


Figura 4. Esquema de um colimador divergente.

Para um colimador divergente com um orifício longitudinal igual ao tronco de uma pirâmide com seção quadrada, semelhante ao utilizado neste trabalho, a razão entre os fluxos de nêutrons térmicos  $\phi_0$  e  $\phi$ , na entrada e saída do colimador, respectivamente, pode ser calculado por [8]:

$$\frac{\Phi_0}{\Phi} = 4\pi \left( \frac{L}{D} \right)^2 \quad (2)$$

onde presume-se que  $\phi_0$  é isotrópico.

A razão  $L/D$ , conhecida como *razão de colimação*, define a divergência angular do feixe. A figura 5 mostra que quanto maior é essa razão, através do aumento de  $L$ , menor é a penumbra  $x$  na imagem para objetos posicionados à mesma distância  $g$  do detector, e maior será o tempo de exposição devido ao decréscimo da intensidade do feixe. Portanto é necessário fazer um balanço entre o tempo de exposição e a resolução da imagem.

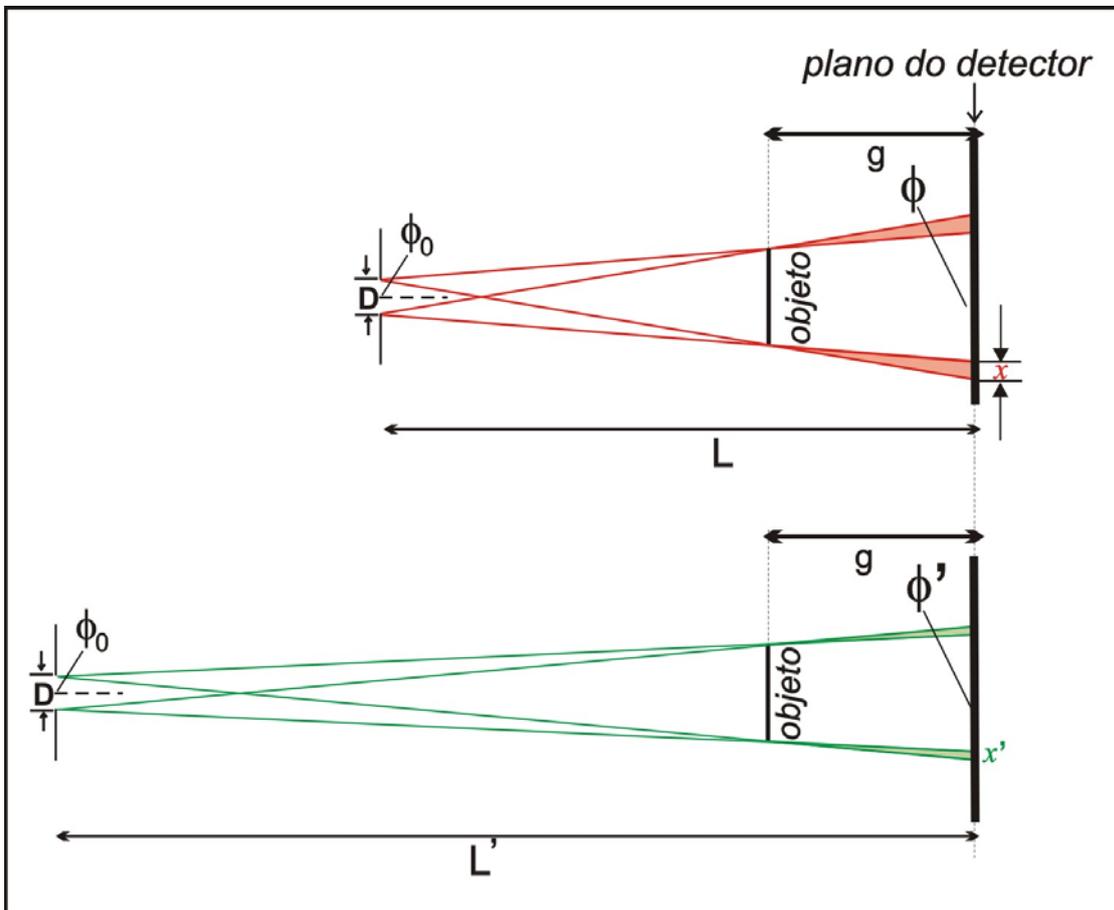


Figura 5. Efeito da razão  $L/D$  na penumbra formada na imagem . Quanto maior a distância entre a fonte e o detector menor é o efeito da divergência do feixe na imagem

Para evitar que os nêutrons espalhados pelas paredes do colimador alcancem o objeto em inspeção suas paredes internas devem ser revestidas de materiais com alta seção de choque de absorção para nêutrons e que absorva também as radiações secundárias produzidas nesta interação de modo que elas não participem do processo de formação da imagem.

Os efeitos da geometria e materiais de revestimento sobre o fluxo de nêutrons emergente foram apresentados com clareza por DOMANUS [8].

Geralmente, em sistemas de radiografias com nêutrons térmicos é necessário introduzir no canal, onde é instalado o sistema, um bloco moderador antes do colimador com a finalidade de aumentar o fluxo de nêutrons térmicos na sua entrada. Regras para o projeto desse bloco são descritas na referência [33]. Para o reator Argonauta as dimensões desse bloco foram calculadas através do código ANISIN utilizado no cálculo de transporte de nêutrons a uma dimensão [34].

#### **4.2.5.2 Outros Componentes**

Colimadores tipo colméia também podem ser utilizados para diminuir o efeito da divergência do feixe que atinge o objeto. Geralmente são manufacturados em material cerâmico imersos, posteriormente, em uma solução contendo gadolínio. Os isótopos  $^{155}\text{Gd}$  e  $^{157}\text{Gd}$ , presentes no gadolínio natural, possuem uma alta seção de choque de absorção para nêutrons na faixa de energia térmica. A utilização desse tipo de colimador causa artefatos que podem ser eliminados no processamento da imagem que pode incluir também a otimização por deconvolução.

Para diminuir o fluxo de nêutrons epitérmicos, que também estão presentes no campo neutrônico, e minimizar ainda mais o efeito dos nêutrons provenientes do espalhamento, nos materiais do objeto e das paredes do canal de nêutrons, que alcançam o detector, pode ser utilizada uma gaveta de parafina borada completando o arranjo introduzido no canal.

Quanto à intensidade da radiação gama, sempre presente em campos neutrônicos, pode ser minimizada acrescentando no processamento filtros de materiais absorvedores  $\gamma$  tais como chumbo e bismuto.

Em relação ao objeto em inspeção ele é posicionado no feixe de nêutrons o mais próximo possível do detector para minimizar os efeitos de penumbra.

A figura 6 esquematiza um sistema de aquisição de imagens com nêutrons térmicos com seus principais componentes introduzidos em um canal de nêutrons de um reator.

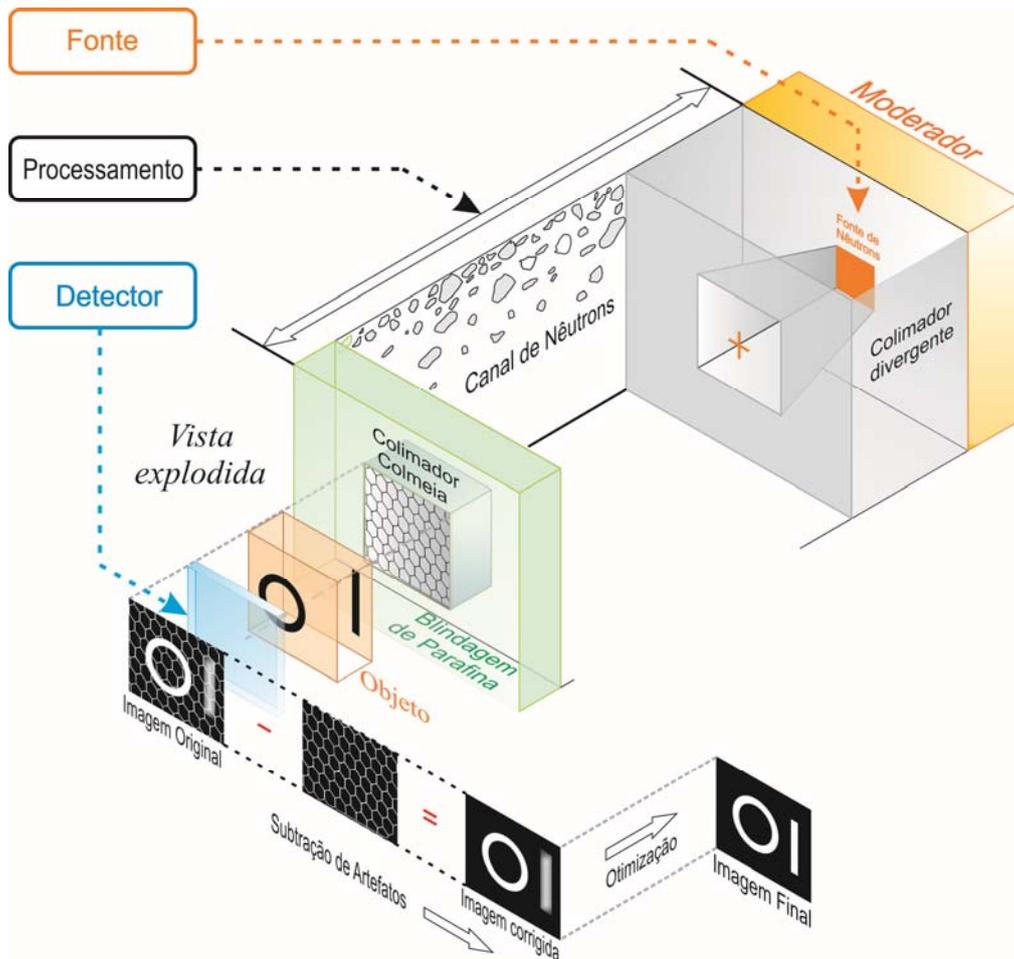


Figura 6. Sistema de aquisição de imagens radiográficas com nêutrons. O processamento do feixe de nêutrons é realizado pelo colimador divergente, colimador colméia e uma blindagem de parafina borada. Suas características e configuração geométrica determinam a qualidade da imagem final.

#### 4.2.6 Dispositivos de Captação e Registro de Imagens

Detectores de radiação convencionais, tais como: os de cintilação, câmera de ionização, proporcionais, semicondutores, entre outros, não são os geralmente utilizados para aquisição de imagens bidimensionais, de objetos com estrutura tridimensional. Para este objetivo são utilizados detectores bi dimensionais. Até recentemente as imagens eram detectadas em filmes radiográficos, mas atualmente uma variedade de equipamentos digitais está disponível, entre eles: telas de fósforo – *Imaging Plate*, telas cintiladoras acopladas a uma câmera CCD e detectores de Si - *Flat panel*. As referências [35] descrevem com detalhes o processo de detecção e processamento desses detectores.

Devido à grande aplicação da técnica de radiografia na área médica, geralmente esses dispositivos, usados para a aquisição de imagens bidimensionais, são fabricados para serem sensíveis a fótons principalmente a raios X, ou melhor, aos elétrons que os raios X produzem ao interagirem com o seu material.

Para detectar radiações que não produzam elétrons na interação com a matéria, como o nêutron, é necessário introduzir no sistema materiais que de alguma forma possam converter o nêutron em elétron. Esses materiais são denominados *conversores de nêutrons*. Ele pode ser introduzido no sistema na forma de uma folha posicionada em contato com o detector ou ser introduzido diretamente na composição do material detector quando é fabricado.

#### 4.2.6.1 Materiais Conversores de Nêutrons

Para a escolha do material conversor do nêutron em radiação ionizante deve ser considerados aspectos como: a seção de choque de absorção, as características da reação nuclear como a meia vida e energia dos produtos. São vários os materiais que possuem bons requisitos, mas, para nêutrons térmicos geralmente o boro, disprósio, gadolínio, índio e lítio, são os eleitos e suas características são mostradas na tabela 2.

Tabela 2 – Propriedades nucleares de alguns conversores de nêutrons.

Material	Seção de choque de absorção do nêutron térmico (barn)	Reação nuclear predominante	Meia vida do núcleo filho	Tipo de radiação ionizante
$^{10}_5\text{B}$	3840	$(n,\alpha)$	emissão imediata	partículas $\alpha$ Tritio ( $^3\text{H}$ )
$^6_3\text{Li}$	936	$(n,\alpha)$	emissão imediata	partículas $\alpha$ Lítio
$^{\text{nat}}_{64}\text{Gd}$	46000	$(n,e^-)$	emissão imediata	Elétrons de conversão interna* Raios $\gamma$
$^{115}_{49}\text{In}$	155	$(n,\beta\gamma)$	54 min	Partículas $\beta$ Raios $\gamma$
$^{164}_{66}\text{Dy}$	2100	$(n,\beta\gamma)$	2,3 h	Partículas $\beta$ Raios $\gamma$

\* *Processo de conversão interna*: Existem situações em que o núcleo filho formado pela absorção do nêutron é deixado em um estado excitado, mas não pode decair por emissão  $\gamma$  para um estado de menor energia porque essas transições são proibidas. Nesse caso, o núcleo excitado transfere sua energia de excitação para um dos elétrons orbitais do átomo e este será ejetado com energia igual à diferença entre as energias de excitação e a de ligação do elétron na sua respectiva camada. Assim o dispositivo de captação e registro de imagem vai ser sensibilizado por esse elétron.

### 4.3 Resolução Espacial de um Sistema de Imagem

Em um sistema de aquisição de imagem *ideal*, um dado pixel, desprezando seu tamanho, está confinado nele próprio. Ele não interfere nos seus pixels vizinhos, não fornecendo e nem recebendo qualquer contribuição deles. Entretanto, em um sistema real o pixel é borrado devido à resolução finita do sistema, difundindo seu conteúdo para os pixels que o circundam, perdendo parte de sua intensidade e contaminando os vizinhos, causando então degradação na imagem. Nestas circunstâncias, características individuais diferentes, que em um sistema ideal aparecem perfeitamente separadas, poderão não ser tão resolvidas em um sistema real.

A resolução espacial de um sistema de radiografia depende, sobretudo, da divergência do feixe e de parâmetros adicionais como a distância entre o objeto e o detector, resolução do detector, ruído eletrônico e dispersão estatística e pode ser avaliada pela penumbra na imagem deixada pela borda de uma lâmina absorvedora quando radiografada sobre um detector 2D.

#### 4.3.1 Curvas PSF, LSF, ERF

A *Point Spread Function* – PSF de um sistema radiográfico é sua resposta quando for estimulado por um único e minúsculo ponto. Assim, ao invés de fornecer a imagem de um ponto, o sistema devolve uma imagem degradada, onde a densidade ótica se reduz do centro para a periferia de um círculo, como ilustrado na figura 7.

Em sistemas reais a PSF de cada pixel se espalha sobre os seus vizinhos contribuindo para suas intensidades e diminuindo a sua própria como ilustra a figura 8. A informação é degradada, mas pode ser recuperada se for conhecida a lei que gerou a degradação.

É difícil medir experimentalmente a PSF porque geralmente é baixa a intensidade de radiação que passa através do orifício. Para minimizar esse obstáculo

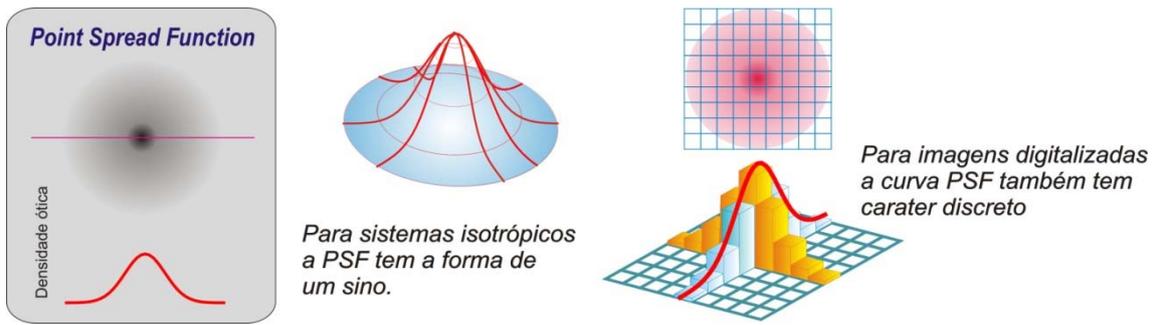


Figura 7. *Point Spread Function – PSF*. Expressa a densidade ótica fornecida pelo sistema de imagem quando estimulado por um único e minúsculo ponto.



Figura 8. Mecanismo de degradação do pixel

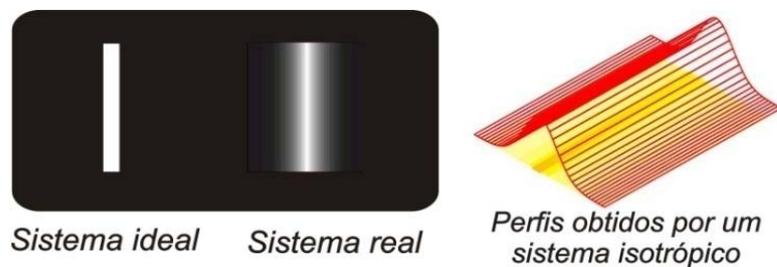


Figura 9. *Line Spread Function – LSF*. Essa curva expressa a densidade ótica fornecida pelo sistema de imagem quando estimulado por fenda estreita.

o orifício é substituído por uma fenda bem estreita. A resposta do sistema a esse novo objeto é a denominada *Line Spread Function* – LSF, ilustrada na figura 9. Para uma LSF oriunda de uma PSF Gaussiana sua FWHM é *igual* à da PSF que a gerou [36].

A LSF do sistema também pode ser obtida da curva *Edge Response Function*. A *ERF* de um sistema expressa a intensidade média do píxel ao longo da abscissa da imagem quando o feixe é interceptado por uma folha absorvedora com uma borda retilínea vertical.

A primeira derivada de uma *ERF* em seu ponto de inflexão depende da divergência do feixe e da distância fonte–detector. Se esses parâmetros crescem aumenta com eles a região da penumbra borrando ainda mais a região correspondente a borda vertical na imagem. Essa derivação da *ERF* resulta na curva *Line Spread Function* – LSF cuja largura a meia altura-FWHM representa a resolução espacial do sistema de aquisição de imagem. Esta resolução piora com o crescimento de FWHM que aumenta com a divergência do feixe e com a distância entre o objeto e o detector.

#### **4.4 Otimização das Imagens Neutronográficas**

A caracterização completa de um campo de nêutrons requer o conhecimento de vários parâmetros tais como o seu espectro de energia fornecendo a contribuição de nêutrons térmicos e epitérmicos, a razão de nêutrons para radiação gama, a intensidade do feixe e da sua divergência. Todos esses parâmetros dependem do arranjo específico utilizado para moderar e colimar o feixe de nêutrons. O conhecimento da divergência do feixe é especialmente importante sempre que a direção de entrada do nêutron desempenha uma função significativa em um experimento ou processo de medidas, como no caso da aquisição de *imagens radiográficas*, por exemplo, um campo crescente da análise não-destrutiva em ciência e engenharia onde os algoritmos para o processamento da imagem precisam dessas informações para executar suas tarefas corretamente.

Enquanto um feixe não divergente projetaria um ponto como tal, num detector 2D, um divergente produziria uma mancha desfocada com uma densidade ótica maior ocorrendo em seu centro.

