

#### Autarquia Associada à Universidade de São Paulo

Desenvolvimento de uma Metodologia Baseada no Modelo de Duas-Regiões e em Técnicas de Análise de Ruído Microscópico para a Medida Absoluta dos Parâmetros Cinéticos  $\beta_{eff}$ ,  $\Lambda$  e  $\beta_{eff}/\Lambda$  do Reator IPEN/MB-01

#### RENATO YOICHI RIBEIRO KURAMOTO

Tese apresentada como parte dos requisitos para obtenção do Grau de Doutor em Ciências na Área de Tecnologia Nuclear - Reatores.

Orientador:

Dr. Adimir dos Santos

São Paulo 2007

## INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES

Autarquia Associada à Universidade de São Paulo

Desenvolvimento de uma Metodologia Baseada no Modelo de Duas-Regiões e em Técnicas de Análise de Ruído Microscópico para a Medida Absoluta dos Parâmetros Cinéticos  $\beta_{eff}$ ,  $\Lambda$  e  $\beta_{eff}/\Lambda$  do Reator IPEN/MB-01

#### RENATO YOICHI RIBEIRO KURAMOTO

Tese apresentada como parte dos requisitos para obtenção do Grau de Doutor em Ciências na Área de Tecnologia Nuclear - Reatores.

Orientador:

Dr. Adimir dos Santos

Kuramoto, Renato Yoichi Ribeiro

Desenvolvimento de uma Metodologia Baseada no Modelo de Duas-Regiões e em Técnicas de Análise de Ruído Microscópico para a Medida Absoluta dos Parâmetros Cinéticos  $\beta_{eff}$ ,  $\Lambda$  e  $\beta_{eff}/\Lambda$  do Reator IPEN/MB-01 / Renato Yoichi Ribeiro Kuramoto - 2007 45.p

1. Engenharia Nuclear 2. Física de Reatores. I. Título.

CDD 536.7

 $CDU\ 536.21$ 

Dedico aos meus pais, Satoru e Regina e ao meu irmão, André, dos quais procuro seguir os exemplos de sabedoria e bondade, que tantos esforços realizaram em prol da minha formação. Dedico também à minha namorada, Graciela, e à sua família, pela ajuda inestimável que nunca me negaram.

Ao Brasil, pois o seu desenvolvimento e a sua soberania motivaram este trabalho.

# Agradecimentos

Ao Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares da Comissão Nacional de Energia Nuclear (IPEN/CNEN-SP), pela infraestrutura disponível para conclusão deste trabalho.

Ao Centro Tecnológico da Marinha em São Paulo (CTMSP) pela disponibilização de pessoal e equipamentos necessários para a operação do Reator IPEN/MB-01.

À Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP), pelo financiamento integral deste projeto (n. 03/01261-0), sem o qual seria impossível a sua conclusão.

Ao prof. Dr. Adimir dos Santos pela oportunidade, competente orientação, profissionalismo e amizade, à quem devo minha formação e meus sinceros agradecimentos.

Ao pesquisador e operador do Reator IPEN/MB-01 Rogério Jerez pela indispensável ajuda nos trabalhos experimentais e, à quem devo uma grande parte de meus conhecimentos na área experimental da Física de Reatores.

Ao chefe do Reator IPEN/MB-01 prof. Dr. Ulysses d'Utra Bitelli pelas oportunidades e confiança que em mim depositou nos trabalhos de monitoria, além de propiciar o melhor ambiente de trabalho em que já estive até o presente momento.

Ao pesquisador Dr. Ricardo Diniz pelas inúmeras discussões em conceitos de Física de Reatores, técnicas de análise de dados e estatística.

Ao prof. Dr. Tufic Madi Filho pelo apoio na parte de teste de detectores de nêutrons.

Ao operador do Reator IPEN/MB-01 César Luiz Veneziani pelas inúmeras operações necessárias para este trabalho.

Ao pesquisador Msc. Rinaldo Fuga pela ajuda na montagem dos experimentos, e pelas operações do Reator IPEN/MB-01.

À pesquisadora Msc. Leda Cristina Cabello Bernardes Fanaro pela ajuda na montagem de varetas de veneno queimável.

Ao engenheiro Samuel Carracioli Santos, o qual contribuiu na montagem da eletrônica associada ao sistema de aquisição de dados.

Ao técnico de radioproteção Eduardo Cardoso Monteiro, pela amizade e por proporcionar segurança aos procedimentos operacionais e experimentais.

Aos operadores do Centro Tecnológico da Marinha em São Paulo, Reginaldo Gilioli, Marco Antônio Sabo, Marino Reis Giada e Arnaldo Carneiro, pela amizade e pelos meses de operações necessárias para a conclusão deste trabalho.

Aos colegas Pedro de Campos Costa, Diego Pagano, Rosangela R. Cacure, Lucas Batista Gonçalves, Luis Felipe L. Mura e Marlene Iara de Aguiar, pela amizade e apoio ao longo deste trabalho.

"O ponto importante em uma ciência não é o complicado formalismo matemático, nem a experimentação ritualística. Ao contrário, o coração da ciência é uma espécie de honestidade vivaz que advém de se querer realmente saber que diabo está acontecendo".

Saul-Paul Sirag

Desenvolvimento de uma Metodologia Baseada no Modelo de Duas-Regiões e em Técnicas de Análise de Ruído Microscópico para a Medida Absoluta dos Parâmetros Cinéticos  $\beta_{eff}$ ,  $\Lambda$  e  $\beta_{eff}/\Lambda$  do Reator IPEN/MB-01

#### RENATO YOICHI RIBEIRO KURAMOTO

#### Resumo

Uma nova metodologia para a medida absoluta da fração efetiva de nêutrons atrasados  $\beta_{eff},$ baseada em técnicas de análise de ruído microscópico e no modelo de Duas-Regiões, foi desenvolvida no reator IPEN/MB-01. Diferentemente das demais técnicas, tais como o Método de Bennet Modificado, o Método do Número de Nelson e o Método da fonte de <sup>252</sup>Cf, a principal vantagem da metodologia proposta é a obtenção de  $\beta_{eff}$  de um modo puramente experimental, sem a necessidade de quaisquer outros parâmetros, sejam estes calculados ou provenientes de outros experimentos. Com a finalidade de validar este novo método, uma série de experimentos Rossi- $\alpha$  e Feynman- $\alpha$  foram realizados no reator IPEN/MB-01. De acordo com a metodologia proposta,  $\beta_{eff}$  foi estimado com uma incerteza de 0.67%, a qual atende aos requisitos de precisão almejados. Além disso, o tempo de geração de nêutrons prontos  $\Lambda$ , dentre outros parâmetros, também foi obtido experimentalmente via esta metodologia. Em geral, os parâmetros medidos estão em acordo com resultados provenientes de experimentos de análise de ruído macroscópico. Nas comparações teoria-experimento, os valores de  $\beta_{eff}$  medidos neste trabalho mostram que a biblioteca JENDL3.3 apresenta a melhor performance (dentro de 1%). Esta concordância justifica a redução no yield de fissão do <sup>235</sup>U proposta por Sakurai e Okajima.

Desenvolvimento de uma Metodologia Baseada no Modelo de Duas-Regiões e em Técnicas de Análise de Ruído Microscópico para a Medida Absoluta dos Parâmetros Cinéticos  $\beta_{eff}$ ,  $\Lambda$  e  $\beta_{eff}/\Lambda$  do Reator IPEN/MB-01

#### RENATO YOICHI RIBEIRO KURAMOTO

## Abstract

A new method for absolute measurement of the effective delayed neutron fraction,  $\beta_{eff}$ , based on microscopic noise experiments and the Two-Region Model was developed at the IPEN/MB-01 Research Reactor facility. In contrast with other techniques like the Modified Bennet Method, Nelson-Number Method and  $^{252}$ Cf-Source Method, the main advantage of this new methodology is to obtain the effective delayed neutron parameters in a purely experimental way, eliminating all parameters that are difficult to measure or calculate. In this way, Rossi- $\alpha$  and Feynman- $\alpha$  experiments for validation of this method were performed at the IPEN/MB-01 facility, and adopting the present approach,  $\beta_{eff}$  was measured with a 0.67% uncertainty. In addition, the prompt neutron generation time,  $\Lambda$ , and other parameters were also obtained in an absolute experimental way. In general, the final results agree well with values from frequency analysis experiments. The theory-experiment comparison reveals that JENDL-3.3 shows deviation for  $\beta_{eff}$  lower than 1% which meets the desired accuracy for the theoretical determination of this parameter. This work supports the reduction of the  $^{235}$ U thermal yield as proposed by Okajima and Sakurai.

página

# Sumário

Li	sta d	le Figuras	xi
Li	sta d	le Figuras	xii
1	Intr	rodução	1
	1.1	Objetivos	4
	1.2	Justificativas	5
2	Téc	nicas de análise de ruído microscópico	7
	2.1	Distribuição de probabilidade dos nêutrons de fissão	7
	2.2	Cadeias de fissão	10
	2.3	Técnicas de análise de ruído do reator	13
		2.3.1 Método Rossi- $\alpha$	16
		2.3.2 Método Feynman- $\alpha$	25
3	Cin	ética Pontual para Duas Regiões	33
	3.1	Equações Cinéticas para Reatores Refletidos	33
	3.2	Derivação da Equação Inhour para um Sistema Refletido	35
	3.3	Constantes de Decaimento de Nêutrons Prontos	41
	3.4	Densidade de nêutrons no núcleo com fonte externa, $N_c(t)$	44
	2.5	Densidade de nâutrons no refletor com fente externa $N(t)$	16

	3.6	Densidade de precursores constante	47
		3.6.1 Equação inhour	47
		3.6.2 Densidade de nêutrons no núcleo	49
		3.6.3 Densidade de nêutrons no refletor	49
	3.7	Distribuição Rossi- $\alpha$ para um núcleo refletido	50
	3.8	Distribuição Feynman- $\alpha$ para um núcleo refletido	54
	3.9	Metodologias para determinação dos parâmetros cinéticos $\beta_{eff}/\Lambda,~\beta_{eff}$	
		е Л	56
		3.9.1 Determinação da razão $\beta_{eff}/\Lambda$	57
		3.9.2 Determinação de $\beta_{eff}$	58
		3.9.3 Determinação de $\Lambda$	59
4	Arra	injos experimentais 6	31
	4.1		61
	4.2		66
	4.3		67
_	D	1. 1	70
5	Res		73
	5.1	Resultados dos Experimentos Rossi- $\alpha$	73
	5.2	Resultados dos Experimentos Feynman- $\alpha$	83
	5.3	Comparação com outros experimentos e metodologias de cálculo 8	88
6	Con	clusão 9	91
$\mathbf{A}$	Téc	nicas para determinação de $eta_{eff}$	93
	A.1	Método da fonte de <sup>252</sup> Cf	95
	A.2	Densidades espectrais	96

	A.3	Método Rossi- $\alpha$	97
	A.4	Método do número de Nelson	97
	A.5	Método Feynman- $\alpha$	98
	A.6	Método de Bennet	99
В	Cin	ética de Reatores	100
	B.1	Nêutrons atrasados	100
	B.2	Equação de transporte com nêutrons atrasados	101
	B.3	Cinética pontual	105
		B.3.1 Amplitude e fator de forma	106
		B.3.2 Equações cinéticas	107
	B.4	Interpretação física dos parâmetros cinéticos	110
		B.4.1 Reatividade $\rho(t)$	111
		B.4.2 Fração efetiva de nêutrons atrasados $\beta_{eff}(t)$	112
		B.4.3 Tempo de geração de nêutrons prontos $\Lambda(t)$	113
		B.4.4 Concentração de precursores $c_j(t)$ e fontes externas $S(t)$	114
	B.5	A equação inhour	115
$\mathbf{C}$	Rea	tor Nuclear IPEN/MB-01	119
	C.1	Instalações do Reator IPEN/MB-01	121
	C.2	Arranjo crítico	124
	C.3	Varetas combustíveis e barras de controle	127
	C.4	Sistemas de controle e segurança	129
		C.4.1 Instrumentação nuclear	129
	C.5	Proteção radiológica	135
		C.5.1 Área livre	135

C.5	.2 Área restrita supervisionada	136
C.5	.3 Área restrita controlada	136
D Análise	de covariância 1	138
Referência	s Bibliográficas 1	43

# Lista de Abreviaturas

 $\mathbf{SCA},$  Singlechannel Analyzer.

 $\mathbf{MCA},$  Multichannel Analyzer.

MCS, Multichannel Scaler.

 $\mathbf{VI},$  Virtual Instrument.

## Lista de Símbolos

- $N_c$ , número total de nêutrons ponderado no núcleo.
- $N_r$ , número total de nêutrons ponderado no refletor.
- $k_c$ , Fator de multiplicação no núcleo.
- $\beta_{eff}$ , Fração efetiva de nêutrons atrasados.
- $\Lambda$ , Tempo de geração de nêutrons prontos.
- $\tau_c$ , Lifetime dos nêutrons no núcleo.
- $\tau_r$ , Lifetime dos nêutrons no refletor.
- $f_{cr}$ , Fração de nêutrons que passam do núcleo para o refletor.
- $f_{rc}$ , Fração de nêutrons que voltam do refletor para o Núcleo.
- f, Fração de retorno do refletor.
- $\Lambda_c$ , Tempo de geração de nêutrons prontos do núcleo.
- $\Lambda_r$ , Tempo de geração de nêutrons prontos do refletor.
- $\Phi = \Phi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E, t)$ , Fluxo angular de nêutrons.
- $\Phi^{\dagger} = \Phi^{\dagger}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{\Omega}, E, t)$ , Importância de nêutrons.
- r, Posição do nêutron emergente.
- r', Posição do nêutron incidente.
- $\Omega$ , Direção do nêutron emergente.
- $\Omega'$ , Direção do nêutron incidente.
- E, Energia do nêutron emergente.
- E', Energia do nêutron incidente.
- v, Velocidade do nêutron emergente.
- v', Velocidade do nêutron incidente.
- $\lambda_j$ , Constante de decaimento do j-ésimo grupo de nêutrons atrasados  $(j=1,2,\ldots,6.)$ .
- $\nu(r,E')$ , número esperado de nêutrons emitidos em uma fissão induzida por um nêutron de energia E'.
- $\beta_i(\mathbf{r}, E')$ , fração de nêutrons atrasados do grupo-j.
- $\chi_p(E)$ , Espectro normalizado de nêutrons prontos.

 $\chi_j(E)$ , Espectro normalizado de nêutrons atrasados do j-ésimo grupo.

 $\chi(E)$ , Espectro total de nêutrons de fissão.

 $\sigma = \Sigma$ , Seção de choque macroscópica total.

 $\sigma_x(\mathbf{r}, E') = \Sigma_x(\mathbf{r}, E')$ , Seção de choque macroscópica do processo x.

 $\sigma_f(\mathbf{r}, E') = \Sigma_f(\mathbf{r}, E')$ , Seção de choque macroscópica de fissão.

 $f_x(\mathbf{r}; \mathbf{\Omega}', E' \to \mathbf{\Omega}, E; t)$ , função de transferência do processo x.

 $f_f(\boldsymbol{r}; \boldsymbol{\Omega}', E' \to \boldsymbol{\Omega}, E; t)$ , função de transferência de fiisão.

S, Fonte externa.

n, Vetor unitário normal à uma dada superfície.

 $C_i(\mathbf{r},t)$ , densidade de precursores do j-ésimo grupo de nêutrons atrasados.

P(t), Amplitude do fluxo.

 $\psi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E, t)$ , Fator de forma do fluxo.

 $\epsilon_f$ , Energia recuperada por fissão.

k, Fator de multiplicação.

 $k^{\dagger}$ , Fator de multiplicação adjunto.

 $k_{eff}$ , Fator de multiplicação efetivo.

 $\rho(t)$ , Reatividade.

 $\beta_{eff}^{j}(t),$ Fração efetiva de nêutrons atrasados do grupo-j.

 $\beta_{eff} = \sum_j \beta_{eff}^j,$ Fração efetiva de nêutrons atrasados.

 $c_j(t)$ , Densidade de precursores do j-grupo ponderada por  $\Phi^{\dagger}$ .

S(t), Fonte externa ponderada por  $\Phi^{\dagger}$ .

D, Fator de Diven.

 $\alpha$ , Constante de decaimento de nêutrons prontos.

# 1 Introdução

Desde 1990 observa-se que incertezas em dados referentes a nêutrons atrasados levam a um indesejável conservadorismo no projeto e na operação de sistemas de controle de reatores nucleares[1]. Dentre estes dados, a fração efetiva de nêutrons atrasados  $\beta_{eff}$  [2, 3, 4] é o mais importante no que tange à segurança operacional, pois corresponde ao incremento de reatividade necessário para que o sistema torne-se pronto crítico. Além do mais, o conhecimento de  $\beta_{eff}$  é fundamental para normalização da reatividade e caracterização de transientes no reator. A definição geral de  $\beta_{eff}$  no contexto do modelo de Cinética Pontual é dada no apêndice B.

O principal objetivo em medidas de  $\beta_{eff}$  é determinar se a base de dados atual é suficientemente precisa para se prever, via metodologias de cálculo, o valor de  $\beta_{eff}$  para uma grande variedade de sistemas. Em outras palavras, valores experimentais de  $\beta_{eff}$  são utilizados para validar bibliotecas de dados nucleares e metodologias de cálculo. Atualmente, a incerteza almejada na comparação entre valores calculados e experimentais de  $\beta_{eff}$  é de  $\pm 3\%(1\sigma)[5, 6]$ . Desta forma, é evidente que valores experimentais de  $\beta_{eff}$  devem ser obtidos com uma incerteza menor do que 3%[7].

Frente à importância do conhecimento de  $\beta_{eff}$  e principalmente de sua incerteza experimental, em 1990 foi criado um grupo de trabalho internacional denominado de SG6 (subgroup 6)[1] sob gerência da Nuclear Energy Agency (NEA) Working Party on International Evaluation Cooperation (WPEC), com a finalidade de revisar, melhorar e compilar dados referentes a nêutrons atrasados. Sob a coordenação do Dr. A. d'Angelo, o SG6 tem compilado dados de nêutrons atrasados em três níveis distintos. O primeiro nível, denominado de nível microscópico, envolve a compilação de dados referentes aos precursores de maneira individual. O segundo nível, ou nível macroscópico, compreende a compilação de dados de precursores agregados. O terceiro e último nível, chamado de nível experimental, envolve todo e qualquer dado relacionado a nêutrons

1 Introdução 2

atrasados obtido experimentalmente. Um dos objetivos do nível experimental é compilar um banco de dados experimentais de  $\beta_{eff}$ , a fim de validar as atuais bibliotecas e metodologias de cálculo para vários sistemas.

Com a finalidade de melhorar a precisão em cálculos de  $\beta_{eff}$ , diversos programas com status de benchmarks internacionais vem sendo desenvolvidos em diferentes instalações. Todavia, os dados experimentais de  $\beta_{eff}$  para reatores térmicos existentes atualmente[8, 9], não possuem qualidade e muito menos quantidade para que a precisão almejada nas metodologias de cálculo seja satisfeita. A Fig. 1.1 ilustra a razão entre valores calculados e experimentais (C/E) da fração efetiva de nêutrons atrasados para vários reatores[8]. De maneira geral, esta figura mostra que a maioria dos resultados concordam em aproximadamente 6% com os valores experimentais. Julgando pelos resultados dos reatores TCA, IPEN/MB-01, Stacy, Winco and Proteus, a biblioteca de dados nucleares JENDL-3.3[10] fornece os melhores resultados. As bibliotecas JEFF-3.0[11] e ENDF-B/VI.8[12] superestimam por aproximadamente 4% os valores de  $\beta_{eff}$  para sistemas térmicos. Na região rápida as três bibliotecas apresentam resultados similares.

Mais precisamente, considerando reatores térmicos cujo combustível é o  $^{235}$ U com baixo grau de enriquecimento, uma pesquisa bibliográfica mostra que experimentos envolvendo medidas de  $\beta_{eff}$  e/ou  $\beta_{eff}/\Lambda$  ( $\Lambda$  é o tempo de geração de  $n\hat{e}utrons$  prontos, ver apêndice B) foram realizados nas seguintes instalações apenas: Stacy[13], Winco[14], Sheba-II[15], Proteus[16], TCA[17], SHE-8[18, 19], MISTRAL-1[20] e IPEN/MB-01[21]. Nos casos dos reatores Stacy, Winco, Sheba-II e Proteus, foi medida a constante de decaimento de nêutrons prontos  $\alpha$ , a qual está relacionada à  $\beta_{eff}$  no estado crítico por  $\alpha_o = \alpha(\rho = 0) = \beta_{eff}/\Lambda$ . As incertezas nos valores de  $\alpha$  são de 1.6% para o Stacy, 0.03% para o Winco, 1.8% para o Sheba-II e 0.6% para o Proteus. Somente os experimentos TCA, SHE-8, MISTRAL-1 e IPEN/MB-01, divulgaram medidas de  $\beta_{eff}$ , e as respectivas incertezas são 2.2%, 4.6%, 1.6% e 0.9%. Destas quatro medidas, três satisfazem a precisão almejada de 3%. Assim, torna-se claro que o número de experimentos relacionados à medida de  $\beta_{eff}$  é muito pequeno. Desta forma, um esforço internacional com o objetivo de colaborar com a formação de

1 Introdução 3

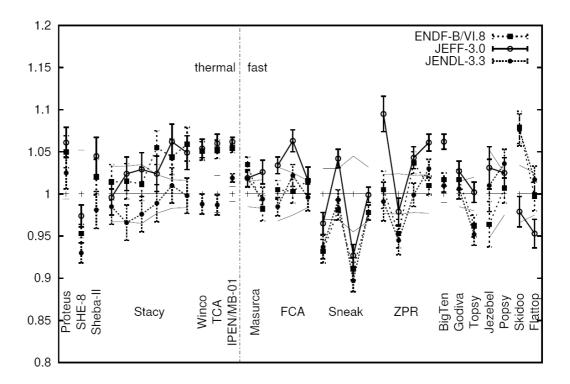


Figura 1.1: Razão entre valores calculados e experimentais (C/E) da fração efetiva de nêutrons atrasados para vários reatores. Os sistemas estão ordenados de acordo com a energia média do nêutron que induz a fissão. À esquerda estão os sistemas de menores energias e à direita os de maiores[8].

uma base de dados de  $\beta_{eff}$  para reatores térmicos vem sendo recomendada[6].

Atualmente, existem diversas técnicas experimentais para a determinação da fração efetiva de nêutrons atrasados  $\beta_{eff}$  (ver apêndice A). As mais conhecidas e utilizadas são: método da fonte de  $^{252}$ Cf, densidades espectrais (APSD/CPSD), Rossi- $\alpha$ , Feynman- $\alpha$ , método de Bennet modificado e o método do número de Nelson. Estas técnicas foram revisadas nas Refs. [6] e [22]. Atualmente, nenhuma das técnicas conhecidas é capaz de determinar  $\beta_{eff}$  de uma forma direta e absoluta. De fato, a derivação de  $\beta_{eff}$  a partir destas técnicas envolve parâmetros calculados, tais como, fluxos adjuntos, fatores de correção espacial, taxas de fissão, etc. e/ou resultados de outros experimentos como medidas de reatividade, intensidade de fontes de nêutrons, eficiências de detecção, etc. Um destes parâmetros, obtido de forma semi-empírica, é o fator de Diven, o qual é comum a todas as técnicas, com exceção do método da fonte de Cf. O fator de Diven introduz incertezas no valor final de  $\beta_{eff}$  de até 1.3%[5]. Em geral, parâmetros calculados ou provenientes de outros experimentos são fontes de

1.1 Objetivos 4

erros comuns à todas as técnicas experimentais para medida de  $\beta_{eff}$ . Incertezas típicas em parâmetros calculados variam de 1.20% a 3.09% e, em parâmetros provenientes de outros experimentos de 2.3% a 4.3%[22].

Devido a estas razões, neste trabalho foi desenvolvida uma nova metodologia capaz de determinar  $\beta_{eff}$  experimentalmente, eliminando todos os parâmetros que apresentam dificuldade de medida ou de cálculo. Consequentemente, as incertezas associadas a tais parâmetros são também eliminadas e uma maior precisão na determinação de  $\beta_{eff}$  é alcançada. Esta nova técnica é fundamentada teoricamente no modelo de Duas-Regiões [23] e experimentalmente nas técnicas de análise de ruído microscópico Rossi- $\alpha$  e Feynman- $\alpha$ [24, 25]. Em resumo, várias distribuições Rossi- $\alpha$ e Feynman- $\alpha$  foram adquiridas no Reator IPEN/MB-01 em um grande intervalo de subcriticalidade (variando, aproximadamente, de níveis próximos à criticalidade até -25000pcm). Através da análise destas distribuições com base em modelos teóricos, foram extraídos valores da constante de decaimento de nêutrons prontos  $\alpha$  para cada nível de subcriticalidade. O parâmetro  $\beta_{eff}$ , bem como outros parâmetros cinéticos importantes (como, por exemplo, o tempo de geração de nêutrons prontos  $\Lambda$ ), são obtidos diretamente por meio de um ajuste, via o método de mínimos quadrados, da curva de  $\alpha$  em função do grau de subcriticalidade do sistema, com base no modelo de Duas-Regiões.

# 1.1 Objetivos

Os objetivos do trabalho descritos a seguir estão dispostos em ordem cronológica:

 Desenvolvimento de um sistema de aquisição de dados baseado em uma placa de aquisição MCS(Multi-Channel Scaler) controlada via Instrumentação Virtual, capaz de adquirir, processar e analisar dados em tempo real referentes a dois experimentos simultaneamente, a saber: Rossi-α e Feynman-α (ver capítulos 2 e 4); 1.2 Justificativas 5

2. Determinação experimental da razão  $\beta_{eff}/\Lambda$  através de distribuições Rossi- $\alpha$  e Feynman- $\alpha$  adquiridas próximas ao estado crítico (ver capítulo 5);

- 3. Obter evidências experimentais de que o núcleo do reator IPEN/MB-01 obedece ao modelo de cinética de Duas-Regiões, por intermédio de distribuições Rossi-α e Feynman-α acumuladas em grandes níveis de subcriticalidade (ver capítulo 5);
- 4. Desenvolvimento de uma metodologia baseada no Modelo de Duas-Regiões para determinação experimental da fração efetiva de nêutrons atrasados  $\beta_{eff}$ , dentre outros parâmetros, sem a necessidade de quantidades calculadas ou provenientes de outros experimentos (ver capítulo 3);
- 5. Validação dos dados nucleares relativos a nêutrons atrasados das bibliotecas ENDF/B-VI, JENDL3.3 e JEF3.0 através dos valores experimentais obtidos para  $\beta_{eff}$  (ver capítulo 6).

## 1.2 Justificativas

As justificativas mencionadas a seguir referem-se a cada um dos objetivos citados na seção anterior:

1. A utilização de Instrumentos Virtuais na aquisição de dados possibilita a obtenção de dados com maior precisão, já que grande parte do processamento eletrônico via hardwares (frequentemente fontes de ruídos) é eliminado. Além disso, os resultados de experimentos cujos dados são adquiridos e processados via instrumentação virtual, são obtidos em menor tempo e com menor custo. Este trabalho dá continuidade ao processo de modernização do sistema de aquisição de dados do Reator IPEN/MB-01, o qual teve início em 1997;

1.2 Justificativas 6

2. A medida da razão  $\beta_{eff}/\Lambda$  por duas técnicas distintas até então nunca implementadas no Brasil, garante uma consistência nos resultados;

- A confirmação de que o núcleo do reator IPEN/MB-01 obedece ao Modelo de Duas-Regiões possibilita uma explicação teórica para antigas anomalias observadas em distribuições Rossi-α e Feynman-α;
- 4. A Determinação de  $\beta_{eff}$  e de outros parâmetros através da metodologia baseada no Modelo de Duas-Regiões elimina quaisquer quantidades provenientes de cálculos ou de outros experimentos. Isto proporciona valores de  $\beta_{eff}$  com incertezas menores e bem determinadas, satisfazendo os requisitos de precisão estipulados atualmente;
- 5. Medidas da fração efetiva de nêutrons atrasados  $\beta_{eff}$  são valiosas fontes de informações para se avaliar diferenças em dados nucleares microcópicos entre cada biblioteca. Um exemplo disso, o qual será discutido neste trabalho, é a redução em 0.9% no yield de fissão do  $^{235}$ U realizada na biblioteca JENDL3.3.

# 2 Técnicas de análise de ruído microscópico

O conceito de ruído do reator é melhor entendido com o sistema em um estado estacionário, seja crítico ou subcrítico governado por uma fonte. A resposta de um detector exposto a um fluxo de nêutrons de um reator operando em um regime estacionário, deve apresentar, a princípio, o comportamento ilustrado na Fig. 2.1a. Todavia, em um experimento real, uma análise minuciosa da resposta do detector mostra, sobreposta ao nível contínuo, uma flutuação, aparentemente, aleatória. Desta maneira, a resposta real do detector seria a mostrada na Fig. 2.1b. Estas flutuações em torno de um nível médio são denominadas de "ruído do reator"e, o propósito das técnicas de análise de ruído do reator é obter informações do comportamento do sistema através do estudo destas flutuações. Sendo o ruído do reator uma função do tempo, as informações obtidas devem conter uma descrição do comportamento cinético do sistema. Assim, é possível obter informações do comportamento dinâmico do sistema realizando medidas no estado estacionário. Isto faz com que as técnicas de análise de ruído do reator possuam vantagens econômicas e técnicas, pois não há necessidade de se interferir na operação normal do reator, muito menos de se perturbar o mesmo.

Neste capítulo serão apresentadas as origens do ruído do reator e, técnicas experimentais que possibilitam a obtenção de parâmetros cinéticos importantes, dentre outras informações do comportamento dinâmico do sistema.

# 2.1 Distribuição de probabilidade dos nêutrons de fissão

A causa fundamental da flutuação estatística na população de nêutrons em reatores nucleares de potência zero, é a variação no número de nêutrons emitidos nos processos

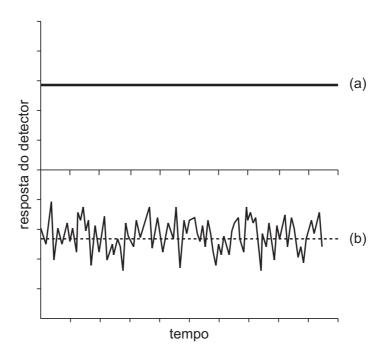


Figura 2.1: Respostas de um detector exposto a um fluxo de nêutrons de um reator operando em regime estacionário. (a) Resposta ideal. (b) Resposta real.

de fissão. No caso do  $^{235}U$ , a probabilidade de se produzir  $\nu_p$  nêutrons prontos em um evento de fissão, onde  $\nu_p$  é um inteiro entre 0 e 6, é dada pela função densidade de probabilidade  $p(\nu_p)$ , a qual está disposta na Tab. 2.1.

Tabela 2.1: Distribuição de probabilidade para emissão de  $\nu_p$  nêutrons na fissão do  $^{235}U[24]$ .

$\nu_p$	$p(\nu_p)$	$ u_p p(\nu_p)$	$\nu_p^2 p(\nu_p)$
0	0.03	0	0
1	0.16	0.16	0.16
2	0.33	0.66	1.32
3	0.30	0.90	2.70
4	0.15	0.60	2.40
5	0.03	0.15	0.75
6	$\sim 0$	0	0
	1.00	$\overline{\nu_p} = 2.47$	$\overline{\nu_p^2} = 7.33$

A Fig. 2.2 ilustra a função densidade de probabilidade  $p(\nu_p)$  para o  $^{235}U$ . Embora a forma seja similar, esta distribuição de probabilidades não segue a estatística

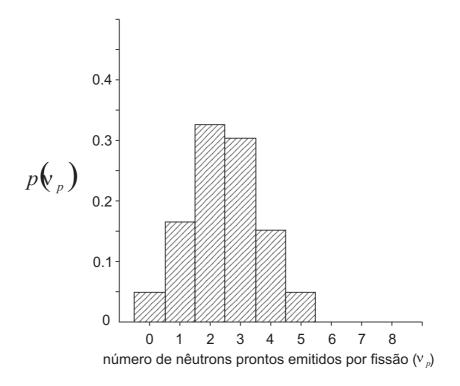


Figura 2.2: Distribuição de probabilidade do número de nêutrons prontos emitidos por fissão do  $^{235}U[24]$ .

de Poisson [24]. Como será discutido adiante, a medida deste desvio da estatística de Poisson é a base para as técnicas Rossi- $\alpha$  e Feynman- $\alpha$  de análise de ruído.

Sendo  $\overline{\nu_p}$  o número médio de nêutrons emitidos por fissão, a largura relativa da distribuição de probabilidades  $p(\nu_p)$  é dada por:

$$D_{\nu} = \frac{\overline{\nu_p^2} - \overline{\nu_p}}{\overline{\nu_p}^2} \tag{2.1}$$

esta quantidade é denominada de fator de Diven[26]. Para o  $^{235}U$ , utilizando os dados da Tab. 2.1, obtemos:

$$D_{\nu} = \frac{\overline{\nu_p^2} - \overline{\nu_p}}{\overline{\nu_p}^2} = \frac{7.33 - 2.47}{(2.47)^2} = 0.796 \tag{2.2}$$

o qual concorda com o valor de  $0.795\pm0.007$  dado por Diven et al.[26]. Valores de  $D_{\nu}$  para outros isótopos físseis estão dispostos na Tab. 2.2. Como pode ser observado,

2.2 Cadeias de fissão

tais valores diferem significativamente de 1, o qual seria o valor do fator de Diven se o processo de fissão seguisse a estatística de Poisson.

Tabela 2.2: Fatores de Diven para alguns isótopos físseis[24].

isótopo	$D_{ u}$
$^{235}\mathrm{U}$	$0.795 \pm 0.007$
$^{233}{ m U}$	$0.786 \pm 0.013$
$^{239}$ Pu	$0.815 \pm 0.017$
<sup>240</sup> Pu	$0.807 \pm 0.008$

## 2.2 Cadeias de fissão

O termo cadeia de fissão[27, 28] refere-se ao conjunto dos nêutrons que surgem no sistema que possuem um ancestral comum, ou seja, o nêutron que originou a cadeia, chamado de nêutron da fonte. Na determinação do número de nêutrons que compõem uma cadeia de fissão, são considerados apenas os nêutrons prontos e o nêutron da fonte. Em um sistema multiplicativo, os nêutrons da fonte surgem de diferentes maneiras:

Fontes externas. Fontes que não pertencem ao elemento combustível e não participam do processo de fissão em cadeia como, por exemplo, fontes de partida do reator tipo Am-Be ou fontes pulsadas;

Fontes intrínsecas. Fontes inerentes ao elemento combustível. Os nêutrons originários destas fontes são provenientes de fissões espontâneas dos constituintes do elemento combustível:

Precursores de nêutrons atrasados. Produtos de fissão ricos em nêutrons que se desexcitam via decaimento  $\beta$  e subsequente emissão de nêutrons.

Embora os nêutrons atrasados tenham origem no processo de fissão, estes não são considerados como membros da cadeia de fissão. Isto deve-se ao fato de que os

2.2 Cadeias de fissão

nêutrons atrasados surgem de um processo estatístico, e independente, de decaimento, fazendo com que os mesmos percam a relação temporal com os ancestrais. O diagrama ilustrado na Fig. 2.3 mostra a propagação de três cadeias de fissão. Os nêutrons que iniciam as cadeias são originários da fonte S, a qual pode ser uma fonte externa, intrínseca ou um precursor de nêutrons atrasados. Os nêutrons gerados por tal fonte interagem com o sistema através de processos de fissão (F), captura (C) e detecção (D1, D2 e D3). Os processos de fuga, absorção ou qualquer outro que não introduza nêutrons adicionais ou induza sinais no detector estão inclusos no processo C.

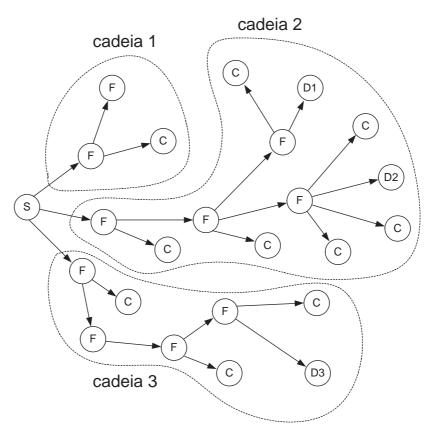


Figura 2.3: Diagrama ilustrando três cadeias de fissão. A letra S indica a fonte, F eventos de fissão, C nêutrons que são removidos do sistema (captura, absorção, fuga, etc.) e D1, D2 e D3 nêutrons que são detectados. As linhas pontilhadas delimitam cada uma das três cadeias de fissão.

Experimentalmente, é impossível identificar através de um simples processo de detecção, de qual cadeia de fissão um dado nêutron é proveniente. Todavia, através de técnicas de análise de ruído do reator, as quais serão apresentadas na seção 2.3, esta identificação torna-se possível. Nestas técnicas, comumente definimos dois tipos de eventos de detecção:

2.2 Cadeias de fissão

eventos correlacionados. Correspondem a processos de detecção de dois ou mais nêutrons provenientes de uma mesma cadeia de fissão, ou seja, nêutrons que possuam um ancestral comum. Desta forma, os eventos indicados como D1 e D2 na Fig. 2.3 são ditos correlacionados. Estas detecções estão correlacionadas no tempo devido à evolução da cadeia de fissão;

eventos não-correlacionados ou aleatórios. São processos de detecção de dois ou mais nêutrons provenientes de cadeias distintas de fissão, ou seja, todos os nêutrons detectados não possuem nenhum ancestral em comum. Estas detecções não possuem correlação temporal e a sequência destes eventos obedece a estatística de Poisson. Como exemplo, cita-se os eventos D1 e D3, bem como D2 e D3, mostrados na Fig. 2.3.

De um modo geral, cada cadeia de fissão é única, pois os processos que regem a propagação das cadeias são estatísticos. O primeiro processo estatístico está relacionado com o número de nêutrons emitidos em um evento de fissão. Como mencionado na seção 2.1, este número pode variar de 0 a 7, ou mais, dependendo da distribuição de probabilidade  $p(\nu_p)$  para um dado isótopo. O número exato de nêutrons produzidos por fissão varia de fissão para fissão, mesmo que os eventos de fissão ocorram sob condições idênticas. Consequentemente, mesmo cadeias de fissão que possuam o mesmo número de fissões com o mesmo número total de nêutrons, podem ter taxas de produção completamente diferentes ao longo do tempo.

Um outro fator que contribui com a aleatoriedade das cadeias de fissão, é o *lifetime* dos nêutrons. O *lifetime* dos nêutrons corresponde ao tempo médio transcorrido entre o surgimento e a remoção (absorção ou fuga) dos mesmos do sistema. Assim, o tempo entre o surgimento e a remoção varia mesmo para os nêutrons com as mesmas condições iniciais.

O último fator que contribui com o comportamento aleatório das cadeias de fissão é a probabilidade de que uma dada interação com o nêutron ocorra. Em qualquer

sistema multiplicativo, o nêutron pode interagir com o meio através de diferentes mecanismos de reações nucleares. Tais mecanismos incluem a fissão, absorções parasitas, espalhamentos elásticos e inelásticos, reações com partículas carregadas, dentre outras.

Devido à estes três fatores estatísticos, é impossível prever o exato comportamento de cada cadeia de fissão. Todavia, quando um grande número de cadeias são amostradas, o comportamento médio das mesmas pode ser descrito. As técnicas de análise de ruído são baseadas na descrição do comportamento médio de um grande número de cadeias de fissão.

## 2.3 Técnicas de análise de ruído do reator

Embora processos microscópicos de interação governem o comportamento de um reator nuclear, observações práticas são frequentemente realizadas em um nível macroscópico. Observa-se, de um ponto de vista macroscópico, que processos que ocorrem em níveis subcríticos são perturbados por fenômenos aleatórios, os quais tem origem na emissão de nêutrons por fontes pertencentes ao sistema. Tais nêutrons podem iniciar longas cadeias de fissão, mas que em algum instante irão se extinguir já que o sistema é subcrítico. Todavia, cada cadeia de fissão iniciada por nêutrons provenientes de fontes independentes, contribui com a população neutrônica do sistema, a qual está diretamente relacionada à potência de operação. Com um grande número de cadeias de fissão, cada uma iniciada com nêutrons emitidos independentemente, ocorrendo simultaneamente no reator, é evidente que, macroscopicamente, a população neutrônica pode crescer ou decrescer de maneira estocástica. Em grandes níveis de subcriticalidade, as cadeias de fissão são mais curtas, de modo que as flutuações tornam-se mais evidentes. Por outro lado, próximo à criticalidade ocorrem sobreposições de cadeias de fissão devido aos seus maiores comprimentos, minimizando as flutuações.

As principais motivações para a utilização de técnicas de análise de ruído em sistemas nucleares são:

- Capacidade de medir ou monitorar o comportamento dinâmico de um sistema nuclear com o mínimo de perturbação ou interferência no processo normal de operação;
- 2. Obter vantagens do processo natural de flutuação na população de nêutrons para se obter parâmetros importantes do sistema;
- Possibilidade de utilizar técnicas e equipamentos especiais para facilitar o experimento e tornar mais precisa a aquisição, processamento e análise de dados;

Deve-se ter em mente que as técnicas de análise de ruído não são uma panacéia para problemas na área de cinética de reatores. Tais técnicas suplementam os procedimentos clássicos como experimentos com fontes de nêutrons pulsadas, *prompt-jump*, etc.

As técnicas de análise de ruído do reator são aplicadas tanto no nível microscópico como no macroscópico. Nas técnicas de análise de ruído microscópico, técnicas estatísticas são aplicadas para se analisar a distribuição temporal de contagens em detector de nêutrons exposto ao fluxo de um reator. Os primeiros trabalhos teóricos nesta área foram realizados por Feynman, Fermi e de Hoffman[29] em Los Alamos por volta de 1947. Tais estudos originaram o atualmente conhecido Método Feynman- $\alpha$ . Experimentalmente, as técnicas de análise de ruído microscópico foram inicialmente desenvolvidas por Bruno Rossi e posteriormente por Orndoff[30] e aplicadas em sistemas rápidos. Os trabalhos de Rossi e Orndoff deram origem ao chamado Método Rossi- $\alpha$  de análise de ruído, muito utilizado atualmente. Além destas duas, várias outras técnicas microscópicas foram desenvolvidas [24]. Em geral, todas as técnicas de análise de ruído microscópico envolvem a descrição estatística da distribuição temporal das contagens registradas em um detector de nêutrons e o desvio em relação à estatística de Poisson. Em cada técnica, o tratamento matemático é influenciado pelo tipo de equipamento utilizado nas medidas e o fato de que o processo de detecção envolve a remoção de nêutrons do sistema.

A formulação teórica das técnicas de análise de ruído macroscópico foi in-

troduzida por Moore[31] e, a verificação experimental realizada por Cohn[32], aproximadamente 10 anos após o início dos trabalhos envolvendo técnicas microscópicas. A formulação de Langevin para descrição do ruído do reator introduzida por Moore é baseada nos conceitos de movimento Browniano, onde o ruído é considerado como uma resposta do sistema a uma função perturbadora. Esta função, no caso de sistemas nucleares, é o próprio processo estatístico de emissão de nêutrons. Em outras palavras, as técnicas de análise de ruído macroscópico entendem o ruído do reator como uma resposta do sistema frente a uma perturbação que representa a natureza estatística do processo de fissão. Assim, se as características dinâmicas do sistema são conhecidas, é possível relacionar as densidades espectrais destes ruídos com os parâmetros cinéticos do sistema.

O sucesso na aplicação de ambas as técnicas de análise de ruído do reator é extremamente dependente de uma correta descrição do comportamento dinâmico do mesmo, ou seja, os processos físicos envolvidos devem ser adequadamente representados por modelos matemáticos. Um exemplo desta adequação de modelos teóricos é apresentado neste trabalho, onde a introdução do efeito do refletor no Modelo Padrão de Cinética Pontual leva a termos adicionais nas equações envolvidas nas técnicas de análise de ruído microscópico Rossi- $\alpha$  e Feynman- $\alpha$ . Esta nova formulação para os Métodos Rossi- $\alpha$  e Feynman- $\alpha$  é baseada no Modelo de Duas-Regiões[23] e será discutida em detalhes no capítulo 3. Esta mesma adequação de modelo teórico foi anteriormente aplicada à técnicas de análise de ruído macroscópico por Diniz[33], onde novas equações para as densidades espectrais APSD( $Auto\ Power\ Spectral\ Density$ ) e CPSD( $Cross\ Power\ Spectral\ Density$ ) foram obtidas com base no Modelo de Duas-Regiões.

De maneira geral, as técnicas de análise de ruído do reator baseiam-se no fato de que as fissões em um reator nuclear não ocorrem de forma completamente aleatória, devido à correlação temporal entre nêutrons que possuem um ancestral comum, ou seja, nêutrons provenientes de uma mesma cadeia de fissão. Tais técnicas visam separar, através de uma análise probabilística, nêutrons correlacionados no tempo de nêutrons aleatórios ou não correlacionados.

Neste capítulo serão apresentadas os fundamentos teóricos e experimentais das duas técnicas de análise de ruído microscópico implementadas neste trabalho, a saber, o Método Rossi- $\alpha$  e o Método Feynman- $\alpha$ . O objetivo fundamental destas técnicas é determinar experimentalmente a constante de decaimento de nêutrons prontos  $\alpha[24, 25, 34]$ , definida como:

$$\alpha = \frac{\rho - \beta_{eff}}{\Lambda} \tag{2.3}$$

onde  $\rho$  é a reatividade,  $\beta_{eff}$  a fração efetiva de nêutrons atrasados e  $\Lambda$  o tempo de geração de nêutrons prontos. Através do conhecimento de  $\alpha$ , e por intermédio de análises subsequentes, é possível determinar experimentalmente alguns parâmetros cinéticos importantes como  $\beta_{eff}$ ,  $\Lambda$  e a razão  $\beta_{eff}/\Lambda$ , ou realizar medidas de reatividade subcrítica.

### 2.3.1 Método Rossi- $\alpha$

O  $m\acute{e}todo~Rossi-\alpha$  foi primeiramente sugerido por Bruno Rossi[24, 34, 25] e, posteriormente, um tratamento estatístico das cadeias de fissão foi desenvolvido de forma heurística por Feynman, de Hoffman e Serber[29]. Tal tratamento será apresentado nesta seção. Um desenvolvimento com um maior rigor matemático foi apresentado por Matthes[35], Borgwaldt[36], Babala[37], e Iijima[38]. O método Rossi- $\alpha$  foi desenvolvido originalmente para reatores rápidos onde o comprimento das cadeias de fissão no tempo é pequeno, pois o lifetime do nêutron neste sistema é extremamente curto. Atualmente, através de modificações no método Rossi- $\alpha$  utilizando novos conceitos em instrumentação nuclear, é possível aplicá-lo à reatores térmicos onde as interferências entre cadeias de fissão são consideráveis, e seus tempos de decaimento são longos devido ao lifetime do nêutron no sistema ser maior.

#### Derivação heurística da distribuição Rossi- $\alpha$

O objetivo fundamental do método Rossi- $\alpha$  é determinar experimentalmente a constante de decaimento de nêutrons prontos  $\alpha$ , através da medida da quantidade  $p(t_1, t_2)\Delta t_1\Delta t_2$ , a qual corresponde à probabilidade de se detectar um nêutron no intervalo  $\Delta t_2$  em torno de  $t_2$ , dado que um nêutron foi detectado anteriormente em  $\Delta t_1$  em torno de  $t_1 < t_2$ . Este método é propício para sistemas rápidos onde, devido ao pequeno *lifetime* dos nêutrons, a sobreposição entre cadeias de fissão distintas é menor. Assim, em média, as cadeias de fissão podem ser analisadas de forma isolada como ilustra a Figura 2.4.

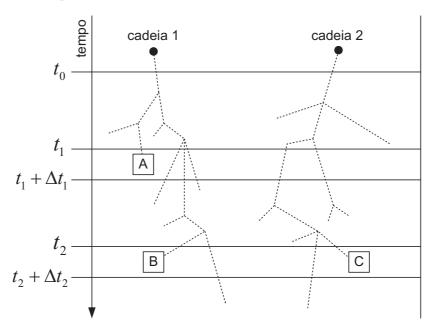


Figura 2.4: Exemplo de duas cadeias de fissão típicas iniciadas em  $t < t_o$ . As detecções dos nêutrons ocorrem nos intervalos de tempo  $\Delta_1$  e  $\Delta_2$ . Os eventos (A, B) são correlacionados, ou seja provenientes da mesma cadeia de fissão, enquanto os eventos (B, C) são aleatórios.

Com relação a Fig. 2.4, quando um primeiro nêutron proveniente de uma dada cadeia de fissão é detectado em um instante de tempo definido como  $t_0$ , há uma probabilidade de se detectar em um instante de tempo posterior,  $t > t_0$ , um segundo nêutron, o qual pode ser proveniente de uma outra cadeia de fissão (evento não correlacionado ou aleatório), ou da mesma cadeia que deu origem ao primeiro nêutron detectado (evento correlacionado ao primeiro).

A probabilidade de detectar um nêutron aleatório é dada por  $A\Delta t$ , onde

A é proporcional à taxa de contagem média no detector e,  $\Delta t$  corresponde ao intervalo de tempo de medida. Sendo que a população média de nêutrons prontos decai de maneira exponencial no tempo, a probabilidade de se detectar um nêutron correlacionado decresce de acordo com  $e^{-\alpha t}$ , onde  $\alpha$  é constante de decaimento de nêutrons prontos. Deste modo, a probabilidade total de se detectar um nêutron (aleatório ou correlacionado à cadeia de fissão) no intervalo de tempo  $\Delta t$  é:

$$p(t)\Delta t = A\Delta t + Be^{-\alpha t}\Delta t \tag{2.4}$$

onde os coeficientes A e B foram derivados de uma maneira heurística por Feynman, de Hoffman e Serber[29], e também por Orndoff[30] como mostrado a seguir.

A probabilidade de que uma fissão ocorra em um dado instante  $t_0$  no intervalo  $\Delta t_0$  ou na forma infinitesimal  $dt_0$  é dada por:

$$p(t_o)dt_o = Fdt_o (2.5)$$

onde F é a taxa média de fissão do sistema em consideração. Em seguida, a probabilidade de detectar um nêutron no instante  $t_1 > t_0$  no intervalo  $\Delta t_1$  devido à fissão ocorrida em  $t_0$  é:

$$p(t_1)\Delta t_1 = \epsilon \nu_p v \Sigma_f e^{-\alpha(t_1 - t_0)} \Delta t_1 \tag{2.6}$$

onde:  $\epsilon$  é a eficiência de detecção dada em contagens por fissão;  $\nu_p$  é o número de nêutrons prontos emitidos por fissão; v é a velocidade dos nêutrons térmicos; e  $\Sigma_f$  a seção de choque macroscópica de fissão, de modo que  $v\Sigma_f$  seja a taxa média de fissão para uma densidade de nêutrons unitária.

De maneira similar a anterior, a probabilidade de se detectar um segundo nêutron em um instante de tempo  $t_2 > t_1$  em  $\Delta t_2$  correlacionado à cadeia de fissão iniciada em  $t_0$  pode ser escrita como:

$$p(t_2)\Delta t_2 = \epsilon(\nu_p - 1)v\Sigma_f e^{-\alpha(t_2 - t_0)}\Delta t_2 \tag{2.7}$$

onde o fator  $(\nu_p-1)$  leva em conta o fato que o nêutron detectado em  $t_1$  foi removido da cadeia de fissão. As três probabilidades  $Fdt_0$ ,  $p(t_1)\Delta t_1$  e  $p(t_2)\Delta t_2$  são independentes, de modo que podem ser multiplicadas com a finalidade de se obter a probabilidade da ocorrência de uma fissão em  $t_0$  seguida de uma contagem em  $t_1$  no intervalo  $\Delta t_1$  e uma outra contagem em  $t_2$  em  $\Delta t_2$ , sendo ambas contagens correlacionadas à cadeia de fissão iniciada em  $t_0$ . A probabilidade total de que a sequência de eventos descrita ocorra, corresponde à integral do produto das três probabilidades independentes sobre todo o intervalo de tempo anterior à primeira contagem em  $t_1$  (de  $-\infty$  à  $t_1$ ), ou seja:

$$p_{C}(t_{1}, t_{2})\Delta t_{1}\Delta t_{2} = \int_{-\infty}^{t_{1}} p(t_{1})\Delta t_{1}p(t_{2})\Delta t_{2}Fdt_{o}$$

$$= \int_{-\infty}^{t_{1}} F\epsilon^{2}(v\Sigma_{f})^{2}\overline{\nu_{p}(\nu_{p}-1)}e^{-\alpha(t_{1}+t_{2}-2t_{0})}\Delta t_{1}\Delta t_{2}dt_{0}$$

$$= F\epsilon^{2}\overline{\nu_{p}(\nu_{p}-1)}\frac{(v\Sigma_{f})^{2}}{2\alpha}e^{-\alpha(t_{2}-t_{1})}\Delta t_{1}\Delta t_{2}$$
(2.8)

sendo  $\overline{\nu_p(\nu_p-1)}$  uma média sobre a distribuição de nêutrons prontos emitidos por fissão.

Utilizando a definição do fator de multiplicação desprezando os nêutrons atrasados,  $k_p$ :

$$k_p = \frac{\overline{\nu_p} \Sigma_f}{\Sigma_a} = \overline{\nu_p} \Sigma_f v l \tag{2.9}$$

e escrevendo  $\alpha$  como:

$$\alpha = \frac{\beta - \rho}{\Lambda} = \frac{1 - k(1 - \beta)}{l} = \frac{1 - k_p}{l} \tag{2.10}$$

podemos reescrever a Eq. (2.8) de uma forma mais adequada:

$$p_C(t_1, t_2) \Delta t_1 \Delta t_2 = F \epsilon^2 \frac{\overline{\nu_p(\nu_p - 1)}}{2\bar{\nu_p}^2} \frac{k_p^2}{(1 - k_p)l} e^{-\alpha(t_2 - t_1)} \Delta t_1 \Delta t_2$$
 (2.11)

Uma vez obtida a probabilidade de ocorrência de duas contagens correlacionadas  $p_C$ , calculemos então a probabilidade de ocorrer duas contagens aleatórias nos intervalos  $\Delta t_1$  e  $\Delta t_2$ , a qual pode ser escrita como:

$$p_R(t_1, t_2) \Delta t_1 \Delta t_2 = F^2 \epsilon^2 \Delta t_1 \Delta t_2 \tag{2.12}$$

assim, a probabilidade total de ocorrer duas contagens consecutivas nos intervalos de tempo  $\Delta t_1$  e  $\Delta t_2$  é a soma das probabilidades de ocorrência de eventos aleatórios e correlacionados à cadeia de fissão:

$$p_{T}(t_{1}, t_{2}) \Delta t_{1} \Delta t_{2} = F^{2} \epsilon^{2} \Delta t_{1} \Delta t_{2} + F \epsilon^{2} \frac{\overline{\nu_{p}(\nu_{p} - 1)} k_{p}^{2}}{2\overline{\nu_{p}^{2}(1 - k_{p})} l} e^{-\alpha(t_{2} - t_{1})} \Delta t_{1} \Delta t_{2}$$

$$= F \epsilon \Delta t_{1} \left[ F \epsilon \Delta t_{2} + \frac{\epsilon D_{\nu} k_{p}^{2}}{2(1 - k_{p}) l} e^{-\alpha(t_{2} - t_{1})} \Delta t_{2} \right]$$
(2.13)

onde  $F \epsilon \Delta t$  é a probabilidade de uma contagem qualquer ocorra em um intervalo de tempo  $\Delta t$ , e  $D_{\nu}$  é o fator de Diven[24].

Experimentalmente, é conveniente discriminar a eficiência  $\epsilon$  em:  $\epsilon_g$ , que corresponde à eficiência de um primeiro detector, denominado de "detector de trigger", responsável pela detecção do primeiro nêutron em  $t_1$  em torno de  $\Delta t_1$ ; e  $\epsilon_c$ , referente a um segundo detector, identificado como "detector de contagem", que é responsável pela coleta dos demais nêutron após  $t_1$ . A partir desta definições e, utilizando as Eqs. 2.9 e 2.10, obtemos a forma final para a distribuição Rossi- $\alpha$ :

$$p_{Rossi}(\tau)dt_gdt_c = \epsilon_g F dt_g \left(\epsilon_c F dt_c + \frac{\epsilon_c D}{2\alpha\Lambda^2} dt_c e^{-\alpha\tau}\right), \qquad \tau = t_c - t_g$$
 (2.14)

onde os índices 1 e 2 da Eq. 2.13, foram substituídos pelas identificações de trigger e contagem, q e c, respectivamente.

O primeiro termo entre parênteses na Eq. 2.14 representa um fundo constante na distribuição Rossi- $\alpha$  devido à eventos aleatórios, ou seja, não correlacionados à cadeia de fissão de cada evento precedente. Este termo é diretamente proporcional à taxa média de fissão do sistema, F, isto é, diretamente proporcional à potência em um reator crítico ou à intensidade da fonte em um sistema subcrítico. Por outro lado, o segundo termo desta mesma equação, o qual descreve a contribuição dos eventos correlacionados no tempo, independe da taxa de fissão. Logo, minimizando a taxa de fissão F do sistema, observa-se um aumento na razão das amplitudes do segundo pelo primeiro termo, denominada de razão sinal-ruído da distribuição Rossi- $\alpha$ . Para uma taxa de fissão fixa, o único modo de aumentar a razão sinal-ruído do experimento é aumentar o tempo de aquisição de dados. De uma forma simplista, podemos considerar que o tempo de aquisição deve ser proporcional ao lifetime dos nêutrons do sistema, o que impõe uma certa desvantagem aos reatores térmicos.

Estatísticamente, a distribuição Rossi- $\alpha$  pode ser entendida da seguinte forma. Se somente eventos não correlacionados (aleatórios) estão sendo detectados, como no caso de uma fonte radioativa, então a distribuição Rossi- $\alpha$  deve ser constante no tempo. Isto pode ser provado com base nas distribuições de intervalos de tempo entre pulsos,  $I_N(\tau)$ , que seguem a estatística de Poisson. O sub-índice N indica que estão sendo considerados os intervalos de tempo  $\tau$  entre um pulso e o seu N-ésimo vizinho. Por exemplo, para N=1, intervalos de tempo entre pulsos consecutivos são considerados e, para N=2, intervalos de tempo um dado pulso e o segundo subsequente são considerados. Sendo  $\lambda$  a taxa de contagem média no detector, a distribuição de intervalos, de acordo com a estatística de Poisson, pode ser escrita como[39]:

$$I_N(\tau) = \frac{(\lambda \tau)^{N-1} e^{-\lambda \tau}}{(N-1)!}$$
 (2.15)

a Fig. 2.5 ilustra tais distribuições para diferentes valores de N.

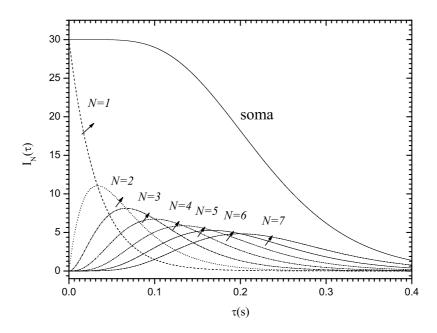


Figura 2.5: Distribuições de Poisson,  $I_N(\tau)$ , para diferentes valores de N e taxa de contagem média  $\lambda = 30cps$ . A linha sólida representa a soma das sete distribuições.

A distribuição Rossi- $\alpha$  corresponde à soma das distribuições de intervalos de tempo  $I_N(\tau)$  sobre todos os valores possíveis de N, ou seja:

$$\sum_{N=1}^{\infty} I_N(\tau) = \lambda \tag{2.16}$$

o que significa que contagens devido à nêutrons regidos pela estatística de Poisson contribuem com um fundo constante proporcional à  $\lambda^2$  na distribuição Rossi- $\alpha$ ,  $p_{Rossi}(\tau)$ . Se eventos correlacionados também estão presentes, como no caso de um sistema multiplicativo, além do fundo constante, surge um termo exponencial na distribuição Rossi- $\alpha$ . Isto deve-se ao fato de que as cadeias de fissão decaem exponencialmente no tempo de acordo com a lei  $e^{-\alpha\tau}$ . Este termo exponencial adicional, observado na Eq. 2.14 é uma medida do desvio da estatística de Poisson ocasionado pela não aleatoriedade do processo de fissão em cadeia.

#### Experimento Rossi- $\alpha$

Experimentalmente, a distribuição Rossi- $\alpha$  é obtida como descrito a seguir. São considerados dois canais de entrada: um canal de trigger com eficiência de detecção  $\epsilon_g$  e um canal de contagem com eficiência  $\epsilon_c$ . Estes dois canais podem ser compostos de dois detectores distintos (correlação cruzada), ou de um único detector (auto-correlação). Assim, um intervalo de tempo  $\Delta t$  dividido em canais com largura  $\delta t_c$  é aberto em um instante de tempo  $t_g$  por um pulso proveniente do canal de trigger. Os canais  $\delta t_c$ , onde são registradas contagens provenientes do canal de contagem, indicam o tempo transcorrido em relação ao pulso inicial do canal de trigger. Desde que o sistema de aquisição seja capaz de registrar os instantes de tempo de todos os eventos provenientes do canal de contagem, a distribuição Rossi- $\alpha$  é construída através da histogramação dos intervalos de tempo entre pares destes eventos. Na prática, a distribuição Rossi- $\alpha$  é construída de acordo com o esquema da Fig. 2.6.

A forma típica de uma distribuição Rossi- $\alpha$  é ilustrada na Fig. 2.7 [40]. Nesta figura estão indicadas duas janelas em tempo. A primeira janela, a qual está definida na região de intervalos de tempo pequenos  $(t \sim 1/\alpha)$ , registra contagens devido a eventos correlacionados e aleatórios, cuja amplitude é proporcional à A + B. A segunda janela, localizada em intervalos de tempo grandes  $(t \gg 1/\alpha)$ , registra apenas eventos aleatórios, os quais tem amplitudes proporcionais à A. A região na Fig. 2.7 denominada de predelay, identifica uma distorção na distribuição Rossi- $\alpha$  devido ao tempo morto dos detectores e dos módulos eletrônicos.

Como discutido na seção 2.3.1, a distribuição Rossi- $\alpha$  está diretamente relacionada a estatística de Poisson. Desta forma, assumindo que a distribuição Rossi- $\alpha$  obedece de forma aproximada a estatística de Poisson, o desvio padrão em  $p_{Rossi}(\tau)$  pode ser estimado como:

$$\sigma_{n_{Rossi}}(\tau) = \sqrt{p_{Rossi}(\tau)} \tag{2.17}$$

Na prática, a distribuição Rossi- $\alpha$  pode ser escrita em uma forma mais

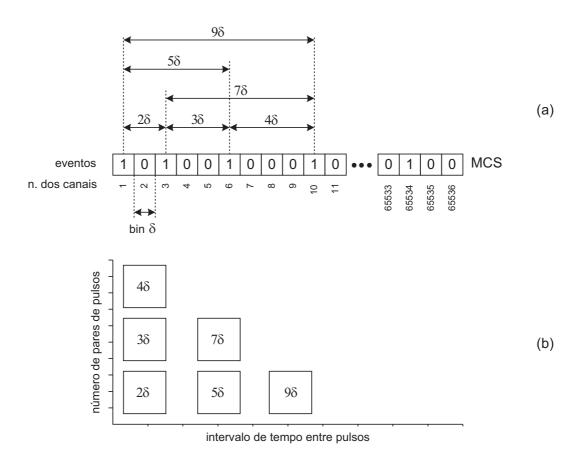


Figura 2.6: Construção da distribuição Rossi- $\alpha$  a partir de uma varredura do MCS (*Multichannel Scaler*). (a) Representação esquemática do vetor de memória do MCS com 65536 canais. Os canais preenchidos com 1, indicam a ocorrência de uma contagem, e os com 0 a ausência de contagens. As setas acima correspondem aos intervalos de tempo entre pulsos. (b) Esquema de histogramação dos intervalos de tempo medidos para construção da distribuição Rossi- $\alpha$ .

conveniente[41]:

$$p_{Rossi}(\tau) = A + Be^{-\alpha\tau} \tag{2.18}$$

onde o primeiro termo da eq. 2.18 é a amplitude dos eventos não-correlacionados, a qual pode ser escrita como:

$$A = N_g \epsilon_c \lambda \tag{2.19}$$

sendo  $N_g = \epsilon_g \lambda T$  o número de janelas de observação abertas durante um tempo T

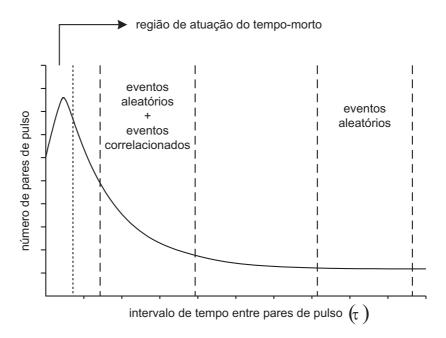


Figura 2.7: Distribuição Rossi-a típica[40].

de aquisição de dados. As constantes  $\epsilon_g$  e  $\epsilon_c$ , são as eficiências dos detectores que fornecem, respectivamente, os sinais de trigger e de contagem de pulsos dentro da janela de observação.

O segundo termo da eq. 2.18 corresponde à amplitude dos eventos correlacionados, e pode ser escrita como[41]:

$$B = N_g \epsilon_c \frac{D}{2\alpha \Lambda^2} \tag{2.20}$$

Juntamente com a constante de decaimento de nêutrons prontos,  $\alpha$ , as amplitudes A e B são consideradas parâmetros de ajuste das curvas  $p_{Rossi}(\tau)$  obtidas experimentalmente.

### **2.3.2** Método Feynman- $\alpha$

Um outro método de análise de ruído microscópico do reator relacionado ao método Rossi- $\alpha$ , é o chamado método Feynmann- $\alpha[24, 25]$ , o qual é baseado na medida da

razão entre a variância e a média do número de contagens adquiridas em um intervalo de tempo fixo. Nas discussões anteriores, foi mencionado que o método Rossi- $\alpha$  foi inicialmente aplicado a reatores rápidos onde o lifetime dos nêutrons é pequeno quando comparado aos reatores térmicos. Em outras palavras, em reatores rápidos a superposição entre diferentes cadeias de fissão é minimizada, de modo que a probabilidade de se detectar dois ou mais nêutrons de uma mesma cadeia é maior que nos reatores térmicos. Para se obter informações sobre sistemas onde o lifetime dos nêutrons é longo, como é caso dos reatores térmicos, o método Feynmann- $\alpha$  é mais adequado que o método Rossi- $\alpha$ [34].

#### Derivação da distribuição Feynman-a

Feynmann e de Hoffman[29] mostraram que o número de contagens c em um intervalo de tempo T, desvia de uma distribuição de Poisson devido à flutuações na população neutrônica causadas por componentes não aleatórias existentes no processo de fissão em cadeia. Esse desvio é medido pela quantidade Y a qual corresponde à razão entre a variância  $\sigma^2$  e o valor médio das contagens  $\bar{c}$ , ambas obtidas de várias amostragens em intervalos de tempo T. Matematicamente tem-se:

$$Y(T) = \frac{\text{variância}}{\text{média}} - 1 = \frac{\sigma^2}{\overline{c}} - 1 = \frac{\overline{c^2} - \overline{c}^2}{\overline{c}} - 1$$
 (2.21)

esta expressão pode ser generalizada para o caso onde existem dois detectores distintos k e l com eficiências  $\epsilon_k$  e  $\epsilon_l$ , respectivamente:

$$Y_{k,l}(T) = \frac{\overline{c_k c_l} - \overline{c_k} \overline{c_l}}{\sqrt{c_k c_l}} - \delta_{k,l}$$
 (2.22)

onde  $\delta_{k,l}$  é o delta de Kronecker. Para  $k \neq l$  o numerador do primeiro termo de Y é a covariância entre  $c_k$  e  $c_l$ .

A quantidade Y está relacionada à ditribuição Rossi- $\alpha$  através do número

de pares de pulsos contados no intervalo de tempo T como será mostrado a seguir. Sendo  $\bar{c}$  o número médio de contagens no intervalo T, o número de pares de pulsos esperados neste intervalo é dado por:

$$\frac{c!}{(c-2)!2!} = \frac{c(c-1)}{2} \tag{2.23}$$

pois o número de combinações dois a dois de um conjunto de c eventos é c!/[(c-2)!2!]. Assim, o valor médio ou o número esperado de pares de pulsos em um intervalo de tempo T é dado por:

$$\frac{\overline{c(c-1)}}{2} = \int_{t_2=0}^{T} \int_{t_1=0}^{t_2} p(t_1, t_2) dt_1 dt_2$$
 (2.24)

onde  $p(t_1, t_2)$  é a probabilidade de se detectar um par de nêutrons, sendo o primeiro detectado no intervalo  $dt_1$  e o segundo no intervalo  $dt_2$ . Em outras palavras,  $p(t_1, t_2)$  é a própria distribuição Rossi- $\alpha$ . Utilizando a forma diferencial da eq. 2.13 para  $p(t_1, t_2)$ , obtemos:

$$\frac{\overline{c(c-1)}}{2} = \int_{t_2=0}^{T} \int_{t_1=0}^{t_2} F \epsilon dt_1 \left[ F \epsilon dt_2 + \frac{\epsilon D_{\nu} k_p^2 e^{-\alpha(t_2-t_1)}}{2(1-k_p)l} dt_2 \right] 
= \frac{F^2 \epsilon^2 T^2}{2} + \frac{F \epsilon^2 D_{\nu} k_p^2 T}{2(1-k_p)^2} \left( 1 - \frac{1-e^{-\alpha T}}{\alpha T} \right)$$
(2.25)

Sendo:

$$\bar{c} = F\epsilon T \tag{2.26}$$

podemos manipular a eq. 2.25 da seguinte forma:

$$\frac{\overline{c(c-1)}}{2} = \frac{\overline{c^2}}{2} - \frac{\overline{c}}{2} = \frac{\overline{c}^2}{2} + \overline{c} \frac{\epsilon k_p^2 D_\nu}{(1-k_p)^2} \left(1 - \frac{1 - e^{\alpha T}}{\alpha T}\right)$$
(2.27)

a qual pode ser rescrita como:

$$\frac{\overline{c^2} - \overline{c}^2}{\overline{c}} = 1 + \frac{\epsilon k_p^2 D_\nu}{(1 - k_p)^2} \left( 1 - \frac{1 - e^{\alpha T}}{\alpha T} \right)$$

$$= 1 + \frac{\epsilon D_\nu}{\rho_p^2} \left( 1 - \frac{1 - e^{-\alpha T}}{\alpha T} \right) = 1 + Y(T) \tag{2.28}$$

onde:

$$Y(T) = \frac{\epsilon D_{\nu}}{\rho_p^2} \left( 1 - \frac{1 - e^{-\alpha T}}{\alpha T} \right) \tag{2.29}$$

sendo  $\rho_p$  a reatividade do sistema quando considerados apenas os nêutrons prontos<sup>1</sup>, definida como:

$$\rho_p = \frac{k_p - 1}{k_p} \tag{2.30}$$

Afim de se realizar uma interpretação estatística, a Eq. 2.28 pode ser colocada na seguinte forma:

$$\frac{\overline{c^2} - \overline{c}^2}{\overline{c}} - \frac{\overline{c}}{\overline{c}} = \frac{\overline{\sigma^2}}{\overline{c}} - \frac{\overline{\sigma_P^2}}{\overline{c}} = Y$$
 (2.31)

onde  $\overline{\sigma_P^2} = \overline{c}^2$  é a variância da distribuição de Poisson. Desta maneira, Y pode ser interpretado como a diferença entre as variâncias das contagens c, obtidas de um sistema onde os nêutrons estão correlacionados no tempo e de um sistema onde os nêutrons são emitidos aleatoriamente no tempo obdecendo a estatística de Poisson. Sendo Y nulo quando somente eventos aleatórios estão presentes, esta é uma medida das flutuações adicionais (além das aleatórias) que existem quando eventos correlacionados, ou seja, referentes à uma mesma cadeia de fissão, estão presentes.

 $<sup>^1\</sup>rho_p$ está relacionada com a reatividade,  $\rho,$  através de  $\rho_p=\frac{\rho-\beta}{1-\beta}\approx\rho-\beta.$ 

Escrevendo  $\rho_p \approx \rho - \beta = \alpha \Lambda$ , e considerando o caso onde existem dois detectores distintos, obtemos a forma final de y:

$$Y_{k,l}(T) = \frac{\sqrt{\epsilon_k \epsilon_l} D_{\nu}}{\alpha^2 \Lambda^2} \left( 1 - \frac{1 - e^{-\alpha T}}{\alpha T} \right) = A \left( 1 - \frac{1 - e^{-\alpha T}}{\alpha T} \right)$$
(2.32)

onde A é a amplitude da distribuição Feynman- $\alpha$ . Logo, determinando experimentalmente Y em função de T, através de um ajuste via mínimos quadrados utilizando a Eq. 2.32, é possível estimar o valor de  $\alpha$ .

### Experimento Feynman- $\alpha$

Em um experimento Feynman- $\alpha$  convencional, a obtenção da distribuição Y(T) é realizada calculando-se a razão entre a variância e a média de contagens acumuladas dentro de diferentes comprimentos de bins do MCS (Multichannel Scaler). Em outras palavras, ajusta-se inicialmente um bin mínimo de comprimento  $\delta$ , denominado de dwell-time, e realiza-se várias varreduras do MCS, obtendo assim  $Y(T=\delta)$ , o que corresponde ao primeiro ponto na distribuição Feynman- $\alpha$ . Na sequência aumenta-se o tamanho do bin, para  $2\delta$  por exemplo, e após várias varreduras do MCS calcula-se  $Y(T=2\delta)$ , ou seja, o segundo ponto na distribuição Feynman- $\alpha$ . Esse processo é repetido até que o produto  $\alpha T$  seja grande o suficiente para que a distribuição Feynman- $\alpha$  atinja o valor de saturação  $\epsilon D/(\alpha\Lambda)^2$  (ver Eq. 2.32). Como pode-se observar, este procedimento convencional é extremamente dispendioso em termos de aquisição de dados, pois para se obter um único ponto na distribuição Y(T) são necessárias inúmeras varreduras do MCS.

Atualmente, com a finalidade de minimizar o tempo de aquisição e processamento de dados, as distribuições Feynman- $\alpha$  são obtidas experimentalmente via a técnica de bunching proposta por Misawa et al.[42, 43]. Nesta técnica, contagens referentes a nêutrons para um dado intervalo de tempo fundamental  $\delta$  são acumulados na memória do MCS. A partir destes dados fundamentais, contagens para intervalos

de tempos maiores,  $2\delta$ ,  $3\delta$ , etc., são sintetizadas acumulando contagens de canais adjacentes do MCS. Este processamento é representado graficamente na Fig. 2.8. Para um dwell-time de  $\delta ms$ , contagens armazenadas em canais adjacentes do MCS podem ser acumuladas afim de se obter um novo conjunto de dados para um dwell-time de  $2\delta ms$ . Assim, em uma única varredura do MCS calcula-se  $Y(T=\delta)$ ,  $Y(T=2\delta)$ , etc., ou seja, uma única varredura do MCS possibilita construir a distribuição Feynman- $\alpha$  por completo, diferentemente do método convencional onde apenas um ponto da distribuição é obtido. Com um sistema de aquisição e processamento de dados em tempo real, por meio da técnica de bunching, a distribuição Feynman- $\alpha$  pode ser obtida continuamente e imediatamente após cada varredura do MCS.

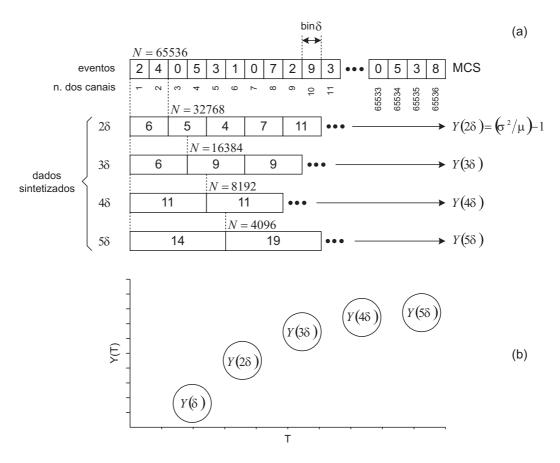


Figura 2.8: Construção da distribuição Feynman- $\alpha$  via a técnica de bunching [42, 43]. (a) Diagrama esquemático do vetor de memória com 65536 posições do MCS. O tamanho fundamental do bin do MCS, indicado por  $\delta$ , é denominado de dwell-time. Logo abaixo estão representados os vetores sintetizados acumulando, respectivamente, 2, 3, 4 e 5 canais adjacentes. (b) Construção da distribuição Feynman- $\alpha$  a partir dos dados sintetizados.