Como não existem sistemas ideais, a imagem final deles oriunda é sempre degradada em menor ou maior grau. Entretanto, um princípio fundamental da Física postula que *informação não se perde*, mas apenas torna-se oculta. Assim, incorporada à imagem final estão os *efeitos* dos agentes degradadores que se devidamente

caracterizados permitiriam a recuperação da imagem que seria obtida se eles não estivessem presentes no processo de aquisição ou fossem eliminados a posteriores.

Salvo casos muito específicos, isso não é possível, de modo que se torna compulsório lidar com um *problema inverso* onde os parâmetros envolvidos são apenas parcialmente conhecidos.

Em sistemas neutrongráficos *todos* os três componentes, *fonte*, *processamento* e *detector* contribuem para a degradação da imagem: a *fonte* devido à sua emissão *divergente*, o *processamento* devido ao *espalhamento* de nêutrons e o *detector* devido sua *resolução* não nula. Todos esses efeitos se combinam para produzir a *resolução* do sistema, que depende também do espaçamento objeto-detector. Salvo certas técnicas envolvendo “*blind deconvolution*” [4] - que, entretanto, sofrem problemas de robustez - tal resolução é essencial para melhorar a qualidade de imagens através de uma deconvolução, como por exemplo, com o algoritmo de Richardson-Lucy [5] abordado com mais detalhes na seção 7.4 deste trabalho.

A divergência do feixe proveniente de um canal de irradiação de um reator geralmente é caracterizada pela razão de colimação L/D, mas neste trabalho, como já mencionado anteriormente, um novo método para a caracterização da divergência de um feixe de nêutrons é proposto baseado no princípio de “*Rocking Curve*” conforme empregado na área de difração de raios-X. Uma vez determinada, essa divergência permite a determinação da resolução do sistema para qualquer espaçamento objeto-detector desejado e assim utilizá-la para a deconvolução das neutrongrafias obtidas pelo sistema de aquisição.

#### 4.4.1 Rocking Curve - RC

O termo divergência do feixe, como é empregado neste trabalho, refere-se ao desvio em relação a um feixe paralelo ideal emitido por uma fonte plana.

Como mostra a curva *a* da figura 10, uma distribuição centrada em torno do elemento fonte é emitida com uma determinada probabilidade em um intervalo angular. Esta probabilidade de emissão com o ângulo é a *Rocking Curve* e a ela foi atribuída uma forma semelhante a uma Gaussiana. Além da forma, o parâmetro utilizado para caracterizar esta curva é o *w*, sua semi largura a meia altura (HWHM).

Na realidade a *Rocking Curve* é uma curva 3D como a rotação de uma Gaussiana representando o perfil de emissão de um elemento da fonte. Assim, uma divergência zero corresponderia a elementos de fonte emitindo apenas perpendicularmente ao plano da fonte. Para os outros ângulos o fluxo alcançará um máximo na direção perpendicular, e decresce com o aumento do ângulo em relação a

ela. Para avaliar a divergência do feixe através da razão  $L/D$ , entretanto, postula-se que o fluxo de nêutrons emitido por cada elemento da fonte é isotrópico como uma calota esférica como mostra a curva **b** da figura 10.

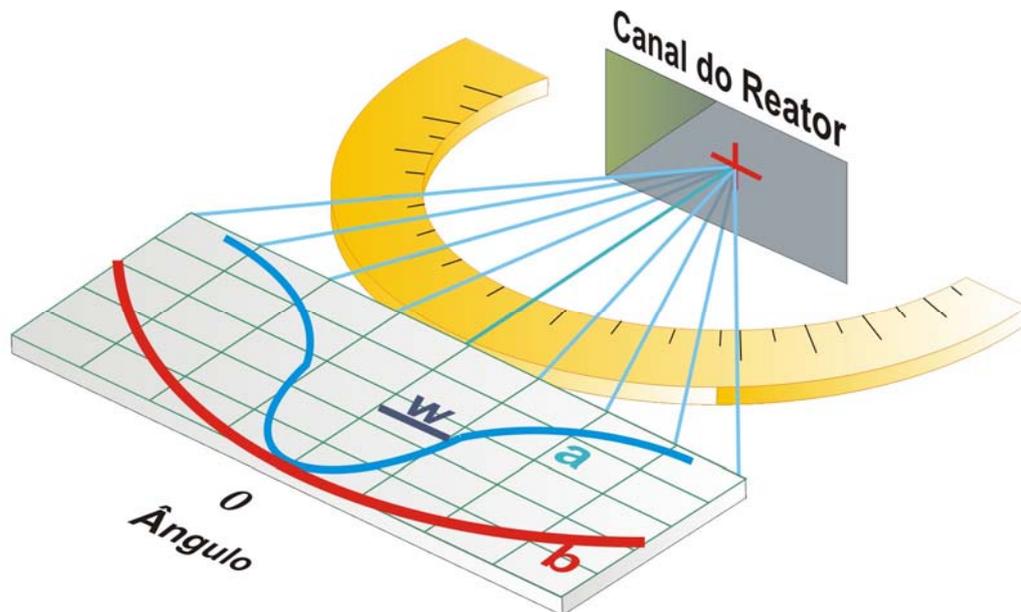


Figura 10. *Rocking Curve* na forma de uma Gaussiana com  $\text{HWHM} = w$  representada pela curva **a**. A emissão isotrópica de um elemento fonte para determinação da divergência do feixe pela razão  $L/D$  está representada pela curva **b**.

## 5 Metodologia

O método proposto para determinar a divergência do feixe, seja ela expressa como semi-largura  $w$  da *Rocking Curve* ou pela razão de colimação  $L/D$ , requer a comparação de uma imagem experimental obtida no sistema com um conjunto de imagens sintéticas geradas com parâmetros conhecidos. Então o primeiro passo é gerar essas imagens.

### 5.1 Geração das Imagens Sintéticas

Para gerar as imagens sintéticas, um detector virtual 2D simulando um detector real, tal como um filme radiográfico ou uma tela *imaging plate*, é posicionado no final de um canal de nêutrons perpendicularmente ao seu eixo, como é esquematizado na figura 11.

Em algum lugar do canal uma fonte plana, preenchendo toda sua secção transversal emite nêutrons que podem ou não ser interceptados por um objeto na forma de uma folha absorvedora de nêutrons térmicos, provida de uma borda retilínea, colocada à uma distância  $g$  escolhida a partir do detector, a qual foi denominada blindagem.

Como a borda da blindagem está alinhada com o eixo vertical a imagem é dividida em duas regiões: a da esquerda protegida pela blindagem enquanto sua companheira a direita será atingida pelos nêutrons provenientes da fonte. Esta situação ideal ocorreria apenas se a divergência do feixe ou  $g$  fossem zero. Para todos os outros casos, a penumbra invade a vizinhança da linha divisória borrando essa região e tornando-a menos definida. Admite-se que a intensidade de nêutrons que atinge o detector depende do ângulo  $\Phi$  entre suas trajetórias e a normal à fonte, como ilustrado na curva em forma de sino da figura 11.

Uma vez definida para o detector uma resolução espacial  $\delta$  - em mm/pixel - e uma matriz de imagem  $M \times N$ , então  $M \cdot \delta$  e  $N \cdot \delta$  representam sua largura e altura, em mm respectivamente. A intensidade de cada pixel é obtida pela soma de todos os nêutrons provenientes da fonte que é subdividida, como no detector, em  $K \times L$  elementos quadrados de tamanho  $\alpha$ . Assim,  $K \alpha$  e  $L \alpha$  representam a largura e a altura da fonte virtual.

Na realidade para um conjunto fonte-detector a intensidade de um pixel no detector depende da intensidade da fonte, eficiência de detecção e do tempo de exposição, mas após a digitalização não há pixels que ultrapassem o limite de 255 ou

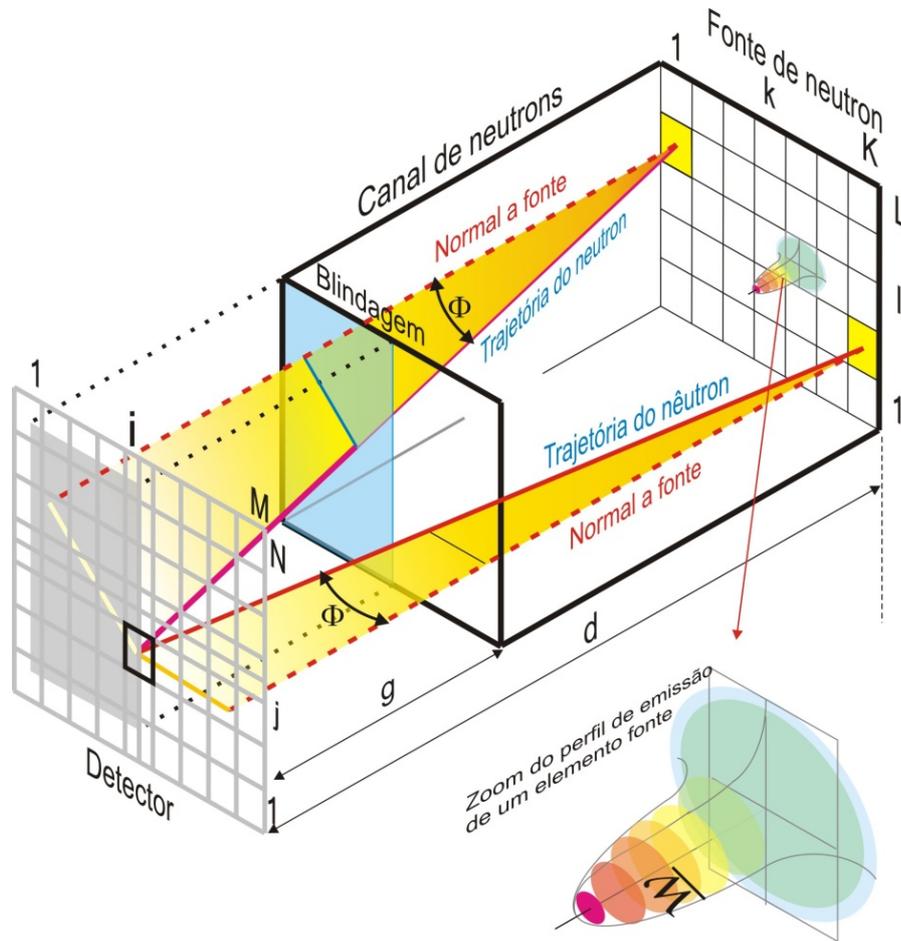


Figura 11. Geração de imagens sintéticas. Cada pixel no detector - um é destacado - coleta e integra a radiação que vem de todos os elementos da fonte. Salvo as bloqueadas pela blindagem, as intensidades dependem do ângulo  $\Phi$  entre suas trajetórias e a direção normal à fonte.

65.535 para imagens do tipo jpg ou tiff, respectivamente. Portanto, após a integração, as intensidades de pixel, tal como definido pela Eq. (3) estão normalizados para um desses limites.

$$p(i, j) = \sum_{k=1}^K \Omega(i, k) \cdot \sum_{l=1}^L \exp\left\{-0.5[\Phi(i, j, k, l)/\Phi_w]^2\right\} \quad (3)$$

$$\Phi_w = w \cdot [\ln(4)]^{-1/2} \quad (4)$$

onde:

$p(i,j)$  = Intensidade do pixel no detector:  $i=1$  à  $M$ ,  $j=1$  à  $N$ .

$\Omega(i,k)$  = Função "Bump" = 0 ou 1, se o nêutron atinge ou não a blindagem, respectivamente

$\Phi(i,j,k,l)$  = Ângulo entre a normal a fonte e a reta conectando os pontos  $(i,j)$  no detector e  $(k,l)$  na fonte.

$\Phi_w$  = Desvio padrão angular da Gaussiana geratriz da *Rocking Curve* 3D.

$w$  = Semi-largura angular na altura máxima da Gaussiana

$K$  = No. de elementos ao longo da largura da fonte.

$L$  = Número de elementos ao longo da altura da fonte.

$M$  = Número de pixels ao longo da largura da imagem no detector.

$N$  = Número de pixels ao longo da altura da imagem no detector.

Deve ser ressaltado que  $\Omega(i,k)$  não depende de  $j$  e  $l$ , porque a borda da blindagem tem uma orientação vertical.

A *Rocking Curve* no formato de sino, representada pela rotação de uma Gaussiana em torno do seu eixo, governa o fluxo de nêutrons emitido por cada elemento da fonte como é esquematizado na figura 12, que é auto explicativa.

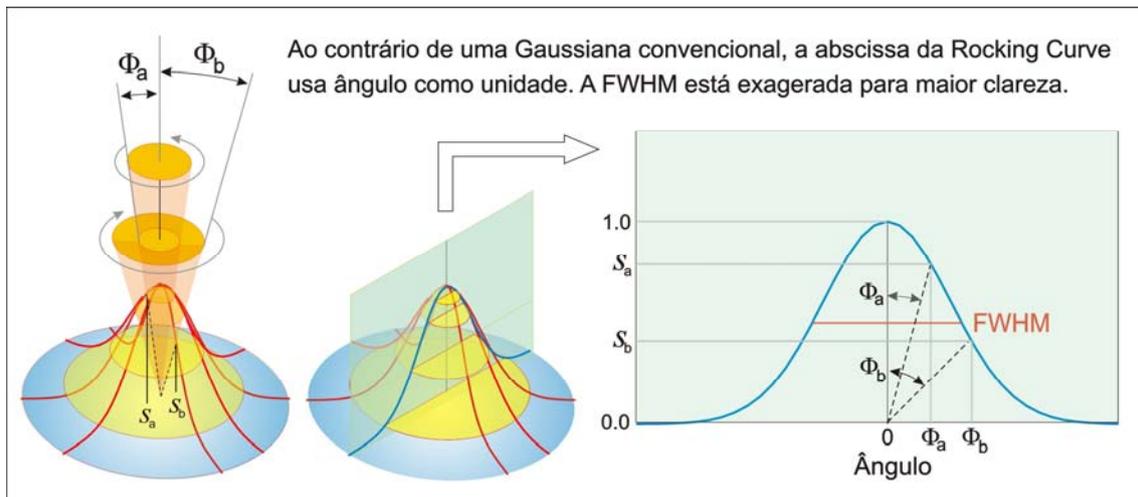


Figura 12. *Rocking Curve* 3D. Conceito oriundo da área de difração de raios-X. Uma Gaussiana 2D é usada como geratriz. As intensidades do fluxo  $S_a$  e  $S_b$  são vinculadas aos respectivos ângulos  $\Phi_a$  e  $\Phi_b$ .

Ao contrário de uma emissão isotrópica, a intensidade do fluxo depende do ângulo  $\Phi(i,j,k,l)$  entre a normal à fonte e a linha reta que liga o pixel  $(i, j)$  no detector e o elemento  $(k,l)$  da fonte.

A fonte e o detector compartilham as mesmas dimensões do canal de nêutrons, mas com pixels de diferentes dimensões. Ambos podem ser escolhidos livremente como dado de entrada. Na geração das imagens sintéticas foi atribuída ao detector a mesma resolução do detector utilizado na aquisição das imagens experimentais, ou seja  $\delta=0,05$  mm.

Quanto à fonte, os elementos podem ser tão pequenos quanto desejados, desde que a escolha não aumente o tempo de processamento para valores excessivos. Outros parâmetros que devem ser inseridos como dados de entrada são **w**, **g**, **d**, a dimensão da fonte através de sua semi-largura **s**, e o tipo de imagem (jpg ou tiff).

Como se admite que a RC pode ser representada por uma função de Gauss algum limite deve ser aplicado para descartar contribuições insignificantes resultantes das suas caudas. No entanto, para manter uma abordagem conservativa, todas as contribuições provenientes de ângulos inferiores a **Fw** são levados em conta. Neste trabalho foi atribuído o valor 5,0 para **F**.

## 5.2 Determinação das ERFs para as Imagens Sintéticas

Uma ERF é obtida calculando a média das intensidades de pixel ao longo de uma linha paralela à sombra da borda, tanto para as imagens sintéticas como para as experimentais quando for o caso. Esta média abrangendo vários pixels ao longo de uma linha visa suavizar o ruído e a flutuação estatística que são inevitáveis e pode ser escrita como:

$$q(i) = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N p(i, j) \quad (5)$$

onde:

$q(i)$  = Intensidade da ERF  $i=1$  até  $M$ ,  $j=1$  até  $N$ .

As ERFs resultantes herdam os parâmetros relevantes das suas imagens mãe. Por motivos de organização esses parâmetros (**d**, **g**, **w** e **s**) são reunidos do seguinte modo: Uma família de ERFs gerada com a mesma distância **d** pode conter sub-famílias geradas com várias distâncias objeto detector aqui denominada por **g**. Cada

uma dessas distâncias  $g$  inclui várias ERFs identificadas por um índice sequencial  $m$  usado como um rótulo para especificar sua semi-largura a meia altura  $w_m$ .

Esta classificação é essencial porque a ERF de uma radiografia experimental adquirida com um  $g$  conhecido, mas obviamente com  $w$  desconhecido, deve ser comparada com um conjunto das ERFs sintéticas obtidas das imagens geradas com a mesmo  $g$ .

Os parâmetros  $d$  ou  $g$  não devem afetar o valor do  $w$  encontrado pelo processo de comparação - caso contrário a técnica não seria consistente. O impacto desses parâmetros será posteriormente avaliado neste trabalho.

### 5.3 Determinação da ERF para a Imagem Experimental

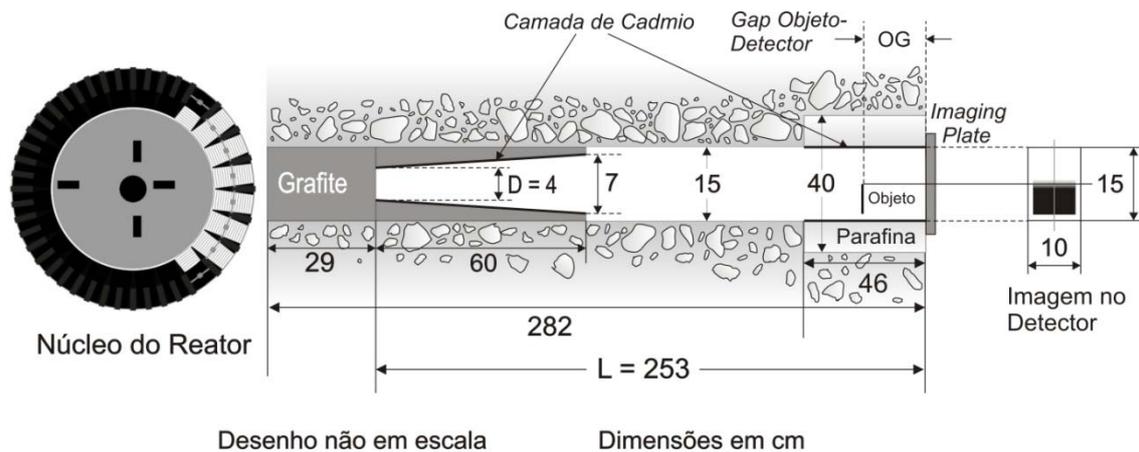
A ERF da imagem experimental é determinada seguindo o mesmo procedimento utilizado na obtenção das ERFs sintéticas, exceto que agora a imagem é adquirida posicionando o detector na saída do canal do reator Argonauta como é ilustrado na figura 13. Como detector foi utilizado uma tela Image Plate-IP, BAS ND 2040 da FUJIFILM, sensível a nêutrons que contém na sua composição o  $Gd_2O_3$  como conversor de nêutron em radiação ionizante. A borda que fornece a ERF provém de uma lâmina de cádmio de 0.5 mm de espessura posicionada na distância  $g$  escolhida a partir do detector. Após uma exposição por 3 minutos sob um fluxo de nêutrons térmicos de  $3 \times 10^5 \text{ n.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$  o IP é revelado em um sistema IP-READER BAS-2500 também da FUJIFILM sob um feixe de laser de 50  $\mu\text{m}$  de diâmetro. A imagem digital resultante é armazenada em um arquivo para posterior processamento. A caracterização desse sistema de imagens está detalhado na referência [37].

Como pode ser observado na figura 13, o canal de nêutrons termina com uma abertura retangular 10 x 15 cm que é fechada pelo detector IP. A borda da folha de cádmio é orientada verticalmente e intercepta o eixo do canal fazendo com que o ponto de inflexão da ERF, na horizontal, coincida com este eixo.

Todas as neutrongrafias foram obtidas desta forma fazendo com que os resultados tanto para RC ou L/D refiram-se sempre ao centro do canal. Se há ou não mudanças desses parâmetros ao longo das posições horizontais ou verticais não foram abordadas neste trabalho, apesar que esforços nesta direção seriam de grande utilidade para uma caracterização completa do feixe de nêutrons deste canal específico.

Os arquivos de imagens digitais, no formato tiff são transferidos para o software gratuito *ImageJ* que os devolvem na forma de uma matriz de intensidade de pixel. Cada um desses arquivos é carregado no software *Divergbeam* especificamente

desenvolvido, em Fortran 90, para incorporar o algoritmo proposto o qual basicamente é esquematizado na figura 14. Neutronografias experimentais adquiridas com várias distâncias  $g$  entre o objeto e o detector conhecidas, mas obviamente com a HWHM da *Rocking Curve* desconhecida, são comparadas com as sintéticas geradas com as mesmas distâncias  $g$  através de suas respectivas ERFs. O valor de  $w$ , HWHM da *Rocking Curve* do sistema de aquisição de imagens, é obtido do par de ERFs “sintética – experimental” que apresentar a maior semelhança quantitativa.



Fluxo Térmico	$4.46 \times 10^5 \text{ n.cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$	Razão $n/\gamma$	$3.00 \times 10^8 \text{ n.cm}^{-2} \cdot \text{mGy}^{-1}$
Fluxo Epitérmico	$6.00 \times 10^3 \text{ n.cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$	Razão de Cádmio	25

Figura 13. Vista de topo do núcleo do reator, seção horizontal do canal de nêutrons, arranjo geométrico e algumas características do feixe de nêutrons do canal do reator empregado para adquirir as neutronografias.

Em relação à direção horizontal a inclinação da ERF, obtida da imagem, decresce com o aumento de  $g$ , mas o resultado final para a HWHM da RC permanece constante desde que as experimentais e sintéticas sejam adquiridas com a mesma distância objeto-detector.

Ao contrário das radiografias experimentais, as sintéticas não apresentam dispersão dos dados. Apesar da capacidade que o software tem de adicionar o ruído, não há sentido em inserir incertezas às ERFs utilizadas como referência.

Neste trabalho, um conjunto de 4 neutronografias obtidas com distâncias entre o objeto e detector dentro do intervalo de 35,4 - 88,5 mm no formato *TIFF* foram utilizadas para avaliar a HWHM da *Rocking Curve* e a razão  $L/D$  do sistema de aquisição de imagens. As imagens sintéticas foram geradas com as mesmas

distâncias objeto-detector e com HWHM da RC variando de 60 até 100 minutos com intervalos de 0,5 minutos.

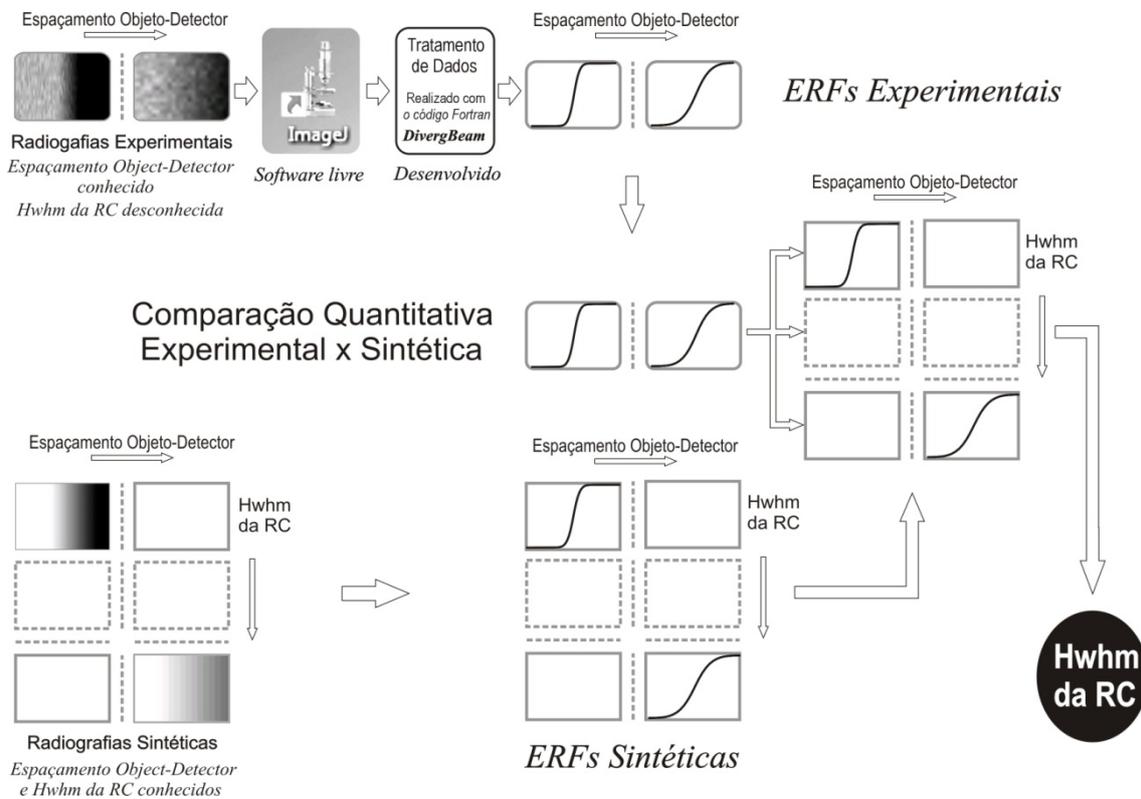


Figura 14. Esquema para a determinação do  $w$  da *Rocking Curve*. Um conjunto de neutrografias experimentais obtidas com diferentes distancias  $g$  entre o objeto e o detector é comparado com imagens sintéticas geradas com  $w$  conhecidos e nas mesmas distâncias  $g$ . Para cada  $g$  o  $w$  da RC do sistema de aquisição de imagens é definido pelo par de ERFs que apresenta a maior semelhança

#### 5.4 Determinação da Semi-Largura da Rocking Curve

De acordo com o modelo proposto neste trabalho, fontes virtuais situadas em qualquer seção transversal do canal de nêutrons, devem apresentar a mesma divergência do feixe, ou seja, o mesmo valor de  $w$ , a semi largura à meia altura da *Rocking Curve* - HWHM. Este parâmetro será determinado através da comparação da ERF de uma radiografia experimental com o conjunto de ERFs deduzidas das imagens sintéticas geradas para o mesmo  $g$  mas com diferentes  $w$ . Ao invés de uma comparação equivalente a uma inspeção visual grosseira buscando a semelhança mais próxima entre a experimental e cada uma das sintéticas, foi optado por empregar o método quantitativo descrito a seguir.

Primeiramente, todas as ERFs são normalizadas à unidade e os seus pontos de inflexão deslocados para a mesma abcissa após a sua determinação através de um ajuste sigmoidal de Boltzmann, como é esboçado na Figura 15. As ERFs provenientes de uma mesma imagem-mãe adquirida com mesmo  $\mathbf{g}$  e  $\mathbf{w}$  devem apresentar a mesma declividade. Para as imagens sintéticas ambos parâmetros são conhecidos por terem sido previamente especificados como dados de entrada, enquanto que para uma experimental apenas o  $\mathbf{g}$  é conhecido. A caracterização da *ERF* experimental para um dado  $\mathbf{g}$  é feita quando é encontrada a sua correspondente na pesquisa entre as ERFs sintéticas.

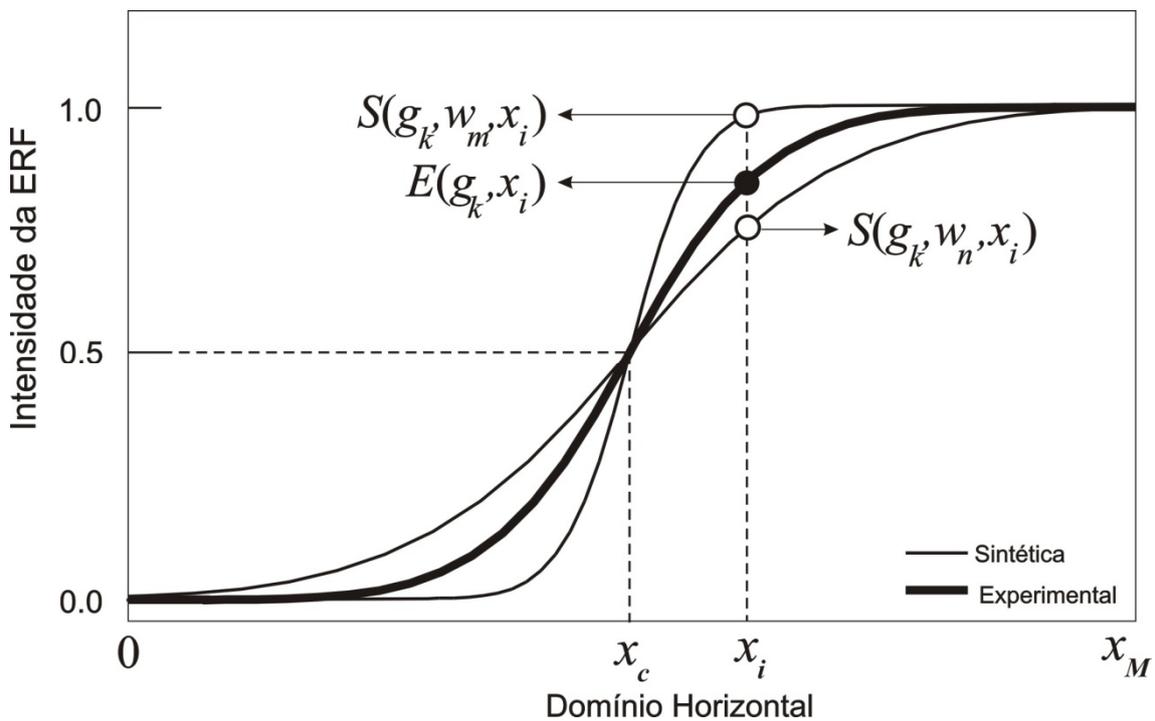


Figura 15. As ERFs experimentais e sintéticas são normalizadas e deslocadas para o mesmo ponto de inflexão  $x_c$ . Os parâmetros  $w_m$  e  $w_n$  referem-se aos valores de  $\mathbf{w}$  das diferentes ERFs sintéticas compartilhando o mesma distância objeto detector  $\mathbf{g}_k$  com a experimental.

A imagem experimental é degradada pela dispersão dos dados o que afeta uma avaliação correta da declividade efetiva da sua ERF. Para minimizar esse efeito é feita uma integração das diferenças absolutas entre as ordenadas das ERFs como segue:

$$D(g_k, w_m) = \sum_{x_i=0}^{x_M} |E(g_k, x_i) - S(g_k, w_m, x_i)| \quad (6)$$

Onde:

$E(g_k, x_i)$  = Intensidade da ERF ao longo do domínio  $x_i$  da imagem experimental obtida com uma distância  $g_k$  entre o objeto e o detector.

$S(g_k, w_m, x_i)$  = Intensidade da ERF ao longo do domínio  $x_i$  da imagem sintética gerada com uma *Rocking Curve* de semi-largura  $w_m$  e distância  $g_k$  entre o objeto e o detector.

$D(g_k, w_m)$  = Diferença entre a ERF experimental e a sintética integrada ao longo do domínio  $x_i$

$x_M$  = Valor máximo de  $x_i$  ao longo do domínio horizontal da ERF.

$g_k$  = Distância entre o objeto e detector para a  $k^{\text{th}}$  imagem experimental

$w_m$  = Semi largura da RC para a  $m^{\text{th}}$  imagem sintética.

Como pode ser observado a partir da Eq. (6) e do comportamento de uma ERF sintética  $S(g_k, w_m, x_i)$ , com um aumento constante de  $w$ , a diferença  $D(g_k, w_i)$  entre ela e uma determinada experimental  $E(g_k, x_i)$  deve diminuir, atingir um mínimo e aumentar novamente. Na verdade, isso é equivalente a manter a ERF experimental estacionária, enquanto as outras sintéticas rotacionam - mudando a sua forma devido seus diferentes  $w$  - em torno do ponto de inflexão comum  $(x_c, 0,5)$ . Consequentemente, em algum lugar elas se cruzam zerando a diferença  $D(g_k, w_m)$  ou minimizando-a. Quando este mínimo ocorre, o  $w$  da ERF sintética é correspondente ao  $w$  desconhecido do sistema utilizado na aquisição da imagem.

#### 5.4.1 Ajustes das Imagens Experimentais

As ERFs experimentais provenientes das radiografias com nêutrons adquiridas no canal principal do reator exibiu ondulações inesperadas, como mostrado na figura 16. A razão para este comportamento não foi pesquisado, pois poderia exigir uma análise abrangente que envolve um trabalho experimental volumoso muito além do escopo aqui proposto.

Uma vez que as caudas das ERFs exibem o maior desvio em relação à sigmoideal esperada emprega-se um procedimento para cortá-las. A extensão do corte, se necessário, deve ser realizada sob uma base quantitativa como descrito a seguir.

A diferença  $D(g_k, w_m)$  será calculada pela Eq. (7) usando os limites  $x_L$  e  $x_R$ . Como estes pontos encontram-se simetricamente em relação ao ponto de inflexão, apenas o último será avaliado. Além disso, uma vez que esses limites crescem com  $g_k$  eles devem ser dependentes de  $g_k$  a fim de evitar um corte indevido de ERFs menos íngremes.

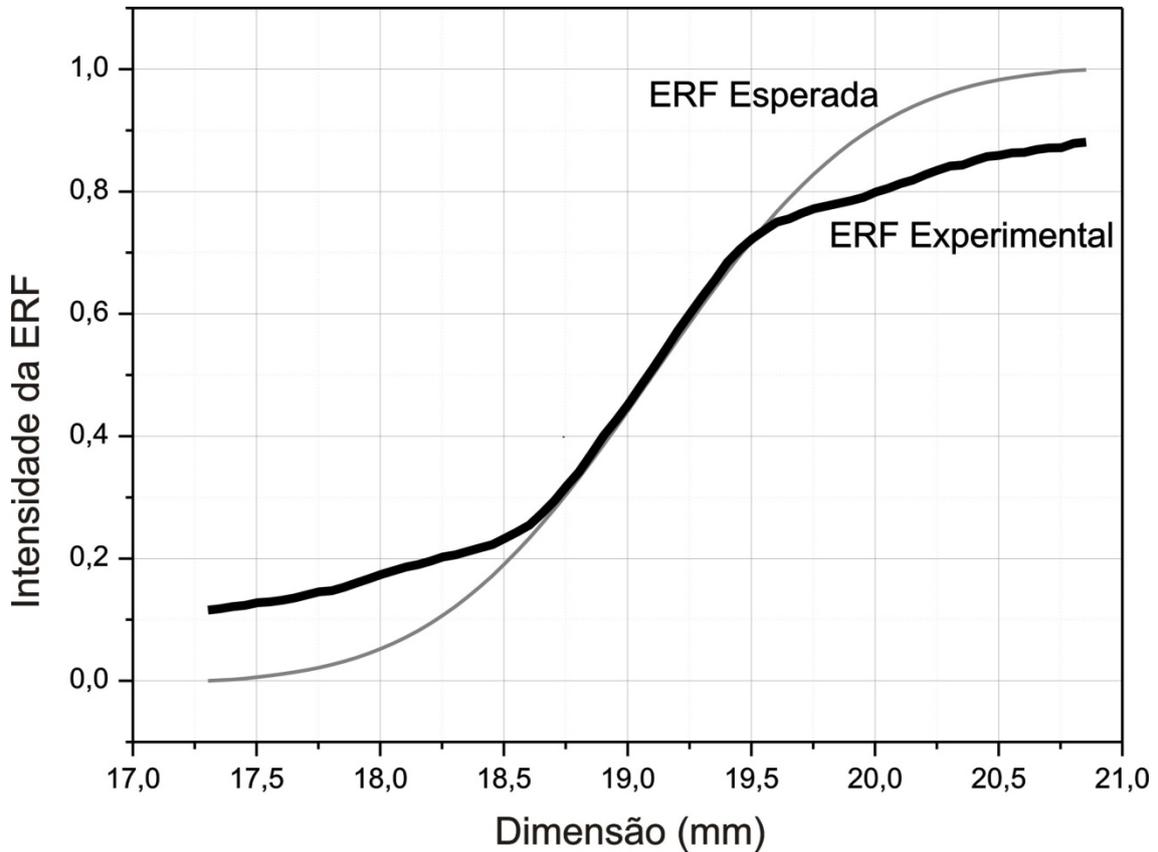


Figura 16. ERF típica decorrente de uma neutrongrafia. Devido ao desvio em relação a uma sigmoidal, as caudas podem ser eventualmente cortadas. A extensão desse corte será analisada e estabelecida.

$$D(g_k, w_m) = \sum_{x_i=x_L}^{x_R} |E(g_k, x_i) - S(g_k, w_m, x_i)| \quad (7)$$

Para cumprir este requisito calcula-se a diferença local absoluta - isto é, para a mesma abscissa  $x_i$  - entre as intensidades da ERF experimental e qualquer outra sintética e expressa como,

$$\Delta(g_k, w_m, x_i) = |E(g_k, x_i) - S(g_k, w_m, x_i)| \quad (8)$$

Como  $\Delta$  cresce com  $x_i$  e com a diferença entre a ERF experimental e a sintética, adicionando-se a restrição,

$$\Delta(g_k, w_m, x_i) \leq \varepsilon_j \quad (9)$$

existirá um valor máximo para  $\Delta$  que obedece a Equação 9 e fornece o  $x_i$  mais distante ou seja,  $x(g_k, w_n, \varepsilon_j)$  como mostra a figura 17.