Na técnica de bunching, é evidente que a incerteza no valor de Y(T) aumenta para maiores valores de T, pois, como observado na Fig. 2.8, o número de amostragem N diminui. Desta forma, o desvio padrão em Y(T) pode ser obtido de forma aproximada assumindo que as flutuações na variância e na média seguem uma distribuição gaussiana, logo[41]:

$$\sigma_Y(T) = \frac{1 + Y(T)}{\sqrt{N}} \sqrt{\frac{1 + Y(T)}{\overline{c}} + 2}$$
(2.33)

Tem-se observado que perdas de contagens devido ao tempo morto do detector, da eletrônica associada e ao tempo de transição entre canais adjacentes do MCS, originam distorções consideráveis na parte não correlacionada da distribuição Feynman- $\alpha$ [44, 45, 46]. De fato, Y(T) pode tornar-se negativo devido ao efeito de tempo morto em altas taxas de contagens. Este efeito pode ser observado na Fig. 2.9. Assumindo um modelo não-paralizavel para o sistema de contagem como um todo (detector+eletrônica+aquisição), Yamane[47] propos a seguinte correção em Y(T):

$$Y_d(T) = Y(T) - 2Rd \tag{2.34}$$

onde a parte não correlacionada depende linearmente da taxa de contagem R e do tempo morto d.

Para fins práticos, a expressão final para a distribuição Feynman- $\alpha$  é escrita como:

$$Y(T) = A\left(1 - \frac{1 - e^{-\alpha T}}{\alpha T}\right) - B \tag{2.35}$$

onde A e B são constantes e, juntamente com  $\alpha$ , são considerados parâmetros de ajuste das curvas Y(T) obtidas experimentalmente.

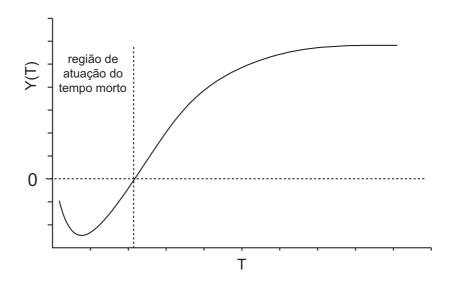


Figura 2.9: Distribuição Feynman- $\alpha$  típica. O início da curva apresenta valores negativos de Y(T) devido tempo morto do sistema de contagem.

## 3 Cinética Pontual para Duas Regiões

Os reatores refletidos constituem a classe de reatores mais importantes existentes atualmente. Nos últimos 50 anos vários experimentos realizados em reatores refletidos mostraram que o modelo padrão de Cinética Pontual[2], ou seja, o qual considera apenas uma região, não é capaz de descrever de modo satisfatório alguns resultados experimentais[23]. Em particular, anomalias como os múltiplos modos de decaimento observados em distribuições Rossi- $\alpha$  e em experimentos com fontes pulsadas (*Pulsed Neutron Source experiments*-PNS)[48, 49, 50, 51, 52], o comportamento não linear entre a constante de nêutrons prontos  $\alpha$  e a reatividade[52, 53, 54, 55, 56], e a discrepância em relação ao comportamento teórico na região de altas frequências de densidades espectrais[33], tem revelado significantes desvios de alguns sistemas refletidos em relação ao modelo padrão de Cinética Pontual de Uma-Região. Todavia, todas as anomalias citadas estão sendo explicadas segundo o modelo de Duas-Regiões[23].

Neste capítulo será realizada uma revisão do modelo de Avery-Cohn[57, 58], a fim de obtermos a equação inhour e suas raízes e, consequentemente, expressões matemáticas para as distribuições Rossi- $\alpha$  e Feynman- $\alpha$ , considerando os efeitos do refletor no sistema. Serão analisadas também a influência da posição do detector, o qual pode estar localizado no meio multiplicativo ou no refletor, sobre tais distribuições. Para fins de comparação, o apêndice B apresenta uma breve discussão sobre o modelo de Cinética Pontual.

### 3.1 Equações Cinéticas para Reatores Refletidos

O Modelo de Duas-Regiões é baseado na teoria de sistemas acoplados proposta por Avery[57, 58] e posteriormente adaptada a sistemas refletidos por Cohn[59, 60]. O formalismo apresentado neste trabalho é uma metodologia simplificada proposta por

Spriggs et al.[23]. Segundo o formalismo de Spriggs, o reator é representado por duas regiões, a saber, o núcleo e o refletor. Nêutrons existentes na região do núcleo podem ser absorvidos, induzir fissões ou escapar para o refletor. Por sua vez, nêutrons presentes na região do refletor podem ser absorvidos, retornar ao núcleo ou escapar do sistema como um todo. As duas regiões são então acopladas através de coeficientes que representam probabilidades de um nêutron desaparecer de uma dada região e surgir ou não na outra região. A partir destas considerações, Cohn e Spriggs, reduziram o modelo de Avery ao seguinte sistema de equações diferenciais acopladas:

$$\frac{dN_c}{dt} = \left[k_c(1 - \beta_{eff}) - 1\right] \left(\frac{N_c}{\tau_c}\right) + f_{rc}\left(\frac{N_r}{\tau_r}\right) + \sum \lambda_i c_i + S$$
 (3.1)

$$\frac{dN_r}{dt} = f_{cr} \left(\frac{N_c}{\tau_c}\right) - \left(\frac{N_r}{\tau_r}\right) \tag{3.2}$$

$$\frac{dc_i}{dt} = k_c \beta_{eff}^i \left(\frac{N_c}{\tau_c}\right) - \lambda_i c_i \tag{3.3}$$

onde:

 $N_c$  =número total de nêutrons ponderado no núcleo;

 $N_r$  =número total de nêutrons ponderado no refletor;

 $k_c$  =fator de multiplicação do núcleo;

 $\beta_{eff}$  =fração efetiva de nêutrons atrasados;

 $\tau_c$  =tempo de vida ponderado dos nêutrons no núcleo;

 $\tau_r$  =tempo de vida ponderado dos nêutrons no refletor;

 $f_{cr}=$ fração de nêutrons que passam do núcleo para o refletor;

 $f_{rc}=$ fração de nêutrons que passam do refletor para o núcleo;

 $c_i$  =concentração de precursores ponderada do *i*-ésimo grupo;

 $\beta_{eff}^{i}$  =fração de nêutrons atrasados do *i*-ésimo grupo;

 $\lambda_i$  =constante de decaimento do *i*-ésimo grupo de precursores;

S =fonte de nêutrons ponderada (intrínseca e externa);

Estas equações representam o balanço de nêutrons e precursores no núcleo e no refletor do sistema. As três equações estão acopladas através das frações de nêutrons  $f_{cr}$  e  $f_{rc}$ . Abaixo estão as interpretações de cada um dos termos destas equações:

- $N_c/\tau_c$ , taxa com que os nêutrons desaparecem do núcleo;
- $N_r/\tau_r$ , taxa com que os nêutrons desaparecem do refletor;
- $k_c(1-\beta_{eff})N_c/\tau_c$ , taxa de produção de nêutrons prontos no núcleo;
- $k_c \beta_{eff}^i N_c / \tau_c$ , taxa de produção de precursores do grupo-i no núcleo;
- $f_{cr}N_c/\tau_c$ , taxa com que os nêutrons passam do núcleo para o refletor;
- $f_{rc}N_r/\tau_r$ , taxa com que os nêutrons passam do refletor para o núcleo;
- $\bullet \ \sum \lambda_i c_i,$ taxa com que os nêutrons atrasados são produzidos no núcleo.

# 3.2 Derivação da Equação Inhour para um Sistema Refletido

A equação inhour segundo o Modelo de Duas-Regiões pode ser obtida através da metodologia padrão da Transformada de Laplace[2, 4] como será apresentado a seguir. Este procedimento é o mesmo utilizado no Modelo de Cinética Pontual padrão desenvolvido no apêndice B.

A transformada de Laplace de  $N_c(t)$  (Eq. 3.1), é dada por:

$$N_c(s) = \frac{\frac{\tau_c}{k_c} \left[ N_{co} + \frac{f_{rc} N_{ro}}{\tau_r s + 1} + \sum_i \frac{\lambda_i c_{io}}{s + \lambda_i} + \frac{S}{s} \right]}{s \left[ \frac{\tau_c}{k_c} + \frac{f \tau_r}{k_c (\tau_r s + 1)} \right] + \sum_i \frac{\beta_{eff}^i s}{s + \lambda_i} - \left( \frac{k_c + f + 1}{k_c} \right)}$$
(3.4)

onde  $N_{co}$  e  $c_{io}$  são, respectivamente, a densidade de nêutrons e a concentração de precursores do *i*-ésimo grupo em t = 0, onde ocorre um step de reatividade.

A quantidade f, dada pelo produto:

$$f = f_{cr} f_{rc} \tag{3.5}$$

é denominada de fração de retorno do refletor e aparece frequentemente no modelo de Cinética Pontual para duas regiões. Esta é interpretada fisicamente, como a fração de nêutrons provenientes do núcleo que passaram para o refletor e retornaram para o núcleo. As quantidades  $f_{cr}$ ,  $f_{rc}$  e consequentemente f, são menores que um.

A equação inhour para um sistema de duas regiões, é obtida identificando os pólos da equação 3.4, ou seja, valores da variável s denominados de  $\omega_k$  para os quais o denominador de  $N_c(s)$  se anula. Assim, tais valores de  $s = \omega_k$  correspondem às raízes da seguinte equação:

$$\frac{k_c + f - 1}{k_c} = \omega_k \frac{\tau_c}{k_c} + \omega_k \frac{f\tau_r}{k_c(\tau_r \omega_k + 1)} + \sum_i \frac{\beta_{eff}^i \omega_k}{\omega_k + \lambda_i}$$
(3.6)

A reatividade do sistema pode ser escrita como:

$$\rho = \frac{k_c + f - 1}{k_c} = \frac{\frac{k_c}{1 - f} - 1}{\frac{k_c}{1 - f}} = \frac{k_{eff} - 1}{k_{eff}}$$
(3.7)

onde foi utilizada a definição:

$$k_c = k_{eff}(1 - f) (3.8)$$

Definindo o tempo de geração de nêutrons prontos do núcleo como:

$$\Lambda_c = \frac{\tau_c}{k_c} \tag{3.9}$$

e o tempo de geração de nêutrons prontos do refletor como:

$$\Lambda_r = \frac{\tau_r}{k_c} \tag{3.10}$$

e substituindo o lado esquerdo da Eq. 3.6 pela reatividade dada por 3.7, obtemos a equação inhour para o sistema de duas regiões:

$$\rho = \omega_k \Lambda_c + \sum_i \frac{\beta_{eff}^i \omega_k}{\omega_k + \lambda_i} + \frac{\omega_k f \Lambda_r}{\tau_r \omega_k + 1}$$
(3.11)

Da Eq. 3.7, podemos escrever o fator de multiplicação efetivo como:

$$k_{eff} = \frac{1}{1 - \rho} \tag{3.12}$$

utilizando as Eqs. 3.8 e 3.10,  $\tau_r$  pode ser escrito como:

$$\tau_r = \Lambda_r \frac{(1-f)}{(1-\rho)} \tag{3.13}$$

de modo que, substituindo  $\tau_r$  em 3.11, fica explicita a dependência com a reatividade no lado direito da equação inhour:

$$\rho = \omega_k \Lambda_c + \sum_i \frac{\omega_k \beta_{eff}^i}{\omega_k + \lambda_i} + \frac{\omega_k f(1 - \rho)/(1 - f)}{\omega_k + (1 - \rho)/\Lambda_r (1 - f)}$$
(3.14)

Podemos definir matematicamente duas novas quantidades:

$$\beta^r = \frac{f(1-\rho)}{1-f} \tag{3.15}$$

е

$$\lambda^r = \frac{(1-\rho)}{\Lambda_r(1-f)} \tag{3.16}$$

com a finalidade de escrever a Eq. 3.14 da seguinte forma:

$$\rho = \omega_k \Lambda_c + \sum_i \frac{\omega_k \beta_{eff}^i}{\omega_k + \lambda_i} + \frac{\omega_k \beta^r}{\omega_k + \lambda^r} = \omega_k \Lambda_c + \sum_{i,r} \frac{\omega_k \beta_{eff}^i}{\omega_k + \lambda_i}$$
(3.17)

Assim, a equação inhour para o modelo de Cinética Pontual com duas regiões, apresenta a mesma forma matemática do modelo de uma região (ver Eq. B.42). Apenas o somatório que, além dos termos referentes aos grupos de nêutrons atrasados indicados compreendidos pelo índice i, possui um termo a mais referente à presença do refletor, o qual é identificado pelo índice r.

De acordo com a Eq. 3.17, nota-se que a medida que f, e consequentemente  $\beta^r$ , aproximam-se de zero, a equação inhour para um sistema refletido reduz-se à equação inhour de um reator nú, obtida do Modelo de Cinética Pontual padrão. Todavia, como mencionado, para f maior do que zero, um termo extra, associado ao efeito do refletor no sistema, surge na equação inhour. Fisicamente, f=0 significa que a probabilidade de um nêutron escapar e posteriormente retornar ao núcleo é nula, ou seja, não há refletor no sistema.

A equação inhour para um sistema refletido apresenta m+2 raízes reais  $\omega_k$ , sendo m o número de grupos de nêutrons atrasados. Em outras palavras, a transformada de Laplace de  $N_c$  possui m+2 pólos  $\omega_k$ . O índice k compreende m+1 raízes referente ao núcleo, as quais são obtidas do modelo padrão de Uma-Região, mais uma

raíz referente ao refletor, a qual identificaremos com o índice r. Assim, o índice k assume os seguintes valores: k=1,2,...,m+1,r. Assumindo 6 grupos de nêutrons atrasados, a equação inhour para um núcleo refletido possuirá então 8 raízes distintas. De modo similar a equação inhour para o modelo de Uma-Região, a Eq. 3.17 apresentará 6 regiões assintóticas nas proximidades dos valores negativos das constantes de decaimento  $\lambda_i$  de cada um dos grupos de nêutrons atrasados (ver Fig. B.5), e uma região assintótica adicional na região de  $-\lambda_r = -1/\tau_r$ . A Fig. 3.1 ilustra o comportamento qualitativo das raízes  $\omega_1$ ,  $\omega_7$  e  $\omega_8$  em função da reatividade.

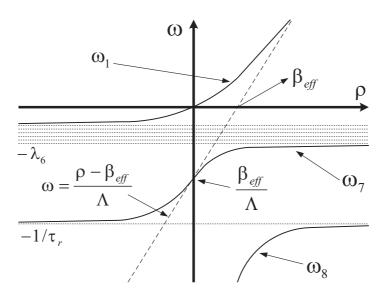


Figura 3.1: Gráfico qualitativo das raízes  $\omega_1$ ,  $\omega_7$  e  $\omega_8$  da equação inhour para um núcleo refletido em função da reatividade do sistema.

Como pode ser observado na Fig. 3.1, próximo à criticalidade a raíz  $\omega_7$  varia aproximadamente de forma linear com a reatividade segundo a equação:

$$\omega_7 = \frac{\rho - \beta_{eff}}{\Lambda} \tag{3.18}$$

todavia, para reatividades subcríticas o autovalor  $\omega_7$  é limitado pela assintótica  $-1/\tau_r$  e no estado crítico por  $\beta_{eff}/\Lambda$ . Deste modo, é evidente que  $\omega_7$  deve, eventualmente, perder o comportamento linear descrito pela Eq. 3.18. A região de subcriticalidade onde inicia-se esta discrepância, fornece-nos uma medida quantitativa do limiar onde o modelo de Cinética Pontual padrão de Uma-Região deixa de ser válido. A partir deste

ponto, o modelo de Duas-Regiões deve ser considerado. Experimentalmente, a medida de  $\omega_7$  em função da reatividade subcrítica, é uma forma de se validar o modelo de Duas-Regiões para o sistema estudado. Como será apresentado nas seções seguintes, a raíz  $\omega_7$  corresponde à constante de decaimentos de nêutrons prontos  $\alpha$ , a qual pode ser medida através das técnicas de análise de ruído microscópico Rossi- $\alpha$  e Feynman- $\alpha$ .

A equação inhour para um sistema refletido também pode ser obtida a partir dos pólos da transformada de Laplace da densidade de nêutrons no refletor,  $N_r(t)$ , a qual é dada por:

$$N_r(s) = \frac{\tau_r}{s\tau_r + 1} \left[ N_{ro} + f_{cr} \frac{N_c(s)}{\tau_c} \right]$$
 (3.19)

substituindo  $N_c(s)$  dado pela Eq. 3.4, obtemos:

$$N_{r}(s) = \frac{\tau_{r}}{s\tau_{r}+1} \times \frac{N_{ro}\left\{s\left[\frac{\tau_{r}}{k_{c}} + \frac{f\tau_{r}}{k_{c}(\tau_{r}s+1)}\right] + \sum_{i} \frac{\beta_{eff}^{i}s}{s+\lambda_{i}} - \left(\frac{k_{c}+f-1}{k_{c}}\right)\right\} + \frac{f_{cr}}{k_{c}}\left[N_{co} + \frac{f_{cr}N_{ro}}{\tau_{r}s+1} + \sum_{i} \frac{\lambda_{i}c_{io}}{s+\lambda_{i}} + \frac{S}{s}\right]}{s\left[\frac{\tau_{c}}{k_{c}} + \frac{f\tau_{r}}{k_{c}(\tau_{r}s+1)}\right] + \sum_{i} \frac{\beta_{eff}^{i}s}{s+\lambda_{i}} - \left(\frac{k_{c}+f-1}{k_{c}}\right)}$$

$$(3.20)$$

O denominador da Eq. 3.20 é idêntico ao da transformada de Laplace para o núcleo (Eq. 3.4). Assim, a equação inhour obtida da transformada de Laplace da densidade de nêutrons no refletor é igual à obtida através das equações para o núcleo, a qual é dada pela Eq. 3.11.

# 3.3 Constantes de Decaimento de Nêutrons Prontos

Para eventos que ocorrem em intervalos de tempo muito pequenos comparados com às vidas médias,  $1/\lambda_i$ , dos precursores de nêutrons atrasados, podemos desprezar o efeito dos mesmos no sistema. Esse é o caso das técnicas de análise de ruído microscópico Rossi- $\alpha$  e Feynman- $\alpha$ , onde o die-away time,  $\tau = 1/\alpha$ , é pequeno comparado às vidas médias dos precursores mais importantes[34, 25, 41].

Matematicamente, desprezar o efeito dos nêutrons atrasados no sistema equivale a considerar que para qualquer k seja válida a relação:

$$\frac{1}{\lambda_i} \gg \frac{1}{\omega_k} \tag{3.21}$$

assim, o segundo termo da Eq. 3.17 fica:

$$\sum_{i} \frac{\beta_{eff}^{i} \omega_{k}}{\omega_{k} + \lambda_{i}} \simeq \beta_{eff} \tag{3.22}$$

e a equação inhour assume a forma:

$$\rho = \omega_k \Lambda_c + \frac{\beta^r \omega_k}{\omega_k + \lambda^r} + \beta_{eff}$$
 (3.23)

Neste caso, a equação inhour para um sistema refletido possuirá apenas duas raízes,  $\omega_7$  e  $\omega_8$ . Explicitando a dependência de  $\Lambda_c$ ,  $\lambda^r$  e  $\beta^r$  em  $\rho$  através das Eqs. 3.9, 3.16 e 3.15, respectivamente, podemos resolver a Eq. 3.23 para tais raízes de modo a obter as seguintes soluções:

$$\omega_{7,8} = \frac{1}{2\tau_{c}\tau_{r}(1-\rho)} \left( \left[ (1-\rho)(\tau_{r}f + \tau_{c}) + \tau_{r}(\beta_{eff} - \rho)(1-f) \right] \pm \sqrt{\left[ (1-\rho)(\tau_{r}f + \tau_{c}) + \tau_{r}(\beta_{eff} - \rho)(1-f) \right]^{2} - 4\tau_{c}\tau_{r}(1-f)(1-\rho)(\beta_{eff} - \rho)} \right)$$

$$(3.24)$$

onde os sinais positivo e negativo correspondem, respectivamente, a  $\omega_7$  e  $\omega_8$ . Através desta equação fica evidente que a relação entre a reatividade e as raízes  $\omega_7$  e  $\omega_8$  não é linear. Assim, esta não linearidade, a qual foi reportada como uma anomalia não prevista pelo Modelo de Cinética Pontual padrão, pode ser facilmente descrita no contexto do modelo de Duas-Regiões.

Experimentalmente, mudanças relativas na reatividade subcrítica  $\rho$  na Eq. 3.24, foram estimadas por intermédio do Método de Multiplicação por Fonte de Nêutrons (Neutron Source Multiplication Method-NSMM)[61, 62]. De acordo com o NSMM, assume-se que a reatividade subcrítica  $\rho$  está relacionada à taxa de contagem C no detector de nêutrons através da constante de proporcionalidade  $\epsilon S$  como segue:

$$\rho = \frac{1}{1 - \frac{C}{\epsilon S}} \tag{3.25}$$

onde  $\epsilon$  é a eficiência do detector e S a intensidade da fonte. Mesmo quando o produto  $\epsilon S$  não é conhecido, monitorando a taxa de contagem C pode-se determinar o desvio do nível de subcriticalidade atual em relação à uma reatividade de referência. Na maioria dos casos, a razão  $C/\epsilon S$  é muito maior do que a unidade, assim, é comum realizar a aproximação:

$$\rho \simeq \frac{\epsilon S}{C} \tag{3.26}$$

Desta forma, por meio da medida do inverso da taxa de contagem 1/C no detector é possível monitorar de forma relativa a reatividade subcrítica do sistema.

No caso do Reator Nuclear IPEN/MB-01, os valores das constantes presentes na Eq. 3.24, estão dispostos na tabela 3.1. Tais quantidades foram medidas em experimentos de análise de ruído macroscópico realizados anteriormente[33]. Fazendo uso destes valores, determinamos como as raízes  $\omega_7$  e  $\omega_8$  variam com a reatividade subcrítica  $\rho$ . Estes resultados são mostrados no gráfico da figura 3.2.

Tabela 3.1: Parâmetros do Reator IPEN/MB-01.

Parâmetro	Valor
$ au_c$	$21.145 \mu s$
$ au_r$	1.415ms
f	0.0059
$\beta_{eff}$	$7.468 \times 10^{-3}$

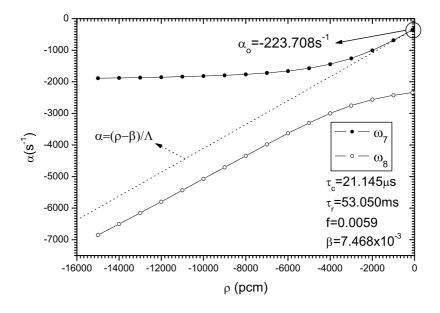


Figura 3.2: Variação das raízes  $\omega_7$  e  $\omega_8$  da equação inhour para um sistema refletido em função da reatividade subcrítica do Reator IPEN/MB-01.

# 3.4 Densidade de nêutrons no núcleo com fonte externa, $N_c(t)$

A fim de se determinar a densidade de nêutrons no núcleo  $N_c(t)$ , devemos calcular a transformada inversa de Laplace[4] da Eq. 3.4, a qual pode ser reescrita como:

$$N_c(s) = \frac{\Lambda_c \left( N_{co} + \sum_{i,r} \frac{\lambda_i c_{io}}{s + \lambda_i} + \frac{S}{s} \right)}{s\Lambda_c + \sum_{i,r} \frac{\beta_{eff}^i s}{s + \lambda_i} - \rho} = \frac{s\Lambda_c \left( N_{co} + \sum_{i,r} \frac{\lambda_i c_{io}}{s + \lambda_i} + \frac{S}{s} \right)}{s \left( s\Lambda_c + \sum_{i,r} \frac{\beta_{eff}^i s}{s + \lambda_i} - \rho \right)}$$
(3.27)

Multiplicando o denominador, identificado como D(s), pelo produtório  $\prod_{j=1,r}^6 (s + \lambda_j)$ , afim de obtermos uma forma polinomial, temos:

$$D(s) = \left(s^{2}\Lambda_{c} + \sum_{i,r} \frac{\beta_{eff}^{i}s^{2}}{s + \lambda_{i}} - \rho s\right) \prod_{j=1,r}^{6} (s + \lambda_{j})$$

$$= s^{2} \prod_{j=1,r}^{6} (s + \lambda_{j})\Lambda_{c} + s \sum_{i=1,r}^{6} \beta_{eff}^{i}s \left[\prod_{j\neq i,r}^{6}\right] - s \prod_{1,r}^{6} (s + \lambda_{j})\rho \qquad (3.28)$$

onde do primeiro termo do lado direito é possível identificar um polinômio de grau 9.

Da Eq. 3.28 é fácil ver que existe uma singularidade em s=0 quando a fonte externa S não é desprezada. Assim, além das 7 raízes convencionais mais a relacionada ao refletor, existe uma raíz (s=0) relacionada à presença da fonte externa, totalizando 9 raízes. Deve-se evidenciar que esta nona raíz não pertence à equação inhour, está relacionada única e diretamente à presença da fonte.

A derivada de D(s) pode ser escrita como:

$$D'(s) = \left[2s\Lambda_c + \sum_{i,r} \frac{2s\beta_{eff}^i}{s + \lambda_i} - \sum_{i,r} \frac{\beta_{eff}^i s^2}{(s + \lambda_i)^2} - \rho\right] \prod_{j=1,r}^6 (s + \lambda_j)$$

$$+ \left(s^2\Lambda_c + \sum_{i,r} \frac{\beta_{eff}^i s^2}{s + \lambda_i} - \rho s\right) (\text{derivada do produtório}) \quad (3.29)$$

Para  $s = \omega_k$ , o segundo termo do lado direito da Eq. 3.29 se anula, pois o termo entre parênteses é a própria equação inhour. Desta forma D'(s) reduz-se a:

$$D'(\omega_k) = \left[\omega_k \Lambda_c + \left(\omega_k \Lambda_c + \sum_{i,r} \frac{\beta_{eff}^i \omega_k}{\omega_k + \lambda_i}\right) + \sum_{i,r} \frac{\beta_{eff}^i \omega_k}{\omega_k + \lambda_i} - \sum_{i,r} \frac{\beta_{eff}^i \omega_k^2}{(\omega_k + \lambda_i)^2 - \rho}\right] \prod_{j=1,r}^6 (\omega_k + \lambda_j)$$
(3.30)

Observe que, de acordo com a definição da equação inhour, o segundo termo entre parentes é a própria reatividade do sistema. Todavia, é incorreto cancelar tal termo com a reatividade  $\rho$ , pois para  $\omega_k = 0$  a equação inhour não é válida, a menos no caso crítico onde  $\rho = 0$  e  $\omega_k = 0$ . Como está sendo considerado um sistema subcrítico com fonte externa, existe uma singularidade em  $\omega_k = 0$  que independe da equação inhour, e a solução para  $\rho = 0$  e  $\omega_k = 0$  não é levada em conta. Assim,  $D'(\omega_k)$  assume duas formas, uma para  $\omega_k = 0$  e outra para  $\omega_k \neq 0$ , as quais são dadas a seguir:

$$D'(\omega_k = 0) = -\rho \prod_{j=1,r}^{6} (\omega_k + \lambda_j)$$
 (3.31)

е

$$D'(\omega_k \neq 0) = \omega_k \left[ \Lambda_c + \sum_{i,r} \frac{\beta_{eff}^i \lambda_i}{(\omega_k + \lambda_i)^2} \right] \prod_{j=1,r}^6 (\omega_k + \lambda_j)$$
 (3.32)

A transformada inversa de Laplace de  $N_c(s)$  pode ser escrita como[4]:

$$N_{c}(t) = \sum_{k=1, r, \text{fonte}} \frac{P(\omega_{k})}{D'(\omega_{k})} e^{\omega_{k}t} = \sum_{k=1, r, \text{fonte}} N_{k}^{c} e^{\omega_{k}t} = \sum_{k=1, r} N_{k}^{c} (\omega_{k} \neq 0) e^{\omega_{k}t} + N_{k}^{c} (\omega_{k} = 0)$$
(3.33)

onde  $P(\omega_k)$  é o numerador da Eq. 3.27 multiplicado por  $\prod_{j=1,r}^6 (s+\lambda_j)$ . Deste modo, obtemos a equação para a densidade de nêutrons no núcleo para um sistema subcrítico com fonte externa:

$$N_c(t) = \sum_{k=1,r} \frac{\Lambda_c \left[ N_{co} + \frac{N_{co}}{\Lambda_c} \sum_{i,r} \frac{\beta_{eff}^i}{\omega_k + \lambda_i} + \frac{S}{\omega_k} \right]}{\Lambda_c + \sum_{i,r} \frac{\lambda_i \beta_{eff}^i}{(\omega_k + \lambda_i)^2}} e^{\omega_k t} - \frac{\Lambda_c S}{\rho}$$
(3.34)

Ao considerar a contribuição da fonte externa no sistema subcrítico, surge explicitamente um termo constante relacionado à raíz  $\omega_k = 0$  do polinômio de grau 9 dado pela Eq. 3.28. Como será tratado mais adiante, este termo está relacionado a nêutrons que não possuem um ancestral comum, ou seja, não pertencem à mesma cadeia de fissão.

# 3.5 Densidade de nêutrons no refletor com fonte externa, $N_r(t)$

A densidade de nêutrons no refletor é obtida a partir da solução da Eq. 3.2, a qual fornece o balanço de nêutrons no refletor. Esta equação pode ser resolvida diretamente multiplicando-se cada termo pelo fator integrante  $e^{\frac{1}{\tau_r}t}[63]$ . Assim:

$$N_r(t) = N_{ro}e^{-\frac{1}{\tau_r}t} + e^{-\frac{1}{\tau_r}t} \int_0^t \frac{f_{cr}}{\tau_c} N_c(t') e^{\frac{1}{\tau_r}t'} dt'$$
(3.35)

onde  $N_c(t)$  é dado pela Eq. 3.34.

Da Eq. 3.2 para o sistema estacionário  $(dN_r/dt = 0)$ , podemos escrever:

$$\frac{f_{cr}}{\tau_c} = \frac{N_{ro}}{N_{co}} \left(\frac{1}{\tau_r}\right) = \frac{N_{ro}}{N_{co}} \lambda_r \tag{3.36}$$

onde foi utilizada a relação obtida das eqs. 3.13 e 3.16:

$$\lambda_r = \frac{1}{\tau_r} \tag{3.37}$$

Substituindo 3.36 e 3.37 em 3.35, e resolvendo a integral, obtemos a expressão para a densidade de nêutrons no refletor:

$$N_r(t) = \left[ N_{ro} - \frac{N_{ro}}{N_{co}\lambda_r \sum_{k,r} \frac{N_k^c}{(\omega_k + \lambda_r)}} + \frac{N_{ro}}{N_{co}} \frac{\Lambda_c S}{\rho} \right] e^{-\lambda_r t} + \frac{N_{ro}}{N_{co}}\lambda_r \sum_{k,r} \frac{N_k^c}{(\omega_k + \lambda_r)} e^{\omega_k t} - \frac{N_{ro}}{N_{co}} \frac{\Lambda_c S}{\rho}$$

$$(3.38)$$

### 3.6 Densidade de precursores constante

Em um sistema subcrítico governado por uma fonte externa, após um intervalo de tempo suficiente para que os precursores de meias-vidas mais longas atinjam o equilíbrio, podemos considerar que as densidades de precursores,  $c_i$ , são constantes no tempo. No caso dos experimentos de análise de ruído do reator (Rossi- $\alpha$ , Feynman- $\alpha$ , Densidades Espectrais) esta condição é verdadeira.

### 3.6.1 Equação inhour

De acordo com a Eq. 3.3, sendo a densidade de precursores constante no tempo  $(dc_i/dt = 0)$  temos:

$$\lambda_i c_i = k_c \beta_{eff}^i \left( \frac{N_{co}}{\tau_c} \right) \tag{3.39}$$

de modo que o termo  $\sum_i \lambda_i c_i$ em 3.1 reduz-se à:

$$\sum_{i} \lambda_{i} c_{i} = \sum_{i} \lambda_{i} c_{io} = k_{c} \left( \frac{N_{co}}{\tau_{c}} \right) \sum_{i} \beta_{eff}^{i} = k_{c} \frac{N_{co}}{\tau_{c}} \beta_{eff}$$
 (3.40)

Utilizando 3.40 na Eq. 3.1, a transformada de Laplace de  $N_c(t)$  assume a forma:

$$N_c(s) = \frac{\frac{\tau_c}{k_c} \left[ N_{co} + N_{ro} \frac{f_{rc}}{s\tau_r + 1} + k_c \beta_{eff} \left( \frac{N_{co}}{\tau_c} \right) \frac{1}{s} + \frac{S}{s} \right]}{s \left[ \frac{\tau_c}{k_c} + \frac{sf\tau_r}{k_c(s\tau_r + 1)} \right] + \beta_{eff} - \rho}$$
(3.41)

Como realizado na seção 3.2, a equação inhour é obtida identificando os pólos da Eq. 3.41, ou seja:

$$\rho = s \left[ \frac{\tau_r}{k_c} + \frac{f \tau_r}{k_c (s \tau_r + 1)} \right] + \beta_{eff} = s \Lambda_c + \frac{s f \Lambda_r}{s \tau_r + 1} + \beta_{eff}$$
 (3.42)

onde foram utilizadas as eqs. 3.9 e 3.10 afim de explicitar  $\Lambda_c$  e  $\Lambda_r$ .

Substituindo  $\tau_r$  dado por 3.13 e identificando  $\beta_r$  e  $\lambda_r$  de acordo com 3.15 e 3.16, podemos reescrever a equação inhour como:

$$\rho = s\Lambda_c + \frac{\beta^r s}{s + \lambda^r} + \beta_{eff} \tag{3.43}$$

A equação obtida é igual à equação inhour dada por 3.17. Desta forma, conclui-se que, matematicamente, desprezar o efeito dos nêutrons atrasados é equivalente a considerar que a densidade de seus precursores não varia no tempo. Consequentemente, as raízes da equação inhour, dadas pela Eq. 3.24, permanecem válidas.

Fisicamente, o comportamento dinâmico microscópico do sistema, o qual é governado pelas raízes da equação inhour, é o mesmo para as duas considerações.

#### 3.6.2 Densidade de nêutrons no núcleo

A fim de se determinar a densidade de nêutrons no núcleo,  $N_c(t)$ , no caso onde a densidade de precursores é constante no tempo, calcula-se a transformada inversa de Laplace da Eq. 3.41 de acordo com o procedimento desenvolvido na seção 3.4.

Quando a densidade de precursores não varia no tempo, a equação inhour obtida apresenta apenas duas raízes, identificadas como  $\omega_7$  e  $\omega_8$ , e dadas pela Eq. 3.24. Consequentemente, a densidade de nêutrons no núcleo,  $N_c(t)$ , apresenta apenas dois modos de decaimento distintos. De acordo com a Eq. 3.33, o somatório em k reduz-se a apenas dois termos, ou seja:

$$N_c(t) = N_7^c(\omega_k \neq 0)e^{\omega_7 t} + N_8^c(\omega_k \neq 0)e^{\omega_8 t} + N_9^c(\omega_k = 0)$$
(3.44)

explicitando os coeficientes  $N_k^c$ :

$$N_c(t) = \sum_{k=1,2} \frac{N_{co} \frac{\rho}{\omega_k} + \Lambda_c \frac{S}{\omega_k}}{\Lambda_c + \frac{\beta^r \lambda^r}{(\omega_k + \lambda^r)^2}} e^{\omega_k t} - \frac{N_{co} \beta_{eff} + \Lambda_c S}{\rho - \beta_{eff}}$$
(3.45)

#### 3.6.3 Densidade de nêutrons no refletor

A densidade de nêutrons no refletor,  $N_r(t)$ , considerando a densidade de precursores,  $c_i$ , constante no tempo, é obtida integrando a Eq. 3.2 utilizando o método do fator integrante, da mesma forma que a descrita na seção 3.5. Assim,  $N_r(t)$  resulta em:

$$N_{r}(t) = \left[ N_{ro} - \frac{N_{ro}}{N_{co}} \quad \lambda^{r} \quad \sum_{k=7,8} \frac{N_{k}^{c}}{\omega_{k} + \lambda^{r}} + \frac{N_{ro}}{N_{co}} \left( \frac{N_{co}\beta_{eff} + \Lambda_{c}S}{\rho - \beta_{eff}} \right) \right] e^{-\lambda^{r}t}$$

$$+ \quad \frac{N_{ro}}{N_{co}} \lambda^{r} \sum_{k=7,8} \frac{N_{k}^{c}}{\omega_{k} + \lambda^{r}} e^{\omega_{k}t} - \frac{N_{ro}}{N_{co}} \left( \frac{N_{co}\beta_{eff} + \Lambda_{c}S}{\rho - \beta_{eff}} \right) (3.46)$$

onde  $N_k^c$  são os coeficientes que multiplicam a exponencial no somatório da Eq. 3.45 do núcleo. Quando desprezada a fonte externa (S=0), o termo entre colchetes na Eq. 3.46 se anula para qualquer valor de  $\rho$ . Desta forma, como será discutido nas seções seguintes, a exponencial adicional  $e^{-\lambda^r t}$  não pode ser observada experimentalmente.

## 3.7 Distribuição Rossi- $\alpha$ para um núcleo refletido

Expressões para distribuições Rossi- $\alpha$  adquiridas nas regiões do núcleo e do refletor podem ser obtidas com base no modelo de Duas-Regiões, por intermédio de duas considerações. Primeiramente, nos intervalos de tempo característicos do método Rossi- $\alpha$ assume-se que a densidade de precursores de nêutrons atrasados permanece constante, o que implica, matematicamente, em  $dc_i/dt = 0$  na Eq. 3.3. Como mencionado anteriormente, esta consideração é equivalente à desprezar o efeito dos nêutrons atrasados nas medidas Rossi- $\alpha$ , o que é perfeitamente aceitável pois  $1/\lambda_i \gg 1/\omega_k$ . A segunda consideração basea-se no fato de que as distribuições Rossi- $\alpha$  não são afetadas pela presença da fonte externa S. De fato, a fonte externa dá origem apenas a um fundo constante, o qual é adicionado à distribuição. Este fundo está diretamente relacionado a eventos não correlacionados no tempo, ou seja, nêutrons que não pertencem à mesma cadeia de fissão pois possuem ancestrais distintos. Desta maneira, é conveniente considerar S=0 na Eq. 3.1. Assumindo tais considerações, o sistema de equações diferenciais formado pelas Eqs. 3.1, 3.2 e 3.3 tem como soluções as Eqs. 3.45 e 3.46 com S=0. Assim, pode-se escrever as densidades de nêutrons normalizadas no núcleo e no refletor:

$$\frac{N_c(t)}{N_{co}} = \sum_{k=7,8} \frac{\frac{\rho}{\omega_k}}{\Lambda_c + \frac{\beta^r \lambda^r}{(\omega_k + \lambda^r)^2}} e^{\omega_k t} + N_{particular}^c = N_7^c e^{\omega_7 t} + N_8^c e^{\omega_8 t} + N_{particular}^c \quad (3.47)$$

е

$$\frac{N_r(t)}{N_{ro}} = \sum_{k=7,8} \frac{\lambda^r}{\omega_k + \lambda^r} \frac{\frac{\rho}{\omega_k}}{\Lambda_c + \frac{\beta^r \lambda^r}{(\omega_k + \lambda^r)^2}} e^{\omega_k t} + N_{particular}^r = N_7^r e^{\omega_7 t} + N_8^r e^{\omega_8 t} + N_{particular}^r$$
(3.48)

onde  $N_{co}$  e  $N_{ro}$  são, respectivamente, os números totais de nêutrons nas regiões do núcleo e do refletor em t=0. As quantidades  $N_c(t)/N_{co}$  e  $N_r(t)/N_{ro}$  estão diretamente relacionadas às distribuições Rossi- $\alpha$  adquiridas no núcleo e no refletor, respectivamente. Experimentalmente, as distribuições Rossi- $\alpha$  para um sistema refletido podem ser escritas como:

$$p_{Rossi}^{c,r}(\tau) = A(N_7^{c,r}e^{\omega_7\tau} + N_8^{c,r}e^{\omega_8\tau}) + BG$$
 (3.49)

onde os índices c e r referem-se à medidas realizadas no núcleo e no refletor, respectivamente. A variável  $\tau$  corresponde ao intervalo de tempo entre duas contagens de nêutrons no detector. A amplitude A é uma constante de proporcionalidade cuja dimensão é o inverso do tempo, que relaciona os números totais de nêutrons ponderados (Eqs. 3.47 e 3.48) à distribuição Rossi- $\alpha$  obtida experimentalmente. O termo BG está relacionado às soluções particulares presentes nas Eqs. 3.47 e 3.48. Experimentalmente, BG é diretamente proporcional à taxa de fissão (potência de operação no caso de um sistema crítico, ou intensidade da fonte externa S no caso de um sistema subcrítico), enquanto as amplitudes correlacionadas  $N_7^{c,r}$  e  $N_8^{c,r}$  são independentes da mesma. Logo, a razão sinal-ruído da distribuição Rossi- $\alpha$  pode ser aumentada diminuindo a taxa de fissão no sistema. As Figs. 3.3a e 3.3b ilustram distribuições Rossi- $\alpha$  calculadas no núcleo e no refletor, respectivamente, utilizando os parâmetros dispostos

na Tab. 3.1 para  $\rho = -1000 pcm$ .