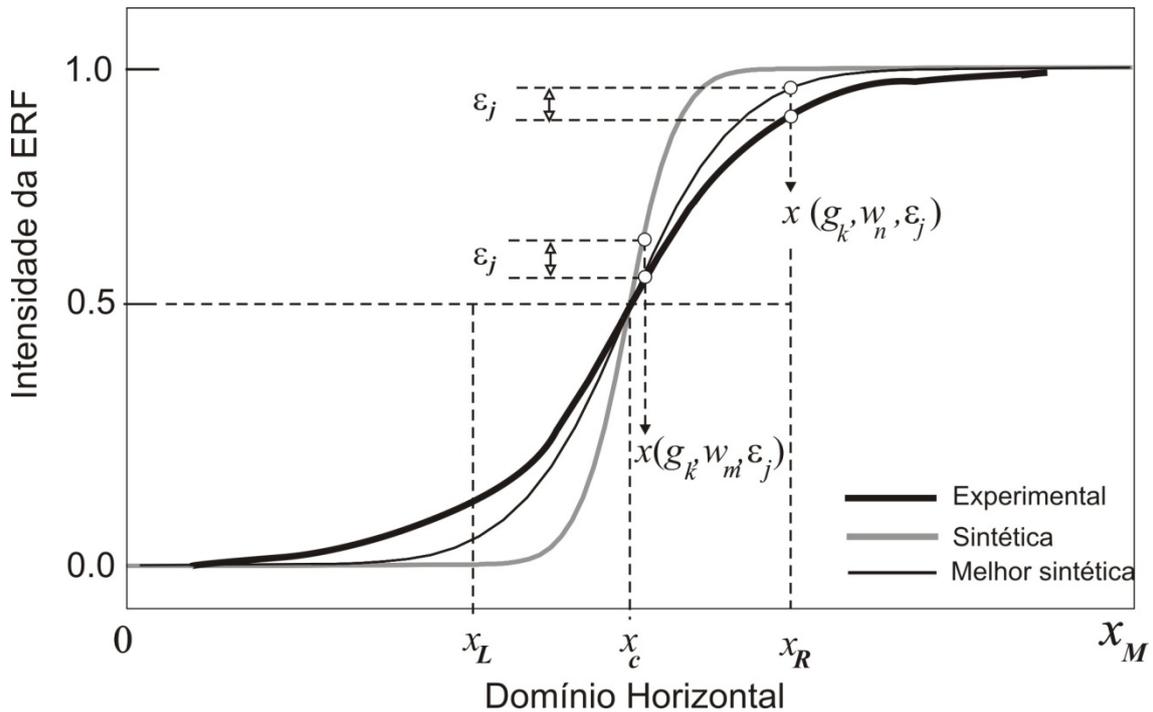


Figura 17. Determinação do domínio para calcular a diferença total  $D(g_k, w_m)$ . A maior abscissa  $x(g_k, w_n, \varepsilon_j)$  define o limite  $x_R$  à direita. O limite  $x_L$  à esquerda é simétrico em relação ao ponto de inflexão  $x_c$ .

Em relação ao valor  $w_n$ , ele representa aproximadamente o  $w$  pesquisado mas devido à dispersão dos dados é mais seguro confiar na diferença  $D(g_k, w_m)$  expressa na equação 7. Como é esquematizado na figura 17 o máximo  $x_R$ , para um dado  $\varepsilon_j$ , ocorre quando a ERF sintética é a mais próxima da experimental. O impacto de  $\varepsilon_j$  sobre  $w$  será analisado na seção seguinte.

## 5.5 Impacto de Epsilon e da Distância $g$ entre Objeto e Detector sobre $w$

A distância  $g$  entre objeto e detector não deve afetar o valor da semi-largura  $w$  da *Rocking Curve*, pois de outra forma o algoritmo, o procedimento experimental ou ambos, não seriam confiáveis. Quanto ao  $\varepsilon$ , ele aumenta com a distância da sua abscissa ao ponto de inflexão e com a diferença absoluta entre as ERFs sintética e experimental. Então os menores valores de  $\varepsilon$  ocorrem quando a ERF sintética for a mais semelhante à experimental. Entre essas ERFs, o valor máximo  $\varepsilon_m$  ocorre quando a melhor ERF para o maior  $g$  atinge o valor máximo. Este valor de  $\varepsilon_m$  é aplicado a todos outros melhores pares de ERFs que devido a sua maior inclinação definem intensidades mais baixas e domínio de  $x$  maiores, como mostra a figura 18.

Esta diferença local máxima  $\Delta(g, w_m, x_i)$  entre a experimental e sua ERF sintética mais semelhante, ocorre para a distância objeto detector de 88,5 mm. Este limite é compartilhado com todos outros melhores pares a fim de manter o mesmo limite para todos eles. Para este trabalho foram obtidas quatro neutrografias experimentais nas distâncias objeto - detector de: 35,4; 44,4; 53,5; 88,5 mm. Para simplificar, a figura 18 mostra apenas os pares de ERFs para as distâncias 35,4 e 88,5mm.

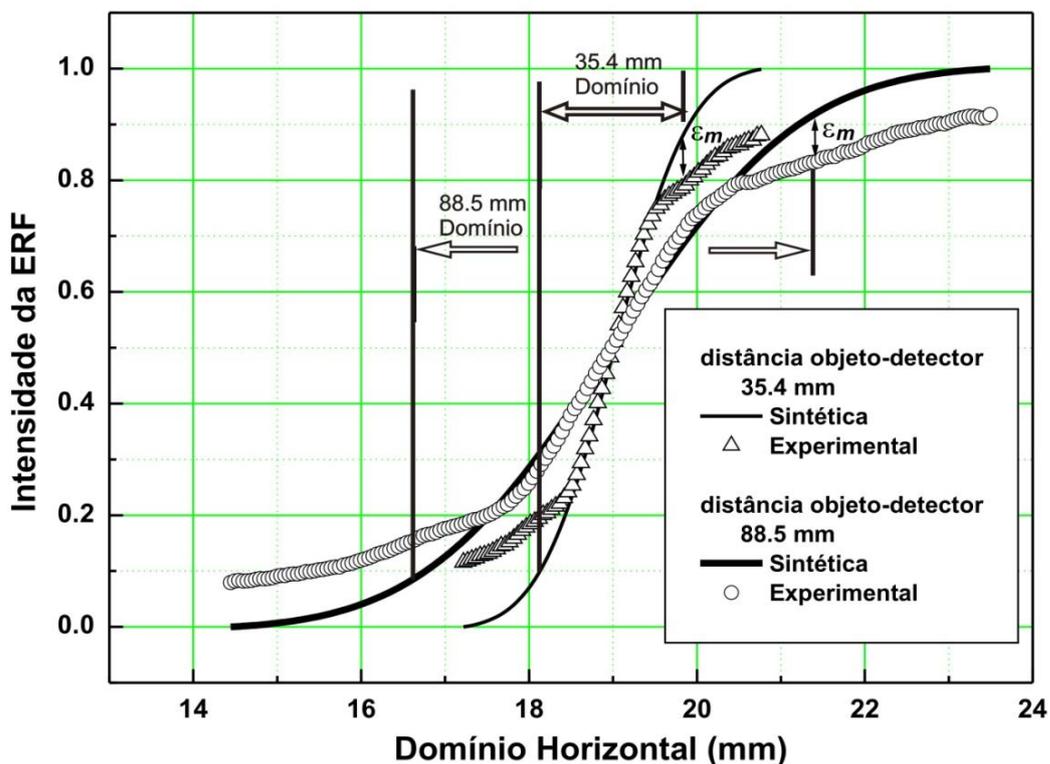


Figura 18. Domínios máximos na horizontal para determinar o valor de  $w$  para espaçamentos de 35,4 e 88,5 mm. O máximo valor de  $\epsilon$ , denominado  $\epsilon_m$ , para o espaçamento 88,5 mm é utilizado para todos os outros, a fim de manter o mesmo limite para todas as ERFs. Cada  $\epsilon$  define um domínio diferente para calcular a diferença integrada  $D(g_k, w_m)$  devido as diferentes inclinações das ERFs .

O valor médio de  $w$ , denominado  $w$  médio [g], obtido da média dos valores do conjunto com diferentes  $g$ , e seu desvio padrão exibem uma ondulação e uma região com valores mais baixos no domínio de  $\epsilon$  como é mostrado na figura 19.

Na determinação da **Grande Média [g,  $\epsilon$ ]** da semi largura da RC, calculada pela média aritmética simples dos  $w$  médio [g], é aconselhável evitar as bordas onde os desvios são mais elevados. Os limites do intervalo  $\epsilon_i$  e  $\epsilon_f$ , são estabelecidos varrendo-se o domínio de  $\epsilon$  da esquerda e da direita em direção ao seu centro até que os respectivos desvios padrão tornem-se inferior a um certo  $\sigma_a$ . A magnitude de  $\sigma_a$  é determinada pela média dos desvios padrão ao longo de uma dada fração  $f$  do domínio de  $\epsilon$ , centrada no seu próprio centro. Pode-se notar que  $\epsilon_i$  e  $\epsilon_f$  geralmente não são simétricos em relação a este centro.

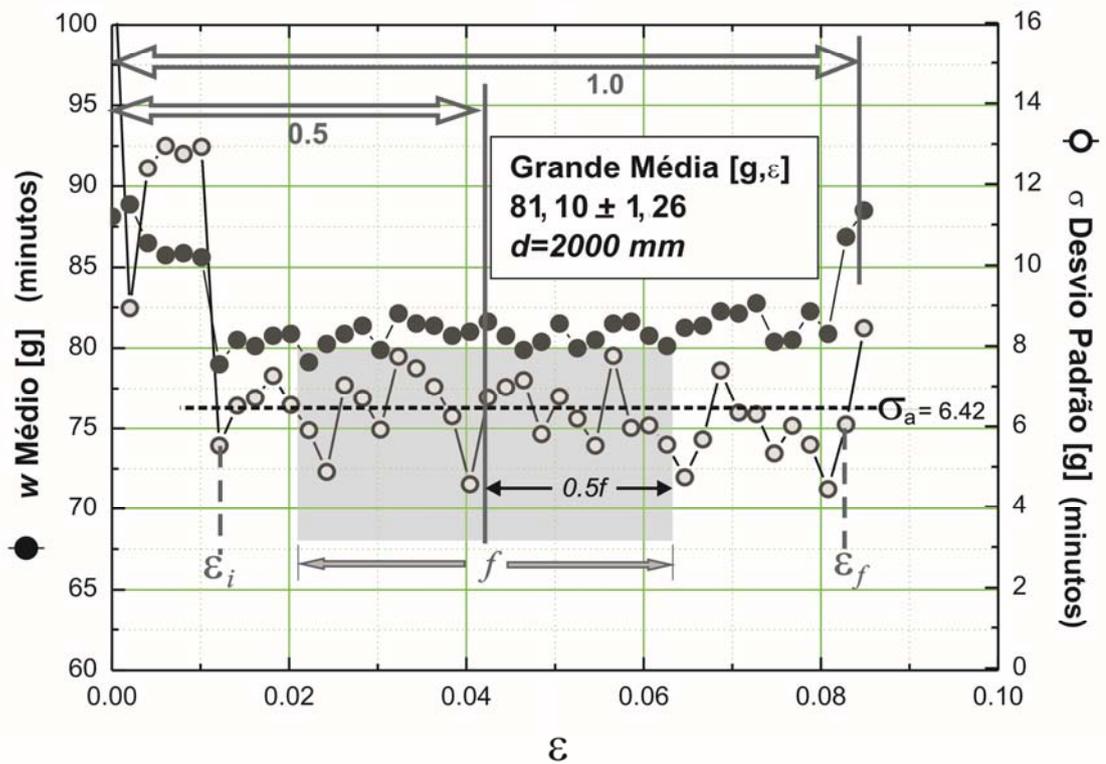


Figura 19. **w Médio [g]** obtido de quatro distâncias objeto-detector diferentes. A média dos valores no domínio de  $\varepsilon$  entre 0,012 e 0,085 resultou na **Grande Média [g,  $\varepsilon$ ]**. Os limites  $\varepsilon_i$  e  $\varepsilon_f$  são definidos pelo desvio padrão médio  $\sigma_a$  obtido ao longo de uma fração  $f$  de todo domínio.

De acordo com a abordagem adotada neste trabalho, onde não são utilizados dados além daqueles fornecidos pelas próprias imagens experimentais (imagens sintéticas são empregadas, entretanto seus parâmetros são deixados livres para serem escolhidos pelo programa, exceto a forma Gaussiana que é atribuída a *Rocking Curve*) o valor de  $f$  deve ser escolhido sob este critério. Além disso, uma vez que os gráficos são para uma distância fonte – detector  $d=2000\text{ mm}$ , o impacto deste parâmetro e de  $f$  sobre a **grande média [g,  $\varepsilon$ , d]** deve ser também avaliado como será visto na seção 5.6. Na verdade, não há nenhuma razão justificável para eleger qualquer distância específica, uma vez que o algoritmo proposto a coloca como irrelevante.

## 5.6 Impacto da Distância $d$ entre Fonte e Detector e da Fração $f$ sobre $w$

Postula-se que a fonte de nêutrons é plana e paralela ao detector e situada em qualquer local ao longo do eixo do canal de irradiação. Assim, as imagens sintéticas geradas com diferentes  $d$  devem exibir o mesmo  $w$ . No entanto, uma vez que o algoritmo é baseado, sobretudo na comparação entre as ERFs, suas caudas não devem ser substancialmente cortadas, evento que pode ocorrer para grandes distâncias  $d$  e fonte de pequenas dimensões. Além disso, não se deve aumentar a dimensão da fonte para além do necessário, a fim de evitar um grande e desnecessário tempo de processamento. Com isso, a largura da fonte é definida segundo o arranjo geométrico objeto-detector, assegurando que as caudas das ERFs não serão cortadas além da necessidade. A primeira derivada da melhor ERF, na sua cauda, é utilizada como um indicador para medir a extensão do corte.

As ERFs sintéticas geradas com diferentes  $d$  foram utilizadas para determinar o valor da semi-largura  $w$  da RC. Como é mostrado na figura 20, a distância  $d$  entre a fonte e detector não afeta substancialmente o valor  $w$  que permanece relativamente estável ao longo de um amplo intervalo, exceto para o extremo próximo a pequenas distâncias  $d$ , inferior a 300 mm. A partir deste resultado pode-se afirmar que a fonte virtual de nêutrons pode ser imaginada em qualquer posição dentro do canal, e mesmo além dele, desde que as ERFs não sejam cortadas significativamente.

Apesar do patamar existente na curva, não será eleito um  $d$  específico como representante do conjunto. Assim, uma *Grande Média*  $[g, \varepsilon, d]$  deduzida a partir da *Grande Média*  $[g, \varepsilon]$  ao longo do intervalo de 300 à 3000 mm foi determinada e atribuída como o valor final de  $w$ . Os valores da Grande Média  $[g, \varepsilon]$  para  $d < 300$  mm foram excluídos do cálculo da Grande Média  $[g, \varepsilon, d]$  devido aos seus valores discrepantes da média, i. é, valores médios baixos e desvio padrão altos.

Ainda sobre a figura 20, os valores da *Grande Média*  $[g, \varepsilon]$  foram obtidos escolhendo  $f=0,5$  sendo ainda necessário verificar o impacto que valores diferentes de  $f$  causam sobre a Grande Média  $[g, \varepsilon]$  para um determinado  $d$ .

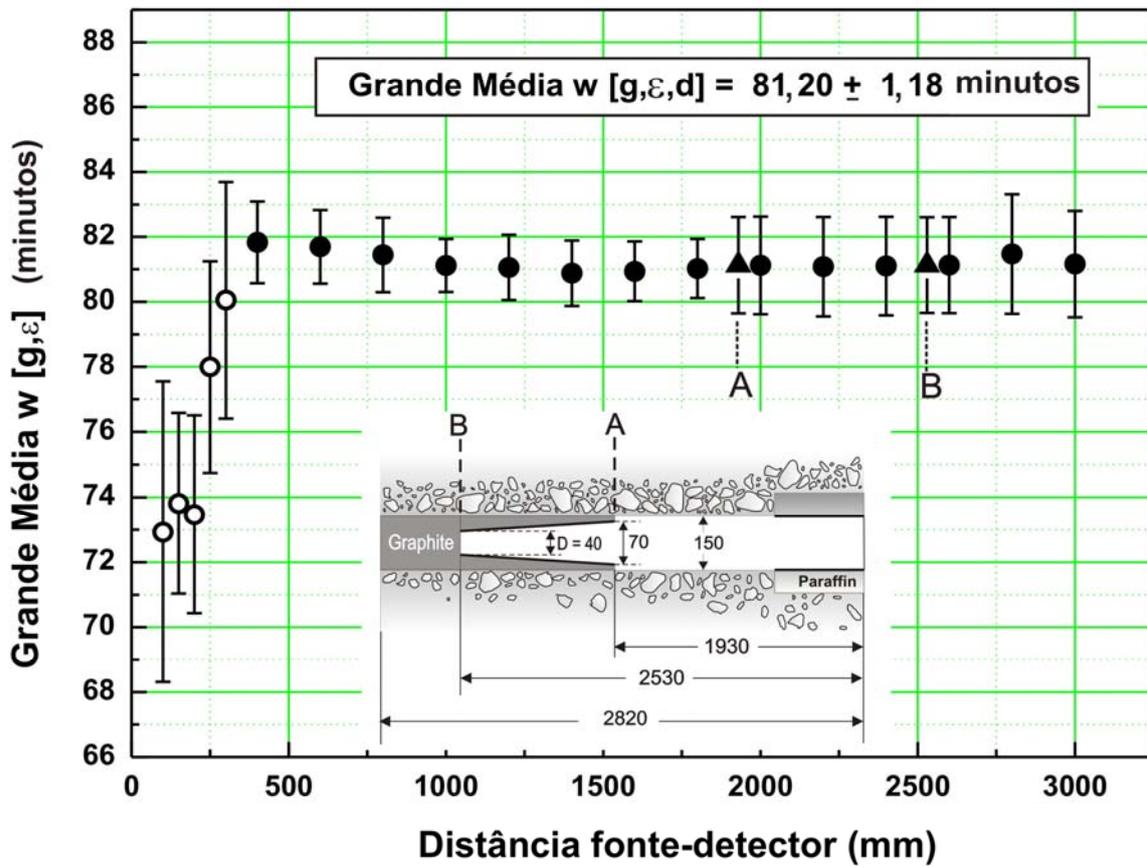


Figura 20. Impacto da distância fonte-detector sobre a **Grande Média  $[g, \epsilon]$** , base para o cálculo da **Grande Média  $[g, \epsilon, d]$** . As distâncias de entrada e saída do colimador de grafite ao detector são salientadas. *Outliers* no lado esquerdo foram excluídos do cálculo da **Grande Média  $[g, \epsilon, d]$** .

A figura 21 mostra o impacto da fração  $f$  sobre o desvio padrão e a **Grande Média  $[g, \epsilon]$**  para  $d=2000$  mm, escolhido como exemplo.

Para efeito de comparação, para  $f=1$ , ou seja, em todo domínio de  $\epsilon$ , a **Grande Média  $[g, \epsilon, d]$**  atinge o valor  $81,11 \pm 1,25$  minutos, um aumento de aproximadamente 0,012% no valor de  $w$  e um decréscimo de 0,8% no seu desvio padrão.

No entanto, mesmo para um impacto tão leve, o que corrobora a robustez do algoritmo, é apropriado manter o desvio padrão o mais baixo possível, escolhendo-se um grande  $f$ .