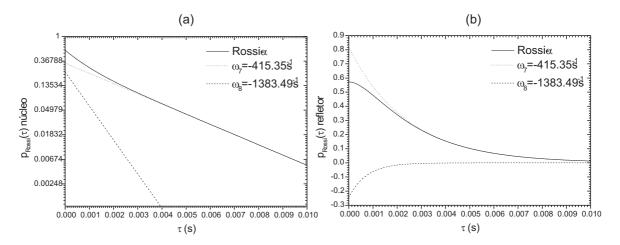


Figura 3.3: Previsão teórica da forma das distribuições Rossi- $\alpha$  adquiridas (a) no núcleo e (b) no refletor do Reator IPEN/MB-01 operando em um nível de subcriticalidade de -1000pcm.

Como observado na Eq. 3.49, o modelo de Duas-Regiões prevê que o decaimento de cadeias de fissão de nêutrons prontos é descrito por dois termos exponenciais. O primeiro modo de decaimento, governado por  $\omega_7$ , está associado com nêutrons prontos que se multiplicam na região do núcleo em uma escala de tempo correspondente ao tempo de geração de nêutrons prontos de um núcleo não-refletido,  $\Lambda_c$ . Por outro lado, o segundo modo de decaimento, governado por  $\omega_8$ , está associado à grupos de nêutrons prontos que escapam do núcleo para o refletor e posteriormente retornam ao núcleo onde induzem novas fissões dando continuidade à cadeia de fissão. Este processo ocorre em uma escala de tempo referente ao tempo de geração de nêutrons prontos do sistema como um todo,  $\Lambda$ . Assumindo que o lifetime dos nêutrons no refletor seja suficientemente pequeno, o que é válido na maioria dos sistemas refletidos, os diferentes tempos de geração podem ser relacionados através da seguinte expressão:

$$\Lambda = \Lambda_c + f\Lambda_r \tag{3.50}$$

A raíz  $\omega_7$  é medida em experimentos Rossi- $\alpha$  convencionais, e é designada como constante de decaimento de nêutrons prontos,  $\alpha$ . A raíz  $\omega_8$  está relacionada ao efeito do refletor no sistema e introduz um modo de decaimento adicional nas distri-

buições Rossi- $\alpha$ . Tem-se observado que em medidas da constante de decaimento de nêutrons prontos  $\alpha$  em reatores refletidos via o método Rossi- $\alpha$ , resultados erroneos são obtidos se apenas um modo de decaimento é considerado[48].

Finalmente, é conveniente examinar de forma qualitativa o comportamento das amplitudes  $N_7^c$ ,  $N_8^c$ ,  $N_7^r$  e  $N_8^r$  e das raízes  $\omega_7$  e  $\omega_8$  com a reatividade. No caso das raízes  $\omega_7$  e  $\omega_8$ , como já mencionado e ilustrado na Fig. 3.1, a medida que a reatividade diminui, a magnitude de  $\omega_8$  aumenta drasticamente enquanto  $\omega_7$  tende assintoticamente a  $-1/\tau_r$ . No que diz respeito às amplitudes das distribuições Rossi- $\alpha$  no núcleo, calculando  $N_7^c$  e  $N_8^c$  através de suas definições dadas pela Eq. 3.47, observase que  $N_8^c$  torna-se predominante em níveis de grande subcriticalidade. A Fig. 3.4(a) ilustra o comportamento destas amplitudes. Todavia, de acordo com a Eq. 3.24, a magnitude de  $\omega_8$  aumenta a medida que a reatividade fica mais negativa. Desta forma, o segundo termo exponencial na Eq. 3.47 decai muito rapidamente, de modo que este modo de decaimento adicional não deve ser facilmente observado em distribuições Rossi- $\alpha$  adquiridas no núcleo.

Em medidas realizadas no refletor, as amplitudes da distribuição Rossi- $\alpha$  comportam-se de maneira diferente. De acordo com a Fig. 3.1, pode-se observar que a magnitude de  $\omega_8$  é sempre maior que  $\lambda^r = 1/\tau_r$ . Assim, devido ao termo  $\lambda_r/(\omega_8 + \lambda_r)$  na Eq. 3.48, a amplitude  $N_8^r$  torna-se negativa, como pode ser observado na Fig. 3.4(b). Por outro lado,  $N_7^r$  é sempre positivo. Esta diferença de sinal entre as duas amplitudes, favorece a identificação de dois modos de decaimento em distribuições Rossi- $\alpha$  adquiridas no refletor. Em resumo, espera-se que um segundo modo de decaimento possa ser experimentalmente identificado em medidas realizadas no refletor e em grandes níveis de subcriticalidade. Em geral, medidas realizadas na região do refletor levam à uma série de conveniências experimentais. Em particular, o arranjo experimental é mais flexível em termos de tamanho, geometria e sensibilidades de detectores. Além disso, a perturbação no fluxo de nêutrons no núcleo é minimizada quando detectores são posicionados no refletor.

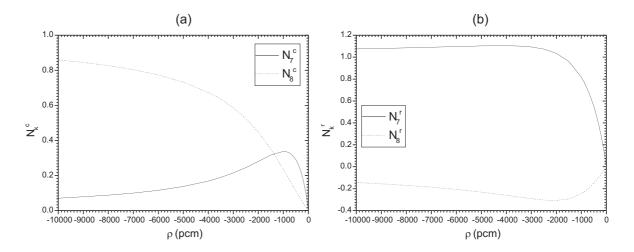


Figura 3.4: Previsão teórica do comportamento das amplitudes  $N_7^c$ ,  $N_8^c$ ,  $N_7^r$  e  $N_8^r$  de distribuições Rossi- $\alpha$  adquiridas no interior do núcleo e no refletor do Reator IPEN/MB-01.

# 3.8 Distribuição Feynman- $\alpha$ para um núcleo refletido

Como descrito na seção 2.3.2, o método Feynman- $\alpha$  é baseado na medida da razão da variância pela média do número de contagens c coletada em um intervalo de tempo fixo T.

A distribuição Feynman- $\alpha$  para o modelo de Duas-Regiões pode ser derivada substituindo  $p_{Rossi}$  na Eq. 2.24 pela distribuição Rossi- $\alpha$  dada pela Eq. 3.49. Resolvendo a integral 2.24, tem-se:

$$\frac{\overline{c(c-1)}}{2} = -AF\epsilon T \left[ \frac{N_7^{rc}}{\omega_7} \left( 1 + \frac{1 - e^{\omega_7 T}}{\omega_7 T} \right) + \frac{N_8^{rc}}{\omega_8} \left( 1 + \frac{1 - e^{\omega_8 T}}{\omega_8 T} \right) \right] + \frac{(F\epsilon T)^2}{2} \quad (3.51)$$

Sendo o produto  $F \in T$  igual ao número médio de contagens  $\overline{c}$  no intervalo de tempo T, podemos rearranjar a Eq. 3.51 de modo a obtermos:

$$Y(T) = \frac{\overline{c^2} - \overline{c}^2}{\overline{c}} - 1 = -2A \left[ \frac{N_7^{rc}}{\omega_7} \left( 1 + \frac{1 - e^{\omega_7 T}}{\omega_7 T} \right) + \frac{N_8^{rc}}{\omega_8} \left( 1 + \frac{1 - e^{\omega_8 T}}{\omega_8 T} \right) \right]$$
(3.52)

onde Y(T) é a distribuição Feynman- $\alpha$  para um núcleo refletido. A Fig. 3.5 mostra o comportamento previsto para as distribuições Feynman- $\alpha$  adquiridas nas regiões do núcleo e do refletor do reator IPEN/MB-01.

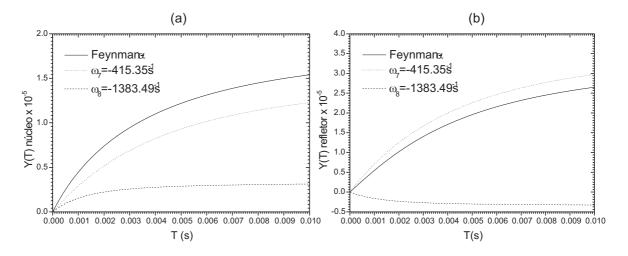


Figura 3.5: Previsão teórica da forma das distribuições Feynman- $\alpha$  adquiridas (a) no núcleo e (b) no refletor do Reator IPEN/MB-01 operando em um nível de subcriticalidade de -1000pcm.

Em contraste com o modelo de Uma-Região, as distribuições Feynman- $\alpha$  para um núcleo refletido apresentam dois termos exponenciais. O primeiro termo exponencial, o qual é governado pelo autovalor  $\omega_7$ , é a própria distribuição Feynman- $\alpha$  para um reator não refletido, sendo  $\omega_7$  a familiar constante de decaimento de nêutrons prontos  $\alpha$ . O segundo termo exponencial, governado por  $\omega_8$ , é um termo adicional referente ao efeito do refletor no sistema. Cada um dos termos exponenciais estão relacionados aos mesmos eventos físicos referentes aos dois modos de decaimento das distribuições Rossi- $\alpha$ .

Através das Eqs. 3.24, 3.47 e 3.48, é possível estudar quantitativamente o comportamento experimental das raízes  $\omega_7$  e  $\omega_8$  e das amplitudes  $N_7^{r,c}/\omega_7$  e  $N_8^{r,c}/\omega_8$  em função da reatividade do sistema. Da mesma forma que realizada para as distribuições Rossi- $\alpha$ , será descrita neste parágrafo uma análise qualitativa destas quantidades. Como já mencionado, a medida que a reatividade torna-se mais negativa, a magnitude de  $\omega_8$  aumenta drasticamente, enquanto  $\omega_7$  tende assintoticamente à  $-\lambda_r = -1/\tau_r$ . Calculando as amplitudes correlacionadas para o núcleo, observa-se que  $N_7^c/\omega_7$  é dominante para reatividades próximas a condição de criticalidade, como

pode ser comprovado na Fig. 3.6(a). De fato, somente em grandes níveis de subcriticalidade  $N_7^c/\omega_7$  torna-se ligeiramente menor que  $N_8^c/\omega_8$ . Todavia, esta pequena diferença não é suficiente para permitir uma identificação experimental do termo correlacionado governado por  $\omega_8$ .

Em ditribuições Feynman- $\alpha$  adquiridas na região do refletor, o comportamento das amplitudes é completamente oposto ao observado no núcleo. Primeiramente, de acordo com a Eq. 3.48, a raíz  $\omega_8$  é sempre maior, em magnitude, que  $\omega_7$ , e devido ao termo  $\lambda_r/(\omega_8+\lambda_r)$ ,  $N_8^r/\omega_8$  torna-se negativo. Esta diferença de sinal entre as amplitudes tem a mesma origem da observada nas distribuições Rossi- $\alpha$  adquiridas no refletor. De acordo com a Fig. 3.6(b), próximo à condição de criticalidade, as Eq. 3.47 e 3.48 indicam que existe uma competição entre as duas componentes correlacionadas das distribuições Feynman- $\alpha$  adquiridas no refletor. Por outro lado, a magnitude de  $N_8^r/\omega_8$ decresce com a reatividade e aproxima-se de zero em níveis de grande subcriticalidade. Desta forma, espera-se que, em medidas de distribuições Feynman- $\alpha$  na região do refletor e em níveis próximos à criticalidade, seja possível identidicar duas componentes correlacionadas. Entretanto, experimentalmente, devido à taxas de contagens relativamente altas experimentadas em níveis próximos à condição de criticalidade, perdas de contagens devido ao efeito do tempo morto distorcem consideravelmente os primeiros canais das distribuições Feynman- $\alpha$ , levando à valores negativos de Y(T). Assim, não é possível separar o termo com a amplitude negativa  $N_8^r/\omega_8$  do efeito de tempo morto. Em resumo, o termo com a amplitude  $N_7^c/\omega_7$  é sempre dominante em relação a  $N_8^r/\omega_8$ , de modo que apenas uma componente correlacionada possa ser identificada em distribuições Feynman- $\alpha$  adquiridas nas regiões do núcleo e do refletor.

# 3.9 Metodologias para determinação dos parâmetros cinéticos $\beta_{eff}/\Lambda$ , $\beta_{eff}$ e $\Lambda$

Nas seções seguintes serão apresentadas as metododologias baseadas no Modelo de Duas-Regiões para a determinação dos parâmetros  $\beta_{eff}/\Lambda$ ,  $\beta_{eff}$  e  $\Lambda$  utilizadas neste

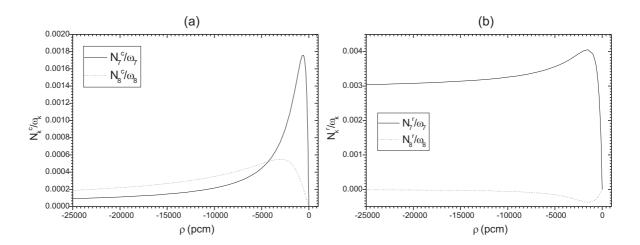


Figura 3.6: Previsão teórica do comportamento das amplitudes  $N_7^c$ ,  $N_8^c$ ,  $N_7^r$  e  $N_8^r$  de distribuições Feynman- $\alpha$  adquiridas no interior do núcleo e no refletor do Reator IPEN/MB-01.

trabalho.

# 3.9.1 Determinação da razão $\beta_{eff}/\Lambda$

A razão  $\beta_{eff}/\Lambda$  pode ser estimada de duas formas distintas. Primeiramente, a determinação de  $\beta_{eff}/\Lambda$  pode ser efetuada através de curvas Rossi- $\alpha$  e Feynman- $\alpha$  adquiridas em níveis subcríticos próximos à criticalidade. Mais precisamente, são adquiridas três ou mais distribuições Rossi- $\alpha$  e Feynman- $\alpha$  em diferentes níveis de subcriticalidade próximos ao estado crítico. Os dados experimentais são então ajustados utilizando a Eq. 2.18, no caso das distribuições Rossi- $\alpha$ , e a Eq. 2.32, no caso das distribuições Feynman- $\alpha$ . A partir destes ajustes, os valores da constante de decaimento de nêutrons prontos  $\alpha$  é determinado para cada nível de subcriticalidade. A reatividade é monitorada por intermédio do NSMM, e o nível de subcriticalidade é dado, de forma relativa, pelo inverso da taxa de contagem (1/C) no detector utilizado na medida das distribuições (é considerada a aproximação  $C/\epsilon S >> 1$  na Eq. 3.25). Isto possibilita a construção de uma curva de  $\alpha$  versus o inverso da taxa de contagem no detector. Como as distribuições foram adquiridas em estados próximos à criticalidade, é válida a aproximação dada pela Eq. 3.18, onde  $\alpha$  varia linearmente com a reatividade subcrítica. Desta forma, através de um ajuste linear da curva de  $\alpha$  versus reatividade e de uma

extrapolação para o estado crítico ( $\rho = 1/C = 0$ ), obtém-se  $\alpha_0$ , que é a constante de decaimento de nêutrons prontos no estado crítico, dada por:

$$\alpha_0 = \alpha(\rho = 0) = \frac{\beta_{eff}}{\Lambda} \tag{3.53}$$

assim, a razão  $\beta_{eff}/\Lambda$  fica determinada.

Uma segunda forma de se obter  $\beta_{eff}/\Lambda$  é através da medida de distribuições Rossi- $\alpha$  e Feynman- $\alpha$  em grandes níveis de subcriticalidade. Nestas situações, a curva de  $\alpha$  em função de 1/C apresenta um comportamento não linear descrito pela Eq. 3.24. Desta maneira, a partir da determinação dos parâmetros  $\beta_{eff}$ ,  $\tau_c$ ,  $\tau_r$  e f, a qual será discutida na seção seguinte,  $\beta_{eff}/\Lambda$  pode ser estimado considerando  $\rho = 1/C = 0$  na Eq. 3.24, ou seja:

$$\alpha_0 = \frac{\beta_{eff}}{\Lambda} = \frac{1}{2\tau_c \tau_r} \left( \left[ (\tau_r f + \tau_c) + \tau_r \beta_{eff} (1 - f) \right] \pm \sqrt{\left[ (\tau_r f + \tau_c) + \tau_r \beta_{eff} (1 - f) \right]^2 - 4\tau_c \tau_r (1 - f) \beta_{eff}} \right)$$

$$(3.54)$$

### 3.9.2 Determinação de $\beta_{eff}$

A metodologia para determinação de  $\beta_{eff}$  é baseada no Modelo de Duas-Regiões. Esta metodologia foi desenvolvida no Reator IPEN/MB-01 e, diferentemente de qualquer outro método existente atualmente (fonte de  $^{152}$ Cf, Bennet modificado, número de Nelson, etc.)[7, 22], possibilita um medida absoluta da fração efetiva de nêutrons atrasados. A metodologia proposta baseia-se no comportamento não linear entre a constante de decaimento de nêutrons prontos,  $\alpha$ , e a reatividade subcrítica,  $\rho$ . Esta não-linearidade é descrita, segundo o Modelo de Duas-Regiões, através da Eq. 3.24. Construindo uma curva de  $\alpha$  versus  $\rho$  e ajustando-a com a Eq. 3.24 através de algoritmos de mínimos

quadrados, é possível determinar os parâmetros  $\beta_{eff}$ ,  $\tau_c$ ,  $\tau_r$  e f. A curva de  $\alpha$  em função de  $\rho$  é obtida da mesma forma que a descrita na seção 3.9.1, entretanto, para que o ajuste da Eq. 3.24 seja viável, é necessário que os dados sejam adquiridos em um grande intervalo de subcriticalidade, de modo que o comportamento não linear seja observado.

#### 3.9.3 Determinação de $\Lambda$

O tempo de geração de nêutrons prontos  $\Lambda$ , pode ser obtido de duas formas independentes. A primeira, é através das medidas da razão  $\beta_{eff}/\Lambda$  e  $\beta_{eff}$  separadamente. A razão  $\beta_{eff}/\Lambda$  é obtida como descrito na seção 3.9.1, enquanto  $\beta_{eff}$  é determinado de acordo com a metodologia apresentada na seção 3.9.2. Assim,  $\Lambda$  é determinado diretamente dividindo  $\beta_{eff}$  por  $\alpha_0$ :

$$\Lambda = \beta_{eff}/\alpha_0 \tag{3.55}$$

onde  $\alpha_0$  é dado pela Eq. 3.53.

A segunda forma para se determinar  $\Lambda$  é fundamentada no Modelo de Duas-Regiões. Como mencionado na seção 3.9.2, é possível obter experimentalmente e de forma absoluta, os parâmetros  $\beta_{eff}$ ,  $\tau_c$ ,  $\tau_r$  e f. Assumindo que o tempo de vida dos nêutrons no refletor seja suficientemente pequeno, o que é válido na maioria dos sistemas refletidos, os parâmetros  $\tau_c$ ,  $\tau_r$  e f, estão diretamente relacionados com  $\Lambda$ , segundo o Modelo de Duas-Regiões, através da Eq. 3.50, onde  $\Lambda_c = \tau_c/k_c$  e  $\Lambda_r = \tau_r/k_c$ . Assim, a partir dos parâmetros obtidos de acordo com a seção 3.9.2,  $\Lambda$  é obtido como segue:

$$\Lambda = \frac{1}{1 - f} (\tau_c + f \tau_r) \tag{3.56}$$

As duas formas para se determinar  $\Lambda$  são completamente independentes, o

60

que nos propicia um teste de consistência na medida dos parâmetros  $\alpha_0,\,\beta_{eff}$  e  $\Lambda.$ 

# 4 Arranjos experimentais

# 4.1 Reator IPEN/MB-01. Configurações de núcleo

O Reator IPEN/MB-01 é um reator de potência zero especialmente projetado para medidas de uma ampla variedade de parâmetros da área de Física de Reatores, os quais são utilizados como padrões experimentais internacionais (benchmarks) para validação de metodologias de cálculos. O Reator IPEN/MB-01 atingiu sua primeira criticalidade no dia 9 de novembro de 1988, e desde então tem sido utilizado para pesquisas em Física de Reatores, treinamento de operadores, e como laboratório didático. A Fig. 4.1 mostra uma foto do núcleo do reator IPEN/MB-01. O núcleo padrão do reator consiste em um arranjo de 28x26 varetas das quais 680 são varetas combustíveis. As posições remanescentes são destinadas a tubos guia para a movimentação do sistemas de controle e segurança. As varetas combustíveis possuem encamisamento de aço inoxidável (tipo 304), sendo cada uma preenchida com 52 pastilhas de UO $_2$ enriquecidas a 4.3% em massa de  $^{235}\mathrm{U.}$  O pitch do arranjo é de 15mm,o qual é próximo ao valor ótimo (máximo valor de  $k_{eff}$ ). Estas características favorecem a região térmica do espectro de energia de nêutrons. Durante a operação do reator, o núcleo permanecem imerso em um tanque com água leve desmineralizada. A reatividade é controlada por um sistema de 2 barras de controle e 2 de segurança. Tanto as barras de controle quanto as de segurança são compostas de 12 varetas cada, contendo, no caso das varetas de controle uma liga de Ag-In-Cd e, no caso das de segurança um pó compactado de B<sub>4</sub>C. A potência máxima de operação da instalação é limitada a 100W. Uma descrição detalhada do Reator IPEN/MB-01 é encontrada no apêndice C e nas Refs. [64] e [65].

O núcleo do Reator IPEN/MB-01 é bastante flexível, de modo que diferentes configurações podem ser facilmente obtidas dependendo do tipo de experimento a ser realizado. Para o caso das medidas Rossi- $\alpha$  e Feynman- $\alpha$ , duas configurações diferentes



Figura 4.1: Foto do núcleo do Reator IPEN/MB-01 carregado com o arranjo padrão de 28x26 varetas combustíveis.

foram implementadas. A Fig 4.2 ilustra a seção transversal do núcleo para as duas configurações e os respectivos posicionamentos dos detectores.

A configuração de núcleo ilustrada na Fig. 4.2a foi carregada afim de se realizar medidas Rossi- $\alpha$  e Feynman- $\alpha$  em níveis subcríticos próximos da criticalidade. Tais medidas visam a obtenção da razão  $\beta_{eff}/\Lambda$ . Nesta configuração, um mini detector de nêutrons BF<sub>3</sub> com 10mm de diâmetro, 150mm de altura e sensibilidade de 2.1cps/nv, o qual pode ser observado na foto da Fig. 4.3, foi posicionado no centro da região ativa do núcleo. Este detector pode ser inserido através das faces leste e oeste do núcleo do reator por intermédio de suportes de acrílico mostrados na foto da Fig. 4.4. Sabe-se que em um sistema subcrítico a amplitude do fluxo é determinada pela intensidade da fonte externa. Logo, com a finalidade de se reduzir a taxa de contagem no detector em níveis próximos do estado crítico, a fonte de partida do reator (Am-Be, 1Ci) foi removida, e o sistema passou a ser governado pela fonte intrínseca. O posicionamento da fonte de partida é indicada na Fig. 4.5, a qual mostra um corte

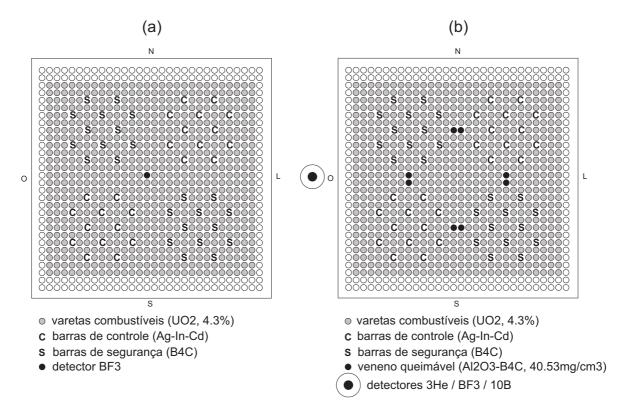


Figura 4.2: Configurações de núcleos do Reator IPEN/MB-01. (a)Detector BF<sub>3</sub> posicionado no centro da região ativa. (b)Oito varetas de veneno queimável na região ativa e três diferentes detectores localizados no refletor.

longitudinal do núcleo e do tanque moderador.

A configuração mostrada na Fig. 4.2b foi implementada de modo a se realizar medidas de ruído microscópico em um grande intervalo de subcriticalidade (de, aproximadamente, -500pcm à -25000pcm). Tais níveis de subcriticalidade foram atingidos através da inserção de oito varetas de veneno queimável, as quais reduzem o excesso de reatividade do núcleo à aproximadamente zero. Mais precisamente, esta configuração apresenta um excesso de reatividade de 6.5pcm[66]. As varetas de veneno queimável são geometricamente idênticas às varetas combustíveis, todavia, cada vareta é preenchida com 52 pastilhas de Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-B<sub>4</sub>C com 40.53 miligramas de boro por centímetro cúbico. Através desta configuração, quando todas as barras de controle e segurança estão completamente inseridas no núcleo, o nível de subcriticalidade é de aproximadamente -25000pcm. Dentro deste grande intervalo de subcriticalidade, o fluxo de nêutrons varia significativamente, e como consequência direta, a taxa de conta-

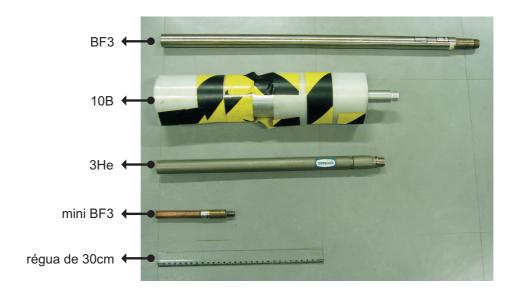


Figura 4.3: Foto dos detectores utilizados nos experimentos Rossi- $\alpha$  e Feynman- $\alpha$  no Reator IPEN/MB-01. Os três primeiros detectores (de cima para baixo) foram utilizados em medidas no refletor, enquanto o último foi fixado nos suportes de acrílico da Fig. 4.4 e posicionado no centro do núcleo.

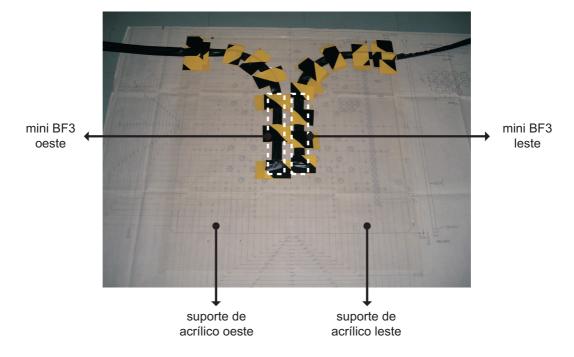


Figura 4.4: Foto dos suportes de acrílico utilizados para fixar o mini detector BF<sub>3</sub> de modo à posicioná-lo no centro do núcleo do reator. Tais suportes podem ser inseridos via as faces leste ou oeste do núcleo.

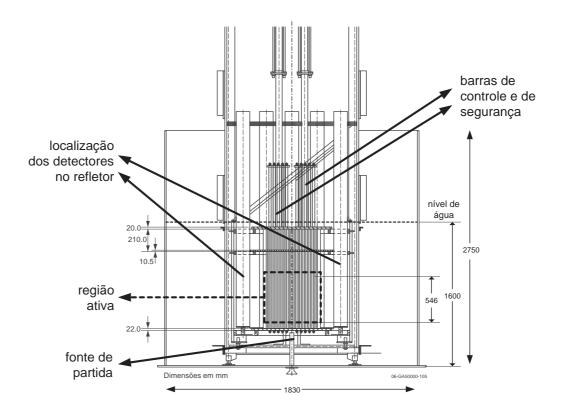


Figura 4.5: Vista lateral do núcleo e do tanque moderador do reator IPEN/MB-01.

gem nos detectores também varia. Desta forma, as distribuições Rossi- $\alpha$  e Feynman- $\alpha$  foram adquiridas com dois detectores de sensibilidades diferentes posicionados na região do refletor (ver Fig. 4.2b). De modo a minimizar a incerteza no valor de  $\alpha$  e reduzir o tempo de medida, foi utilizado um detector <sup>3</sup>He com sensibilidade de 54.3cps/nv, diâmetro de 2.6cm e altura de 42cm, para a acquisição de dados nos níveis de maior subcriticalidade. Para medidas mais próximas ao estado crítico, onde o fluxo de nêutrons é maior, o detector de <sup>3</sup>He foi substituído por um detector <sup>10</sup>B com menor sensibilidade (12.9cps/nv) e dimensões de 10cmx33cm, afim de se evitar altas taxas de contagens e, consequentemente, perdas devido ao tempo morto. Além das diferentes sensibilidades, para se elevar a taxa de contagem nos detectores à níveis satisfatórios, todas as medidas foram realizadas com a fonte de partida inserida na base do núcleo.

# 4.2 Processamento de sinais e aquisição de dados

De acordo com a Fig. 4.6 os sinais produzidos por tais detectores passam primeiramente por pré-amplificadores (modelo 142A da ORTEC, ganho de 45mV/MeV e tempo de formatação - shapping time - de  $\sim 4\mu s$ ) colocados próximos aos detectores afim de minimizar os ruídos. Tais pré-amplificadores fornecem sinais rápidos de tempo (tempo de subida  $\sim 5ns$  e descida de  $\sim 45ms$ ) sobre uma impedância de  $50\Omega$ . Os sinais de tempo possuem um banda larga de frequências (> 200MHz) de modo que tornam-se sensíveis a "impedâncias parasitas" (por exemplo: impedância característica dos cabos). Para minimizar estas distorções, todo seu processamento é realizado sobre  $50\Omega$ . Os sinais de tempo são formatados e amplificados por amplificadores rápidos (modelo 2024 da Canberra com tempo de formatação de  $\sim 0.25 \mu s$  e ganho variável de 10-1000X). As saídas dos amplificadores emitem sinais entre 0 e 10V sobre  $50\Omega$  com tempo de subida  $\sim 250ns$ , os quais são inseridos nos módulos monocanais específicos para espectroscopia em tempo (Single Channel Analizer-SCA da ORTEC modelo 551). O SCA fornece dois tipos de pulsos simultaneamente, um pulso rápido negativo (padrão NIM) com largura de  $\sim 25ns$ , e um pulso lógico positivo com largura de  $\sim 100ns$ . O pulso lógico positivo é utilizado como o sinal de trigger da aquisição de dados, enquanto o pulso negativo como o sinal de contagem. Estes quatro pulso lógicos proveniente dos dois SCA são inseridos em uma unidade lógica Fan IN/OUT (modelo 4004 da ORTEC), com o qual é possível realizar diversas operações lógicas com os sinais, como AND, OR, inversão, etc. Assim, o módulo Fan IN/OUT nos permite adquirir os dados de três modos distintos. No primeiro modo, denominado de auto-correlação, apenas um detector é utilizado, de modo que os sinais de trigger e contagem são provenientes do mesmo detector. O segundo modo é denominado de correlação cruzada, e o Fan IN/OUT opera no modo "OR", os sinais de trigger e contagem são provenientes de detectores diferentes. No terceiro modo, chamado soma, é realizada a soma lógica dos dois sinais de triquer e dos dois sinais de contagem, resultando em apenas um sinal de triqqer e um de contagem. O efeito desta soma é aumentar a sensibilidade de detecção, pois os dois detectores operam como se fosse um único com volume ativo dobrado.

Após a etapa de formatação dos sinais descrita acima, os pulsos dos ramos de

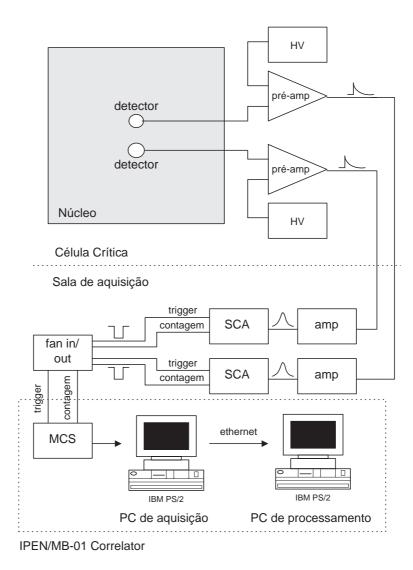


Figura 4.6: Diagrama de blocos da eletrônica rápida utilizada para medida da constante de decaimento de nêutrons prontos,  $\alpha$ , via os Métodos Rossi- $\alpha$  e Feynmann- $\alpha$ .

trigger e de contagem são adquiridos por um contador multicanal (multichannel scaler). O processo de aquisição e tratamento dos dados será descrito na seção seguinte.

# 4.3 Sistema de aquisição de dados

Após a etapa de formatação dos sinais descrita na seção anterior, os pulsos são adquiridos por um contador multicanal (*multichannel scaler*). De um modo geral, um contador multicanal (*multichannel scaler*-MCS)[67, 39] conta o número de eventos que

ocorrem durante o intervalo de tempo t à  $t+\delta t$  como função do tempo. O tempo t é quantizado em canais, também denominados de bins, através da relação  $t=i\delta t$ , onde i é um número inteiro que corresponde ao número do canal. O intervalo  $\delta t$  é conhecido como dwell time, e corresponde à largura em tempo de um canal. A largura do canal pode ser ajustada a partir de alguns ns até horas, e o número total de canais varia de 4 à 65536. O MCS inicia a aquisição de dados contando o número de eventos ocorridos no intervalo de tempo correspondente ao seu primeiro canal. Tais sinais analógicos são convertidos por um ADC para uma palavra binária e armazenada na sua memória interna. Após decorrido o intervalo de tempo  $\delta t$  ajustado previamente, o MCS avança para o próximo canal da memória e inicia a contagem dos eventos. Os dados armazenados na memória do MCS correspondem então à taxa de contagem versus o tempo.

Mais especificamente, o sistema de aquisição de dados para medidas de tempo do Reator IPEN/MB-01 é baseado em uma placa MCS (10cm X 18cm) com barramento PCI modelo MCS-pci fabricado pela ORTEC. Esta placa de aquisição permite realizar uma interface entre os módulos NIM, utilizados para o processamento de sinais, e um PC, onde os dados serão adquiridos e analisados. As principais características do sistema de aquisição de dados para medidas de tempo são: (i) memória tipo dual-port, a qual permite acesso rápido aos dados adquiridos para finalidades de análise e visualização, sem que o processo de aquisição seja interrompido; (ii) largura dos canais ajustáveis entre 100ns e 1300s; (iii) número de canais ajustável entre 4 e 65536; (iv) frequência máxima de operação 150MHz; (v) aceita sinais de entrada com largura mínima de 3ns. Com tais características, o sistema de medida de tempo do Reator IPEN/MB-01 é capaz de medir intervalos de tempo de até 100ns, a qual é suficiente para as medidas realizadas neste trabalho.

O controle da aquisição de dados é realizada através de instrumentos virtuais (Virtual Instruments-VI's), desenvolvidos em linguagem G (Graphical programming language) utilizando o software LabVIEW 5.1 (Laboratory Virtual Instrument Engineering Workbench) da National Instruments sob uma plataforma Windows XP. Para tal finalidade, são utilizados softwares de interface denominados de connections baseados

na tecnologia ActiveX da Microsoft (evolução da tecnologia OLE, Object Linking and Embedding), os quais propiciam três componentes de controle, a saber: list(LST), droplist(DRP) e connection(CON). Através de tais controles é possível realizar operações fundamentais como obter os endereços e sub-endereços, abrir e fechar conexões, e executar certas operações disponibilizadas por diferentes instrumentos simultaneamente (analisadores multicanal - MCA, contadores multicanal - MCS, buffers de memória, etc.). A conexão com um determinado instrumento pode ainda ser realizada remotamente, o que possibilita controlar a partir de um único PC, instrumentos localizados em diferentes pontos da rede. Os VI's utilizam os controles ActiveX (LST), (DRP) e (CON), para interagirem com um determinado instrumento através da leitura e escrita de "propriedades", executar um "método", e/ou notificar um determinado "evento". Em uma linguagem de programação convencional, uma "propriedade" é equivalente à uma variável, um "método" corresponde à uma função ou subrotina, e um "evento" à uma interrupção no programa.

Como mencionado anteriormente, a memória tipo dual-port da placa MCS-pci, permite-nos acessar os dados armazenados para fins de processamento e visua-lização, sem que a aquisição seja interrompida. Desta forma, é possível desenvolver VI's específicos para um dado tipo de aquisição que, simultaneamente, controlem a aquisição dos dados propriamente dita (leitura/escrita de propriedades, execução de métodos e/ou notificação de eventos) e realizem um processamento "em linha" dos mesmos.

Para que o processamento dos dados possa ser efetuado, é necessário converter os dados obtidos do instrumento via os controles *ActiveX*, os quais estão em um formato denominado de *Variant*, para o formato G (*Graphical data*) suportado pelo LabVIEW. A partir deste ponto, disponibilizamos de diversas rotinas numéricas, tanto em linguagem G (LabVIEW) quanto em C/C++ para analisar os dados durante o processo de aquisição.