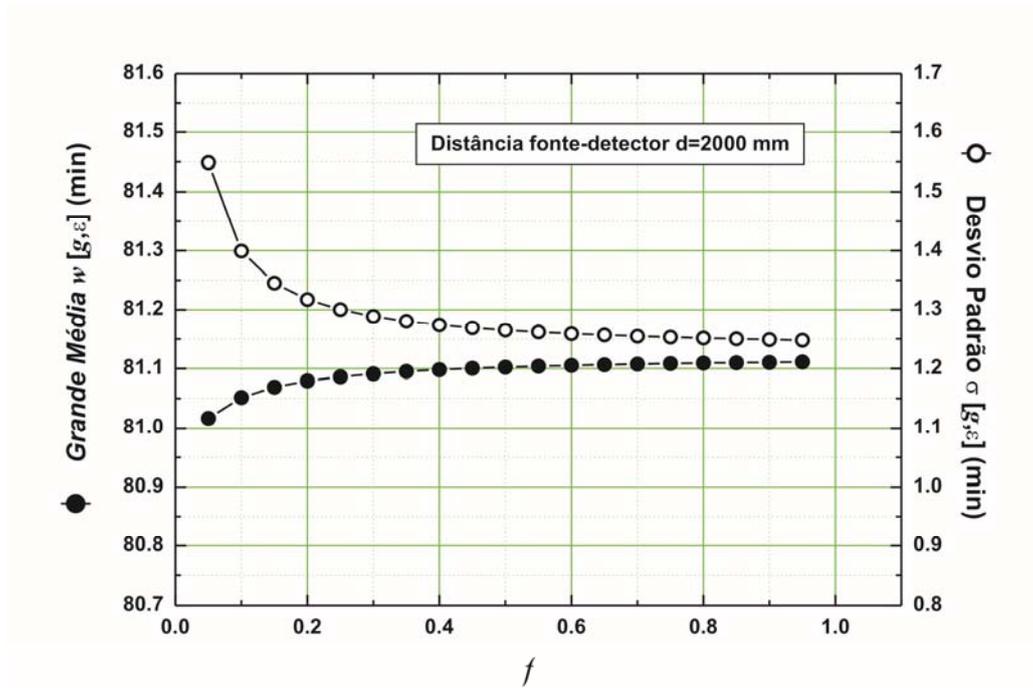


Figura 21. Exemplo do impacto da fração  $f$  sobre a Grande Média [g,ε] e do seu desvio padrão para  $d= 2000$  mm. Ao longo de todo domínio de  $f$  a Grande Média [g, ε] varia apenas 0,12% e seu desvio padrão cerca de 24%, mas somente 0,012% e 0,8% para o intervalo 0,5-1,0, respectivamente.

## 5.7 Determinação da Razão L/D Efetiva

Como geralmente o desempenho de um sistema radiográfico com nêutrons é expresso pela sua razão de colimação  $L/D$  é interessante avaliar este parâmetro para o mesmo sistema utilizando o mesmo algoritmo.

Para a abordagem  $L/D$  considera-se que a intensidade da emissão de cada elemento da fonte é isotrópica, - como uma calota esférica - enquanto que para a RC postula-se que ela tem uma forma de sino, como a rotação de uma Gaussiana.

Para realizar esta tarefa, a ERF de uma radiografia experimental adquirida com um  $g$  conhecido, mas, obviamente com  $L$  e  $D$  desconhecidos, é comparada com um conjunto das sintéticas geradas com  $g$  conhecido, variável  $L$  conhecida e uma fonte virtual com elementos emitindo nêutrons isotropicamente. A semelhança quantitativa mais próxima entre a ERF experimental e a sintética define  $L$  e assim  $L / D$ , uma vez que  $D$ , a largura ou a altura fonte, é conhecida ou definida adequadamente.

Exceto para o tipo de emissão da fonte, todos os procedimentos para obter o  $L/D$  foram os mesmos aplicados para obter o  $w$  da *Rocking Curve*. No entanto, ao invés de

analisar o impacto da distância fonte-detector, foi avaliada a influência da semi largura da fonte. Como ocorre na determinação de  $w$ , distâncias diferentes entre o objeto-detector  $g$  não afetam substancialmente  $L/D$ , mas fornecem diferentes valores para avaliar seus valores médios e os desvios padrão.

A figura 22 mostra o efeito da semi-largura  $s$  da fonte sobre a Grande Média  $[g, \varepsilon]$  a partir de quatro diferentes distâncias  $g$  objeto-detector (35,4; 44,4; 53,5; 88,5 mm) e vários  $\varepsilon$ .

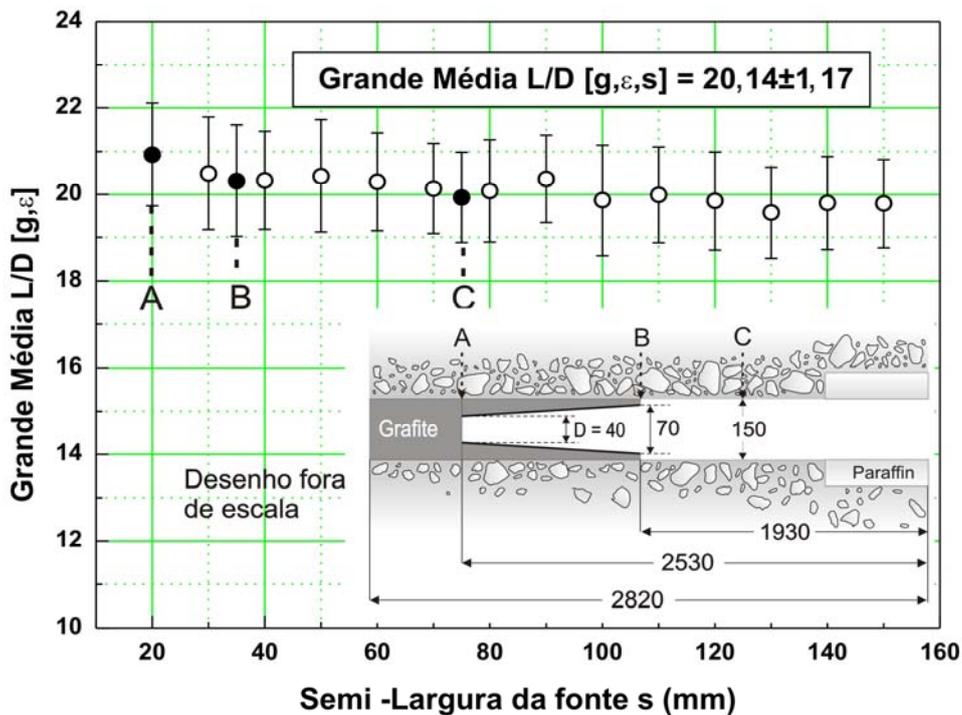


Figura 22. Impacto da semi-largura da fonte sobre a Grande Média  $L/D [g, \varepsilon]$ . Uma média ao longo do intervalo entre 20 e 150 mm produz a Grande Média  $[g, \varepsilon, s]$ . Qualquer semi-largura  $s$  estabelecida não afeta substancialmente a razão  $L/D$  final, mas somente a distância fonte-detector resultante.

É notório que o tamanho da fonte não afeta substancialmente o valor da razão  $L/D$ . Isto significa que uma vez que certa dimensão de fonte é eleita, uma distância  $d$  fonte - detector correspondente é atribuída, para que o  $L/D$  permaneça a mesma. Assim, se por exemplo, for definido que a fonte tenha uma semi-largura de 20 mm como na entrada do colimador de grafite, a  $L/D$  determinada indica que deveria estar cerca de 800 mm a partir do detector, e não a 2.530 mm, como esboçado na parte inferior da figura 22, que só fornece informações para determinar a razão  $L/D$  geométrica.

## 6 Resultados

O valor determinado de  $w$ , igual a 81,20 minutos, está de acordo dentro de 7% com a referência [1], que empregou o mesmo conceito de *Rocking Curve* mas com um tratamento e abordagem completamente diferente. Na abordagem para a razão L/D postula-se que os elementos da fonte emitam nêutrons isotropicamente mas desconsidera o espalhamento de nêutrons, ruído e flutuação estatística. O preço a pagar por esta simplificação é que a razão L/D geométrica não representa o parâmetro efetivo, o qual deve ser determinado. No entanto, sistemas que possuem a mesma razão L/D podem produzir imagens de qualidade equivalente, para uma dada distância objeto-detector, e portanto, este parâmetro é utilizado como um indicador adequado. A abordagem para *Rocking Curve* trata esses agentes degradadores postulando que os elementos da fonte emitem nêutrons de uma forma anisotrópica como a rotação de uma Gaussiana que tem uma HWHM igual a  $w$  que deve ser igualmente determinado.

Em ambas opções a distância fonte-detector não pode ser inferida simplesmente pelas dimensões físicas do canal do reator. A tabela 3 mostra uma comparação - para ambas as abordagens RC e L/D - entre os resultados encontrados neste trabalho e os obtidos nos trabalhos que utilizaram outras abordagens. Vale a pena destacar que apesar das técnicas empregadas para obtenção de  $w$  e da razão  $L/D$  serem bem diferentes, existe uma boa concordância nos resultados. Na referência [1], por exemplo, foi utilizada a deconvolução de espectros obtidos em um detector sensível à posição, seguido por uma extrapolação adequada de dados para encontrar  $w$ , enquanto que os fluxos de nêutrons, medidos usando a técnica de folha de ativação, como descrito na referência [23], foram utilizados para determinar a razão L/D. Consequentemente a concordância dos parâmetros aqui determinados com os alcançados em trabalhos que utilizam outras técnicas é uma indicação da solidez e robustez do conceito postulado e de seu algoritmo.

Tabela 3 – Comparação entre as divergências do feixe do canal principal do reator Argonauta determinadas neste trabalho e trabalhos anteriores

Tipo de divergência	[1]	[23]	Neste trabalho
Semi-largura da RC (minutos)	$75,91 \pm 1,52$		$81,20 \pm 1,18$
Razão L/D		$19,2 \pm 0,71$	$20,14 \pm 1,17$

## 6.1 Comparação entre as Abordagens *Rocking Curve* - RC e Razão de Colimação - L/D

Uma vez que ambas as abordagens apresentam consistência interna e os resultados apresentam uma concordância com os de trabalhos externos, vale a pena compará-las. Em relação ao objeto-teste para medir a divergência, a abordagem *Rocking Curve* é bem mais simples, porque requer apenas uma borda retilínea de uma lâmina de material absorvedor de nêutrons, ao invés de um dispositivo confeccionado com alta precisão tal como o utilizado na medida convencional de *L/D*. A técnica *RC* envolve um tratamento de imagem um pouco mais complicado, mas que pode ser facilmente realizada com um algoritmo escrito em FORTRAN

Quanto ao desempenho das técnicas para simular o padrão de nêutrons que atinge o detector, um procedimento adequado para compará-los é analisar até que ponto as melhores ERFs sintéticas desviam-se da experimental. Em outras palavras, que conceito reproduz melhor o padrão de nêutrons na borda da blindagem colocada a certa distância do detector, desprezando-se o nível - desconhecido - do espalhamento de nêutrons e do ruído, ou melhor, substituindo-os por uma *Rocking Curve* de grande semi-largura  $w$  ou por uma *razão L/D* menor.

Uma típica comparação entre as duas técnicas é mostrada na figura 23, onde o desvio absoluto local em relação a ERF experimental, isto é, na mesma posição horizontal, é calculada para ambas as ERFs sintéticas. Pode-se perceber que ao longo de quase todo o domínio horizontal, a abordagem *RC* apresenta diferenças menores do que a abordagem *L/D*, indicando assim uma melhor simulação da penumbra causada pela borda da blindagem e, conseqüentemente, para qualquer outro objeto sob inspeção.

Os vértices observados na ERF para a abordagem *L/D* são causados pelo término abrupto da fonte nas laterais. Como essas ERFs são provenientes de imagens geradas por fontes cujos elementos emitem nêutrons isotropicamente sem a presença de nenhum agente degradador, não ocorre suavização nas bordas da imagem quando a fonte termina. No caso da abordagem *RC*, também não se postulou a presença de qualquer agente degradador, mas a característica anisotrópica de emissão dos elementos da fonte suaviza as bordas na imagem.

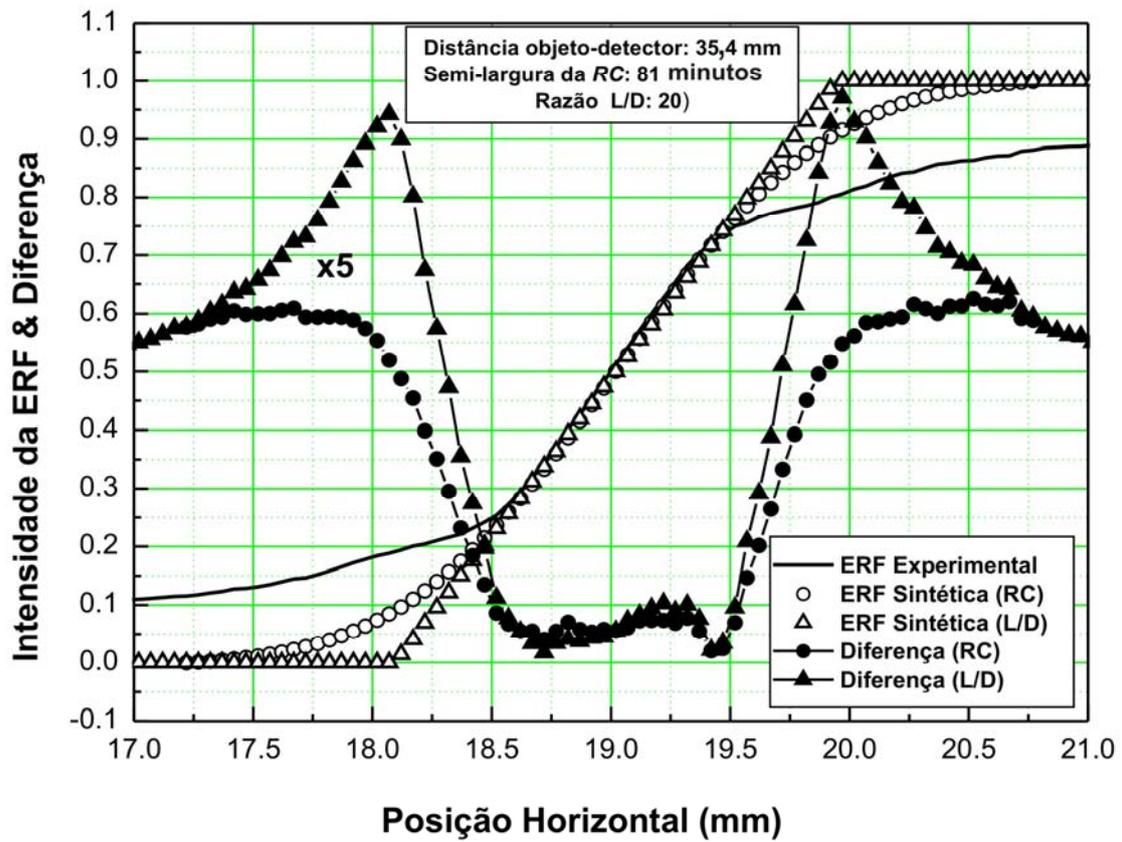


Figura 23. Diferenças ponto a ponto ampliadas entre uma ERF experimental e suas parceiras sintéticas relacionadas a **RC** e **L/D**. A abordagem RC apresenta diferenças mais baixas do que a sua companheira L/D indicando uma melhor representação do padrão de nêutrons que atinge o detector.

## 7 Ratificação dos Resultados e Aplicação ao Processamento de Neutronografias

Embora os resultados obtidos sejam internamente consistentes e concordantes com outros métodos utilizando técnicas completamente diversas, é importante uma ratificação adicional através de uma análise dos resultados oriundos de sua aplicação ao processamento de neutronografias como é feito a seguir.

### 7.1 Determinação da Resolução Espacial do Sistema X Espaçamento Objeto-Detector

Como já descrito na seção 4.3, a resolução espacial de um sistema de aquisição de imagem depende fundamentalmente de parâmetros obtidos das *características da fonte*, pois feixes reais possuem divergência, *características do detector*, quantificadas por sua resolução e do *espaçamento objeto – detector*, pois quanto maior for este espaçamento maior é a penumbra.

Uma vez determinada a divergência do feixe, a resolução de um sistema pode ser obtida através de imagens adquiridas para cada espaçamento objeto-detector utilizando o método também descrito na seção 4.3 e mostrado na figura 24. Outros parâmetros tais como ruído de alta frequência e flutuações estatísticas afetam a imagem de modo aleatório e não estão nos objetivos deste trabalho.

A resolução espacial em função do espaçamento objeto–detector para o sistema de imagens instalado no canal principal de irradiação do reator Argonauta, conforme apresentado na figura 13, foi obtida gerando imagens sintéticas com um feixe de nêutrons de divergência igual a  $1^{\circ} 21'$  (81 minutos) conforme o resultado mostrado na tabela 3. Optou-se pela obtenção de uma curva, pois desse modo o sistema é caracterizado para qualquer espaçamento objeto-detector. A figura 25 apresenta os resultados obtidos atribuindo ao detector uma resolução  $50 \mu\text{m}$ , pois é o diâmetro do feixe de *laser* utilizado para a leitura da tela de *Imaging Plate* utilizada neste trabalho para obtenção das neutronografias experimentais.

A figura 26 mostra como a divergência do feixe interfere na resolução espacial. Os resultados foram provenientes de dados obtidos de imagens geradas com diferentes divergências

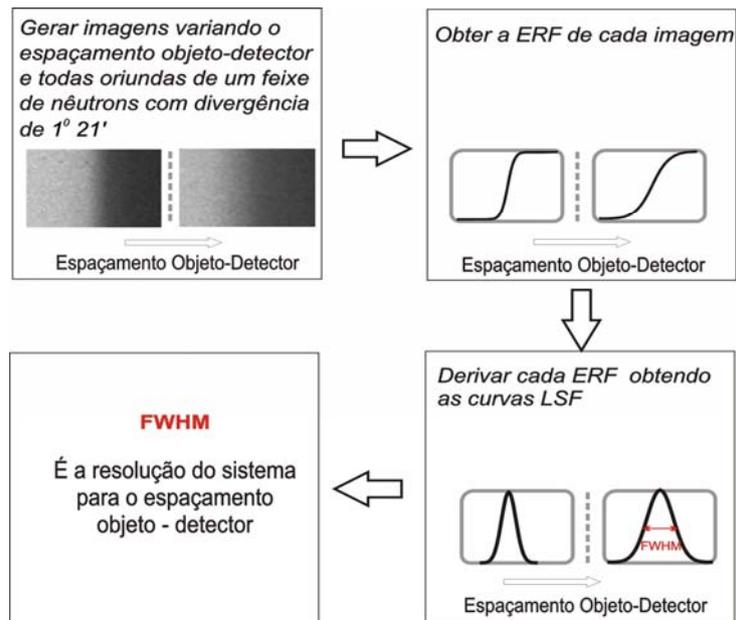


Figura 24. Metodologia para determinação da resolução espacial em função do espaçamento objeto – detector.

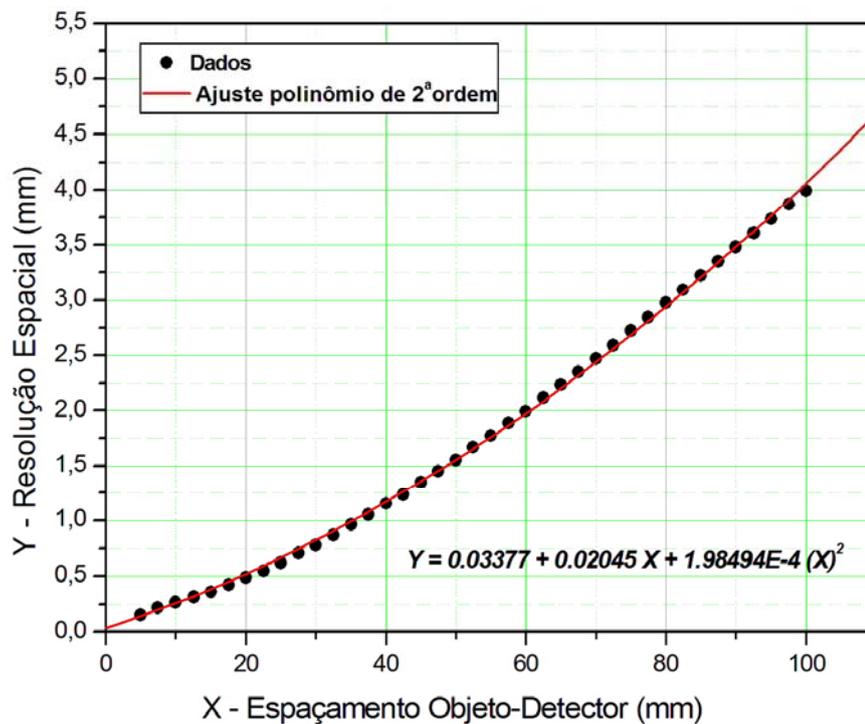


Figura 25. Resolução espacial em função do espaçamento objeto - detector de um sistema de aquisição de imagens que utiliza um detector com resolução de 50 μm e uma fonte plana com divergência de 1° 21'.

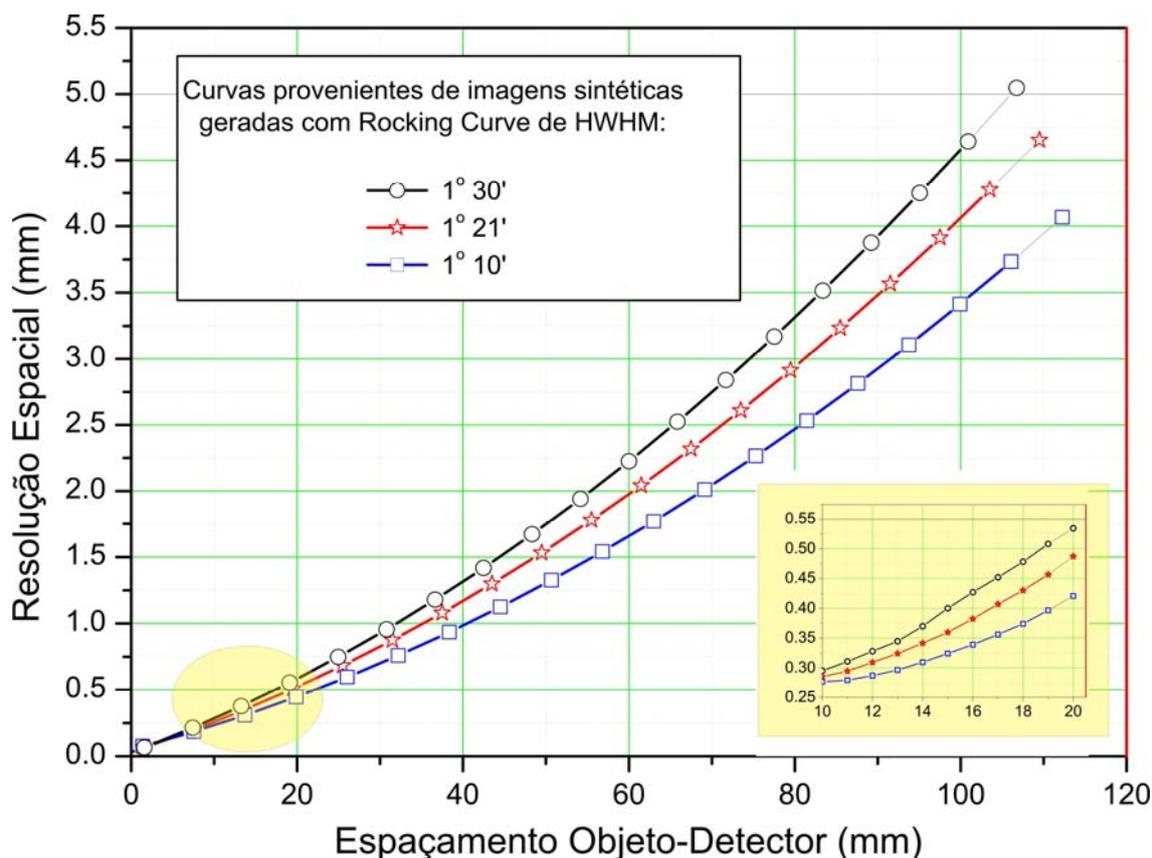


Figura 26. Influência da divergência do feixe na curva resolução espacial do sistema x distância objeto-detector.

## 7.2 Aquisição de Neutrografias de Objetos-Teste

Após o levantamento da curva *Resolução Espacial x Espaçamento Objeto-Detector* para o sistema em epígrafe instalado no canal de nêutrons do reator Argonauta é possível melhorar uma neutrografia desde que conhecido o correspondente espaçamento, usualmente especificado como a distância de seu plano médio paralelo ao detector.

Objetivando uma ratificação da curva acima citada - e conseqüentemente da divergência encontrada para o feixe de nêutrons - objetos-teste especiais de pequena espessura foram empregados. Duas rodas dentadas de plástico pertencentes a engrenagens utilizadas em leitores de DVD, com dentes de diferentes dimensões e passos (número de dentes por unidade de comprimento) foram os objetos testes escolhidos e estão esquematizados na figura 27.

Neutrografias foram obtidas com diferentes espaçamentos objeto-detector no sistema de aquisição de imagens apresentado na figura 13 na seção 5.3 deste trabalho.

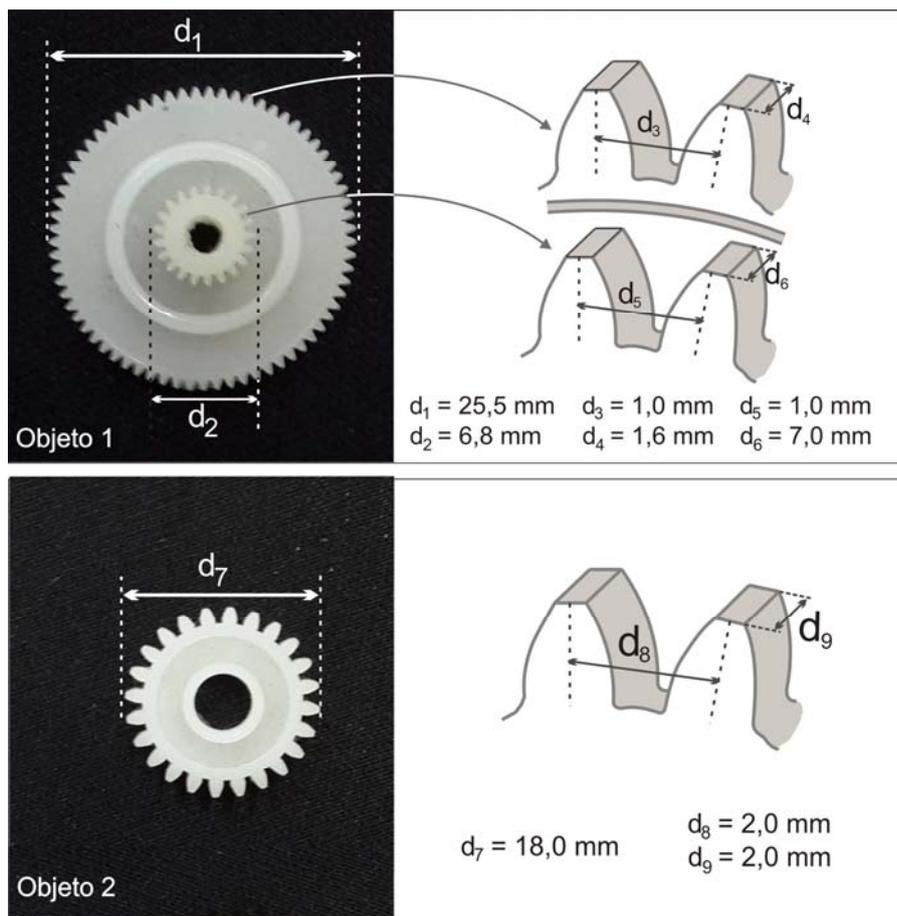


Figura 27. Fotos e características das rodas dentadas utilizadas como objetos na obtenção das neutrongrafias

### 7.3 Paralelo entre Imagens Óticas e Radiográficas

Uma vez obtidas, as neutrongrafias devem ser tratadas simplesmente como *imagens* desconsiderando-se assim os métodos e parâmetros associados à sua aquisição que ficam condensados como parâmetros da imagem.

Dentro deste contexto é relevante realizar um paralelo entre os agentes degradando uma imagem convencional obtida com luz visível, lentes, obturadores, câmeras CCD, etc. e aqueles degradando uma imagem obtida numa radiografia de transmissão, como esquematizado na figura 28.

Os dois tipos de imagens estão sujeitos a agentes degradadores específicos a cada um deles, compartilhando, no entanto, alguns comuns aos dois. Aberrações óticas, cromáticas e ortoscópicas - comuns aos sistemas empregando lentes - bem como embaçamentos causados pelo movimento da câmera não existem nas radiografias. Um foco mal ajustado embaça a imagem ótica e seu equivalente na

radiografia é a *Divergência do Feixe* amplificada pelo *Espaçamento Objeto-Detector*. Ao contrário da PSF resultante do movimento da câmera - que se expande na direção do movimento - a PSF associada à desfocagem exibe uma simetria radial.

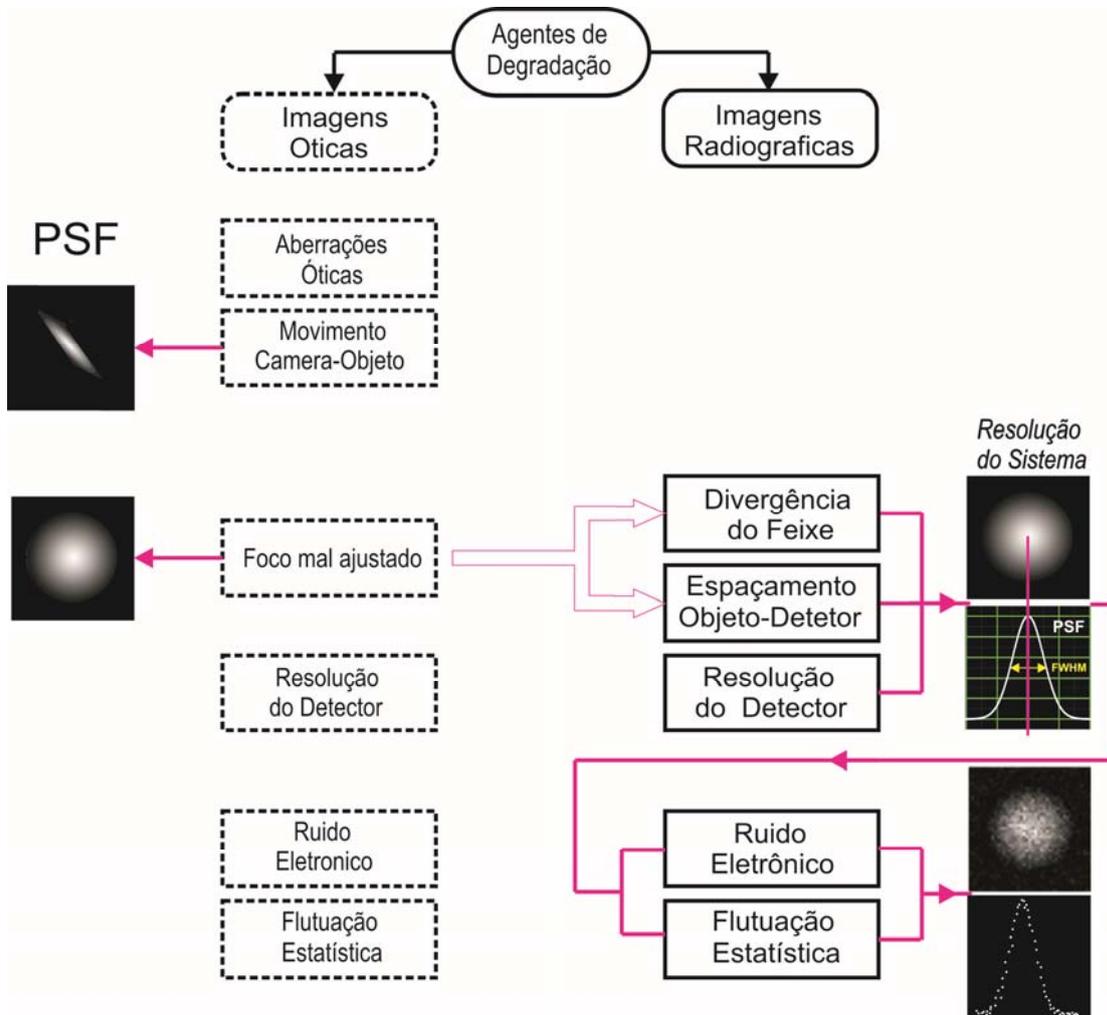


Figura 28. Esquema simplificado dos agentes degradando imagens óticas e radiográficas.

Os demais agentes, *Resolução do Detector*, *Ruído Eletrônico* e *Flutuação Estatística* são comuns aos dois tipos - embora em diferentes intensidades - quando se trata de câmeras digitais. Conforme ilustrado na figura 28, a resolução do sistema, expressa pela FWHM de sua PSF, não é afetada pelo *Ruído Eletrônico* e *Flutuação Estatística*, mas apenas sua incerteza.

## 7.4 Contribuição deste Trabalho no Âmbito da Restauração de Neutronografias

Embora uma avaliação geral dos métodos de processamento de imagens - uma tarefa que exige muito esforço face ao verdadeiro zôo deles publicados - esteja além do escopo deste trabalho, é importante seu enquadramento e contribuição na seara do processamento de imagens conforme se esquetiza de um modo resumido na figura 29.

Os trabalhos aqui referenciados visam apenas fornecer alguns exemplos ilustrativos típicos, não fazendo parte da Revisão Bibliográfica focada no objetivo último deste trabalho.

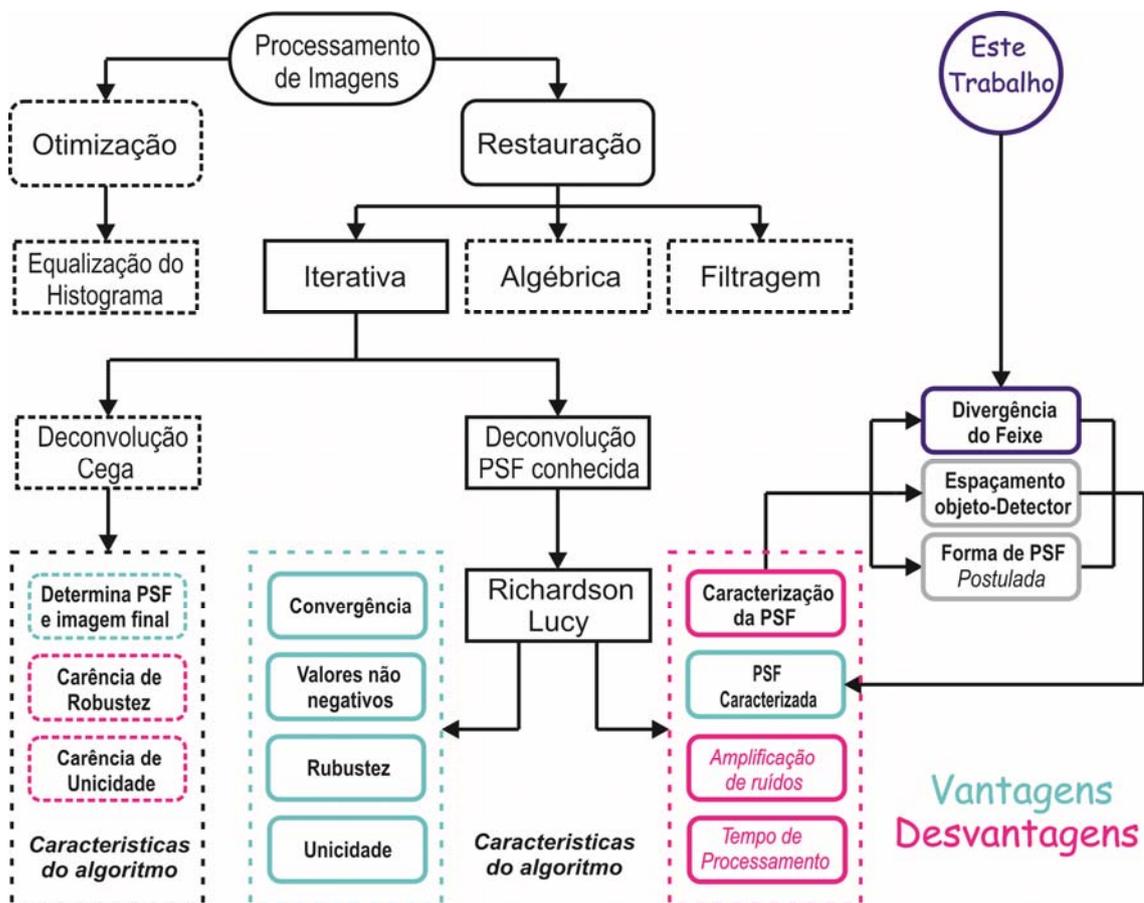


Figura 29. Posicionamento, contribuição e relevância deste trabalho na seara do processamento de imagens.

O *Processamento de Imagens* pode ser dividido em dois grandes ramos: *Otimização* e *Restauração*. O primeiro busca melhorar o contraste da imagem através

de uma *Equalização do Histograma* [38], basicamente realizando uma migração de pixels de regiões mais abundantes para aquelas mais deficientes. A *Restauração* almeja um objetivo mais ambicioso - e mais árduo - de recuperar a imagem original que *seria* obtida se não houvesse degradação. Apesar das dificuldades inerentes a um *problema inverso* - ou talvez por isso mesmo - esse objetivo último tem atraído a atenção e os esforços de grande número de pesquisadores nos campos da ótica, matemática, estatística e computação.

Grandes linhas do processo de restauração incluem a *Iterativa*, a *Algébrica* e a *Filtragem*, que se mesclam em técnicas mistas e aprimoradas multiplicando o número de sugestões e proposições publicadas [39]. A restauração iterativa pode ser sucintamente classificada entre *Deconvolução Cega* e *Deconvolução PSF Conhecida*.

A deconvolução cega [40] bem como suas variações [4,41], apesar de não exigirem o conhecimento prévio da PSF sofrem problemas de robustez e unicidade, podendo eventualmente *devolver* ao usuário a *mesma* imagem entregue para a deconvolução e uma resolução *zero*.

Dentre os métodos empregando uma PSF conhecida, o algoritmo de Richardson-Lucy-RL [2,3], exibe uma série de vantagens como *convergência* garantida ao valor mais provável da imagem primordial, *valores não negativos* de intensidade de pixel, *robustez* e *unicidade*. Por tais características favoráveis, é um método de ampla aplicação, tendo sido utilizado para a correção das primeiras imagens astronômicas - fora de foco devido a um erro na manufatura do espelho principal - fornecidas pelo telescópio espacial Hubble antes da correção de sua ótica. Entretanto o método apresenta três aspectos desfavoráveis: a necessidade de *Caracterização da PSF*, a *Amplificação de ruídos* e o longo *Tempo de processamento* exigido.

A amplificação de ruídos aumenta com o número de iterações, emergindo usualmente na forma de uma imagem granulosa, o que exige uma interrupção do processamento após um grande número delas. Um método utilizando o algoritmo RL com *amortecimento* foi proposto [42] para atenuar esse efeito, mas não houve muita repercussão. Alguns métodos foram propostos e avaliados para estabelecer de um modo quantitativo o momento de parar [43,44,45], mas usualmente o veredicto final é ditado pela inspeção visual, pois no presente estado da arte da inteligência artificial o olho humano ainda é imbatível no reconhecimento de padrões.