De acordo com Fig. 4.6, o processamento de dados é realizado em um segundo PC (PC de processamento), para o qual os dados são transferidos via co-

municação ethernet utilizando o protocolo TCP/IP padrão (taxa de transferência de 100Mb/s). A necessidade de se utilizar um PC independente para o processamento de dados vem do fato de que este nunca interrompe o processo de aquisição de dados, realizado no PC de aquisição, minimizando assim o tempo morto do sistema de aquisição como um todo. O conjunto formado pelo contador multicanal (MCS), o PC de aquisição e o PC de processamento, é denominado de IPEN/MB-01 Correlator. A Fig. 4.7 mostra uma foto do sistema completo de aquisição, processamento e análise de dados dos experimentos Rossi- $\alpha$  e Feynman- $\alpha$  do Reator IPEN/MB-01.

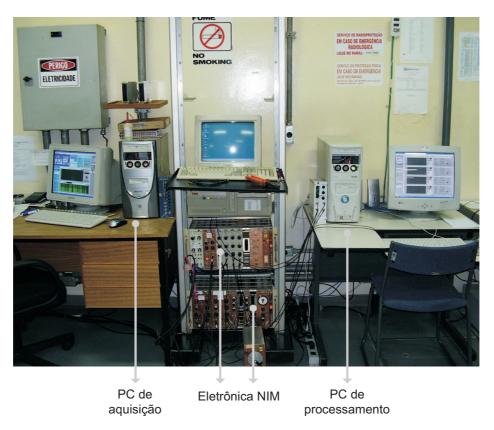


Figura 4.7: Foto do sistema de aquisição, processamento e análise de dados dos experimentos Rossi- $\alpha$  e Feynman- $\alpha$  do Reator IPEN/MB-01.

Os algorítimos de processamento e análise dos dados referentes aos métodos Rossi- $\alpha$  e Feynmann- $\alpha$  foram implementados em linguagem C/C++ para uma plataforma Windows XP, e são executados no PC de processamento. Como os dados adquiridos para os métodos Rossi- $\alpha$  e Feynmann- $\alpha$  são os mesmos, é possível realizar os dois experimentos simultaneamente, mudando apenas o modo como os dados são processados e analisados. A Fig. 4.8 ilustra os componentes de software que controlam

#### o IPEN/MB-01 Correlator.

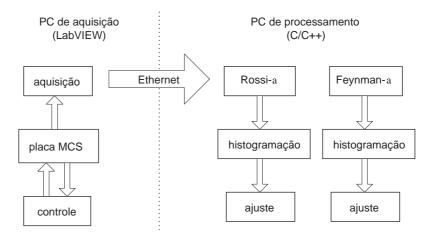


Figura 4.8: Componentes do software que controlam o IPEN/MB-01 Correlator.

A Fig. 4.9 mostra o painel frontal do VI IPEN/MB-01 Correlator. Através deste VI podemos controlar e monitorar em linha, todos os parâmetros envolvidos na detecção dos pulsos referentes à nêutrons que atingiram o detector, como por exemplo, número de canais e tamanho do bin do MCS, comprimento da janela de observação, taxa de contagem, empilhamento de pulsos, etc. Este VI também permite uma análise em linha dos dados experimentais referentes às distribuições Rossi- $\alpha$  e Feynmann- $\alpha$ .

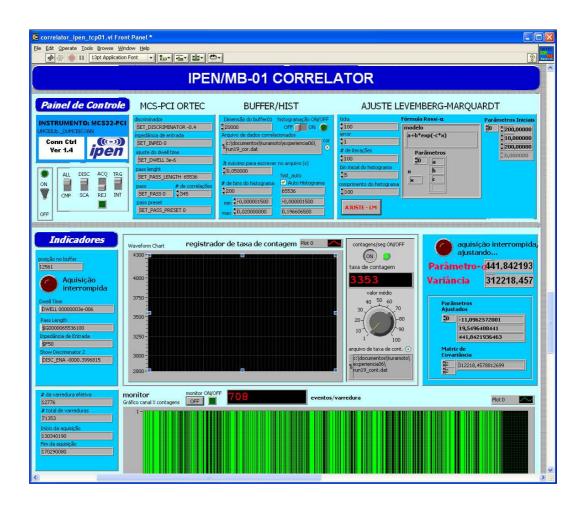


Figura 4.9: Painel Frontal do instrumento virtual que controla a parte de aquisição de dados do *IPEN/MB-01 Correlator*.

# 5 Resultados

Como mencionado no capítulo 4, distribuições Rossi- $\alpha$  e Feynman- $\alpha$  foram adquiridas em duas configurações de núcleo diferentes. Primeiramente, um pequeno detector foi posicionado no centro da região ativa do núcleo do reator IPEN/MB-01. Esta configuração, ilustrada na Fig. 4.2a, teve como finalidade realizar medidas próximas da criticalidade de modo a obtermos a razão  $\beta_{eff}/\Lambda$  experimentalmente. A segunda configuração, ilustrada na Fig. 4.2b, compreende medidas de distribuições Rossi- $\alpha$  e Feynman- $\alpha$  na região do refletor e em grandes níveis de subcriticalidade. Tal configuração objetivou a medida absoluta da fração efetiva de nêutrons atrasados  $\beta_{eff}$ , além de outros parâmetros importantes, como o tempo de geração de nêutrons prontos  $\Lambda$ . Neste capítulo serão apresentados os resultados obtidos destas duas configurações de núcleo.

# 5.1 Resultados dos Experimentos Rossi- $\alpha$

Considerando inicialmente as medidas de distribuições Rossi-α na região do núcleo, um pequeno detector BF<sub>3</sub> foi inserido verticalmente na posição da vareta combustível central do núcleo do reator IPEN/MB-01. A configuração completa está ilustrada na Fig. 4.2a. Neste primeiro arranjo experimental, todas as medidas foram realizadas com o reator governado por sua fonte intrínseca apenas. As distribuições Rossi-α foram adquiridas e processadas utilizando o IPEN/MB-01 Correlator (ver seção 4.3). A Fig. 5.1 mostra uma distribuição Rossi-α típica adquirida com o sistema subcrítico à -4.77pcm. No total, três diferentes medidas foram realizadas em níveis de subcritica-lidade distintos, referentes a diferentes posicionamentos das barra de controle, a saber, -3.53pcm, -4.77pcm e -13.71pcm. De acordo com as previsões teóricas do modelo de Duas-Regiões, somente um modo de decaimento foi observado nestas distribuições

Rossi- $\alpha$ . Assim, constantes de decaimento de nêutrons prontos  $\alpha$  foram obtidas destes três níveis de subcriticalidade via um ajuste de mínimos quadrados da Eq. 2.18, onde apenas um termo exponencial é considerado.

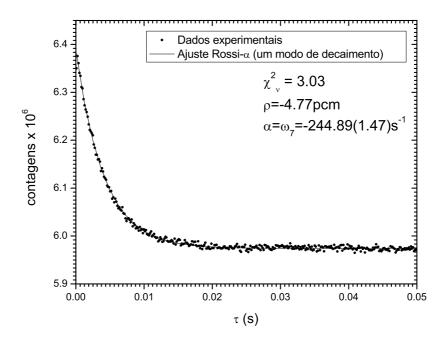


Figura 5.1: Distribuição Rossi- $\alpha$  típica adquirida em um nível de subcriticalidade de -4.77 pcm.

A partir dos valores de  $\alpha$ , obtidos dos ajustes das distribuições Rossi- $\alpha$ , a razão  $\beta_{eff}/\Lambda$  pôde ser determinada através de uma extrapolação linear para a condição de criticalidade ( $\rho=0$ ) como será apresentado a seguir. Devido à baixa intensidade da fonte intrínseca, é possível atingir níveis de subcriticalidade próximos ao estado crítico, mantendo uma taxa de contagem razoável no detector BF<sub>3</sub>. Desta forma, o procedimento de extrapolação torna-se mais preciso. Como mencionado anteriormente, variações relativas no nível de subcriticalidade devido a mudanças no posicionamento das barras de controle, foram quantificadas por meio do NSMM, onde assume-se que a reatividade subcrítica  $\rho$ , é inversamente proporcional à taxa de contagem média C no detector. Desta forma, durante o intervalo de tempo de aquisição de cada uma das três distribuições Rossi- $\alpha$ , a taxa de contagem C no detector foi monitorada. A Fig. 5.2 ilustra a distribuição dos valores de taxa de contagem amostrados durante

a aquisição da curva Rossi- $\alpha$  em -3.53pcm de subcriticalidade. A flutuação na taxa de contagem apresenta uma forma gaussiana, de modo que um ajuste da mesma nos fornece a centróide e o desvio da distribuição. Assim, o valor médio e o desvio na taxa de contagem referente à cada uma das três distribuições Rossi- $\alpha$  foram obtidos.

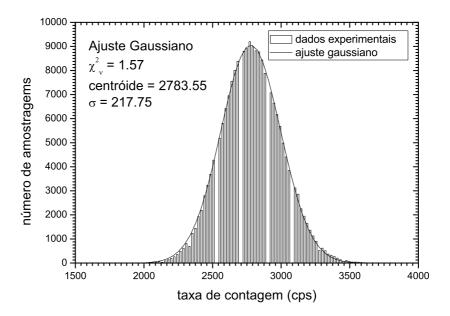


Figura 5.2: Distribuição dos valores da taxa de contagem amostrados durante a aquisição da distribuição Rossi- $\alpha$  em -3.53pcm de subcriticalidade. A distribuição foi ajustada com uma curva gaussiana de modo a se extrair os valores da centróide e do desvio, cujos valores são C=2783.55cps e  $\sigma=217.75cps$ 

A Fig. 5.3 apresenta os dados de  $\alpha$  em função do inverso da taxa de contagem C no mini detector BF<sub>3</sub>. A linha sólida representa o ajuste linear dos dados. De acordo com o Modelo de Duas-Regiões, em níveis próximos ao estado crítico,  $\alpha$  deve variar linearmente com a reatividade subcrítica conforme a Eq. 3.18. O ponto onde a reta intercepta o eixo das ordenadas, ou seja,  $\rho = 1/C = 0$  (estado crítico), corresponde ao valor de  $\beta_{eff}/\Lambda = 235.28(1.70)s^{-1}$ .

As barras de erro em  $\alpha$  consideram tanto o desvio proveniente do procedimento de ajuste das distribuições Rossi- $\alpha$ , quanto os desvios no valor médio das taxas de contagem em que tais distribuições foram adquiridas. Assim, a partir dos desvios

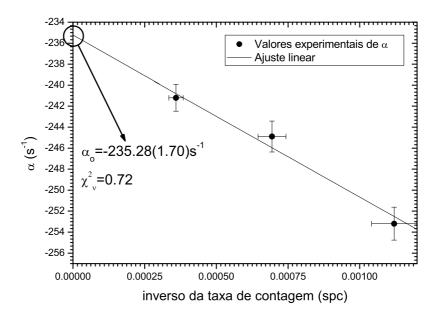


Figura 5.3: Extrapolação para o estado crítico dos dados de  $\alpha$  versus o inverso da taxa de contagem. O ponto onde a reta intercepta o eixo das ordenadas  $\alpha$  corresponde à razão  $\beta_{eff}/\Lambda$ .

no valor médio das taxas de contagem obtidos dos ajustes gaussianos, como o ilustrado na Fig. 5.2, é possível propagar as barras de erro na abscissa 1/C para a ordenada  $\alpha$ . Esta propagação é dada por:

$$(\sigma_{\alpha}^{\text{final}})^2 = (\sigma_{\alpha}^{\text{ajuste}})^2 + \sigma_C^2 \left(\frac{d\alpha}{dC}\right)^2$$
 (5.1)

onde:  $\sigma_{\alpha}^{\text{final}}$  é o desvio em  $\alpha$  levando em conta a propagação do desvio na taxa de contagem C;  $\sigma_{\alpha}^{\text{ajuste}}$  é o desvio em  $\alpha$  obtido do procedimento de ajuste das distribuições Rossi- $\alpha$ ; e  $\sigma_C$  é o desvio na taxa de contagem média. A derivada  $d\alpha/dC$  é calculada numericamente a partir dos dados experimentais. Esta propagação aumenta o erro em  $\alpha$  entre 5% à 20%. Esta contribuição é maior quanto menor a taxa de contagem no detector.

Na segunda configuração de núcleo (ver Fig. 4.2b), foram adquiridas distribuições Rossi- $\alpha$  no intervalo de subcriticalidade que varia de -500pcm à -25000pcm,

aproximadamente. Como detalhado no capítulo 4, tais níveis de subcriticalidade foram atingidos inserindo oito varetas de veneno queimável no núcleo do reator IPEN/MB-01. Níveis de subcriticalidade distintos foram obtidos por meio da inserção simultânea e simétrica das quatro barras de controle e de segurança, em passos de 5%. De modo a se obter uma estatística de contagem significante em um período de tempo relativamente curto, dois detectores de nêutrons com sensibilidades diferentes foram utilizados. Um detector de  $^3$ He de maior sensibilidade foi utilizado para medidas Rossi- $\alpha$  em níveis de maior subcriticalidade, enquanto um detector menos sensível de  $^{10}$ B foi empregado em medidas próximas ao estado crítico. Além disso, afim de se elevar a taxa de contagem nos detectores à níveis razoáveis, todas as medidas foram realizadas com a fonte de partida inserida no núcleo. Desta maneira, as taxas de contagens nos detectores foram limitadas a um máximo de 5000cps, de modo que efeitos de tempo morto possam ser desprezados.

Acima de -3000pcm, aproximadamente, somente um modo de decaimento foi identificado nas distribuições Rossi- $\alpha$ . Por outro lado, abaixo deste valor de reatividade, dois modos de decaimento foram considerados para ajustar as distribuições. Este comportamento está em pleno acordo com as previsões teóricas do modelo de Duas-Regiões. Distribuições Rossi- $\alpha$  ajustadas com um e dois modos de decaimentos estão ilustradas nas Figs. 5.4 e 5.5, respectivamente.

A pequena queda observada nos primeiros canais da distribuição Rossi- $\alpha$  da Fig. 5.5, é característica da mesma quando adquirida na região do refletor. Novamente, como previsto pelo modelo de Duas-Regiões, esta observação experimental concorda com a Eq. 3.48, onde o coeficiente  $N_8^r$  é negativo dando origem à queda no início da distribuição Rossi- $\alpha$ . Entretanto, como mencionado na seção 2.3.1, uma queda nos primeiros canais de uma distribuição Rossi- $\alpha$  pode ocorrer devido ao efeito do tempo morto do detector. Desta forma, para verificar este efeito, foi adquirida uma distribuição Rossi- $\alpha$  de uma fonte de nêutron de Am-Be de 100mCi com o mesmo detector utilizado nos experimentos. Sabe-se que a distribuição Rossi- $\alpha$  de eventos que seguem a estatística de Poisson, como é o caso de uma fonte radioativa, deve ser constante. A Fig. 5.6 mostra o resultado desta medida. A queda observada nos

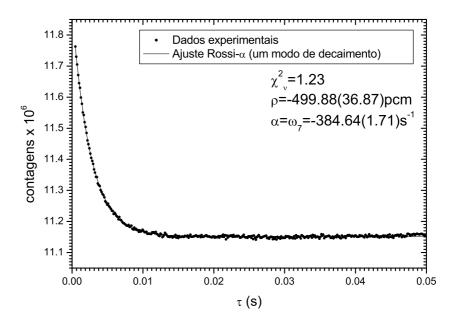


Figura 5.4: Distribuição Rossi- $\alpha$  adquirida no refletor em um nível de subcriticalidade de -499.88pcm. Apenas um modo de decaimento é identificado.

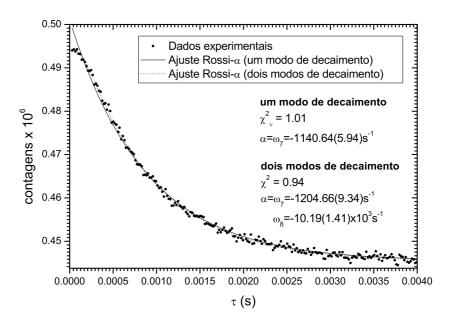


Figura 5.5: Distribuição Rossi- $\alpha$  adquirida no refletor em um nível de subcriticalidade de -3363.76pcm. Dois modos de decaimento foram identificados.

canais precedentes à  $1.45\mu s$  da distribuição, é devido ao efeito do tempo morto no detector, pois o mesmo não é capaz de registrar intervalos de tempo entre dois pulsos menores que  $1.45\mu s$ . Desta forma, assume-se que o tempo morto efetivo do detector utilizado é de  $1.45\mu s$ . Esta é a metodologia padrão para medida de tempo morto do detector em distribuições Rossi- $\alpha$ . A partir desta, conclui-se que a queda observada nos primeiros canais da distribuição Rossi- $\alpha$  da Fig. 5.5 não é originária do tempo morto do detector, pois é observada em intervalos de tempo muito maiores que  $1.45\mu s$ . Fica evidente então, que o ajuste de tais distribuições com apenas um modo de decaimento é inadequado para fins de se extrair o parâmetro  $\alpha$  com exatidão.

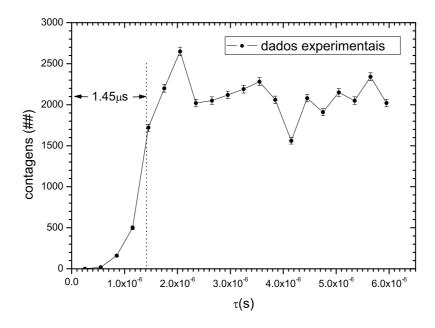


Figura 5.6: Medida do tempo morto do detector  $^3$ He utilizado em medidas de distribuições Rossi- $\alpha$  e Feynman- $\alpha$  em níveis de subcriticalidade abaixo de -3000pcm. O valor obtido para o tempo morto efetivo foi de  $1.45\mu s$ .

A Fig. 5.7 mostra uma ampliação da região compreendida entre 0 e  $500\mu s$  da distribuição Rossi- $\alpha$  da Fig. 5.5. Nesta figura fica evidente que o ajuste com dois modos de decaimento concorda de forma significativamente melhor com os dados experimentais. De fato, como pode ser observado na Fig. 5.5, o ajuste com um termo exponencial apresenta uma discordância visível com os dados experimentais em uma

região mais extensa que a ampliada na Fig. 5.7, até aproximadamente 1ms.

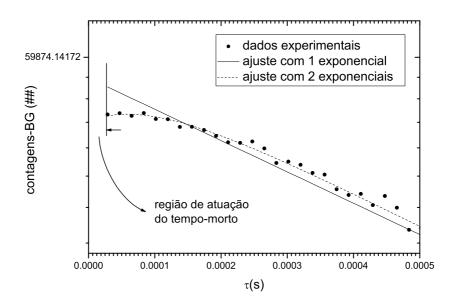


Figura 5.7: Ampliação da região compreendida entre 0 e  $500\mu s$  da distribuiçõa Rossi- $\alpha$  da Fig. 5.5. A linha sólida mostra o ajuste com um modo de decaimento, e a linha pontilhada com dois.

A análise de  $\chi^2$  na Fig. 5.5 comprova que um ajuste com dois modos de decaimento é melhor que o ajuste com apenas um. Todavia, para enfatizar a necessidade de um segundo termo exponencial para descrever de forma correta a distribuição Rossi- $\alpha$  apresentada na Fig. 5.5, foi realizado um cálculo dos resíduos dos ajustes com um e com dois modos de decaimento. Estes cálculos estão ilustrados na Fig. 5.8. Estes mesmos resultados foram observados em todas as distribuições Rossi- $\alpha$  adquiridas em níveis de subcriticalidade abaixo de -3000pcm, aproximadamente. Assim, como previsto pelo Modelo de Duas-Regiões, compreende-se prontamente a existência de dois modos de decaimentos distintos em distribuições Rossi- $\alpha$  adquiridas em grandes níveis de subcriticalidade.

A Figura 5.9 mostra os valores obtidos de  $\alpha$  em função do inverso da taxa de contagem 1/C. As medidas de 1/C foram realizadas com um detetctor BF<sub>3</sub> (sensibilidade de 23.1cps/nv) posicionado no mesmo local onde as distribuições Rossi- $\alpha$  foram adquiridas e nas mesmas posicões de barra. Nesta figura, observa-se que a variação de

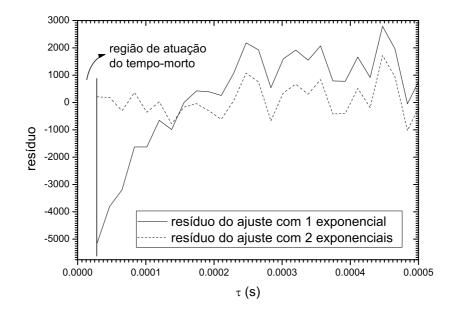


Figura 5.8: Residuos dos ajustes com um (linha sólida) e dois (linha pontilhada) termos exponenciais da distribuição Rossi- $\alpha$  mostrada na Fig. 5.5.

 $\alpha$  com a reatividade não é linear, mas segue o comportamento descrito pela Eq. 3.24. Como previsto pelo modelo de Duas-Regiões, existe uma estabilização da constante de decaimento de nêutrons prontos para níveis de grande subcriticalidade. Segundo este mesmo modelo, o valor desta assintótica corresponde ao inverso dos *lifetimes* dos nêutrons no refletor  $1/\tau_r$ .

Os parâmetros  $\alpha_o$ ,  $\tau_c$ ,  $\tau_r$ , f e  $\beta_{eff}$  podem ser obtidos diretamente ajustando os dados de  $\alpha$  versus 1/C da Fig. 5.9 através da Eq. 3.24. Para esta finalidade, foi desenvolvido um código C/C++ de ajuste via mínimos quadrados baseado no algorítimo Levenberg-Marquardt. O resultado do ajuste é ilustrado pela linha sólida na Fig. 5.9. Os valores finais dos parâmetros de ajuste estão listados na Tab. 5.1. O produto  $\epsilon S$  também foi ajustado, substituindo a reatividade  $\rho$  na Eq. 3.24 por  $\epsilon S/C$ .

Utilizando os parâmetros ajustados  $\tau_c$ ,  $\tau_r$  e f podemos calcular o tempo de geração de nêutrons prontos  $\Lambda$  através da Eq. 3.56. O resultado final obtido foi  $\Lambda = 32.03(1.33)\mu s$ . Esta forma de determinar  $\lambda$  apresenta uma vantagem, pois existe

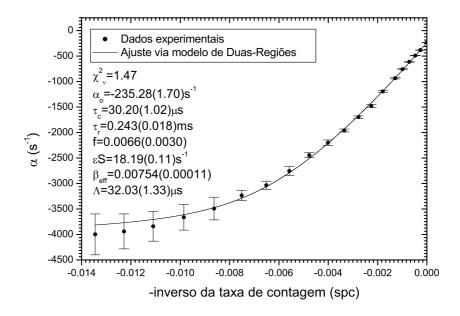


Figura 5.9: Constante de decaimento de nêutrons prontos  $\alpha$  versus o inverso da taxa de contagem 1/C. Os parâmetros foram obtidos via ajuste de mínimos quadrados utilizando a Eq. 3.24.

Tabela	5.1.	Resultados	finais d	os parâmetros	medidos

parâmetro	Rossi- $\alpha$	Rossi- $\alpha$	
	(medidas no núcleo)	(medidas no refletor)	
$\alpha_o$	$-235.28(1.70)s^{-1}$	$-234.75(10.57)s^{-1}$	
$ au_c$		$30.20(1.02)\mu s$	
$ au_r$		0.243(0.018)ms	
f		0.0066(0.0030)	
$eta_{eff}$		$7.54(0.11) \times 10^{-3}$	
Λ		$32.03(1.33)\mu s$	

uma forte correlação entre os parâmetros  $\tau_c$ ,  $\tau_r$  e f (ver apêndice D). Variação nos valores de  $\tau_c$ ,  $\tau_r$  e f, inerentes ao processo de ajuste, ocorrem de forma a preservar o valor de  $\Lambda$ . Este vínculo entre estes três parâmetros garante uma maior exatidão no valor de  $\Lambda$  quando inferido pela Eq. 3.56. O parâmetro  $\Lambda$  pode também ser obtido dividindo  $\beta_{eff}$  por  $\alpha_0 = \beta_{eff}/\Lambda$ , como indicado na Eq. 3.55. Desta maneira, assumindo  $\alpha_0 = -235.28(1.70)$  e  $\beta_{eff} = 7.54(0.11) \times 10^{-3}$ , encontra-se  $\Lambda = 32.04(0.52)\mu s$ , o que

está em pleno acordo com o valor obtido anteriormente.

De acordo com a Tab. 5.1, observa-se uma consistência entre as medidas de  $\alpha_o$  no núcleo e no refletor. O valor de  $\alpha_o$  para as medidas no refletor foi obtido substituindo os parâmetros ajustados na Eq. 3.24 e calculando  $\alpha$  para o estado crítico  $\rho=0$ .

Os pequenos erros obtidos nas medidas de  $\beta_{eff}$  e  $\Lambda$  mostram que a metodologia proposta é capaz de fornecer valores precisos para estes parâmetros cinéticos. Mais precisamente, a incerteza no valor de  $\beta_{eff}$  é de 1.46%, a qual é menor que o requisito de precisão ( $\pm 3\%$ ,  $1\sigma$ ) estipulado para este parâmetro.

### 5.2 Resultados dos Experimentos Feynman- $\alpha$

Utilizando o sistema de aquisição e processamento de dados IPEN/MB-01 Correlator (ver seção 4.2), distribuições Feynman- $\alpha$  foram obtidas a partir dos mesmos espectros de tempo utilizados para construir as distribuições Rossi- $\alpha$ . Desta maneira, os mesmos dados serão analisados via uma outra técnica experimental, permitindo assim validar tanto o sistema de aquisição e processamento desenvolvido, quanto a nova metodologia para medida absoluta de  $\beta_{eff}$  proposta neste trabalho.

Primeiramente, com relação às medidas realizadas na região do núcleo (ver Fig. 4.2a), três distribuições Feynman- $\alpha$  foram adquiridas referentes aos três diferentes níveis de subcriticalidade previamente citados. A Fig. 5.10 mostra a distribuição Feynman- $\alpha$  obtida para a reatividade de -4.77pcm. De acordo com o modelo de Duas-Regiões, próximo à condição de criticalidade a componente correlacionada governada pela raíz  $\omega_7$  é dominante, e a distribuição Feynman- $\alpha$ , dada pela Eq. 3.52, reduz-se à obtida via a aproximação de cinética pontual para uma região (Eq. 2.32). Assim, as constantes de decaimento de nêutrons prontos  $\alpha$  foram obtidas ajustando cada distribuição, via técnicas convencionais de mínimos quadrados, através da Eq. 2.32, a qual possui apenas uma componente exponencial. A Fig. 5.11 ilustra os valores obtidos

de  $\alpha$  em função do inverso da taxa de contagem 1/C no detector BF<sub>3</sub> localizado no centro da região ativa. A relação linear entre  $\alpha$  e 1/C foi extrapolada para o estado crítico  $(1/C = \rho = 0)$  afim de se estimar a razão  $\beta_{eff}/\Lambda$ . O valor final encontrado foi de  $\beta_{eff}/\Lambda = -235.57(0.66)s^{-1}$ 

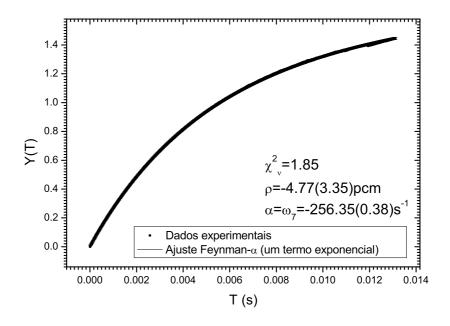


Figura 5.10: Distribuição Feynman- $\alpha$  típica adquirida em um nível de subcriticalidade de -4.77pcm.

Em relação à segunda configuração de núcleo, ilustrada na Fig. 4.2b, foram acumuladas distribuições Feynman- $\alpha$  no intervalo de subcriticalidade que varia de -500pcm à -25000pcm, aproximadamente. As condições experimentais estão descritas na seção 4.1.

Como previsto pelo modelo de Duas-Regiões, a componente correlacionada governada pela raíz  $\omega_7$  é predominante em distribuições Feynman- $\alpha$  adquiridas no refletor. Desta forma, somente uma componente exponencial (Eq. 2.32) foi utilizada para ajustar as distribuições, afim de obtermos as constantes de decaimento e nêutrons prontos  $\alpha$ . Um exemplo destes ajustes é mostrado na Fig. 5.12 para uma distribuição Feynman- $\alpha$  adquirida a -3363.76pcm. Para reatividades subcríticas acima de -1000pcm, aproximadamente, foram observadas distorções nos canais iniciais das dis-

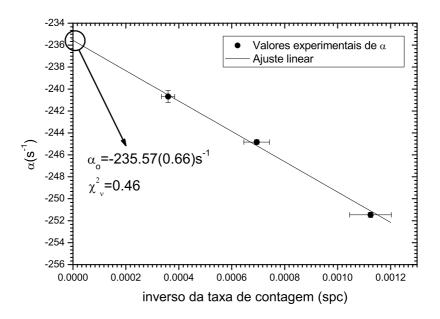


Figura 5.11: Extrapolação para o estado crítico dos dados de  $\alpha$  versus o inverso da taxa de contagem.

tribuições Feynman- $\alpha$ . Um exemplo de tais distorções pode ser visto na distribuição Feynman- $\alpha$  adquirida em -499.88pcm, a qual está ilustrada na Fig. 5.13. O efeito do tempo morto é evidenciado nos primeiros canais da distribuição, onde os valores de Y(T) são negativos. Todavia, estes valores negativos podem ser eliminados limitando o intervalo de ajuste, de modo que somente valores positivos de Y(T) sejam considerados. Na Fig. 5.13 o intervalo de ajuste é limitado por T=0.0003s e T=0.0120s. Desta forma os efeitos de tempo morto foram completamente eliminados, e valores de  $\alpha$  coerentes com os obtidos das distribuições Rossi- $\alpha$  foram extraídos.

Na Fig. 5.14 os valores obtidos para  $\alpha$  foram graficados em função do inverso da taxa de contagem 1/C. Como mencionado anteriormente, os valores de 1/C foram adquiridos com um detector BF<sub>3</sub> nas mesmas condições experimentais em que as distribuições Feynman- $\alpha$  foram obtidas. Da mesma forma que anteriormente observado nos dados provenientes de distribuições Rossi- $\alpha$ , o parâmetro  $\alpha$  tende assintoticamente à  $-1/\tau_r$  a medida que a reatividade torna-se mais negativa. O comportamento da curva da Fig. 5.14 é descrito pela Eq. 3.24 de modo que, através de um ajuste da mesma via o algorítimo Levenberg-Marquardt implementado, os parâmetros  $\alpha_o$ ,  $\tau_c$ ,  $\tau_r$ ,

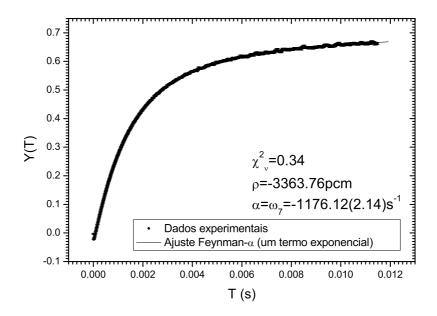


Figura 5.12: Distribuição Feynman- $\alpha$  adquirida no refletor em um nível de subcriticalidade de -3363.76pcm. Apenas uma componente correlacionada é identificada.

f e  $\beta_{eff}$  puderam ser extraídos. Novamente  $\epsilon S$  foi ajustado substituindo  $\rho$  na Eq. 3.24 por  $\epsilon S/C$ . A Tab. 5.2 resume os parâmetros ajustados.

Tabela 5.2: Resultados finais dos parâmetros medidos.

parâmetro	Feynman- $\alpha$	Feynman- $\alpha$
	(medidas no núcleo)	(medidas no refletor)
$\alpha_o$	$-235.57(0.66)s^{-1}$	$-235.25(4.55)s^{-1}$
$ au_c$		$30.56(0.48)\mu s$
$ au_r$		0.232(0.005)ms
f		0.0055(0.0012)
$eta_{eff}$		$7.50(0.05) \times 10^{-3}$
Λ		$32.02(0.58)\mu s$

Os parâmetros  $\Lambda$  e  $\alpha_o$  medidos na região do refletor foram obtidos através dos mesmos procedimentos utilizados na análise dos dados das distribuições Rossi- $\alpha$ 

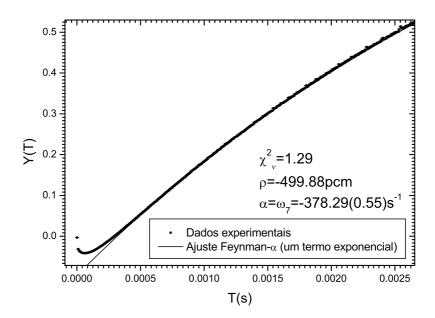


Figura 5.13: Distribuição Feynman- $\alpha$  adquirida no refletor em um nível de subcriticalidade de -499.88pcm. O efeito do tempo morto é evidenciado nos primeiros canais da distribuição.

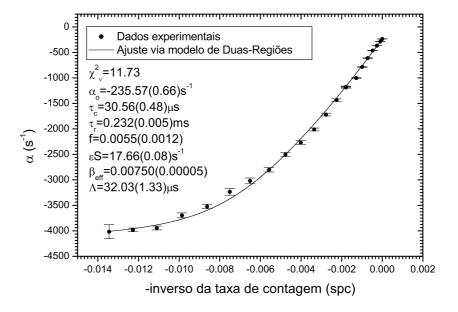


Figura 5.14: Constante de decaimento de nêutrons prontos  $\alpha$  versus o inverso da taxa de contagem 1/C. Os parâmetros foram obtidos via ajuste de mínimos quadrados utilizando a Eq. 3.24.

(ver seção 5.1). Novamente, nota-se um coerência entre os valores de  $\alpha_o$  obtidos em medidas no núcleo e no refletor.  $\Lambda$  pode também ser obtido pela razão  $\beta_{eff}/\alpha_0$ , a qual fornece o valor de  $\Lambda=31.84(0.23)\mu s$ , o qual, levando em conta as barras de erro, concorda com o valor apresentado na Tab. 5.2.

Os resultados apresentados na Tab. 5.2 concordam com os obtidos via distribuições Rossi- $\alpha$ . Novamente, as pequenas incertezas obtidas no parâmetros  $\beta_{eff}$  e  $\Lambda$  confirmam a viabilidade da metodologia. De fato, no caso de  $\beta_{eff}$ , o valor final apresenta incerteza de 0.67%, o qual está muito abaixo do atual requisito de precisão que é de  $\pm 3\%$  (1 $\sigma$ ).

# 5.3 Comparação com outros experimentos e metodologias de cálculo

Para que a metodologia para determinção da fração efetiva de nêutrons atrasados  $\beta_{eff}$  apresentada neste trabalho seja validada, é importante examinar a exatidão dos resultados obtidos. Desta forma, um comparativo entre os resultados obtidos neste trabalho com resultados provenientes de experimentos de análise de ruído macroscópico[68, 21], é apresentado na Tab. 5.3.

Tabela 5.3: Comparação entre os resultados apresentados neste trabalho com dados provenientes de experimentos de análise de ruído macroscópico.

parâmetro	$\mathbf{Rossi}$ - $\alpha$	Feynman- $\alpha$	Ruído	Ruído
			${\bf macrosc\'opico}^a$	${\bf macrosc\'opico}^b$
$\alpha_o$	$-235.28(1.70)s^{-1}$	$-235.57(0.66)s^{-1}$	$-234.61(3.26)s^{-1}$	$231.00(0.94)s^{-1}$
$ au_c$	$30.20(1.02)\mu s$	$30.56(0.48)\mu s$		
$ au_r$	0.243(0.018)ms	0.232(0.005)ms		
f	0.0066(0.0030)	0.0055(0.0012)		
$eta_{eff}$	$7.54(0.11)\times 10^{-3}$	$7.50(0.05)\times 10^{-3}$	$7.47(0.11)\times 10^{-3}$	$7.39(0.07) \times 10^{-3}$
Λ	$32.03(1.33)\mu s$	$32.02(0.58)\mu s$	$32\mu s$	$31.99(0.33)\mu s$

<sup>(</sup>a) Com nêutrons atrasados.

Primeiramente, através de uma intercomparação entre os resultados obtidos

 $<sup>^{(</sup>b)}$ Desprezando nêutrons atrasados.

neste trabalho, nota-se da Tab. 5.3, que os parâmetros finais obtidos via distribuições Feynman- $\alpha$  possuem menores incertezas. Isto deve-se ao fato de que, para se extrair o valor de  $\alpha$  com maior exatidão, distribuições Rossi- $\alpha$  adquiridas em níveis de subcriticalidade menores que -3000pcm, tiveram de ser ajustadas levando em conta dois modos de decaimento. Assim, em tais distribuições Rossi- $\alpha$  um total de 5 parâmetros foram ajustados, enquanto que em todas as distribuições Feynman- $\alpha$  apenas 3 foram necessários. No caso das distribuições Rossi- $\alpha$ , quanto maior o número de parâmetros ajustados mais imprecisas tornam-se as suas estimativas. Este fato, novamente serve para validar o modelo de Duas-Regiões, e comprovar a existência de dois modos de decaimento nas distribuições Rossi- $\alpha$ , pois se as mesmas fossem ajustadas levando em conta apenas um modo de decaimento, os valores obtidos de  $\alpha$  não seriam coerentes com os valores provenientes das distribuições Feynman- $\alpha$ . Em resumo, considerando dois modos de decaimento nos ajustes das distribuições Rossi- $\alpha$  adquiridas abaixo de -3000pcm, o parâmetro  $\alpha$  é extraído com menor precisão, todavia, com maior exatidão, quando comparado com resultados das medidas Feynman- $\alpha$ .

Levando em conta os erros nas medidas, observa-se na Tab. 5.3 que os resultados finais obtidos neste trabalho concordam com os valores provenientes de experimentos de análise de ruído macroscópico. Todavia, no caso dos dados referentes a análise de ruído macroscópico sem nêutrons atrasados, os valores de  $\alpha_o$  e  $\beta_{eff}$  são significativamente menores. Provavelmente, estas discrepâncias tem origem em erros sistemáticos no fator de Diven[24, 22, 7], o qual é utilizado na derivação de  $\beta_{eff}$  via o método de análise de ruído macroscópico sem nêutrons atrasados.

No que diz respeito às incertezas em  $\beta_{eff}$  e  $\Lambda$ , estas comprovam que através da metodologia proposta neste trabalho, e diferentemente de qualquer outra técnica existente atualmente, é possível extrair valores para tais parâmetros de uma maneira absoluta, puramente experimental e com grande precisão. Mais especificamente no caso da fração efetiva de nêutrons atrasados  $\beta_{eff}$ , as incertezas obtidas foram de 1.46% para os experimentos Rossi- $\alpha$  e 0.67% para os experimentos Feynman- $\alpha$ , ambos abaixo do requisito de precisão que é de  $\pm 3\%$   $(1\sigma)$ .

A Tab. 5.4 foi extraída da Ref. [68] e mostra resultados de cálculos dos códigos TORT e MCNP-4C3. No Reator IPEN/MB-01, em torno de 97% do número total de fissões são do  $^{235}$ U, sendo que 90% destas são térmicas[68]. Consequentemente, eventos térmicos no  $^{235}$ U são praticamente os únicos contribuintes nas cadeias de fissão do reator, de modo que  $\beta_{eff}$  acompanha as variações no *yield* de fissão do  $^{235}$ U como mostra a Tab. 5.4.

Tabela 5.4: Resultados de cálculos de  $\beta_{eff}$  via os códigos TORT e MCNP-4C3[68].

		${f ENDF/B\text{-}VI.8}^{(a)}$	JEFF-3.1	JENDL 3.3
$eta_{eff}( ext{pcm})$	TORT	792.38	774.38	756.16
	MCNP-4C3	$781.6 \pm 4.1$	$771.7 \pm 4.1$	$755.6 \pm 4.0$
$yield { m ~do} { m ^{23}}$	$^{5}U$	$1.670 \times 10^{-2}$	$1.620 \times 10^{-2}$	$1.585 \times 10^{-2}$

(a) Revisão LANL.

As razões entre resultados calculados e experimentais (C/E) estão listadas na Tab. 5.5. Estes dados acompanham uma tendência já reportada anteriormente[8], onde as bibliotecas ENDF/B-VI.8 e JEFF-3.1, reproduzem valores de  $\beta_{eff}$  em torno de 4% acima dos obtidos experimentalmente. Como pode ser obervado, a biblioteca JENDL3.3 apresenta a melhor performance, sendo a única capaz de satisfazer o requisito de precisão almejado para cálculo de  $\beta_{eff}$ , o qual é de  $\pm 3\%$  (1 $\sigma$ ), atualmente. Este resultado valida os estudos realizados por Sakurai e Okajima[69], onde o *yield* de fissão do  $^{235}$ U foi reduzido em 0.9%.

Tabela 5.5: Razões C/E para os valores finais de  $\beta_{eff}$ .

		/ 1	, сјј	
		$\overline{ ext{ENDF/B-VI.8}^{(a)}}$	JEFF-3.1	JENDL 3.3
$Rossi-\alpha$	TORT	1.0509	1.0270	1.0028
	MCNP-4C3	1.0366	1.0234	1.0021
Feynman- $\alpha$	TORT	1.0565	1.0325	1.0082
	MCNP-4C3	1.0421	1.0289	1.0074

(a) Revisão LANL.

# 6 Conclusão

Com base no modelo de Duas-Regiões e nas técnicas de análise de ruído microscópico Rossi- $\alpha$  e Feynman- $\alpha$ , uma nova metodologia para medida absoluta e puramente experimental da fração efetiva de nêutrons atrasados  $\beta_{eff}$  foi desenvolvida com sucesso no Reator IPEN/MB-01. Através desta nova técnica, é possível determinar experimentalmente  $\beta_{eff}$  sem o conhecimento prévio de qualquer outro parâmetro, seja este proveniente de cálculos ou de outros experimentos.

No que tange aos procedimentos experimentais implementados, foram adquiridas diversas distribuições Rossi- $\alpha$  e Feynman- $\alpha$  nas regiões do núcleo e do refletor para vários níveis de subcriticalidade. As medidas Rossi- $\alpha$  e Feynman- $\alpha$  realizadas no núcleo, possibilitaram a determinação da razão  $\beta_{eff}/\Lambda$  com incertezas de 0.72%e 0.28%, respectivamente. No caso das distribuições Rossi- $\alpha$  adquiridas no refletor e em grandes níveis de subcriticalidade, foram identificados dois modos de decaimentos distintos governados pelas raízes  $\omega_7 = \alpha$  e  $\omega_8$  da equação inhour para um sistema refletido. Estes dois modos de decaimento observados experimentalmente estão de acordo com as previsões teóricas do modelo de Duas-Regiões. No que diz respeito as medidas Feynman- $\alpha$  no refletor, novamente observou-se uma concordância com as previsões do modelo de Duas-Regiões, as quais indicavam a predominância da componente correlacionada governada pela raíz  $\omega_7 = \alpha$  da equação inhour para um sistema refletido. Além destas duas concordâncias entre resultados experimentais e o modelo de Duas-Regiões, foi observado também o comportamento não-linear, previsto pelo modelo de Duas-Regiões, entre a constante de decaimento de nêutrons prontos  $\alpha$  e a reatividade subcrítica do sistema. Frente a estas concordâncias entre teoria e experimento, concluise que o comportamento cinético do núcleo do reator IPEN/MB-01 pode ser descrito pelo modelo de Duas-Regiões.

De acordo com a nova metodologia proposta neste trabalho, valores de  $\beta_{eff}$ 

6 Conclusão 92

foram obtidos diretamente do ajuste dos dados de  $\alpha$  em função da reatividade subcrítica com base no modelo de Duas-Regiões, via um algorítimo típico de mínimos quadrados. Os valores finais de  $\beta_{eff}$  apresentaram incertezas de 1.46% para dados provenientes de distribuições Rossi- $\alpha$  e de 0.67% para dados provenientes de ditribuições Feynman- $\alpha$ . Além de  $\beta_{eff}$ , o tempo de geração de nêutrons prontos  $\Lambda$  e outros parâmetros, foram também obtidos de maneira absoluta através desta nova metodologia.

Levando em conta os erros experimentais, os valores obtidos para  $\beta_{eff}$  e  $\Lambda$  concordam com resultados previamente obtidos em medidas de ruído macroscópico no Reator IPEN/MB-01. Todavia, o valor de  $\beta_{eff}$  fornecido por medidas de ruído macroscópico desprezando nêutrons atrasados, é consideravelmente menor que os obtidos neste trabalho. Provavelmente, incertezas sistemáticas no fator de Diven, o qual é utilizado na derivação de  $\beta_{eff}$  via a técnica de análise de ruído macroscópico em questão, podem resultar em tal discrepância.

As comparações entre valores calculados de  $\beta_{eff}$  e os obtidos experimentalmente neste trabalho, mostraram que a biblioteca JENDL3.3 apresenta a melhor concordância. Mais precisamente, as concordâncias entre cálculo e experimento estão dentro de 1%, chegando à 0.21% no caso de  $\beta_{eff}$  obtido a partir dos dados dos experimentos Rossi- $\alpha$ . Estes resultados comparativos justificam o estudo realizado por Okajima e Sakurai onde o *yield* de fissão do <sup>235</sup>U foi reduzido em 0.9%.

Em resumo, a precisão nos valores finais de  $\beta_{eff}$ , a concordância com resultados de outros experimentos e com valores calculados, comprovam que a metodologia experimental proposta, permite uma determinação da fração efetiva de nêutrons atrasados de forma absoluta, puramente experimental e com incertezas que satisfazem o atual requisito de precisão almejada (3%,  $1\sigma$ ).

# A Técnicas para determinação de $\beta_{eff}$

Como mencionado no capítulo 1, atualmente almeja-se uma precisão de  $\pm 3\%$  ( $1\sigma$ ) em valores experimentais da fração efetiva de nêutrons atrasados  $\beta_{eff}$ . Para se obter resultados com precisões iguais ao abaixo deste limiar, é necessário que o parâmetro  $\beta_{eff}$  seja estimado via diferentes técnicas experimentais. Além do mais, a realização de experimentos distintos visando a medida do mesmo parâmetro, serve como um teste de consistência, garantindo uma maior confiabilidade nos resultados obtidos.

Existem pelo menos seis técnicas experimentais principais para a determinação de  $\beta_{eff}$ , a saber: Método da fonte de  $^{252}$ Cf; Densidades espectrais; Método Rossi- $\alpha$ ; Método Feynman- $\alpha$ ; Método do número de Nelson e Método de Bennet. Uma breve revisão destas técnicas foi apresentada por Fort et al.[22]. Todos estes métodos não fornecem  $\beta_{eff}$  diretamente, mas dependem de quantidades provenientes de cálculos e/ou de outros experimentos. A Tab. A.1 dispões as principais técnicas e suas dependências. Dentre todas as quantidades envolvidas, a taxa de fissão central,  $F_{\text{central}}$ , e a reatividade medida em \$,  $\rho_{\$}$ , são as únicas obtidas experimentalmente. As demais quantidades dependem de metodologias de cálculo. Algumas destas quantidades são obtidas de forma semi-empírica, ou seja, por uma combinação de valores medidos e correções teóricas. No contexto dos métodos para determinação de  $\beta_{eff}$ , este pode ser escrito de maneira ilustrativa como:

$$\beta_{eff} = P_m \times P_c \tag{A.1}$$

onde  $P_m$  refere-se à parte medida (proveniente de experimentos) de  $\beta_{eff}$  e  $P_c$  à parte calculada.  $P_c$  vem sendo sistematicamente recalculado utilizando novas técnicas e bibliotecas de dados nucleares[22], de modo a se verificar uma consistência entre os valores de  $\beta_{eff}$  experimentais e calculados. O cálculo de  $P_c$  é perfeitamente justificado, pois

Tabela A.1: Principais parâmetros utilizados nos métodos para determinação de  $\beta_{eff}$ [7].

	$^{252}\mathbf{Cf}$	APSD/	Rossi- $\alpha$	Feynman- $\alpha$	Nelson	Bennet
		CPSD				
Parâmetros peculiares						
de cada método						
variância/média				√		
covariância local						$\checkmark$
densidades espectrais		$\checkmark$				
amplitude Rossi- $\alpha$			$\checkmark$		$\checkmark$	
intesidade da fonte de Cf	$\checkmark$				$\checkmark$	
reatividade da fonte de Cf	$\checkmark$					
reatividade					$\checkmark$	
Parâmetros comuns						
à vários métodos						
taxa de fissão central	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	<b>√</b>		$\sqrt{}$
reatividade em \$		$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$		$\checkmark$
fator de Diven		$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$
fatores de correção espacial		$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$
número médio de nêutrons/fissão	$\sqrt{}$					

o mesmo depende apenas de características globais do núcleo e não de quantidades relacionadas à emissão de nêutrons atrasados.

A introdução de quantidades externas ao experimento, principalmente as provenientes de cálculos teóricos, dificulta o cálculo de propagação de erros para o valor final do parâmetro que se deseja medir, no caso  $\beta_{eff}$ . Além do mais, algumas quantidades, como por exemplo o fator de Diven, o qual é comum a todas as técnicas com exceção do  $^{152}$ Cf, aumenta consideravelmente o erro na medida de  $\beta_{eff}$ . De fato, o fator de Diven introduz incertezas no valor final de  $\beta_{eff}$  de até 1.3%[5]. Incertezas típicas em quantidades calculadas,  $P_c$ , variam de 1.20% a 3.09% e em quantidades experimentais,  $P_m$ , de 2.3% a 4.3%[22].

Nas seções seguintes deste capítulo serão apresentadas de forma sucinta as principais técnicas experimentais utilizadas na determinação da fração efetiva de nêutrons atrasados  $\beta_{eff}$ .

# A.1 Método da fonte de <sup>252</sup>Cf

Segundo o método da fonte de  $^{252}\mathrm{Cf}$  [70],  $\beta_{eff}$  é determinado por:

$$\beta_{eff} = \frac{S_{\text{Cf}}}{\rho_{\text{Cf}} F_{\text{central}} \overline{\nu} F_r} \left( \frac{\Phi_{\text{Cf}}}{\Phi_{\text{combustivel}}} \right)$$
(A.2)

onde:

 $S_{\rm Cf}$  =intensidade da fonte de <sup>252</sup>Cf  $(s^{-1})$ ;

 $\rho_{\rm Cf}$  =reatividade da fonte de <sup>252</sup>Cf no centro do núcleo (\$);

 $F_{\rm central} = \!\! {\rm taxa} \; {\rm de} \; {\rm fiss\~ao} \; {\rm no} \; {\rm centro} \; {\rm do} \; {\rm núcleo} \; {\rm por} \; {\rm unidade} \; {\rm de} \; {\rm volume} \; (s^{-1}cm^{-3});$ 

 $\overline{\nu}$  =número médio de nêutrons emitidos por fissão no centro do núcleo;

 $\Phi_{\rm Cf}/\Phi_{\rm combustível}= \rm razão~entre~as~importâncias~dos~nêutrons~da~fonte~e~de~fissão~no~centro~do~núcleo;$ 

e  $F_r$  é a integral de normalização  $(cm^3)$  definida como:

$$F_r = \frac{\int_{\text{reator}} \left( \int \chi \Phi dE \right) \left( \int \nu \Sigma_f \Phi dE \right)}{\left( \int \chi \Phi dE \right)_0 \left( \int \nu \Sigma_f \Phi dE \right)_0}$$
(A.3)

onde:

 $\chi$  = espectro de fissão dependente da posição;

 $\Phi, \Phi$  =fluxo direto e adjunto dependentes da posição e energia;

 $\nu=$ número de nêutrons emitidos por fissão depedendente da posição e energia;

 $\Sigma_f$  =seção de choque macroscópica de fissão dependente da posição e energia;

o sub-índice 0 nas integrais do denominador indicam que as mesmas devem ser calculadas no centro da região ativa.

Os parâmetros  $S_{\rm Cf}$ ,  $\rho_{\rm Cf}$  e  $F_{\rm central}$  são medidos. Para a integral de normalização  $F_r$ , pode-se obter um valor semi-empírico combinando medidas de taxa de fissão, reatividade da fonte de  $^{252}{\rm Cf}$  e fatores de correção calculados. Os parâmetros  $\overline{\nu}$  e  $\Phi_{\rm Cf}/\Phi_{\rm combustível}$  são obtidos via cálculos.

### A.2 Densidades espectrais

Nos experimentos envolvendo medidas de densidades espectrais CPSD ( $Cross\ Power\ Spectral\ Density$ )[71], também chamados de análise de ruído macroscópico,  $\beta_{eff}$  é determinado da seguinte maneira:

$$\beta_{eff} = \frac{1}{(1 - \rho_{\$})} \sqrt{\frac{2D}{F_{\text{central}} F_r} \left(\frac{V_1 V_2}{CPSD}\right)}$$
(A.4)

onde:

D = fator de Diven;

 $V_{1,2}$  =quantidades proporcionais às correntes nas câmaras de ionização 1 e 2 utilizadas para normalizar a CPSD;

 $\rho_{\$}$  =reatividade em \$ na qual foi medida a CPSD;

os demais parâmetros tem a mesma definição da seção anterior.

Os parâmetros D e  $F_r$  são obtidos semi-empiricamente. Com exceção da reatividade, os demais parâmetros são obtidos diretamente das densidades espectrais. A reatividade  $\rho_{\$}$  pode ser determinada por diferentes maneiras, como por exemplo, calibração de barras, cinética inversa, etc.

A.3 Método Rossi- $\alpha$  97

#### A.3 Método Rossi- $\alpha$

No método Rossi- $\alpha$  tradicional[72],  $\beta_{eff}$  é obtido da razão entre a parte correlacionada da distribuição Rossi- $\alpha$  e o fundo através da relação:

$$\beta_{eff} = \frac{1}{\left[1 + (1 - \rho_{\$})\sqrt{\frac{2F_{\text{central}}F_r}{D}\left(\frac{C_{corr}}{C_{rand}}\right)\Delta t\left(\frac{\alpha + C}{\alpha}\right)\right]}}$$
(A.5)

onde:

 $C_{corr}$  =número total de contagens na parte correlacionada da curva Rossi- $\alpha$ ;

 $C_{rand}$  =número médio de contagens por canal na região do fundo da curva Rossi- $\alpha$ ;

 $\Delta t = \text{largura do canal};$ 

C =taxa de contagem no detector que adquire a distribuição Rossi- $\alpha$ .

os demais parâmetros possuem as mesmas definições mencionadas previamente.

Novamente, os parâmetros D e  $F_r$  são obtidos de maneira semi-empírica como explanado nas seções precedentes. Os demais parâmetros são experimentais, sendo  $C_{corr}$ ,  $C_{rand}$ ,  $\Delta t$ , C e  $\alpha$ , obtidos diretamente dos experimentos Rossi- $\alpha$ .

#### A.4 Método do número de Nelson

No método do número de Nelson[73], os dados fundamentais são obtidos de distribuições Rossi- $\alpha$ . Neste método, uma fonte externa com intensidade S conhecida é inserida no meio multiplicativo para dar início às cadeias de fissão. Medindo a área sob a curva Rossi- $\alpha$  adquirida,  $\beta_{eff}$  é determinado por intermédio da relação:

$$\beta_{eff} = \frac{-\rho_{\$}}{N(1-\rho_{\$})^2 - \rho_{\$}} \tag{A.6}$$

onde N é o número de Nelson e  $\rho_{\$}$  a reatividade em \$. O número de Nelson é definido como:

$$N = \left(\frac{2g^*S}{g\overline{\nu_p}D}\right) \left(\frac{A}{\alpha C}\right) \tag{A.7}$$

onde:

g e  $g^*$  =fatores de correção espacial;

 $\overline{\nu_p}$  =número de nêutrons prontos emitidos por fissão;

A =valor da distribuição Rossi- $\alpha$  para  $\tau = 0$  (ponto onde a curva intercepta a ordenada);

 $\alpha$  =constante de decaimento de nêutrons prontos;

 $C = \tan \alpha$  de contagem no detector que adquiriu a curva Rossi- $\alpha$ .

os demais parâmetros possuem as mesmas definições anteriores.

Os parâmetros  $F_r$  e D são semi-empíricos. Com exceção de  $\rho_{\$}$  e  $F_{\rm central}$ , os demais parâmetros são extraídos através de análises das curvas Rossi- $\alpha$ .

### A.5 Método Feynman- $\alpha$

No método Feynman- $\alpha$  tradicional,  $\beta_{eff}$  é obtido da seguinte expressão:

$$\beta_{eff} = \frac{1}{1 + (1 - \rho_{\$})\sqrt{\frac{a_p F_{\text{central}} F_r}{\epsilon D}}}$$
(A.8)

onde  $a_p$  é a amplitude da distribuição Feynman- $\alpha$ , e  $\epsilon$  a eficiência do detector. Os outros parâmetros possuem as mesmas definições anteriores.

## A.6 Método de Bennet

No método de Bennet[74], também chamado de método de covariância, é medida a covariância entre as contagens registradas por dois detectores de nêutrons distintos. Desta forma,  $\beta_{eff}$  é dado por:

$$\beta_{eff} = \frac{1}{1 + (1 - \rho_{\$})\sqrt{\frac{F_{\text{central}}F_r}{D}}A_0}$$
(A.9)

onde  $A_0$  é obtida ajustando a amplitude da curva de covariância em função da largura em tempo do canal.  $F_{\text{central}}$  e  $\rho_{\$}$  são obtidos experimentalmente enquanto, D e  $F_r$  de maneira semi-empírica.

### B Cinética de Reatores

A Cinética de Reatores [3, 2, 4] é a área da Física de Reatores que visa descrever o comportamento do fluxo angular de nêutrons  $\Phi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E, t)$  no espaço, direção, energia e tempo, quando a condição de equilíbrio (sistema estacionário  $\partial \Phi/\partial t = 0$ ), seja esta um estado crítico ou subcrítico com fonte externa, é perturbada. A análise de problemas dependentes do tempo é de fundamental importância na investigação das condições de controle e estabilidade de um reator, tanto em condições normais de operação quanto em situações de acidentes.

Neste apêndice será apresentada de forma sucinta, a formulação básica da teoria de Cinética Pontual para a descrição do comportamento dinâmico de sistemas nucleares. Toda a simbologia utilizada nas seções seguintes está definida na Lista de Símbolos disposta nos elementos pré-textuais deste trabalho.

#### B.1 Nêutrons atrasados

A emissão de alguns nêutrons no processo de fissão é atrasada, ou seja, não ocorre instantaneamente após a fissão, mas em intervalos de tempo que vão de frações de segundos à aproximadamente um minuto. Os chamados nêutrons atrasados, provém de certos fragmentos de fissão, denominados de precursores, os quais, após sofrerem um decaimento  $\beta$  dão origem a núcleos instáveis à emissão de nêutrons. A emissão destes nêutrons ocorre instantaneamente após o decaimento  $\beta$ . Embora apenas 0.7% dos nêutrons de fissão sejam atrasados, estes são de extrema importância no controle de reatores nucleares.

Existem vários precursores de nêutrons atrasados, os quais são divididos em seis grupos de acordo com suas meias-vidas. Cada grupo de precursor é caracterizado

por uma constante de decaimento  $\lambda_j$   $(j=1,2,\ldots,6)$ , a qual determina a taxa de emissão média de nêutrons atrasados do j-ésimo grupo. A Tab. B.1 dispõe os principais precursores e suas respectivas meias-vidas.

D.1. Grupos de precusores de neutrons auras					
Grupo	precursor	meia-vida (s)			
1	$^{87}{ m Br}$	54.5			
2	<sup>137</sup> I	24.4			
	$^{88}{ m Br}$	16.3			
3	<sup>138</sup> I	6.3			
	$^{89}{ m Br}$	4.4			
	$^{93,94}{ m Rb}$	~6			
4	$^{139}{ m I}$	2.0			
	Cs,Sb,Te	1.6-2.4			
	$^{90,92}\mathrm{Br}$	1.6			
	$^{93}{ m Kr}$	$\sim 1.5$			
5	$^{140}{ m I, Kr}$	0.5			
6	Br.Rb.As	0.2			

Tabela B.1: Grupos de precusores de nêutrons atrasados[63].

## B.2 Equação de transporte com nêutrons atrasados

Seja  $\nu(\mathbf{r}, E')$  o número esperado total de nêutrons emitidos em uma fissão ocorrida na posição  $\mathbf{r}$  induzida por um nêutron de energia E', e  $\beta_j(\mathbf{r}, E')$  uma fração deste total proveniente do decaimento dos precursores do j-ésimo grupo de nêutrons atrasados. O produto  $\beta_j(\mathbf{r}, E')\nu(\mathbf{r}, E')$  é o número esperado de nêutrons atrasados do j-ésimo grupo emitidos após a fissão.  $\beta_j(\mathbf{r}, E')$  é denominado de fração fração

$$\beta(\mathbf{r}, E') = \sum_{j} \beta_{j}(\mathbf{r}, E')$$
(B.1)

de modo que  $[1 - \beta(\mathbf{r}, E')]\nu(\mathbf{r}, E')$  é o número esperado de nêutrons prontos emitidos após a fissão ocorrida em  $\mathbf{r}$  induzida por um nêutron de energia E'.

Consideremos uma fissão induzida por um nêutron de energia E' ocorrendo no instante t' na posição r. O número provável de nêutrons com energia E emitidos por unidade de tempo no instante t após a fissão será:

$$\chi(\mathbf{r}; E' \to E; t - t') = \chi_p(E) [1 - \beta(\mathbf{r}, E')] \nu(\mathbf{r}, E') \delta(t - t') + \sum_j \chi_j(E) \beta_j(\mathbf{r}, E') \lambda_j e^{-\lambda_j(t - t')}$$
(B.2)

onde  $\chi_p(E)$  e  $\chi_j(E)$  são, respectivamente, os espectros normalizados de nêutrons prontos e de nêutrons atrasados do j-ésimo grupo. O primeiro termo corresponde à taxa de emissão de nêutrons prontos que ocorre apenas imediatamente após a fissão (t=t') devido à função delta de Dirac  $\delta(t-t')$ . O segundo termo refere-se à taxa de emissão de nêutrons atrasados, a qual decresce exponencialmente no tempo devido ao fator  $e^{-\lambda_j(t-t')}$ .

Para o caso onde o combustível é estacionário, de modo que não haja transporte de precursores, a equação de transporte de nêutrons dependente do tempo é escrita como[2]:

$$\frac{1}{v}\frac{\partial}{\partial t}\Phi(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\Omega},E,t) + \boldsymbol{\Omega}\cdot\boldsymbol{\nabla}\Phi = -\sigma\Phi 
+ \int d\boldsymbol{\Omega}'dE'\sum_{x\neq f}\sigma_{x}f_{x}(\boldsymbol{r};\boldsymbol{\Omega}'E'\to\boldsymbol{\Omega}E;t)\Phi(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\Omega}',E',t) 
+ \int_{-\infty}^{t} dt'\int d\boldsymbol{\Omega}'dE'\sigma_{f}(\boldsymbol{r},E',t')f_{f}(\boldsymbol{r};\boldsymbol{\Omega}'E'\to\boldsymbol{\Omega}E;t-t')\Phi(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\Omega}',E',t') 
+ S(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\Omega},E,t)$$
(B.3)

onde:

 $\Omega$  =vetor unitário que define a direção e o sentido do nêutron com velocidade v;

 $\sigma = \Sigma$  =seção de choque macroscópica total;

 $\sigma_x = \Sigma_x$  =seção de choque macroscópica do processo x;

 $\sigma_f(\mathbf{r}, E', t') = \Sigma_f =$ seção de choque macroscópica de fissão;

 $f_x(\mathbf{r}; \mathbf{\Omega}' E' \to \mathbf{\Omega} E; t) = \text{função transferência do processo } x;$ 

 $f_f(\mathbf{r}; \mathbf{\Omega}' E' \to \mathbf{\Omega} E; t - t') = \text{função transferência de fissão};$ 

 $S(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E, t)$  =fonte externa.

onde  $\Phi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E, t)$  deve satisfazer a seguinte condição de contorno na superfície livre:

$$\Phi(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{\Omega} < 0, E, t) = 0 \tag{B.4}$$

Sendo os nêutrons emitidos isotropicamente no processo de fissão, a função de transferência de fissão  $f_f(r; \Omega' E' \to \Omega E; t-t')$  fica:

$$f_f(\mathbf{r}; \mathbf{\Omega}' E' \to \mathbf{\Omega} E; t - t') = \frac{1}{4\pi} \chi(\mathbf{r}; E' \to E; t - t')$$
 (B.5)

onde  $\chi(\mathbf{r}; E' \to E; t - t')$  é o número de nêutrons com energia E emitidos por unidade de tempo, devido à uma fissão induzida por um nêutron de energia E' na posição  $\mathbf{r}$  no instante t', o qual é dado pela Eq. (B.2). Logo, substituindo (B.5) em (B.3) obtemos a equação de transporte dependente do tempo com nêutrons atrasados:

$$\frac{1}{v}\frac{\partial}{\partial t}\Phi(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\Omega},E,t) + \boldsymbol{\Omega}\cdot\boldsymbol{\nabla}\Phi = -\sigma\Phi 
+ \int d\boldsymbol{\Omega}'dE'\sum_{x\neq f}\sigma_{x}f_{x}(\boldsymbol{r};\boldsymbol{\Omega}'E'\to\boldsymbol{\Omega}E;t)\Phi(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\Omega}',E',t) 
+ \int_{-\infty}^{t} dt'\int d\boldsymbol{\Omega}'dE'\sigma_{f}(\boldsymbol{r},E',t')\{\tilde{\chi}_{p}(E)[1-\beta(\boldsymbol{r},E')]\nu(\boldsymbol{r},E')\delta(t-t') 
+ \int_{-\infty}^{t} dt'\int d\boldsymbol{\Omega}'dE'\sum_{j}\tilde{\chi}_{j}(E)\beta_{j}(\boldsymbol{r},E')\lambda_{j}e^{-\lambda_{j}(t-t')}\}\Phi(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\Omega}',E',t') 
+ S(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\Omega},E,t)$$
(B.6)

sendo  $\tilde{\chi}=\chi/4\pi$  tanto para o espectro de nêutrons prontos como para o de nêutrons atrasados.

Em muitos casos é conveniente escrevermos a Eq. (B.6) em termos da densidade de precursores do j-ésimo grupo de nêutrons atrasados  $C_j(\mathbf{r},t)$ . Deste modo, sendo  $\beta_j(\mathbf{r},E')\nu(\mathbf{r},E')$  o número de precursores do grupo j formados por fissão, e  $\sigma_f(\mathbf{r},E',t)\Phi(\mathbf{r},\Omega',E',t)$  a taxa de fissão no instante t, a taxa total de produção de precursores do j-ésimo grupo é dada por:

$$R_{j}(\mathbf{r},t) = \int d\mathbf{\Omega}' dE' \beta_{j}(\mathbf{r},E') \nu(\mathbf{r},E') \sigma_{f}(\mathbf{r},E',t) \Phi(\mathbf{r},\mathbf{\Omega}',E',t)$$
(B.7)

de modo que a densidade de precursores é governada pela seguinte equação:

$$\frac{\partial}{\partial t}C_j(\boldsymbol{r},t) = -\lambda_j C_j(\boldsymbol{r},t) + R_j(\boldsymbol{r},t)$$
(B.8)

cuja solução pode ser obtida pelo método do fator integrante[63], como:

$$C_{j}(\boldsymbol{r},t) = \int_{-\infty}^{t} dt' \int d\boldsymbol{\Omega}' d' \beta_{j}(\boldsymbol{r},E') \nu(\boldsymbol{r},E') \sigma_{f}(\boldsymbol{r},E',t') \Phi(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\Omega}',E',t') e^{-\lambda_{j}(t-t')} \quad (B.9)$$

onde a condição de contorno  $C_j(\boldsymbol{r},-\infty)=0$ , pois não há precursores no início da operação do reator.

Multiplicando a Eq. (B.9) por  $\lambda_j \tilde{\chi}_j(E)$  e somando em todos os j, esta tornase idêntica ao quarto termo do lado direito da Eq. (B.6), de modo que a rescrevemos como:

$$\frac{1}{v}\frac{\partial}{\partial t}\Phi(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\Omega},E,t) + \boldsymbol{\Omega}\cdot\boldsymbol{\nabla}\Phi = -\sigma\Phi 
+ \int d\boldsymbol{\Omega}'dE'\sum_{x\neq f}\sigma_{x}f_{x}(\boldsymbol{r};\boldsymbol{\Omega}'E'\to\boldsymbol{\Omega}E;t)\Phi(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\Omega}',E',t) 
+ \int_{-\infty}^{t} dt'\int d\boldsymbol{\Omega}'dE'\sigma_{f}(\boldsymbol{r},E',t')\{\tilde{\chi}_{p}(E)[1-\beta(\boldsymbol{r},E')]\nu(\boldsymbol{r},E')\delta(t-t') 
+ \sum_{j}\lambda_{j}C_{j}(\boldsymbol{r},t)\tilde{\chi}_{j}(E) + S(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\Omega},E,t)$$
(B.10)

### B.3 Cinética pontual

Devido ao livre caminho médio dos nêutrons ser relativamente grande e, suas vidas médias dentro do reator relativamente pequenas, o efeito de uma perturbação local em  $\Phi(r,\Omega,E,t)$  propaga-se rapidamente por todo o reator. A consequência imediata de uma perturbação local em um reator (realizada, por exemplo, através de um pequeno movimento de uma barra de controle) é o reajuste da forma do fluxo. Em várias situações, este reajuste é extremamente sutil, e é realizado em alguns milisegundos. Após tal reajuste na forma, a amplitude do fluxo aumenta ou diminui no reator como um todo, dependendo do efeito da perturbação inicial no fator de multiplicação do sistema. Para reatores nos quais os transientes se processam desta maneira, ou seja, as alterações na forma e na amplitude do fluxo ocorrem separadamente, a descrição apenas do comportamento da amplitude do fluxo é suficiente para prever com grande precisão as consequências da perturbação inicial para o sistema. Este tipo de tratamento é conhecido como cinética pontual[3].

#### B.3.1 Amplitude e fator de forma

No tratamento de um reator pontual dependente do tempo, o fluxo  $\Phi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E, t)$  é escrito como o produto da amplitude P(t), dependente apenas do tempo, com o fator de forma  $\psi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E, t)$ :

$$\Phi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E, t) = P(t)\psi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E, t)$$
(B.11)

O chamado modelo de reator pontual[3, 2] é obtido quando a dependência temporal no fator de forma é completamente ignorada, ou seja,  $\psi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E, t) = \psi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E)$ . Em um caso mais geral, escrevendo o fluxo na forma de (B.11) pretendemos que a amplitude contenha a maior parte da dependência temporal do sistema, enquanto o fator de forma varie apenas lentamente no tempo. Desta forma, o fluxo deve satisfazer a seguinte relação:

$$\int dV d\mathbf{\Omega} dE \frac{1}{v} \Phi_o^{\dagger}(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E) \frac{\partial}{\partial t} \Phi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E, t) = \frac{\partial P(t)}{\partial t} \int dV d\mathbf{\Omega} dE \frac{1}{v} \Phi_o^{\dagger}(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E) \psi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E, t)$$
(B.12)

onde  $\Phi_o^{\dagger}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{\Omega}, E)$  é a importância de nêutrons para um sistema crítico de referência, o qual será discutido na sec. B.3.2. A integral no volume é realizada no interior de uma superfície livre onde são impostas as condições de contorno em  $\Phi$  e  $\Phi_o^{\dagger}$ .

É necessário definir condições de normalização para P(t) e  $\psi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E, t)$ . De fato, condições de normalização para P(t) podem ser impostas de maneira arbitrária e conveniente e, por conseguinte, a normalização para  $\psi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E, t)$  ficará dependente destas imposições. Em particular,  $P(t_o)$  pode ser definido como a potência do reator em um dado instante  $t_o$ . A potência do reator pode ser expressa como:

Potência = 
$$\epsilon_f \int dV d\Omega dE \sigma_f(\mathbf{r}, E) \Phi(\mathbf{r}, \Omega, E, t)$$
  
 =  $P(t)\epsilon_f \int dV d\Omega dE \sigma_f(\mathbf{r}, E) \psi(\mathbf{r}, \Omega, E, t)$  (B.13)

onde  $\epsilon_f$  é a energia recuperada por fissão. Em  $t=t_o$ , temos:

$$P(t_o) = P(t_o)\epsilon_f \int dV d\Omega dE \sigma_f(\mathbf{r}, E)\psi(\mathbf{r}, \Omega, E, t_o)$$

$$\therefore \epsilon_f \int dV d\Omega dE \sigma_f(\mathbf{r}, E)\psi(\mathbf{r}, \Omega, E, t_o) = 1$$
(B.14)

de modo à definirmos uma normalização para  $\psi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E, t_o)$ . Para outros valores de t, a relação (B.14) ainda permanece válida e P(t) pode ainda ser identificada como a potência no instante t, desde que o fator de forma não varie drasticamente com o tempo.

#### B.3.2 Equações cinéticas

Afim de derivar as equações que descrevem o comportamento temporal (equações cinéticas) de um reator pontual, serão utilizados procedimentos descritos pela Teoria de Perturbação [2, 3]. Mais especificamente, consideremos diferenças entre um sistema dinâmico no instante t e um sistema crítico (estacionário) de referência, sendo este último representado pela importância de nêutrons  $\Phi_o^{\dagger}(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E)$  com  $k^{\dagger} = 1$ . A equação de transporte adjunta independente do tempo que governa o sistema de referência é:

$$-\mathbf{\Omega} \cdot \mathbf{\nabla} \Phi_o^{\dagger}(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E) = -\sigma_o(\mathbf{r}, E) \Phi_o^{\dagger} + \int d\mathbf{\Omega}' dE' \left[ \sum_{x \neq f} \sigma_{x_o} f_{x_o}(\mathbf{r}; \mathbf{\Omega}E \to \mathbf{\Omega}' E') \right] + \tilde{\chi}(E') \nu(\mathbf{r}, E') \sigma_{f_o}(\mathbf{r}, E') \Phi_o^{\dagger}(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}', E')$$
(B.15)

onde o subíndice "o" indica quantidades referentes ao estado crítico. A importância de nêutrons satisfaz as seguintes condições de contorno na superfície livre:

$$\Phi_o^{\dagger}(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{\Omega} > 0, E, t) = 0 \tag{B.16}$$

O sistema dinâmico no instante t é descrito pela equação de transporte com nêutrons atrasados dependente do tempo, dada pela Eq. (B.10). A diferença entre os dois sistemas é calculada, segundo a teoria de perturbação, da seguinte forma: (i) multiplica-se (B.10) por  $\Phi_o^{\dagger}(r, \Omega, E)$  e (B.15) por  $\Phi(r, \Omega, E, t)$ ; (ii) tais produtos devem ser subtraídos; (iii) o resultado de tal subtração é então integrado no volume, direção e energia. O termo contendo  $\partial \Phi/\partial t$  deve ser substituído pela Eq. (B.12). Os termos contendo gradientes são eliminados fazendo uso do teorema da divergência juntamente com as condições de contorno para  $\Phi$  e  $\Phi_o^{\dagger}$  (Eqs. (B.4) e (B.16)). O resultado desta álgebra fornece uma equação diferencial que descreve o comportamento temporal do sistema dinâmico, a qual pode ser escrita como:

$$\frac{dP(t)}{dt} = \frac{\rho(t) - \beta_{eff}(t)}{\Lambda(t)} P(t) + \sum_{j} \lambda_{j} c_{j}(t) + S(t)$$
(B.17)

as quantidades  $\rho(t)$ ,  $\beta_{eff}^{j}(t)$ ,  $\beta_{eff}(t)$ ,  $\Lambda(t)$ ,  $c_{j}(t)$  e S(t) serão definidas à seguir. Podemos obter uma segunda equação, multiplicando (B.8) por  $\tilde{\chi}_{j}(E)\Phi_{o}^{\dagger}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\Omega},E)$  e integrando sobre todas as variáveis  $(dVd\boldsymbol{\Omega}dEd\boldsymbol{\Omega}'dE')$ , o que resulta em:

$$\frac{dc_j(t)}{dt} = \frac{\beta_{eff}^j}{\Lambda(t)} P(t) - \lambda_j c_j(t) \qquad j = 1, 2, \dots, 6.$$
(B.18)

As Eq. (B.17) e (B.18) são conhecidas como equações cinéticas do reator[2, 3], e descrevem o comportamento temporal do mesmo. Os parâmetros  $\rho(t)$ ,  $\beta_{eff}^{j}(t)$ ,  $\beta_{eff}(t)$ ,  $\Lambda(t)$ ,  $c_{j}(t)$  e S(t) são denominados de parâmetros cinéticos[2, 3] do reator, e são definidos como:

$$\rho(t) \equiv \frac{1}{F(t)} \left\{ \int \dots \int dV d\Omega dE \Omega' dE' \psi(\mathbf{r}, \Omega', E', t) \Phi_o^{\dagger}(\mathbf{r}, \Omega, E) \right.$$

$$\times \Delta \left[ \sum_{x \neq f} \sigma_x f_x(\mathbf{r}; \Omega' E' \to \Omega E; t) + \tilde{\chi}(E) \nu(\mathbf{r}, E') \sigma_f(\mathbf{r}, E', t) \right]$$

$$- \int \int \int dV d\Omega dE \Delta \sigma(\mathbf{r}, E, t) \psi(\mathbf{r}, \Omega, E, t) \Phi_o^{\dagger}(\mathbf{r}, \Omega, E) \right\}$$
(B.19)

$$\beta_{eff}^{j}(t) \equiv \frac{1}{F(t)} \int \dots \int dV d\mathbf{\Omega} dE \mathbf{\Omega}' dE' \tilde{\chi}_{j}(E) \beta_{j}(\mathbf{r}, E') \nu(\mathbf{r}, E') \sigma_{f}(\mathbf{r}, E', t)$$

$$\times \psi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}', E', t) \Phi_{o}^{\dagger}(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E)$$
(B.20)

$$\beta_{eff}(t) \equiv \sum_{j} \beta_{eff}^{j}(t)$$
 (B.21)

$$\Lambda(t) \equiv \frac{1}{F(t)} \int \int dV d\Omega dE \frac{1}{v} \psi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E, t) \Phi_o^{\dagger}(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E)$$
 (B.22)

$$c_{j}(t) \equiv \frac{1}{\Lambda(t)F(t)} \int \int \int dV d\Omega dE \tilde{\chi}_{j}(E) C_{j}(\boldsymbol{r}, t) \Phi_{o}^{\dagger}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{\Omega}, E)$$
 (B.23)

$$S(t) \equiv \frac{1}{\Lambda(t)F(t)} \int \int dV d\mathbf{\Omega} dE S(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E, t) \Phi_o^{\dagger}(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E)$$
 (B.24)

onde:  $\Delta$  representa a diferença entre quantidades no instante t no sistema dinâmico em relação ao sistema crítico de referência, por exemplo,  $\Delta\sigma(\mathbf{r},E,t) = \sigma(\mathbf{r},E,t) - \sigma_o(\mathbf{r},E)$ ;  $\tilde{\chi}(E) = \tilde{\chi}_p(E)[1-\beta(\mathbf{r},E')] + \sum_j \tilde{\chi}_j(E)\beta_j(\mathbf{r},E')$  é o espectro total de nêutrons, incluindo nêutrons prontos e atrasados. O fator 1/F(t) não afeta as soluções das equações cinéticas (B.17) e (B.18), pois este é cancelado quando os parâmetros cinéticos são substituídos nas mesmas. F(t) é de certa forma arbitrário, e como será discutido na sec. B.4, pode ser escolhido de modo a propiciar uma interpretação física para os parâmetros cinéticos.