A *caracterização da PSF* exige a determinação da *Forma da PSF*, do *Espaçamento Objeto-Detector* e da ***Divergência do Feixe*** que é contribuição deste trabalho em toda essa estrutura: *um pequeno tijolo no edifício*.

A *forma da PSF* é muito difícil de obter experimentalmente, mas pode-se representá-la por uma Gaussiana ou Lorentziana de rotação, bem como por qualquer

outra curva exibindo simetria radial. Neste trabalho optou-se por uma PSF gerada pela rotação de uma função Gaussiana e caracterizada por sua FWHM.

As neutrografias dos objetos-teste, após tratamento dos dados de modo similar ao apresentado na figura 14, foram introduzidas no programa *Deconvplot* desenvolvido e aplicado em trabalhos anteriores [46]. O programa incorpora o algoritmo RL em 2D, um critério para interrupção das iterações, a capacidade de gravar e *plotar* as imagens intermediárias deconvoluídas, bem como exibir *on line* num monitor o gráfico da tendência do processo rumo à convergência através da derivada do *Contraste Global x No. de Iterações*. Esse gráfico fornece ao usuário um parâmetro *quantitativo* sobre o contraste da imagem contornando-se assim a *plotagem* para controle visual daquelas ainda longe da estabilização - quando se deseja interromper as iterações manualmente.

Neste trabalho a deconvolução de imagens visa ratificar a curva *Resolução Espacial x Espaçamento Objeto-Detector* e conseqüentemente - mais uma vez - o valor da divergência do feixe. Com este objetivo, foram escolhidos como objetos-teste com pequenas espessuras como as rodas dentadas apresentadas na figura 27, de modo a simular o mais próximo possível um *plano ideal* correspondente a uma resolução espacial específica dada pela curva acima mencionada. Assim, deconvoluções realizadas com PSFs mais estreitas ou mais largas que a definida por essa curva resultaria em imagens de pior qualidade.

Embora este trabalho utilize o algoritmo RL apenas para *ratificar* o valor da divergência - já determinada - do feixe de nêutrons, é relevante abordar sua estrutura iterativa.

Para realizar esta tarefa, é aconselhável limitar o processo a uma dimensão, conforme se esquematiza na figura 30, simplificando assim os desenhos necessários e suas interpretações. Um bom exemplo para começar é um espectro de raios gama fornecido por um analisador multicanal. Na ausência de ruído de qualquer tipo, e com um detector ideal de resolução zero, os raios-gama aparecerão como linhas verticais ao longo do eixo da energia.

Se essas condições não forem cumpridas, o conteúdo (contagens/canal) de cada canal escorre para canais vizinhos contaminando-os com a contribuição de uma energia alienígena. Como conseqüência desta convolução, as linhas verticais são degradadas para uma forma usual de pico. Mas a informação não é perdida, é apenas oculta, sendo capaz de ser recuperada por um tratamento adequado como o algoritmo RL representado na figura 30.

Como é observado no diagrama da figura 30, o algoritmo emprega um procedimento iterativo para determinar o vetor  $u_j^{t+1}$  proveniente do seu antecessor  $u_j^t$  através de um vetor de correção  $f_j$ . Assim, quando  $f_j$  se aproxima de um vetor unitário, os espectros tornam-se mais similares num comportamento assintótico.

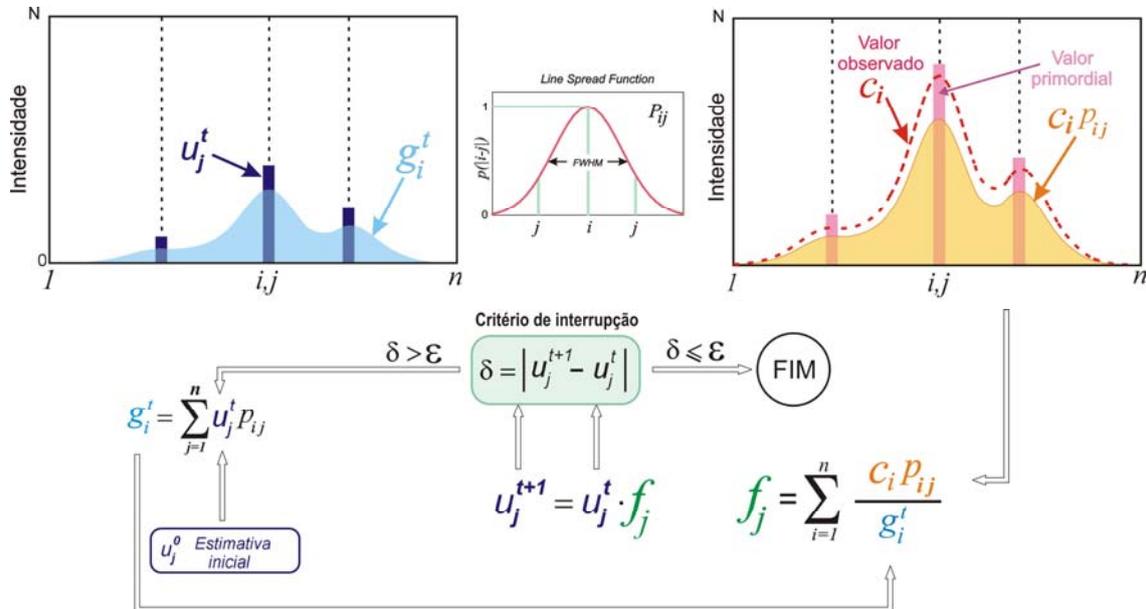


Figura 30. Representação gráfica do algoritmo de RL em 1D. Elementos vetoriais primordiais são exibidos como faixas verticais que após a convolução governada pela função de degradação  $p_{ij}$  se enredam como  $c_i$  ou espectros  $g_i^t$ . No processo inverso, para recuperar os dados primordiais, o algoritmo de RL utiliza a função  $p_{ij}$  através de um mecanismo iterativo.

Expressando em palavras o que já é descrito com precisão nas equações, o espectro  $C_i$  observado (direita) é considerado como se fosse não degradado. As faixas verticais representam os elementos vetoriais primordiais desconhecidos. Então o espectro  $C_i$  é convoluído com a função de degradação  $p_{ij}$ , (por ex: para um espectro  $\gamma$  esta função corresponderia à resolução do detector empregado para adquiri-lo) produzindo um espectro  $c_i p_{ij}$ . Cada elemento vetorial de  $C_i$  é então espalhado para seus companheiros vizinhos, perdendo parte de seu próprio conteúdo original e ganhando uma contribuição deles em função da distância entre  $i$  e  $j$ .

Um vetor  $u_j^0$ , onde o índice superior se refere ao número da iteração, é utilizado como um chute inicial e sofre uma convolução com a mesma função degradação  $p_{ij}$  produzindo um vetor  $g_i^t$  (esquerda). O vetor de correção  $f_j$  é então obtido pela soma da razão  $c_i p_{ij} / g_i^t$  ao longo de  $i$ .

Ambos os vetores  $c_i p_{ij}$  e  $g_i^t$  foram obtidos por uma convolução com a mesma função degradação. A única diferença é que o último foi obtido de um “chute” enquanto o primeiro vem de um espectro observado. Pode então ser observado que um chute subestimado de  $g_i^t$  produz um  $f_j$  elevado que corrige  $u_j^t$  aumentando  $u_j^{t+1}$  e vice versa.

Para imagens, os vetores são substituídos por matrizes e a função  $p_{ij}$ , geralmente conhecida como *Line Spread Function (LSF)*, é substituída pela *Point Spread Function (PSF)*. A PSF é uma distribuição em forma de sino expressa matematicamente por uma função adequada, tal como uma função Gaussiana normalizada, definida pelo seu desvio padrão. Sua FWHM é designada como a resolução espacial do sistema de aquisição, isto é, a largura da função que degradou a matriz primordial desconhecida e é usada como função de deconvolução para recuperar essa imagem. Como é um problema inverso, esta é uma tarefa difícil que só pode ser parcialmente realizada mas uma melhora da imagem geralmente é observada.

Abordagens diferentes têm sido propostas para estabelecer um critério para interromper as iterações. O critério da expressa na figura 30 a interrupção das iterações acontece quando a diferença  $\delta$  entre elas se torna menor que um dado  $\epsilon$  definido pelo usuário. Também pode ser utilizado outro critério mas geralmente a decisão final deve ser feita por uma inspeção visual.

Uma característica importante do algoritmo RL é sua robustez em relação à *estimativa inicial*: para o caso 2-D pode-se iniciar com a própria *imagem observada*, ou com qualquer outra imagem de mesmas dimensões e “range dinâmico”, sempre ocorrendo convergência e unicidade.

## 7.5 Resultados do Processamento

Nesta seção são apresentados os resultados da deconvolução das imagens neutrongráficas dos objetos-teste descritos na seção 7.2 obtidas no principal canal de irradiação do reator Argonauta. As imagens originais foram deconvoluídas com a

função degradadora *Point Spread Function* - *PSF* encontrada para o sistema de aquisição através de sua FWHM proveniente da divergência de 1° 21' determinada para este canal e do espaçamento objeto – detector utilizado na obtenção das neutrografias.

Foram observados a influência do número de iterações e da forma da função postulada para o ajuste da *Point Spread Function* – *PSF* do sistema na melhora da qualidade final. Além disso, também é evidenciado como a deconvolução com uma *PSF* incorreta piora a imagem original.

### 7.5.1 Número de Iterações x Qualidade da Imagem

A figura 31 mostra imagens neutrográficas do objeto 2 mostrado no esquema da figura 27, deconvoluídas com diferentes números de iterações. Nesse caso o espaçamento objeto-detector foi de 19,3 mm.

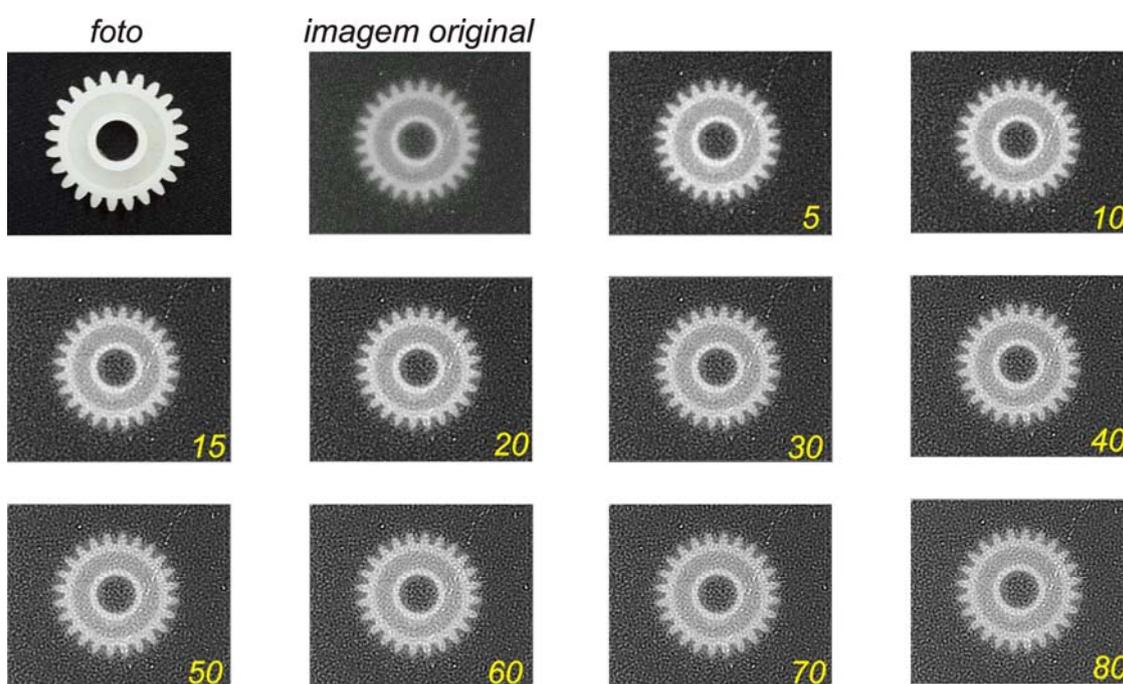


Figura 31. Foto de uma roda dentada, imagem neutrográfica original, obtida a um espaçamento de 19,3 mm entre o objeto e o detector, e as imagens deconvoluídas com 5 iterações até 80 iterações.

À medida que o número de iterações aumenta a imagem melhora e alcança uma estabilização. Como a amplificação do ruído aumenta com o número de iterações uma inspeção visual terá que ser realizada para interromper o processo. Nesse caso pode

ser visualmente observado que deconvoluções entre 15 a 50 iterações são suficientes para preservar a forma dos dentes e alcançar uma estabilização da imagem mantendo ainda pouca granulosidade gerada pelo aumento do nível de ruído que cresce com o número de iterações podendo comprometer as bordas.

### 7.5.2 Influência da Função Postulada para a PSF na Qualidade da Imagem

É importante ressaltar que a postulação de uma forma Gaussiana para a Rocking Curve-RC não implica necessariamente que a PSF deva ter essa forma. Com efeito, essa curva advém da derivação da ERF de uma imagem sintética gerada pela integração envolvendo elementos da fonte contribuindo de modo diferenciado em função de seu ângulo e distância a cada pixel no detector.

A figura 32 apresenta os resultados obtidos para deconvoluções com PSF postulada com diferentes formas: Gaussiana ou Lorentziana de rotação com largura a meia altura FWHM e pela rotação de uma exponencial onde a constante de decaimento define a FWHM.

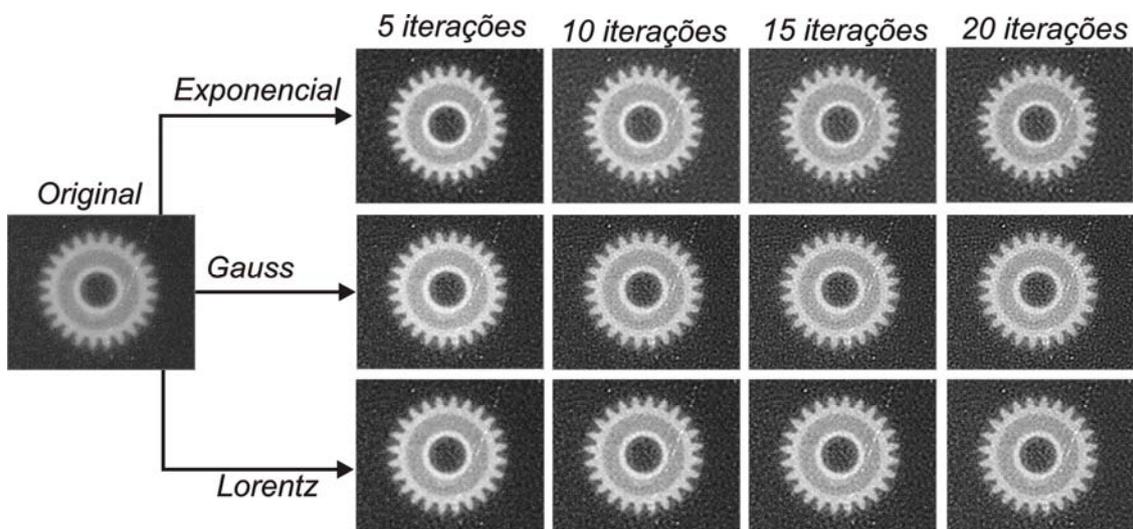


Figura 32. Neutronografia original e as imagens deconvoluídas com PSFs postuladas com formas de uma exponencial, Gauss e Lorentz de rotação. com FWHM calculada da RC do sistema de imagens.

### 7.5.3 Influência da Resolução do Sistema na Qualidade da Imagem

Uma vez obtida a divergência do feixe, objetivo principal deste trabalho, a resolução do sistema – dada pela FWHM da sua PSF - pode ser determinada já que a

resolução do detector e a distância objeto-detector são parâmetros conhecidos. Assim as imagens deconvoluídas com a PSF real do sistema de aquisição – proveniente da divergência obtida igual a  $1^{\circ} 21'$  – apresentam resultados melhores do que as deconvoluídas com resoluções diferentes.

A figura 33 mostra esses resultados oriundos das imagens neutrongráficas dos objetos testes esquematizados na figura 27, obtidas posicionando o objeto a uma distância do detector de 12,14 mm e 19,3 mm em (a) e (b), respectivamente.

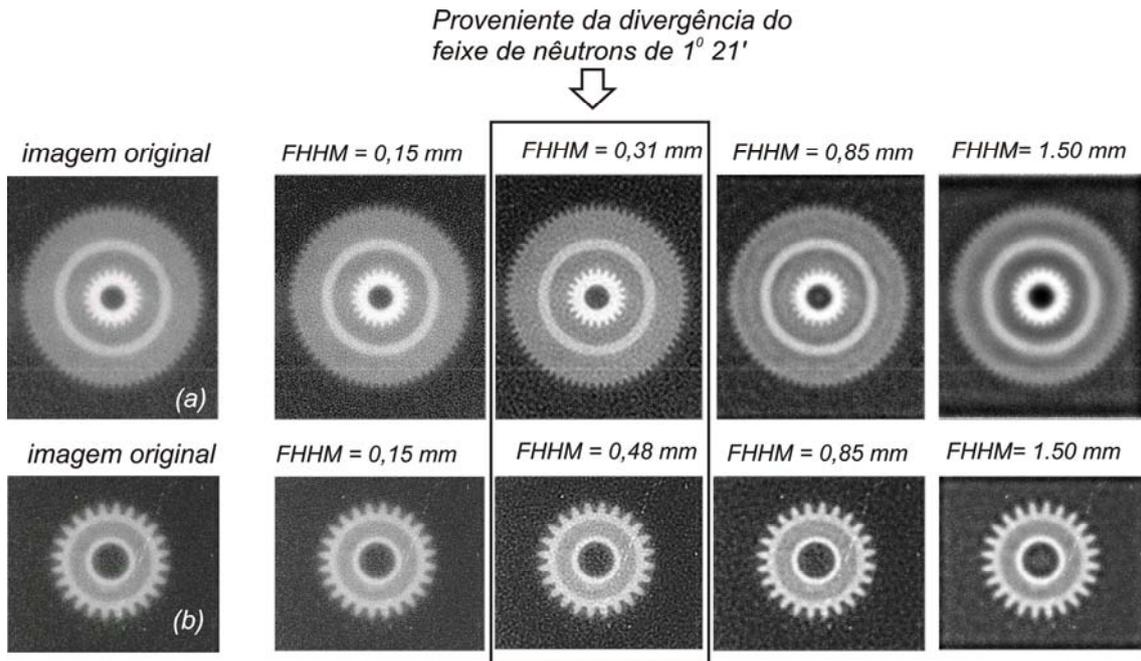


Figura 33. Neutrongrafias originais e imagens deconvoluídas com PSF de FWHM diferentes do que a obtida para o sistema com a divergência do feixe de  $1^{\circ} 21'$ .

## 8 Conclusão

Este trabalho apresenta uma nova abordagem para caracterizar a divergência de um feixe de nêutrons, provenientes de um canal de irradiação de um reator, baseada no conceito de *Rocking Curve RC*, termo oriundo da área de difração de raios-X. O método utiliza apenas a neutrongrafia de uma lâmina absorvedora com uma borda retilínea e imagens sintéticas geradas por um software para determinar a semi-largura da RC, sendo também capaz de determinar a razão L/D. Ambas as abordagens, RC ou L/D são adequadas para simular o feixe de nêutrons que atinge o detector. No entanto, a abordagem RC produz uma caracterização ligeiramente melhor do padrão de nêutrons do que a L/D. Além disso, não utiliza objetos-teste manufaturados com grande precisão os quais são exigidos na técnica empregada na medida convencional de L/D.