Durante a derivação das equações cinéticas e dos parâmetros cinéticos, nenhuma aproximação foi realizada, de modo que os resultados obtidos são exatos. Desta forma, conhecendo os parâmetros cinéticos  $\rho(t)$ ,  $\beta_{eff}^{j}(t)$ ,  $\beta_{eff}(t)$ ,  $\Lambda(t)$ ,  $c_{j}(t)$  e S(t), as soluções das equações cinéticas (B.17) e (B.18) serão exatas. Todavia, como é ne-

cessário o conhecimento de  $\Phi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E, t)$  para determinar os parâmetros cinéticos, a utilidade prática das equações cinéticas depende da capacidade de se obter com precisão o fator de forma sem ter que resolver a equação de transporte (B.10). O grande sucesso das equações cinéticas (B.17) e (B.18) deve-se ao fato de que em diversos transientes de interesse, o fator de forma  $\psi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E, t)$  varia muito lentamente com o tempo. Assim, obtido o fator de forma em um dado instante inicial  $t_o$  através de (B.14), este é considerado constante durante todo o transiente. Conhecendo  $\psi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E, t_o)$  é possível determinar os parâmetros cinéticos e por conseguinte, resolver as equações cinéticas, as quais fornecem exelentes resultados para P(t).

### B.4 Interpretação física dos parâmetros cinéticos

A interpretação física exata dos parâmetros cinéticos  $\rho(t)$ ,  $\beta_{eff}^{j}(t)$ ,  $\beta_{eff}(t)$ ,  $\Lambda(t)$ ,  $c_{j}(t)$  e S(t), depende da função F(t), cuja escolha é de certa forma arbitrária. Como mencionado anteriormente, a forma de F(t) não influencia nas soluções das equações cinéticas (B.17) e (B.18), pois estas equações dependem apenas das razões  $\rho(t)/\Lambda(t)$  e  $\beta_{eff}^{j}(t)/\Lambda(t)$ . Na prática, F(t) é definida de modo a fornecer aos parâmetros cinéticos interpretações físicas consistentes. Com tal finalidade, uma escolha razoável para F(t) é[2]:

$$F(t) \equiv \int \dots \int \tilde{\chi}(E)\nu(\mathbf{r}, E')\sigma_f(\mathbf{r}, E')\psi(\mathbf{r}, \Omega', E', t)\Phi_o^{\dagger}(\mathbf{r}, \Omega, E)dVd\Omega dEd\Omega'dE'$$
$$= \left(\Phi_o^{\dagger}, [\tilde{\chi}\nu\sigma_f]\psi'\right) \tag{B.25}$$

onde a última igualdade corresponde à notação de produto interno.

A integral que define a função F(t) corresponde à uma média ponderada por  $\Phi_o^{\dagger}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{\Omega}, E)$  da taxa de produção total de nêutrons via processos de fissão. O fluxo adjunto  $\Phi_o^{\dagger}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{\Omega}, E)$  indica quais nêutrons produzidos são mais importantes para o sistema crítico de referência.

#### **B.4.1** Reatividade $\rho(t)$

O parâmetro  $\rho(t)$  definido pela Eq. (B.19), é denominado de reatividade do reator. A fim de estabelecer uma interpretação física para  $\rho(t)$ , utilizaremos a metodologia empregada na teoria de perturbação. Primeiramente, consideremos a equação de transporte adjunta para um sistema crítico (independente do tempo) em termos do autovalor  $k_o^{\dagger}$ :

$$-\mathbf{\Omega} \cdot \mathbf{\nabla} \Phi_o^{\dagger}(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E) = -\sigma_o(\mathbf{r}, E) \Phi_o^{\dagger}$$

$$+ \int d\mathbf{\Omega}' dE' \sum_{x_o \neq f_o} \sigma_{x_o}(\mathbf{r}, E) f_{x_o}(\mathbf{r}; \mathbf{\Omega} E \to \mathbf{\Omega}' E') \Phi_o^{\dagger}(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}', E')$$

$$+ \frac{1}{k_o^{\dagger}} \int d\mathbf{\Omega}' dE' \tilde{\chi}(E') \nu(\mathbf{r}, E) \sigma_{f_o}(\mathbf{r}, E) \Phi_o^{\dagger}(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}', E')$$
(B.26)

sendo  $k_o^{\dagger}=k_o=1$ . Os sub-índices o indicam um sistema de referência crítico não perturbado.

Por outro lado, um sistema perturbado pode ser descrito pela seguinte equação:

$$\Omega \cdot \nabla \Phi^*(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{\Omega}, E) = -\sigma^*(\boldsymbol{r}, E) \Phi^* 
+ \int d\boldsymbol{\Omega}' dE' \sum_{x \neq f} \sigma_x^*(\boldsymbol{r}, E') f_x^*(\boldsymbol{r}; \boldsymbol{\Omega}' E' \to \boldsymbol{\Omega} E) \Phi^*(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{\Omega}', E') 
+ \frac{1}{k^*} \int d\boldsymbol{\Omega}' dE' \tilde{\chi}(E) \nu^*(\boldsymbol{r}, E') \sigma_f^*(\boldsymbol{r}, E') \Phi^*(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{\Omega}', E')$$
(B.27)

onde:  $\sigma^* = \sigma_o + \Delta \sigma$ ,  $\sigma_x^* f_x^* = \sigma_{x_o} f_{x_o} + \Delta(\sigma_x f_x)$  e  $\nu^* \sigma_f^* = \nu_o \sigma_{f_o} + \Delta(\nu \sigma_f)$  são seções de choque perturbadas;  $k^* = k + \Delta k$  é o autovalor perturbado e  $\Phi^* = \Phi + \Delta \Phi$  o fluxo angular perturbado. Tais perturbações são realizadas em relação so sistema crítico de referência. Multiplicando a Eq. (B.26) por  $\Phi^*(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E)$  e (B.27) por  $\Phi_o^{\dagger}(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E)$ , subtraindo as expressões resultantes e integrando em todo o espaço de fase  $dV d\mathbf{\Omega} dE$  obtemos a seguinte expressão:

$$\frac{\Delta k}{k^*} \int \dots \int dV d\Omega dE d\Omega' dE' \frac{1}{4\pi} \sigma_f(\mathbf{r}, E') \nu(\mathbf{r}, E' \to E) \Phi^{\dagger}(\mathbf{r}, \Omega, E) \Phi(\mathbf{r}, \Omega', E')$$

$$\simeq -\int \int \int dV d\Omega dE \Delta \sigma(\mathbf{r}, E) \Phi^{\dagger}(\mathbf{r}, \Omega, E) \Phi(\mathbf{r}, \Omega, E)$$

$$+ \int \dots \int dV d\Omega dE d\Omega' dE' \Delta [\sigma(\mathbf{r}, E') f(\mathbf{r}; \Omega' E' \to \Omega E)]$$

$$\times \Phi^{\dagger}(\mathbf{r}, \Omega, E) \Phi(\mathbf{r}, \Omega', E') \tag{B.28}$$

onde os termos de segunda ordem na perturbação,  $\Delta^2$ , foram desprezados. A validade desta equação depende das seguintes condições:  $\Phi^* \simeq \Phi$ ,  $\Delta \sigma \ll 1$ ,  $\Delta(\sigma f) \ll 1$  e  $\Delta k \ll 1$ .

Sendo F(t) dado pela Eq. (B.25), comparando  $\rho(t)F(t)$  da Eq. (B.19) com a Eq. (B.28), e considerando que  $\psi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E, t)$  não varie significativamente no tempo, obtemos a seguinte relação:

$$\rho = \frac{k-1}{k} \tag{B.29}$$

a qual indica que, fisicamente, a reatividade corresponde à um desvio percentual do fator de multiplicação k em relação ao sistema crítico de referência ( $k_o = 1$ ).

## B.4.2 Fração efetiva de nêutrons atrasados $\beta_{eff}(t)$

O parâmetro  $\beta_{eff}^{j}(t)$ , definido pela Eq. (B.20), é denominado de fração efetiva de nêutrons atrasados referente ao j-ésimo grupo de precursores. A soma  $\beta_{eff}(t)$  dada por (B.21), é chamada de fração efetiva total de nêutrons atrasados.

Fisicamente,  $\beta_{eff}^{j}(t)$  pode ser interpretado como a taxa média de produção de nêutrons atrasados do grupo j ponderada pela importância de nêutrons  $\Phi_{o}^{\dagger}(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E)$ , dividida pela taxa total média de produção de nêutrons devido aos processos de fissão também ponderada por  $\Phi_{o}^{\dagger}(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E)$ . Matematicamente podemos reescrever (B.20) através da notação de produto interno como:

$$\beta_{eff}^{j}(t) = \frac{\left(\Phi_{o}^{\dagger}, \tilde{\chi}_{j}\beta_{j}\nu\sigma_{f}\psi'\right)}{\left(\Phi_{o}^{\dagger}, [\tilde{\chi}\nu\sigma_{f}]\psi'\right)} = \begin{pmatrix} \text{taxa média de produção de nêutrons} \\ \text{atrasados do grupo j ponderada} \\ \text{taxa média total de produção} \\ \text{de nêutrons ponderada} \end{pmatrix}$$
(B.30)

onde  $\psi' = \psi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}', E', t)$  é o fator de forma.

A dependência temporal de  $\beta_{eff}^{j}(t)$  e consequentemente de  $\beta_{eff}(t)$  é devida simplesmente à  $\psi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}', E', t)$ . Deste modo, se o fator de forma possuir uma dependência fraca com o tempo,  $\beta_{eff}^{j}(t)$  irá variar lentamente no tempo. Em reatores térmicos temos que  $\beta_{eff}^{j} > \beta_{j}$ , pois os nêutrons atrasados são mais importantes que os nêutrons prontos, devido principalmente à menor probabilidade de fuga do sistema.

#### B.4.3 Tempo de geração de nêutrons prontos $\Lambda(t)$

O parâmetro cinético  $\Lambda(t)$  é conhecido como tempo de geração de nêutrons prontos, e foi definido através da Eq. (B.22). De fato, de acordo com sua definição,  $\Lambda(t)$  tem dimensão de tempo, e pode ser interpretado fisicamente como o intervalo de tempo médio ponderado por  $\Phi_o^{\dagger}(t)$  em que um nêutron sobrevive no interior do reator após este surgir como um nêutron pronto ou como produto de decaimento de um dado precursor.

Utilizando a notação de produto interno, escrevemos matematicamente tal interpretação física como:

$$\Lambda(t) = \frac{\left(\Phi_o^{\dagger}, \frac{1}{v}\psi\right)}{\left(\Phi_o^{\dagger}, [\tilde{\chi}\nu\sigma_f]\psi'\right)} = \begin{pmatrix}
\text{n. médio total de nêutrons} \\
\text{ponderado} \\
\hline
\text{taxa total média de produção} \\
\text{de nêutrons ponderada}
\end{pmatrix}$$
(B.31)

Valores típicos de  $\Lambda(t)$  estão entre  $10^{-3}s$  (para reatores térmicos) e  $10^{-7}s$  para reatores rápidos. Como no caso de  $\beta^j_{eff}(t)$ , a dependência temporal de  $\Lambda(t)$  é frequentemente ignorada. Todavia, em situações envolvendo transientes extremamente rápidos, de modo que o fator de forma varie significativamente, a dependência temporal de  $\Lambda(t)$  deve ser considerada.

## B.4.4 Concentração de precursores $c_j(t)$ e fontes externas S(t)

O parâmetro  $c_j(t)$ , definido pela Eq. (B.23), é denominado de concentração ponderada de precursores do j-ésimo grupo. A quantidade  $\tilde{\chi}_j(E)C_j(r,t)$  corresponde à concentração de precursores do grupo j que emitem nêutrons com energia E. Sendo o produto  $\Lambda(t)F(t)$  adimensional,  $c_j(t)$  pode ser interpretado como:

$$c_{j}(t) = \frac{\left(\Phi_{o}^{\dagger}, \tilde{\chi}_{j}C_{j}\right)}{\left(\Phi_{o}^{\dagger}, \frac{1}{v}\psi\right)} = \begin{pmatrix} \text{concentração ponderada de} \\ \text{precursores do grupo j} \\ \hline \text{n. médio total de nêutrons} \\ \text{ponderado} \end{pmatrix}$$
(B.32)

o que correponde à uma fração ponderada pela importância de nêutrons  $\Phi_o^{\dagger}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{\Omega}, E)$  de nêutrons atrasados do j-ésimo grupo em relação à densidade total de nêutrons.

Com relação ao parâmetro S(t) dado pela Eq. (B.24), podemos interpretá-lo da seguinte forma:

$$S(t) = \frac{\left(\Phi_o^{\dagger}, S\right)}{\left(\Phi_o^{\dagger}, \frac{1}{v}\psi\right)} = \begin{pmatrix} \text{taxa ponderada de emissão de nêutrons} \\ & \text{por fontes externas} \\ & \text{n. médio total de nêutrons} \\ & \text{ponderado} \end{pmatrix}$$
(B.33)

de modo que S(t) corresponde à média ponderada por  $\Phi_o^{\dagger}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\Omega},E)$  do número total

de nêutrons provenientes de fontes externas introduzidos no sistema por unidade de tempo, em relação à densidade total ponderada de nêutrons.

### B.5 A equação inhour

Uma solução típica das equações cinéticas (B.17) e (B.18) é obtida para o caso onde a reatividade do sistema é alterada subitamente via uma função degrau. Consideremos em especial, o caso em que o reator está inicialmente em um estado subcrítico e em um dado instante passa, quase que instantaneamente, para um estado supercrítico. A população de nêutrons começa à aumentar e, após um transiente inicial, a taxa de aumento tende assintoticamente para um valor constante, o qual depende do período do reator. As soluções das equações cinéticas para problemas envolvendo perturbações em sistemas estacionários, podem ser obtidas através do método da transformada de Laplace, o qual será utilizado a seguir.

Suponhamos que anteriormente ao instante t=0, o reator opera em um estado estacionário subcrítico com uma fonte externa S. Sendo a reatividade em t=0 dada por  $\rho_-$ , onde  $\rho_- < 0$ , as Eq. (B.17) e (B.18) tornam-se:

$$\frac{\rho_{-} - \beta_{eff}}{\Lambda} P_o + \sum_{j} \lambda_j c_{jo} + S = 0$$
(B.34)

e

$$\lambda_j c_{jo} = \frac{\beta_{eff}^j}{\Lambda} P_o \tag{B.35}$$

onde foi considerado: dP(t=0)/dt=0;  $dc_j(t=0)/dt=0$ ;  $P_o=P(0)$  e  $c_{jo}=c_j(0)$ . As quantidades  $\rho_-$ ,  $\beta_{eff}^j$ ,  $\Lambda$  e S não variam no tempo.

Em t=0 a reatividade é elevada instantaneamente para  $\rho_+>0$ . Calculandose as transformadas de Laplace das Eq. (B.17) e (B.18), obtém-se:

$$sP(s) - P_o = \frac{\rho_+ - \beta_{eff}}{\Lambda} P(s) + \sum_j \lambda_j c_j(s) + \frac{S}{s}$$
 (B.36)

е

$$sc_j(s) - c_{jo} = \frac{\beta_{eff}^j}{\Lambda} P(s) - \lambda_j c_j(s)$$
 (B.37)

onde:

$$P(s) \equiv \mathcal{L}P(t) = \int_0^\infty e^{-st} P(t)dt$$
 (B.38)

$$c_j(s) \equiv \mathcal{L}c_j(t) = \int_0^\infty e^{-st} c_j(t) dt$$
 (B.39)

são as transformadas de Laplace de P(t) e  $c_j(t)$ , respectivamente. Substituindo  $c_{jo}$  de (B.35) em (B.37) e resolvendo para  $c_j(s)$  temos:

$$sc_j(s) - c_{jo} = \frac{\beta_{eff}^j}{\Lambda} P(s) - \lambda_j c_j(s)$$
 (B.40)

e substituindo este resultado em (B.36) obtemos:

$$P(s) = \frac{P_o\left(\Lambda + \sum_j \frac{\beta_{eff}^j}{s + \lambda_j}\right) + \frac{\Lambda S}{s}}{s\Lambda + \sum_j \frac{s\beta_{eff}^j}{s + \lambda_j} - \rho_+}$$
(B.41)

A transformada inversa de Laplace de P(s) nos fornece a solução dependente do tempo P(t) para t > 0. Tal transformada é efetuada via o método de resíduos, o qual implica em conhecermos os pólos da função P(s), identificados por  $\omega_k$ , que satisfazem a seguinte relação:

$$\rho_{+} = \Lambda \omega_{k} + \sum_{j} \frac{\omega_{k} \beta_{eff}^{j}}{\omega_{k} + \lambda_{j}}$$
(B.42)

Realizando a transformada inversa de (B.41) através do método de resíduos considerando os pólos  $\omega_k$  dados por (B.42), encontra-se:

$$P(t) = \sum_{k} P_k e^{\omega_k t} - \frac{\Lambda S}{\rho_+}$$
 (B.43)

sendo os coeficientes  $P_k$  dados por:

$$P_{k} = \frac{P_{o}\left(\Lambda + \sum_{j} \frac{\beta_{eff}^{j}}{\omega_{k} + \lambda_{j}}\right) + \frac{\Lambda S}{\omega_{k}}}{\Lambda + \sum_{j} \frac{\lambda_{j} \beta_{eff}^{j}}{(\omega_{k} + \lambda_{j})^{2}}}$$
(B.44)

A Eq. (B.42) é conhecida como equação inhour. Este nome provêm do fato de que no início da tecnologia nuclear, mais especificamente, da física de reatores, a unidade de  $\omega_k$  era dada em "inverso de hora" (do inglês inverse hour).

Para seis grupos de precursores, j = 1, 2, ..., 6, multiplicando a Eq. (B.42) por  $\prod_{i=1}^{6} (\omega_k + \lambda_i)$ , obtemos uma equação polinomial de ordem 7 em  $\omega_k$ . Assim, para um dado valor de  $\rho$  existem sete raízes  $\omega_k$ , as quais estão indicadas na Fig. B.5.

Para  $\rho \geq 0$  e grandes valores de t, a Eq. (B.43) é dominada pelo termo com o valor mais positivo de  $\omega_k$ . Tal valor é frequentemente representado por  $\omega_o$  e,  $1/\omega_o$  é denominado de período assintótico do reator. Os demais valores de  $\omega_k$  correspondem à termos de transiente que desaparecem rapidamente com o tempo. A Eq. (B.42) mostra ainda que, para  $|\omega_k| \gg \lambda_i$ , o que implica fisicamente em desprezar a existência dos nêutrons atrasados,  $\rho \simeq \omega_k \Lambda + \beta_{eff}$ , ou:

$$\omega_k \approx \frac{\rho - \beta_{eff}}{\Lambda}$$
 (B.45)

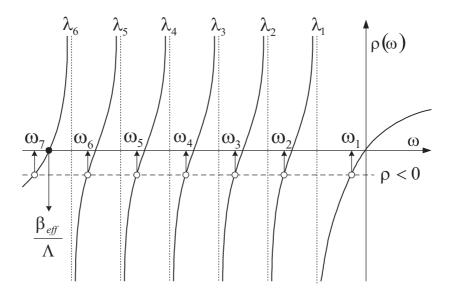


Figura B.1: Gráfico da reatividade  $\rho$  em função de  $\omega_k$  dado pela equação inhour[3].

Para sistemas subcríticos ( $\rho < 0$ ), a Eq. B.45 é satisfeita para k = 7, ou seja, para a sétima raíz da equação inhour  $\omega_7$ . Todavia, como discutido no capítulo 3, esta relação linear entre  $\omega_7$  e  $\rho$  só é válida para níveis subcríticos próximos à criticalidade. Para grandes níveis de subcriticalidade um comportamento não-linear entre  $\omega_7$  e  $\rho$  é obtido via o Modelo de Duas-Regiões (ver capítulo 3).

# C Reator Nuclear IPEN/MB-01

O Reator Nuclear IPEN/MB-01 é o quarto reator de pesquisa do Brasil, e localiza-se, de acordo com a Fig. C.1, nas dependências do do Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares (IPEN), situado no campus da Cidade Universitária "Armando de Salles de Oliveira" em São Paulo. Com financiamento da Marinha do Brasil, o seu projeto e desenvolvimento foi realizado inteiramente no Brasil, envolvendo, principalmente, o corpo técnico da Diretoria de Pesquisa de Reatores do IPEN/CNEN-SP e a Coordenadoria de Projetos Especiais (COPESP), atualmente Centro Tecnológico da Marinha (CTMSP). O IPEN/MB-01 atingiu sua primeira criticalidade às 15 horas e 35 minutos do dia 9 de novembro de 1988, e foi oficialmente entregue para operação para o IPEN/CNEN-SP em 28 de novembro deste mesmo ano.

O projeto do Reator IPEN/MB-01 teve início em 1983, e as obras foram finalizadas em julho de 1988, quando imediatamente iniciaram-se os testes dos seus sistemas de operação. A implantação deste reator atendeu à critérios recomendados pelas normas CNEN-NE 1.04 e Safety Series n. 35 da Agência Internacional de Energia Atômica (IAEA), sendo desenvolvido utilizando-se em parte o guia de projeto BNL 50831-I[75]. Após cumpridas uma série de exigências legais, o licenciamento do Reator IPEN/MB-01 foi concedido em 19 de outubro de 1988, através das resoluções CNEN 23 e 25.

O Reator IPEN/MB-01 é uma Unidade Crítica, também chamado de Reator de Potência Zero, o qual é definido como uma montagem de material físsil onde a reação em cadeia é auto sustentada e controlada à baixos níveis de potência. No caso do IPEN/MB-01, a potência máxima de operação é de 100W, de maneira que os efeitos de realimentação de temperatura não são significativos. Este tipo de instalação nuclear permite a simulação de todas as características nucleares de um reator de potência em escala reduzida, sem que seja necessário a construção de um complexo sistema de

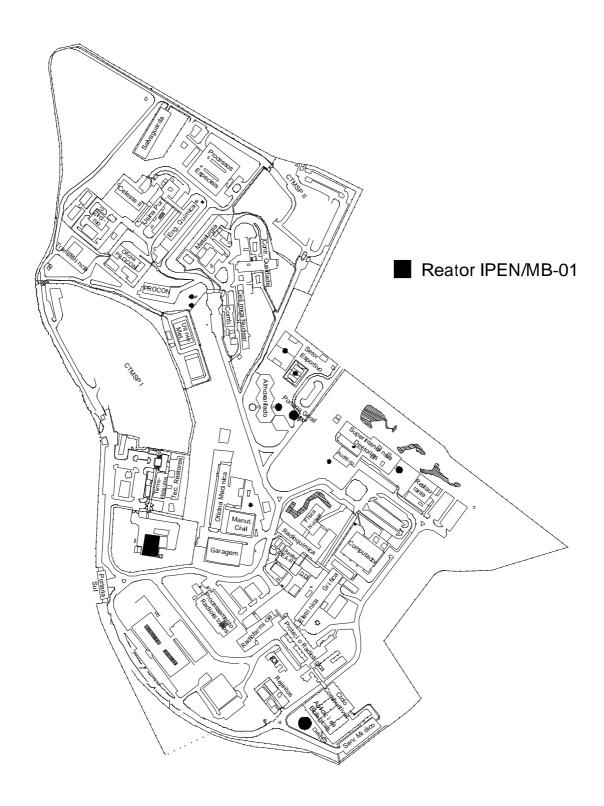


Figura C.1: Mapa da Cidade Universitária "Armando de Salles de Oliveira" em São Paulo. Está indicado a localização do Reator IPEN/MB-01[75].

remoção de calor.

Existem basicamente duas classes de Unidades Críticas: as ditas homogêneas e as heterogêneas. As Unidades Críticas Homogêneas possuem composição e geometria simples, tendo servido no início do desenvolvimento da tecnologia nuclear para a comprovação experimental de teorias neutrônicas e validação de dados nucleares, constituindo desta forma uma ferramenta de grande utilidade para a pesquisa de base no campo da Física de Reatores. As unidades críticas homogêneas mais conhecidas são denominadas de Godiva e Jezebel[76, 77].

As Unidades Críticas Heterogêneas, as quais envolvem o Reator IPEN/MB-01, tem como objetivo principal representar neutronicamente o projeto do núcleo de um reator, permitindo validar o projeto, garantindo que o núcleo irá operar conforme suas especificações. Tais reatores são construídos utilizando os mesmos materiais empregados nos núcleos dos reatores de potência. As Unidades Críticas Heterogêneas representam uma ferramenta fundamental, que permitem o estudo via medidas experimentais do desempenho e das características do núcleo de um reator de potência antes da sua efetiva instalação.

Os objetivos primordiais que levaram à construção do Reator IPEN/MB-01, foram no sentido de projetar e testar um núcleo típico para utilização em propulsão naval. Neste tipo de projeto, o controle de reatividade é realizado por meio da inserção e retirada de barras de controle, diferindo de muitas unidades críticas, onde o controle dá-se através da variação do nível de água no tanque moderador. Esse controle de reatividade é típico de reatores utilizados na propulsão naval, onde é necessário realizar variações rápidas de potência com a finalidade de se empreenderem manobras táticas.

## C.1 Instalações do Reator IPEN/MB-01

As instalações do Reator Nuclear IPEN/MB-01 compreendem 3 edifícios, a saber: célula crítica; edifício de apoio; e edifício auxiliar. Por questões de segurança relacio-

nadas ao tipo de atividade desenvolvida, as instalações são subdivididas em 5 setores: célula crítica; sala de controle; laboratórios; administração; e edifício auxiliar. A Fig. C.2 mostra um esquema da planta das instalações do Reator IPEN/MB-01, indicando suas subdivisões.

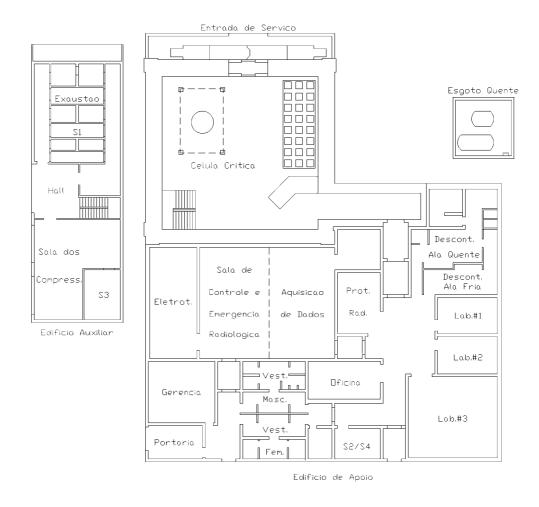


Figura C.2: Planta simplificada das dependências do Reator IPEN/MB-01[75].

O setor da célula crítica abriga o núcleo do Reator IPEN/MB-01. Este setor tem uma forma quadrada com dimensões de  $14 \times 14m^2$ . A edificação é construída em concreto propendido, com paredes de 1.5m de espessura e altura de 6m. Tais paredes tem como funções principais a blindagem biológica e o confinamento do ambiente interno, afim de impedir a liberação não controlada de gases radioativos. Neste setor

situam-se, entre outros equipamentos: o tanque moderador, a estrutura metálica de sustentação do núcleo, sistemas de controle de reatividade, instrumentos de medidas e o arranjo crítico. A Fig. C.3 mostra uma fotografia da estrutura de sustentação do núcleo e do tanque moderador localizados no interior da célula crítica.

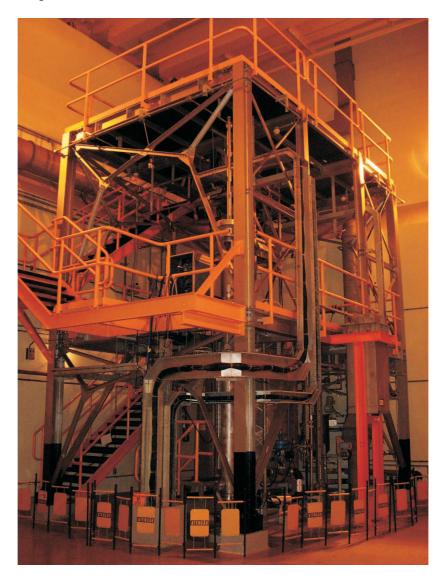


Figura C.3: Foto da estrutura de sustentação do tanque moderador e do núcleo do Reator IPEN/MB-01.

O setor da sala de controle é uma área estanque, constituída pela sala de controle propriamente dita, sala de aquisição de dados e sala de eletrotécnica. O isolamento é obtido via paredes de concreto e portas duplas estanques à gases. Na sala de controle estão instalados os painéis de instrumentação e controle do conjunto crítico, bem como dos sistemas de água e ar condicionado. Na sala de aquisição de dados estão

instalados os módulos eletrônicos e sistemas de aquisição de dados dos experimentos realizados na célula crítica. Na sala de eletrotécnica estão localizados os centros de controle de motores (CCM's) e os quadros principais de energia.

### C.2 Arranjo crítico

O Reator IPEN/MB-01 é uma instalação destinada ao estudo das características neutrônicas de núcleos moderados à água leve, e tem para tal finalidade na sua concepção, a flexibilidade necessária para testar diferentes configurações de núcleo.

O primeiro núcleo do Reator IPEN/MB-01 possui a forma de um paralelepípedo com dimensões ativas de 39x42x54.6cm, sendo gometricamente dividido em 4 quadrantes com elementos de controle e segurança colocados, respectivamente, em quadrantes diametralmente opostos. As Figs. C.4 e C.5 mostram, respectivamente, as vistas superior e lateral do núcleo do Reator IPEN/MB-01. Mais especificamente, este núcleo possui um arranjo de 28x26 varetas combustíveis e 48 tubos guia, destinados à inserção das barras de controle/segurança, responsáveis para controle da reatividade e desligamento do reator. Este tipo de configuração é denominado de retangular, e são utilizados um total de 680 varetas combustível fornecendo um excesso de reatividade de aproximadamente 2415pcm.

O núcleo do Reator IPEN/MB-01 possibilita a montagem de diferentes arranjos críticos, uma vez que foi projetado para que apresentasse a versatilidade e flexibilidade necessárias para tal finalidade. A placa matriz que sustenta o núcleo do reator possui 900 furos espaçados entre si por 15mm (pitch), em um arranjo de 30x30. De acordo com a Fig. C.5, abaixo da placa matriz existem outras duas placas: a placa espaçadora e uma outra abaixo das varetas combustíveis, a placa suporte. A placa matriz e a espaçadora garantem o espaçamento entre as varetas combustíveis, enquanto a placa suporte oferece a sustentação das mesmas. Estas três placas são ligadas entre si pelos tubos guia das varetas absorvedoras e por colunas estruturais, formando um conjunto rígido de posicionamento do núcleo. Além do arranjo retangular, os arranjos

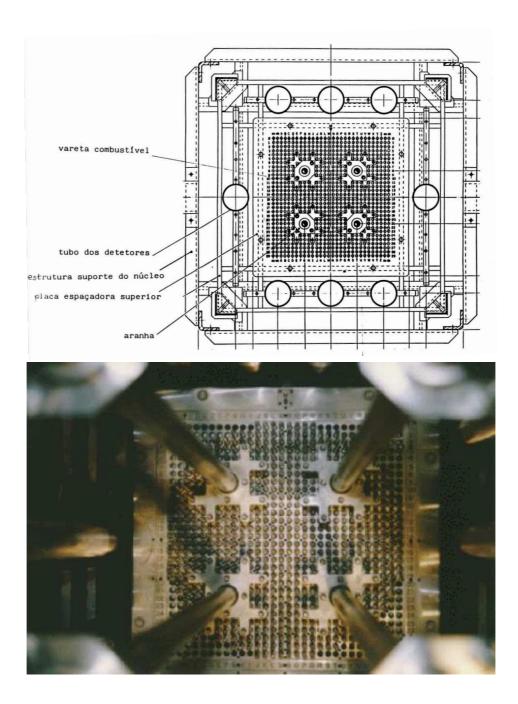


Figura C.4: Diagrama esquemático e foto da vista superior do núcleo do Reator IPEN/MB-01[75].

quadrado e cilindrizado também podem ser montados.

Todo o núcleo do reator, bem como os mecanismos de acionamento de barras, os tubos guia e o amortecedor de queda de barras, é apoiado por uma estrutura suporte, fixada na parte superior por uma plataforma metálica, e na parte inferior mantida suspensa no interior do tanque moderador, o qual contém água tratada e des-

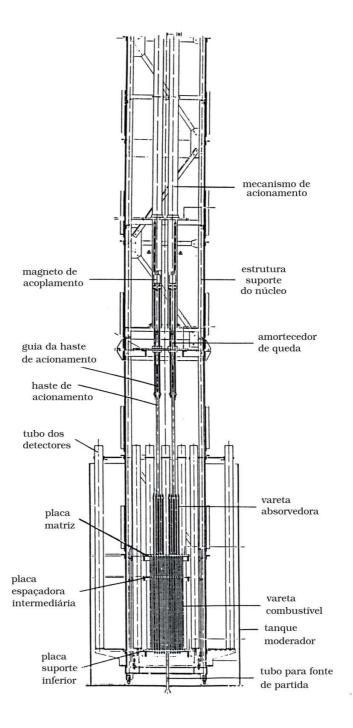


Figura C.5: Esquema da vista lateral do núcleo Reator IPEN/MB-01[75].

mineralizada, utilizada como elemento moderador de energia dos nêutrons. A Tab. C.1 resume as principais características técnicas do Reator IPEN/MB-01.

Tabela C.1: Características técnicas do Reator IPEN/MB-01[78].

características do núcleo					
potência máxima	100W				
moderador	água leve				
combustível	$UO_2$				
forma do combustível	pastilhas cilíndricas				
	encapsuladas em varetas				
seção transversal do núcleo	$42 \times 39cm$				
altura ativa do núcleo	54.6cm				
número total de varetas combustíveis	680				
número total de varetas absorvedoras	48				
número de varetas absorvedoras por quadrante	12				
arranjo de varetas no núcleo	$28 \times 26$				
espaçamento entre varetas combustíveis	1.5cm				
reatividade total do núcleo	3160pcm				

#### C.3 Varetas combustíveis e barras de controle

Cada vareta combustível do Reator IPEN/MB-01 é constituída de 52 pastilhas combustíveis de  $UO_2$  enriquecidas a 4.3% e encamisamento de aço inox AISI-304. Cada pastilha possui uma forma cilíndrica com altura de 1.05cm e diâmetro de 0.849cm. As 52 pastilhas formam uma coluna de 54.6cm de altura, que constitui a altura ativa da vareta combustível. As extremidades das varetas são preenchidas com pastilhas de  $Al_2O_3$ , e são denominadas de regiões não ativas. As varetas são preenchidas internamente com gás hélio à pressão de 1bar. A Fig. C.6 ilustra a seção longitudinal da vareta combustível do Reator IPEN/MB-01.

Como mencionado anteriormente, existem 48 tubos guia para posicionamento das varetas absorvedoras de nêutrons. Estes 48 tubos guia estão dispostos em 4 grupos localizados em quadrantes distintos do núcleo do reator, contendo cada um deles 12 varetas absorvedoras. Dois destes grupos são constituídos de barras de se-

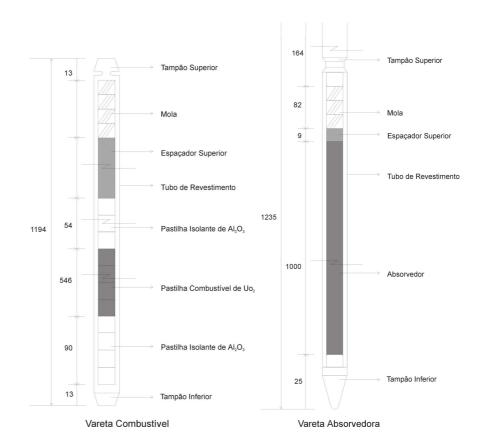


Figura C.6: Corte longitudinal das varetas combustível e absorvedora do Reator IPEN/MB-01[75]. As dimensões são dadas em mm.

gurança e os outros dois grupos por barras de controle. Cada grupo de 12 varetas absorvedoras é unido através de um corpo central, denominado "aranha", o qual é ligado a uma haste de acionamento, que por sua vez é conectada a mecanismos acionados por eletroímãs. A reatividade integral de cada barra de controle/segurança, de aproximadamente 3200pcm, é suficiente para desligar o reator.