O algoritmo utilizado para obter os parâmetros pesquisados, semi-largura da RC ou a razão L/D, pode ser facilmente incorporado em um programa escrito em Fortran. Uma comparação com trabalhos anteriores realizados no mesmo canal do reator Argonauta mostrou uma boa concordância para ambas as medidas RC e L/D, apesar das técnicas empregadas serem totalmente diferentes. O resultado mostra a solidez e robustez da abordagem postulada e de seu algoritmo que não empregam quaisquer dados além daqueles providos pelas próprias radiografias experimentais.

Para o processamento de uma imagem neutrongráfica o conhecimento da divergência do feixe de nêutrons é de importância indiscutível uma vez que ela é fundamental na determinação da resolução do sistema utilizado na sua aquisição, parâmetro necessário para aplicar o clássico algoritmo de Richardson - Lucy. Os resultados mostraram que a deconvolução por este método somente melhora a imagem original quando é utilizada a resolução do sistema de aquisição proveniente da divergência encontrada, comprovando a importância do seu conhecimento e ratificando o valor determinado.

## 9 Referências Bibliográficas

- [1] ALMEIDA, G.L., SOUZA, M.I.S., FURIERI, R.C., GONÇALVES, M.J. and LOPES, R.T., Evaluation of the divergence of a thermal neutron beam using position sensitive detector, *Brazilian Journal of Physics* Vol. 35 3B (2005) 771-774.
- [2] RICHARDSON, W. H., Bayesian-based iterative method of image restoration, *Journal of the Optical Society of America*, vol. 62, no. 1, pp. 55–59, 1972.
- [3] LUCY, L. B., An iterative technique for the rectification of observed distributions, *The Astronomical Journal*, vol. 79, no. 6, pp. 745–754, 1974.
- [4] FAHMY, M. F., RAHEEM, M. A., MOHAMED, U. S., FAHMY, O. F., A New Fast Iterative Blind Deconvolution Algorithm, *Journal of Signal and Information Processing*, 3, 98-108, 2012.
- [5] KAPLAN, I. *Física Nuclear*. Rio de Janeiro: Guanabara Dois, 2a ed., 1962.
- [6] KALLMAN, H. I and KUHN, E. Neutron Image Converter, *U.S. Patent-2*, 270-373 p, 1942.
- [7] BERGER, H.. Neutron Radiography Methods, *Capabilities and Applications*. Elsevier Publishing Company, 1965.
- [8] DOMANUS, J. C.. *Practical Neutron Radiography*, Commission of the European Communities, Kluwer Academic Publishers, ed. 1, 1992.
- [9] HAWKESWORTH, M.R. and WALKER, J..Review: Radiography with Neutrons. *Journal of Materials Science* 4.; 817 – 835 p, 1969.
- [10] BERGER, H.. *Advances in Neutron Radiography*, La Grange Park v.53 p 177, 1986.
- [11] BUSHERG, J. T., et al. *The Essential Physics of Medical Imaging*, Williams & Wilkins, editora Lippincott, 2 ed.

- [12] STROBL, et al.. Advances in neutron radiography and tomography. *Journal of Physics D: Applied Physics*, v 42, 243001 p, 2009.
- [13] LEE, W., et al. Scientific Review: Neutron Radiography. *Neutron News*, v17, nº 3, 13 – 19 p, 2006.
- [14] SILVA, J. J. G. *Neutronografia com reator Argonauta do IEN*. Rio de Janeiro, IEN, primeira parte, 28p. (Nota técnica), 1974.
- [15] SANTOS, J. S. C., *Neutronografias com nêutrons térmicos* (M.Sc.Tese), Universidade Federal do Rio de Janeiro - UFRJ, COPPE, 1977.
- [16] Site do *Instituto de Engenharia Nuclear*. Disponível em: <http://www.ien.gov.br/>. Acesso em: 30 jun. 2017.
- [17] ASTM E803-81. *Standard method for determining the L/D ratio of neutron radiographic beams*, 1996
- [18] GREIM, L., GREIM, M., SCHMITZ, H.W. and SCHUMACHER, G.W., Computer controlled microdensitometer and some applications, *Neutron Radiography. Proceedings of the 2<sup>nd</sup> World Conference*, June 16-20, Paris, France, pp. 669-677.D. Reydel Publishing Company. Dordrecht, 1986.
- [19] KOBAYASHI, H., Neutron radiography research in Rikkyo reactor, *Proceedings of the 1<sup>st</sup> Asian Symposium on Research Reactors*, November 18-21, Rikkyo University, Tokio, Japan pp. 360-370, 1986.
- [20] KOBAYASHI, H., Accurate measurement of L, D and L/D for divergent collimators, *Proceedings of the 3<sup>rd</sup> World Conference*, May 14-18, Osaka, Japan, pp. 885-892, 1989. Kulwer Academic Publishers, Dordrecht, 1989.
- [21] NIR-EL, Y., WHITTEMORE, W.L., More details on precision measurements of L/D ratio, *Proceedings of the 3<sup>rd</sup> World Conference*, May 14-18, Osaka, Japan, pp.193-920 Kulwer Academic Publishers, Dordrecht, 1989.

[22] BARTON, J.P., Divergent beam collimator for neutron radiography, *Materials Evaluation* (1967) 45A.

[23] SOUZA, M.I.S., *Tomografia computadorizada com nêutrons térmicos e detector a gás sensível à posição* (D.Sc.Tese), Universidade Federal do Rio de Janeiro - UFRJ, COPPE, 2001.

[24] SOUZA, M. I. S.; ALMEIDA, G. L.; LOPES, R. T., Performance of a thermal neutron radiographic system using imaging plates, *Proceedings do IX Encontro Nacional de Aplicações nucleares*, Rio de Janeiro, Brasil.

[25] SOUZA, M. I. S., et al. Stereoscopic radiographic images with thermal neutrons, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 652, 634–637 p, 2011.

[26] ALMEIDA, G. L., SOUZA, M. I. S., LOPES R. T.. Active filtering applied to radiographic images unfolded by the Richardson-Lucy algorithm, *Proceedings of Science, pos 9XXXIV BWNP*, 36 p, 2011.

[27] SOUZA, M. I. S, ALMEIDA, G. L., FURIERI, R., LOPES, R. T., On the performance of X-ray Imaging Plates in gamma radiography employing reactor-produced radioisotopes, *American Institute of Physics-AIP*, vol. 1351, p. 262-267, 2011.

[28] REILLY, D., ENSSLIN, N., SMITH, H. Jr., *Passive Nondestructive Assay of Nuclear Materials*. 1 ed., USA, Sarah Kreiner, 1991.

[29] KNOLL, G.. *Radiation Detection and Measurement*, editora Wiley, 2 ed.

[30] *Handbook of Chemistry and Physics*, Chemical Rubber Company, 51<sup>st</sup> ed., F-83, 1971 p, 1970.

[31] IAEA, *Atomic Energy Review*, V15, número 2, pp.121-368, 1977.

[32] *National Institute of Standard and technology (NIST)* Disponível em: <http://www.nist.gov/pml/data/xcom/index.cfm>.

- [33] HAWKESWORTH, M.R., Neutron radiography: equipment and methods. *Atomic Energy Review*. Vol 15, No. 2, pp. 169-220, 1977
- [34] RENKE, C.A.K., Estudo da Moderação de Neutrons na Direção do canal J-9 do Reator Argonauta, Comunicação Técnica, IEN/CNEN, 1993, Rio de Janeiro.
- [35] BUSHBERGJ. T., et al, *The essential Phisics of Medical Imaging*, 2ª edição, editora Lippincott Williams & Wilkins, 2002.
- [36] SMITH, S. W., *The Scientist and Engineer's Guide to Digital Signal Processing*, capítulo 25, Special Imaging techniques.
- [37] SOUZA, E. S., *Caracterização de um sistema digital de aquisição de imagens radiográficas utilizando nêutrons térmicos e raios gama para a inspeção de componentes mecânicos*, Dissertação de Mestrado, Faculdade de Engenharia da Universidade do Estado do Rio de Janeiro - UERJ, 2012.
- [38] KAUR, M., KAUR, J. KAUR, J., Survey of Contrast Enhancement Techniques based on Histogram Equalization, *International Journal of Advanced Computer Science and Applications*, 2, No. 7, 2011.
- [39] BANHAM, M. R., KATSAGGELOS, A. K., Digital Image Restoration, *IEEE Signal Processing Magazine*, March,1997.
- [40] KUNDUR, D. and HATZINAKOS, D., Blind image deconvolution, *IEEE Signal Processing Magazine*, 13(3), pp 43-64, May, 1966.
- [41] JIANG, M., WANG, G., Development of blind image deconvolution and its applications. *Journal of X-Ray Science and Technology* 11, 13-19, 2003.
- [42] WHITE, R. L., *Image restoration using the damped Richardson-Lucy method*, The Restoration of HST Images and Spectra, Space Telescope Institute, R. J. Hanisch and R. L. White, eds. 1994.
- [43] PERRY, K. M., REEVES, S. J., *Generalized Cross-Validation as a Stopping Rule for the Richardson-LucyAlgorithm*, The Restoration of HST Images and Spectra, Space Telescope Institute, R. J. Hanisch and R. L. White, eds. 1994.

- [44] KHAN, M.K., MORIGI, S. REICHEL, L. and SGALLARI, F., Iterative Methods of Richardson-Lucy-Type for Image Deblurring, *Numerical Mathematics: Theory, Methods and Applications*, 6 (1), pp.262-275, February, 2013.
- [45] ALMEIDA, G. L., SOUZA, M. I. S., SOUZA, E. S. and LOPES, R. T., A stopping criterion to halt iterations at the Richardson-Lucy deconvolution of radiographic images, *Journal of Physics: Conference Series*, 630 (1), July, 2015.
- [46] ALMEIDA, G. L., SOUZA, M. I. S., A novel algorithm for blind deconvolution applied to the improvement of radiographic images, *XXXV Brazilian Workshop on Nuclear Physics, AIP Conference Proceedings*, São Sebastião, Sao Paulo, Brazil, 1529, pp. 95-99, 2012.
- [47] *Manual de Construção e Operação do Reator Argonauta*, IEN-CNEN, Departamento de Reatores, 1989.
- [48] SOUZA, M. I. S, FURIERI, R. C. A. A., Mapeamento do Fluxo de Nêutrons do Reator Argonauta na Nova Configuração do seu Núcleo, *XII ENFIR*, Rio de Janeiro, Brasil, 2000.

# APÊNDICE I

## Princípio do funcionamento de um reator nuclear

Os reatores nucleares são baseados no processo conhecido como fissão. Esta é uma reação nuclear na qual um núcleo pesado é dividido em dois núcleos mais leves liberando uma grande quantidade de energia além da emissão de raios  $\gamma$  e nêutrons. Embora alguns núcleos sejam tão instáveis que sofram fissão espontânea, para aumentar a taxa de reações é necessário que a fissão seja induzida por uma partícula, geralmente nêutrons.

O isótopo  $^{235}\text{U}$ , com uma abundância de 0,7% no urânio natural, é o mais usado como combustível em um reator nuclear. Ele tem uma seção de choque alta para reações de fissão com nêutrons de baixa energia. Quando um núcleo de  $^{235}\text{U}$  absorve um nêutron térmico, o núcleo composto resultante ( $^{236}\text{U}$ ) é criado em um estado de energia tão excitado e instável que se divide em dois núcleos menores, denominados fragmentos de fissão, e liberando ainda, no processo 2 a 3 nêutrons e raios  $\gamma$ . Todos esses produtos da fissão são muito energéticos. A energia liberada na fissão de cada núcleo é de 200 MeV. Os nêutrons que são liberados no processo têm energia entre 2 e 3 MeV, mas podem ser moderados até a energia térmica através da interação de espalhamento com núcleos de hidrogênio das moléculas da água, que geralmente envolve as placas de elementos combustíveis. Uma vez moderados, os nêutrons fissionarão outros núcleos de  $^{235}\text{U}$  e assim por diante. Esse processo é denominado reação em cadeia.

A razão entre o número de nêutrons de uma geração e o número nêutrons da geração seguinte é chamado de fator de multiplicação  $k$ . O valor de  $k$  poderá ser maior, igual ou menor que 1 correspondendo aos estados supercrítico, crítico e subcrítico do reator, respectivamente. O controle dos nêutrons é feito através de barras de controle confeccionadas de um material muito absorvedor de nêutrons, como exemplo o cádmio, cujo coeficiente de absorção para a energia térmica é mostrado na Figura 3.

# APÊNDICE II

## Reator Argonauta

O reator Argonauta, utilizado como fonte de nêutrons térmicos para obtenção das neutrografias é um reator de pesquisa que utiliza urânio como combustível nuclear na forma de  $U_3O_8$  enriquecido à 19,9% em  $^{235}U$  [47]. Na configuração atual, a potência para operações contínuas pode atingir até 500 W com um fluxo de nêutrons térmicos de aproximadamente  $7 \times 10^9$  n.cm<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup> no núcleo.

O combustível está distribuído num total de oito elementos constituídos de placas formadas por uma mistura sintetizada de óxido de urânio com alumínio em pó e revestidas de alumínio.

O núcleo do reator é constituído de dois cilindros de alumínio concêntricos de diâmetros 603,2mm e 904,4 mm, que comportam, no anel formado entre eles, os oito elementos combustíveis atuais no reator distribuídos conforme a Figura 34.

Quatro elementos são constituídos de 17 placas contendo cada uma 20 gramas de  $^{235}U$ , dois elementos constituídos de 11 placas de 20 gramas e seis placas com 10 gramas de  $^{235}U$  e dois elementos com sete placas de 10 gramas de  $^{235}U$ , mais meio prisma de grafite. Cada conjunto de placas é fixado por meio de dois pinos, também de alumínio, que atravessam as mesmas próximas às extremidades, mantendo um espaçamento de aproximadamente 6,77 mm entre elas.

Os nêutrons rápidos, produzidos na fissão do urânio, são moderados até a energia térmica em água deionizada entre as placas e cunhas de grafite entre os elementos combustíveis. No núcleo a água também é usada como refrigerante e como refletor na direção vertical. Na direção radial e azimutal é utilizada a grafite nuclearmente pura como refletor.

Dentro do tanque cilíndrico menor é ajustado um arranjo em grafite formado por blocos e denominado coluna térmica interna. Nela existem quatro gavetas de seção retangular para colocação de amostras para irradiação.

O refletor externo é constituído de blocos de grafite empilhados que com o núcleo completa um conjunto de (1580 x 1560 x 1220) mm<sup>3</sup>.

O controle do fluxo de nêutrons é feito por seis barras absorvedoras constituídas por lâminas de cádmio revestidas de alumínio, que se deslocam dentro de canais existentes na grafite refletora externo, paralelamente à geratriz do cilindro maior.

Em uma das faces do refletor se justapõe a coluna térmica externa com dimensões de 1559 mm de largura, 1257 mm de altura e 1572 mm de profundidade. É constituída de peças longas de grafite empilhadas com 13 (canais) longitudinais removíveis, sendo que 12 dão acesso ao refletor e uma, denominada canal J-9, tangencia o tanque externo do núcleo. O J-9 está situado à meia altura dos elementos combustíveis e dispõe de um fluxo térmico de  $4,46 \times 10^9 \text{ n.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$  no início do canal. Embora todos os canais possam ser utilizados para montagens de experimentos e irradiação de amostras, o canal J-9 é o principal e o preferido por apresentar o maior fluxo de nêutrons. Para obtenção de imagens neutrongráficas, arranjos de moderação e colimação foram estudados especialmente para esse canal [23].

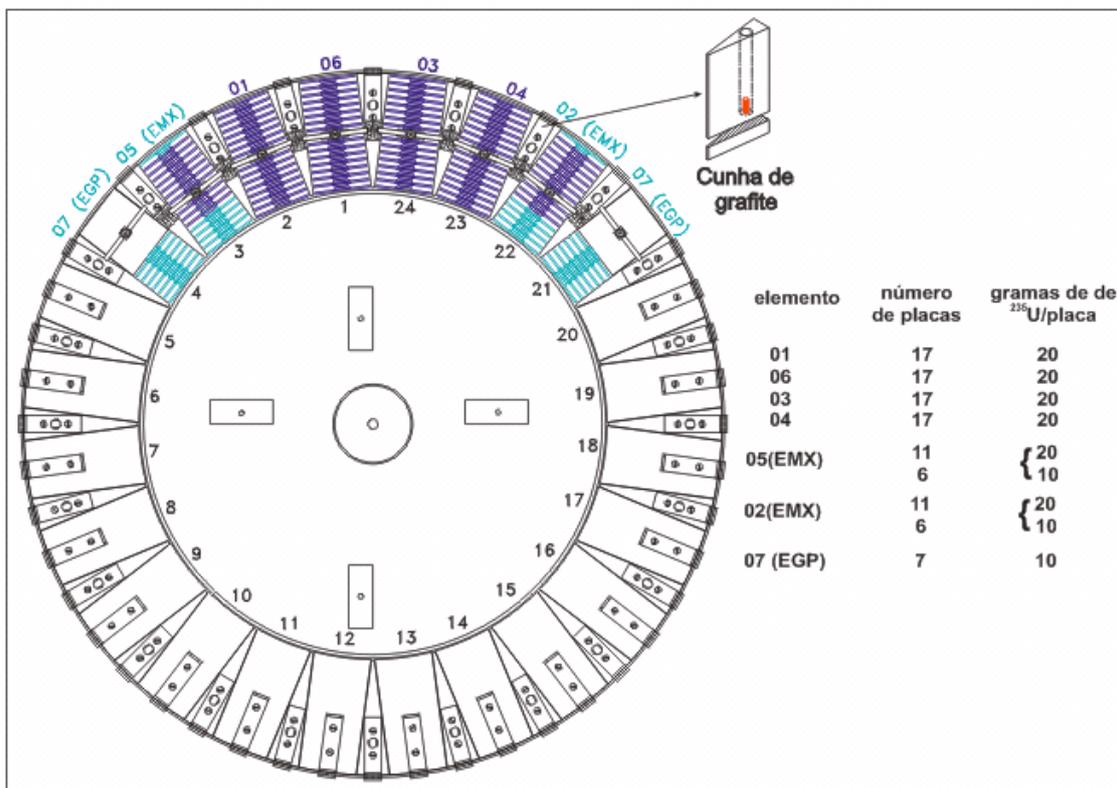


Figura 34 – Arranjo dos elementos combustíveis no núcleo do reator Argonauta

A blindagem para proteção, denominada biológica, é feita nas laterais de blocos de concreto empilhados em torno do refletor. No topo, a blindagem é feita por um bloco de concreto revestido com uma chapa de aço possuindo um tampão circular para permitir o acesso ao núcleo construído em aço e preenchido com concreto e minério de ferro.

No lado oposto da coluna térmica externa há um tanque de água removível (tanque de blindagem) que, além de permitir acesso aos detectores localizados em canais existentes no refletor, constitui uma facilidade experimental.

Na direção perpendicular à coluna térmica externa existem dois canais, um de cada lado, que atravessam a blindagem e tangenciam o núcleo, denominados “plug” 1 e “plug” 2. São construídos em aço e preenchidos de concreto e barita e extremidades, que ficam próximas ao núcleo, são de grafite de modo que complementam e simulam a blindagem e o refletor respectivamente. Esses canais também são utilizados para irradiação de amostras ou montagens de experimentos.

O fluxo de nêutrons térmicos e epitérmicos, em todos os locais de acesso de irradiação de amostras e montagens de experimentos atualmente disponíveis no reator, está apresentado em [48].