As barras de segurança e de controle são geometricamente idênticas, diferindo apenas pelo material absorvedor de nêutrons utilizado. A Fig. C.6 mostra um corte longitudinal da vareta absorvedora do Reator IPEN/MB-01. No caso das barras de segurança, estas são constituídas de  $B_4C$  (carbeto de boro) na forma de pó compactado, e durante a operação normal do reator, são mantidas totalmente retiradas do núcleo ativo, com o objetivo de desligá-lo com grande margem de segurança. As barras de controle são responsáveis por manterem constante a população de nêutrons, quando o mesmo atinge um certo nível arbitrário de potência. Estas são constituídas de uma liga de Ag - In - Cd. Tanto as barras de controle quanto as de segurança são

encapsuladas com um revestimento de aço inox austenítico.

As tabelas C.2, C.3, C.4, C.5 e C.6, apresentam detalhadamente as composições, bem como as dimensões e geometrias das varetas combustíveis e de controle do Reator IPEN/MB-01.

## C.4 Sistemas de controle e segurança

Além das barras de controle e segurança, o sistema de controle de reatividade inclui um sistema de esvaziamento rápido do tanque moderador o qual provoca o desligamento do reator por perda de fluído moderador (água leve). No desligamento involuntário por barras, dito de SCRAM de primeiro nível, as 4 barras caem por gravidade no núcleo a partir do sinal de corte de energia dos magnetos. No desligamento involuntário de segundo nível, além de todas as 4 barras caírem, são abertas duas válvulas tipo borboletas de abertura rápida de 50.8cm de diâmetro, situadas na parte inferior do tanque moderador. A abertura de tais válvulas causam a retirada de toda água via gravidade em aproximadamente 4 segundos. A água drenada é estocada no primeiro subsolo do edifício do reator, mais especificamente no tanque de estocagem. A água do moderador fica armazenada no tanque de estocagem até ser novamente bombeada para o tanque moderador em futuras operações. A água estocada pode passar por processos de tratamento através de filtragem e controle de seu nível de condutividade em um vaso trocador de leito de resina mista e, por processos de controle de temperatura em trocadores de calor, aquecedores ou resfriadores.

### C.4.1 Instrumentação nuclear

A instrumentação nuclear utilizada no controle e segurança do reator é constituída de 10 canais nucleares, divididos, de acordo com suas funções, em: 2 canais de partida (detetores  $BF_3$ ); 2 canais de potência (Câmaras de Ionização Compensadas-CIC); 2 canais lineares (Câmaras de Ionização Não Compensadas-CINC); 3 canais de segurança

 $Tabela\ C.2:\ Características\ gerais\ das\ varetas\ combustível\ do\ Reator\ IPEN/MB-01[78].$ 

vareta combustível				
tipo	tubo de aço contendo			
	pastilhas sinterizadas de $UO_2$			
comprimento total	119.4cm			
diâmetro externo do encamisamento	0.980cm			
material do encamisamento	AISI304			
gás de preenchimento	He à pressão de $1bar$			
massa total da vareta	$\sim 680g$			
massa de $UO_2$	309.2g			
combustível (pastil	has cilíndricas)			
diâmetro da pastilha	0.949cm			
altura da pastilha	1.050cm			
densidade do combustível	94%DT			
enriquecimento	4.3%			
tampões de ex	tremidade			
material AISI 304 L				
comprimento	1.30cm			
mola de com	pressão			
material	Inconel 600			
comprimento	11.05cm			
pastilhas de	$e Al_2O_3$			
quantidade	16 pastilhas			
altura de cada pastilha	0.9cm			
diâmetro	0.847cm			
tubo espa	çador			
material	AISI 304 L			
comprimento	39.6cm			
massa de aço	270g			

Tabela C.3: Dados geométricos das varetas combustível do Reator IPEN/MB-01[78].

região ativa	
combustível	$UO_2$
enriquecimento	4.3%
diâmetro da pastilha	0.849cm
diâmetro externo do encamisamento	0.980cm
espessura do encamisamento	0.060cm
passo da rede	1.500cm
região de alumina	
diâmetro da pastilha	0.949cm
diâmetro externo do encamisamento	0.980cm
espessura do encamisamento	0.060cm
região do tubo espaçador	
diâmetro interno	0.730cm
diâmetro externo	0.849cm

na faixa de potência (2 CINC e 1 detetor B-10) e 1 canal de segurança na faixa de partida (Detetor  $BF_3$ ). Como ilustrado na Fig. C.7 estes canais nucleares estão situados ao redor do núcleo dentro do tanque moderador em diferentes cotas axiais. Cada detector é posicionado dentro de tubos de alumínio estanques à água.

A instrumentação nuclear é responsável pelo processamento dos sinais gerados nos detetores nucleares. Após o processamento, estes sinais são enviados para os indicadores de potência e de período na mesa de controle do reator e para os comparadores de sinais que fazem a lógica dos sistemas de segurança do reator. Existem vários valores de limiar operacionais (set points) que constituem a rede de intertravamento dos canais nucleares. Alguns exemplos dos limiares da rede de intertravamento são:

- 1. Contagem mínima de 2cps nos canais de partida e seu respectivo canal de segurança, para habilitar a malha de partida;
- 2. Desligamento por sobrepotência (110mW) de primeiro nível dos canais de partida;

Tabela C.4: Composição isotópica das varetas combustível do Reator IPEN/MB-01[78].

pastilha combustível	${f concentração}~(atomos/barn-cm)$
$\overline{^{235}U}$	$1.0034 \times 10^{-3}$
$^{238}U$	$2.17938 \times 10^{-2}$
$^{16}O$	$4.55138 \times 10^{-2}$
encamisamento e tubo guia	concentração (atomos/barn - cm)
material do encamisamento	AISI 304
Fe	$5.67582 \times 10^{-2}$
Ni	$8.64435 \times 10^{-3}$
Cr	$1.72649 \times 10^{-2}$
$^{55}Mn$	$1.59898 \times 10^{-3}$
Si	$3.34513 \times 10^{-4}$
pastilha de alumina	${f concentração}~(atomos/barn-cm)$
$\overline{Al}$	$4.30049 \times 10^{-2}$
<sup>16</sup> O	$6.45074 \times 10^{-2}$

Tabela C.5: Dados geométricos e composição isotópica das varetas de controle do Reator IPEN/MB-01[78].

liga absorvedora	Ag - In - Cd
diâmetro do absorvedor	0.832cm
diâmetro externo do encamisamento	0.980cm
espessura do encamisamento	0.060cm
diâmetro externo do tubo guia	1.200cm
espessura do tubo guia	0.035cm

- 3. Desligamento por sobrepotência (120mW) de segundo nível dos canais de partida;
- 4. Desligamento por sobrepotência de primeiro nível (110W) para os canais de potência.
- 5. Desligamento por sobrepotência de segundo nível (120W) para os canais de potência.

Tabela C.6: Composição isotópica das varetas de controle do Reator IPEN/MB-01[78].

absorvedor	concentração (atomos/barn - cm)
$^{107}Ag$	$2.35462 \times 10^{-2}$
$^{109}Ag$	$2.18835 \times 10^{-2}$
$^{113}In$	$3.42506 \times 10^{-4}$
$^{115}In$	$7.65990 \times 10^{-2}$
Cd	$2.72492 \times 10^{-3}$
encamisamento, tubo guia	${f concentração}~(atomos/barn-cm)$
e tampão inferior	
Fe	$5.67582 \times 10^{-2}$
Ni	$8.64435 \times 10^{-3}$
Cr	$1.72649 \times 10^{-2}$
$^{55}Mn$	$1.59898 \times 10^{-3}$
Si	$3.34513 \times 10^{-4}$

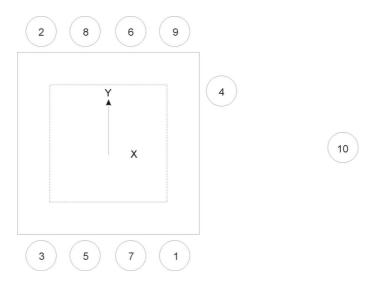


Figura C.7: Posicionamento dos detectores ao redor do núcleo do Reator IPEN/MB-01[78].

Para atingir a contagem mínima nos canais lineares e liberar a partida do reator é necessária a utilização de uma fonte de nêutrons de Am-Be com atividade de 1Ci e intensidade de  $2.5 \times 10^6 s^{-1}$ . Esta fonte fica armazenada no segundo subsolo do edifício do reator, e durante a partida do mesmo é levada através de um guia até

a base inferior do tanque moderador, onde pode então sensibilizar os canais nucleares citados, possibilitando assim que a partida do reator ocorra em uma faixa operacional em que os detetores dos canais de partida e de segurança estejam aptos a monitorar a taxa de crescimento da população de nêutrons.

Outros intertravamentos fazem-se presentes nos canais nucleares. Talvez o mais importante seja aquele referente ao período de crescimento da população neutrônica quando da supercriticalidade do reator, onde a população de nêutrons cresce exponencialmente. Assim, para períodos menores ou iguais a 17s ocorrem o desligamento involuntário (SCRAM) de primeiro nível, com a correspondente queda das 4 barras . Para períodos menores ou iguais a 14s ocorre o SCRAM de segundo nível, ou seja a abertura das válvulas para escoamento da água do tanque moderador.

Estes e outros intertravamentos que impedem que o reator seja ligado numa condição insegura são denominados de intertravamentos de segurança. Os intertravamentos que provocam o desligamento do reator, os quais são chamados de intertravamentos operacionais. Podemos citar vários que vão desde a abertura da porta de acesso da célula crítica (saguão onde localiza-se o núcleo do reator), até condições inadequadas da água moderadora, que vai desde a baixa temperatura da mesma (menor de  $17^{\circ}C$ ) até um nível inadequado de condutividade.

Todos os sistemas citados (núcleo, tanque moderador, detetores dos canais nucleares, controle das barras, etc.) estão situados dentro de um prédio estanque, mantido à pressão negativa, situada na faixa de -50 à -200Pa, denominado de *célula crítica*, construído com paredes de concreto, com funções de confinamento e blindagem. Um dos intertravamentos de segurança é impedir a partida do reator caso a pressão negativa no interior da célula crítica não atinja a valores operacionais pré-estabelecidos em projeto, ou mesmo provocar o seu desligamento automático, caso a pressão negativa diminua em sua magnitude.

# C.5 Proteção radiológica

O Reator IPEN/MB-01 foi projetado de forma a garantir proteção adequada ao trabalhador e ao indivíduo do público quanto a irradiação e contaminação seja ela interna ou externa. Métodos de proteção radiológica foram considerados em seu projeto original, a saber: blindagem, ventilação e armazenamento de elementos combustíveis usados.

As rotinas relativas à operação e à proteção radiológica no Reator IPEN/MB-01, com a finalidade de manter os riscos de eventos normais mínimos foram elaboradas pelas Equipes Técnicas de Operação e Proteção Radiológica, as quais foram aprovadas após passarem pela revisão do Comitê de Avaliação de Segurança da Instituição (CASI)[75]. Qualquer alteração ou modificação nessas rotinas deverá ser revista pelo CASI.

As áreas de radiação são definidas de acordo com a Tab. C.7.

Tabela C.7: Identificação das áreas de radiação [75].

área	dose máxima	descrição
	$(\mu S/h)$	
livre	2.50	área sem restrição
restrita supervisionada	25.0	área ocupacional controlada
restrita controlada	-	área controlada não ocupada,
		quando do núcleo em operação

### C.5.1 Área livre

A área livre não possui restrição de tempo de ocupação. Esta área é caracterizada como sendo toda área externa à cerca de proteção, que circunda toda a instalação do Reator IPEN/MB-01. A máxima taxa de dose é bem inferior a  $2.5\mu Sv/h(0.25mrem/h)$ , considerando a ocupação esperada de 40 horas/semana e 50 semanas/ano satisfazendo, portanto, as Diretrizes Básicas de Radioproteção NE-3.01[75].

Não existirá nenhuma fonte de radiação presente na área livre. Estas áreas não são controladas pela proteção radiológica.

# C.5.2 Área restrita supervisionada

A área restrita supervisionada é projetada para ocupação controlada. Esta área é caracterizada pela sala de controle, laboratórios e acessos. A máxima taxa de dose nesta área é inferior a  $25.0\mu Sv/h(2.5mrem/h)$ . O pessoal envolvido na operação e visitas podem ocupar a área restrita supervisionada, contanto que não excedam os limites de dose para corpo inteiro segundo as Diretrizes Básicas de Radioproteção NE-3.01[75]. Considerando a operação do núcleo durante 40 horas/semana e 50 semanas/ano as doses área restrita supervisionada serão bem inferiores a 50mSv(5rem).

#### C.5.3 Área restrita controlada

A área restrita controlada é projetada para não ser ocupada, quando o núcleo do conjunto crítico estiver em operação. É caracterizada pela Célula Crítica, incluindo o primeiro e segundo sub-solos. Após o desligamento do núcleo, somente será permitido acesso de pessoas autorizadas e quando as taxas de dose no seu interior apresentarem valores inferiores a  $1000\mu Sv/h(100mrem/hora)$ .

Na Fig. [75], é apresentada uma vista em planta de todas as instalações do Reator IPEN/MB-01, onde são destacadas as Áreas Restrita Supervisionada e Controlada, definidas nesta Seção.

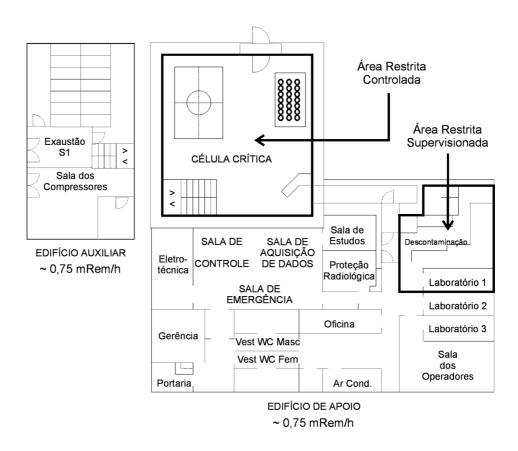


Figura C.8: Áreas de radiação do Reator IPEN/MB-01[75].

# D Análise de covariância

Neste apêndice serão analisadas as matrizes de covariância obtidas dos ajustes dos dados de  $\alpha$  versus o inverso da taxa de contagem 1/C apresentados nas Figs. 5.9 e 5.14. Tais ajustes foram realizados via um algoritmo Levenberg-Marquardt típico implementado em C/C++[79].

As Tabs. D.1 e D.2 apresentam as matrizes de covariância[80] provenientes dos ajustes dos dados de  $\alpha$  versus 1/C obtidos de distribuições Rossi- $\alpha$  e Feynman- $\alpha$ , respectivamente.

Tabela D.1: Matriz de covariância do ajuste ilustrado na Fig. 5.9 referente aos experimentos Rossi-

$\alpha$ .					
$\sigma_{xy}^2$	$ au_c$	$ au_r$	f	$eta_{eff}$	$\epsilon S$
$ au_c$	$1.0431 \times 10^{-12}$	$1.5396 \times 10^{-11}$	$-2.9894 \times 10^{-9}$	$9.1911 \times 10^{-11}$	$6.3710 \times 10^{-8}$
$\tau_r$	$1.5396 \times 10^{-11}$	$3.3356 \times 10^{-10}$	$-5.0228 \times 10^{-8}$	$9.4431 \times 10^{-10}$	$4.1182 \times 10^{-7}$
$\int$	$-2.9894 \times 10^{-9}$	$-5.0228 \times 10^{-8}$	$9.16766 \times 10^{-6}$	$-2.1437 \times 10^{-7}$	$-1.1749 \times 10^{-4}$
$\beta_{eff}$	$9.1911 \times 10^{-11}$	$9.4431 \times 10^{-10}$	$-2.1437 \times 10^{-7}$	$1.2719{\times}10^{-8}$	$1.4883 \times 10^{-6}$
$\epsilon S$	$6.3710 \times 10^{-8}$	$4.1182 \times 10^{-7}$	$-1.1749 \times 10^{-4}$	$1.4883 \times 10^{-6}$	0.01204

Tabela D.2: Matriz de covariância do ajuste ilustrado na Fig. 5.14 referente aos experimentos Feynman- $\alpha$ .

$\sigma_{xy}^2$	$ au_c$	$ au_r$	f	$eta_{eff}$	$\epsilon S$
$ au_c$	$2.3452 \times 10^{-13}$	$2.0615 \times 10^{-12}$	$-5.6496 \times 10^{-10}$	$2.3227 \times 10^{-11}$	$1.3937 \times 10^{-8}$
$ au_r$	$2.0615 \times 10^{-12}$	$2.8073 \times 10^{-11}$	$-5.9350 \times 10^{-9}$	$1.4747{\times}10^{-10}$	$5.7421 \times 10^{-8}$
f	$-5.6496 \times 10^{-10}$	$-5.935 \times 10^{-9}$	$1.5306{\times}10^{-2}$	$-4.4100 \times 10^{-8}$	$-3.8334 \times 10^{-5}$
$\beta_{eff}$	$2.3227 \times 10^{-11}$	$1.4747 \times 10^{-10}$	$-4.4100 \times 10^{-8}$	$2.6596 \times 10^{-9}$	$3.255 \times 10^{-6}$
$\epsilon S$	$1.3937 \times 10^{-8}$	$5.7421{\times}10^{-8}$	$-3.8334 \times 10^{-5}$	$3.255 \times 10^{-6}$	$6.9315 \times 10^{-3}$

Como discutido na seção 3.9.1, a razão  $\beta_{eff}/\Lambda$ , identificada como  $\alpha_0$ , pode ser determinada de duas formas distintas. Uma destas formas, dada pela Eq. 3.54, é dependente dos parâmetros  $\tau_c$ ,  $\tau_r$ , f e  $\beta_{eff}$ , os quais são provenientes do ajuste das curva de  $\alpha$  em função do inverso da taxa de contagem 1/C obtidas de experimentos Rossi- $\alpha$  e Feynman- $\alpha$ . As Figs. 5.9 e 5.14 ilustram estas curvas para valores de  $\alpha$  obtidos de distribuições Rossi- $\alpha$  e Feynman- $\alpha$ , respectivamente. Sendo  $\tau_c$ ,  $\tau_r$ , f e  $\beta_{eff}$  parâmetros de ajuste, no cálculo do desvio em  $\alpha_0$  obtido da Eq. 3.54, deve-se levar em conta as covariâncias entre parâmetros. Assim, o desvio em  $\alpha_0$  deve ser dado pela seguinte propagação de erros:

$$\sigma_{\alpha_{0}}^{2} = \left(\frac{\partial \alpha_{0}}{\partial \tau_{c}}\right)^{2} \sigma_{\tau_{c}}^{2} + \left(\frac{\partial \alpha_{0}}{\partial \tau_{r}}\right)^{2} \sigma_{\tau_{r}}^{2} + \left(\frac{\partial \alpha_{0}}{\partial f}\right)^{2} \sigma_{f}^{2} + \left(\frac{\partial \alpha_{0}}{\partial \beta_{eff}}\right)^{2} \sigma_{\beta_{eff}}^{2} \\
+ 2\left(\frac{\partial \alpha_{0}}{\partial \tau_{c}}\frac{\partial \alpha_{0}}{\partial \tau_{r}}\right) \sigma_{\tau_{c}\tau_{r}}^{2} + 2\left(\frac{\partial \alpha_{0}}{\partial \tau_{c}}\frac{\partial \alpha_{0}}{\partial f}\right) \sigma_{\tau_{c}f}^{2} + 2\left(\frac{\partial \alpha_{0}}{\partial \tau_{c}}\frac{\partial \alpha_{0}}{\partial \beta_{eff}}\right) \sigma_{\tau_{c}\beta_{eff}}^{2} \\
+ 2\left(\frac{\partial \alpha_{0}}{\partial \tau_{r}}\frac{\partial \alpha_{0}}{\partial f}\right) \sigma_{\tau_{r}f}^{2} + 2\left(\frac{\partial \alpha_{0}}{\partial \tau_{r}}\frac{\partial \alpha_{0}}{\partial \beta_{eff}}\right) \sigma_{\tau_{r}\beta_{eff}}^{2} + 2\left(\frac{\partial \alpha_{0}}{\partial f}\frac{\partial \alpha_{0}}{\partial \beta_{eff}}\right) \sigma_{f\beta_{eff}}^{2} \quad (D.1)$$

onde os quatro primeiros termos levam em conta apenas as variâncias nos parâmetros  $\tau_c$ ,  $\tau_r$ , f e  $\beta_{eff}$ , enquanto os demais, consideram as covariâncias. As variâncias  $\sigma_{\tau_c}$ ,  $\sigma_{\tau_r}$ ,  $\sigma_f$  e  $\sigma_{\beta_{eff}}$  e as covariâncias  $\sigma_{\tau_c\tau_r}$ ,  $\sigma_{\tau_c\beta_{eff}}$ ,  $\sigma_{\tau_r\beta_{eff}}$ ,  $\sigma_{\tau_r\beta_{eff}}$  e  $\sigma_{f\beta_{eff}}$  são obtidas dos elementos das matrizes de covariâncias dipostas nas Tabs. D.1 e D.2. As derivadas parciais são calculadas a partir da Eq. 3.54. Os desvios em  $\alpha_0$  considerando os termos de covariância estão dispostos na Tab. D.3. Observa-se uma redução de, aproximadamente, 20% nos desvios em  $\alpha_0 = \beta/\Lambda$  tanto nas medidas Rossi- $\alpha$  quanto Feynman- $\alpha$ .

Tabela D.3: Desvios em  $\alpha_0 = \beta_{eff}/\Lambda$  obtido da Eq. 3.54. A terceira coluna indica o valor do desvio  $\sigma_{\alpha_0}$  em  $\alpha_0$  levando em conta apenas os termos de variância da Eq. D.1. A última coluna considera os termos de covariância em  $\sigma_{\alpha_0}$ .

experimento	$\alpha_0$	$\sigma_{lpha_0}$	$\sigma_{lpha_0}$
		(variância)	(variância+covariância)
Rossi- $\alpha$	$\alpha_0 = -234.75s^{-1}$	$10.57 s^{-1}$	$2.34s^{-1}$
Feynman- $\alpha$	$\alpha_0 = -235.25s^{-1}$	$4.55 s^{-1}$	$0.96 s^{-1}$

Termos de covariância também devem ser considerados nos cálculos dos desvios do parâmetro  $\Lambda$ . De acordo com a seção 3.9.3,  $\Lambda$  pode ser determinado por intermédio da Eq. 3.56, a qual depende dos parâmetros ajustados  $\tau_c$ ,  $\tau_r$  e f. Assim, da mesma forma que para  $\alpha_0$ , o desvio em  $\Lambda$  obtido da Eq. 3.56, deve ser dado pela propagação:

$$\sigma_{\Lambda}^{2} = \left(\frac{\partial \Lambda}{\partial \tau_{c}}\right)^{2} \sigma_{\tau_{c}}^{2} + \left(\frac{\partial \Lambda}{\partial \tau_{r}}\right)^{2} \sigma_{\tau_{r}}^{2} + \left(\frac{\partial \Lambda}{\partial f}\right)^{2} \sigma_{f}^{2} + \\
+ 2\left(\frac{\partial \Lambda}{\partial \tau_{c}}\frac{\partial \Lambda}{\partial \tau_{r}}\right) \sigma_{\tau_{c}\tau_{r}}^{2} + 2\left(\frac{\partial \Lambda}{\partial \tau_{c}}\frac{\partial \Lambda}{\partial f}\right) \sigma_{\tau_{c}f}^{2} + 2\left(\frac{\partial \Lambda}{\partial \tau_{r}}\frac{\partial \Lambda}{\partial f}\right) \sigma_{\tau_{r}f}^{2} \tag{D.2}$$

onde os três primeiros termos consideram as variâncias nos parâmetros  $\tau_c$ ,  $\tau_r$  e f, e os três últimos as de covariância. A Tab. D.4 apresenta os desvios em  $\Lambda$  obtido da Eq. 3.56, quando considerados os termos de covariância na propagação de erros. Nas medidas Rossi- $\alpha$  a inclusão dos termos de covariância reduziu em 28% o desvio em  $\Lambda$ . Já no caso das medidas Feynman- $\alpha$  essa redução foi de 38%.

Tabela D.4: Desvios em  $\Lambda$  obtido da Eq. 3.56. A terceira coluna indica o valor do desvio  $\sigma_{\Lambda}$  em  $\Lambda$  levando em conta apenas os termos de variância da Eq. D.2. A última coluna considera os termos de covariância em  $\sigma_{\Lambda}$ .

experimento	Λ	$\sigma_{\Lambda}$	$\sigma_{\Lambda}$
		(variância)	(variância+covariância)
Rossi- $\alpha$	$\Lambda = 32.03 \mu s$	$1.33 \mathrm{s} \mu s$	$0.37 \mathrm{s} \mu s$
Feynman- $\alpha$	$\Lambda = 32.02 \mu s$	$0.58 \mathrm{s} \mu s$	$0.22 \mathrm{s} \mu s$

Frente às matrizes de covariância das Tabs. D.1 e D.2, pode-se calcular o coeficiente de correlação, o qual é definido por[80]:

$$r_{xy} = \frac{\sigma_{xy}}{\sqrt{\sigma_x \sigma_y}} \tag{D.3}$$

onde  $\sigma_x$  e  $\sigma_y$  são as raízes das variâncias nos parâmetros de ajuste x e y, repectivamente, e  $\sigma_{xy}$  a raíz da covariância entre os mesmos parâmetros. O módulo do coeficiente de

correlação varia entre 0 e 1. Se  $|r_{xy}| = 1$ , os parâmetros x e y estão completamente correlacionados. Por outro lado,  $|r_{xy}| = 0$ , indica que x e y são completamente independentes. As Tabs. D.5 e D.6 dispõem os coeficientes de correlação calculados a partir dos dados das matrizes de covariância das Tabs. D.1 e D.2, respectivamente.

Tabela D.5: Coeficientes de correlação entre parâmetros do ajuste ilustrado na Fig. 5.9. Os valores de  $\alpha$  mostrados nesta figura são provenientes de distribuições Rossi- $\alpha$ .

$r_{xy}$	$ au_c$	$ au_r$	f	$\beta_{eff}$	$\epsilon S$
$ au_c$	1	0.825	0.965	0.774	0.564
$ au_r$	0.825	1	0.919	0.451	0.207
f	0.965	0.919	1	0.617	0.356
$\beta_{eff}$	0.774	0.451	0.617	1	0.118
$\epsilon S$	0.564	0.207	0.356	0.118	1

Tabela D.6: Coeficientes de correlação entre parâmetros do ajuste ilustrado na Fig. 5.14. Os valores de  $\alpha$  mostrados nesta figura são provenientes de distribuições Feynman- $\alpha$ .

$r_{xy}$	$ au_c$	$ au_r$	f	$\beta_{eff}$	$\epsilon S$
$ au_c$	1	0.851	0.940	0.812	0.351
$ au_r$	0.851	1	0.947	0.495	0.139
f	0.940	0.947	1	0.596	0.373
$\beta_{eff}$	0.812	0.495	0.596	1	0.666
$\epsilon S$	0.351	0.139	0.373	0.666	1

Como discutido no capítulo 5, o ajuste dos dados de  $\alpha$  versus o inverso da taxa de contagem no detector 1/C, mostrou a existência de um vínculo entre os parâmetros  $\tau_c$ ,  $\tau_r$  e f. De fato, variações nestes parâmetros durante o processo de ajuste ocorrem de modo a preservar o valor do tempo de geração de nêutrons prontos do sistema  $\Lambda$  dado pela Eq. 3.56. Este vínculo entre estes três parâmetros é explicado quando analisados os coeficientes de correlação  $r_{\tau_c\tau_r}$ ,  $r_{\tau_cf}$  e  $r_{\tau_rf}$ . De acordo com as Tabs. D.5 e D.6, tais coeficientes de correlação são maiores que 82.5%, chegando à 96.5%. Isto mostra que os parâmetros  $\tau_c$ ,  $\tau_r$  e f estão fortemente correlacionados. Este vínculo entre  $\tau_c$ ,  $\tau_r$  e f, propicia uma maior confiabilidade no valor final de  $\Lambda$  quando

inferido pela Eq. 3.56.

# Referências Bibliográficas

- [1] D'ANGELO, A. Overview of the delayed neutron activities and results monitored by the nea/wpec subgroup 6. *Progress in Nuclear Energy*, v. 41, n. 1-4, p. 5–38, 2002.
- [2] G.I.BELL; S.GLASSTONE. *Nuclear Reactor Theory*. [S.l.]: Van Nostrand Reinhold Company, 1970.
- [3] A.F.HENRY. Nuclear Reactor Analysis. [S.l.]: MIT, 1975.
- [4] D.L.HETRICK. *Dynamics of Nuclear Reactor*. [S.l.]: The University of Chicago, 1971.
- [5] D'ANGELO, A.; ROWLANDS, J. Conclusions concerning the delayed neutron data for the major actinides. *Progress in Nuclear Energy*, v. 41, n. 1-4, p. 391–412, 2002.
- [6] RUDSTAM, G. et al. Delayed neutron data for major actinides. NEA/WPEC-6, p. 1–130, 2002. A report by the Working Party on International Evaluation Cooperation of the NEA Nuclear Science Committee.
- [7] SAKURAI, T. et al. Experimental cores for benchmark experiments of effective delayed neutron fraction  $\beta_{eff}$  at fca. *Prog. Nucl. Energy*, v. 35, n. 2, p. 131, 1999.
- [8] MARCK, S. van der et al. Benchmark results for delayed neutron data. *Proceedings* of Intenational Conference on Nuclear Data for Science and Technology Santa Fe USA, 2004.
- [9] MARCK, S. van der.  $\beta_{eff}$  calculations using endf/b-vii beta2 nuclear data. NRG 21616/05.70024/P, 2006.
- [10] T.NAKAGAWA et al. Japanese evaluated nuclear data library version 3 revision2: Jendl 3.2. Nucl. Sci. Technol., v. 32, p. 1259, 1995.

- [11] H.D.LEMMEL; O.SCHWERER. Jef-2.2 the evaluated neutron nuclear data library of nea data bank. *IAEA-NDS-120*, v. 3, 1993.
- [12] H.D.LEMMEL; P.K.MCLAUGHIN; V.G.PRONYAEV. Endf/b-vi release 5 the u.s. evaluated nuclear data library for neutron reaction data. 25IAEA-NDS-100, 1998.
- [13] TONOIKE, K. et al. Kinetic parameters  $\beta_{eff}/\lambda$  measurement on low enriched uranyl nitrate solution with single unit cores (600 $\phi$ , 280t, 800 $\phi$ ) of stacy. J. Nucl. Sci. Technol., v. 39, p. 1227, 2002.
- [14] SPRIGGS, G. A measurement of the effective delayed neutron fraction of the westinghouse idaho nuclear company slab tank assembly using rossi-α techniques. Nucl. Sci. Enq., v. 62, p. 105, 1977.
- [15] BUTTERFIELD, K. The sheba experiment. Trans. Am. Nucl. Soc., v. 74, p. 199, 1994.
- [16] WILLIANS, T. Experimental investigation of the kinetic parameter  $\beta_{eff}/\lambda$  in graphite-moderated, leu fueled, critical configurations. *Proceedings of the International Conference on the Physics of Reactors (PHYSOR 96)*, v. 2, p. E200, 1996. September 16-20, Mito, Ibaraki, Japan.
- [17] NAKAJIMA, K. Re-evaluation of the effective delayed neutron fraction measured by the substitution technique for a light water moderated low-enriched uranium core.

  J. Nucl. Sci. Technol., v. 38, p. 1120, 2001.
- [18] TAKANO, M. et al. Analysis of she critical experiments by neutronic design codes for experimental very high temperature reactor. J. Nucl. Sci. Technol., v. 22, p. 358, 1985.
- [19] KANEKO, Y. et al. Evaluation of delayed neutron data for thermal fission of u-235 based on integral experiments at semi-homogeneous experiment. J. Nucl. Sci. Technol., v. 25, p. 673, 1988.

- [20] LITAIZE, O.; SANTAMARINA., A. Experimental validation of the effective delayed neutron fraction in the mistrall-uox and mistral2-mox homogeneous core. *JEFDOC-872*, 2001.
- [21] SANTOS, A. dos et al. A proposal of a benchmark for  $\beta_{eff}$ ,  $\beta_{eff}/\lambda$  and  $\lambda$  of thermal reactors fueled with slight enriched uranium. Ann. Nucl. Energy, v. 33, p. 848, 2006.
- [22] FORT, E. et al. Recommended values of the delayed neutron yield for: U-235; u-238 and pu-239. *Prog. Nucl. Energy*, v. 41, n. 1-4, p. 317, 2002.
- [23] G.D.SPRIGGS; R.D.BUSCH; J.G.WILLIAMS. Two-region kinetic model for reflected reactor. *Ann. Nucl. Energy*, v. 24, n. 3, p. 205–250, 1997.
- [24] R.E.UHRIG. Random Noise Techiques in Nuclear Reactor Systems. [S.l.]: The Ronald Press Company, 1970.
- [25] M.M.R.WILLIAMS. Random Processes in Nuclear Reactor. [S.l.]: Pergamon, 1974.
- [26] B.C.DIVEN et al. *Phys. Rev.*, v. 101, p. 1012, 1956.
- [27] NOLEN, S. D. The Chain-Length Distribution in Subcritical Systems. Tese (Doutorado) Los Alamos, 2000. LA-13721-T.
- [28] VALENTINE, T. E. Review of subcritical source-driven noise analysis measurements. [S.1.], 1999. RNL/TM-1999/288.
- [29] R.P.FEYNMANN; F.HOFFMAN; R.SERBER. J.Nucl. Energy, v. 3, p. 64, 1956.
- [30] J.D.ORNDOFF. Prompt neutron periods of metal critical assemblies. Nucl. Sci. Eng., v. 2, p. 450.
- [31] M.N.MOORE. The power noise trasfer function of a reactor. Nucl. Sci. Eng., v. 6, p. 448–452, 1959.
- [32] C.E.COHN. A simplified theory of pile noise. Nucl. Sci. Eng., v. 7, p. 472, 1960.

- [33] R.DINIZ. Obtenção das Constantes de Decaimento e Abundâncias Relativas de Nêutrons Atrasados Através da Análise de Ruído em Reatores de Potência Zero. Tese (Doutorado) — IPEN, 2005.
- [34] J.A.THIE. Reactor Noise. [S.l.]: Rowman and Littlefield, Inc., 1963.
- [35] W.MATTHES. Nucleonik, v. 4, p. 213, 1962.
- [36] H.BORGWALDT; D.STEGEMANN. Nucleonik, v. 7, p. 313, 1965.
- [37] D.BABALA. Report KR-114, 1966.
- [38] T.IIJIMA. *Nucleonik*, v. 10, p. 93, 1967.
- [39] G.F.KNOLL. Radiation Detection and Measurement. 1. ed. [S.l.]: John Wiley & Sons, 1989.
- [40] M.BRUGGEMAN et al. Neutron coincidence counting based on time interval analysis with one- and two-dimensional rossi-alpha distributions: an application for passive neutron waste assay. *Nucl. Instr. and Meth.*, n. 382, p. 511–518, 1996.
- [41] C.JAMMES; G.PERRET; G.IMEL. First muse-4 experimental results based on time series analysis. *PHYSOR 2002*, 2002.
- [42] MISAWA, T.; SHIROYA, S.; KANDA, K. Measurement of prompt neutron decay constant and large subcriticality by the feynman-α method. Nucl. Sci. and Engr., v. 104, p. 53, 1962.
- [43] KITAMURA, Y. et al. General formulae for the feynman- $\alpha$  method with the bunching technique. Ann. Nucl. Energy, v. 27, p. 1199, 2000.
- [44] AKAHO, E. et al. Feynmann- $\alpha$  technique for mesurement of detector dead time using a 30kw tank-in-pool research reactor. *Nucl. Inst. and Methods*, A479, p. 585–590, 2002.
- [45] VILLAMARÍN, D.; GONZÁLEZ-ROMERO, E. First ciemat measurements of the muse-4 kinetic response. *PHYSOR 2002*, October 2002. Seoul, Korea.

- [46] KLOOSTERMAN, J.; RUGAMA, Y. Feynmann-α measurements on the fast critical zero-power reactor masurca. Progress in Nuclear Energy, v. 46, n. 2, p. 111–125, 2005.
- [47] Y.YAMANE. Feynmann-α formula with dead time effect for symmetric coupled-core system. Ann. Nucl. Energy, v. 23, n. 12, p. 981, 1996.
- [48] R.A.KARAM. Measurement of rossi-alpha in reflected reactors. *Trans. Amer. Nucl. Soc.*, v. 7, n. 2, p. 283, 1964.
- [49] R.A.KARAM. Spatial dependence of the decay rates of prompt-neutron chains in reflected reactors. *Trans. Amer. Nucl. Soc.*, v. 8, n. 1, p. 224, 1965.
- [50] R.D.BUSCH; G.D.SPRIGGS. Preliminary results of a rossi-alpha experiment on the university of new mexico's agn-201 experiment. *Trans. Amer. Nucl. Soc.*, v. 13-17, p. 459, 1994.
- [51] G.S.BRUNSON; R.J.HUBER. Two-region analysis of pulsing data in fast critical systems. *Nucl. Inst. and Methods*, v. 128, p. 379, 1975.
- [52] G.S.BRUNSON. On the possible connection between the central worth discrepancy and the dollar discrepancy. *Nucl. Inst. and Methods*, v. 125, p. 139, 1975.
- [53] D.P.GAMBLE. The effect of reflector-moderated neutrons on the kinetics of the kinetic experiment water boiler reactor. *Trans. Amer. Nucl. Soc.*, v. 3, n. 1, p. 122, 1960.
- [54] R.L.LONG. Effects of reflectors on the burst characteristics of the white sands missile range (wsmr) fast-burst reactor. Trans. Amer. Nucl. Soc., v. 8, n. 2, p. 451, 1965.
- [55] R.L.COATS. Neutronic decoupling of fast-burst reactors. Trans. Amer. Nucl. Soc.,v. 10, n. 1, p. 243, 1967.
- [56] C.C.PRICE. Prompt Neutron Decay Constants in a Reflected Fast Burst Reactor. Dissertação (Mestrado) — University of New Mexico, 1970.

- [57] R.AVERY et al. Proc. 2nd. Intern. Conf. Peaceful Uses Atomic Energy, v. 12, p. 151, 1958.
- [58] R.AVERY. Proc. 2nd. Intern. Conf. Peaceful Uses Atomic Energy, v. 12, p. 182, 1958.
- [59] C.E.COHN. Reflected-reactor kinetics. Trans. Amer. Nucl. Soc., v. 4, n. 1, p. 73, 1961.
- [60] C.E.COHN. Reflected-reactor kinetics. Nucl. Sci. and Engr., v. 13, n. 12, 1962.
- [61] T.MISAWA; H.UNESAKI. Measurement of subcriticality by higher mode source multiplication method. *Proc. Int. Conf. on Nuclear Critical Safety (ICNC2003)*, 2000.
- [62] YONG-QIAN, S.; ZHU, Q.-F.; TAO, H. Review and research of the neutron source multiplication method in nuclear critical safety. *Nucl. technology*, v. 149, n. 1, p. 122, 2005.
- [63] J.R.LAMARSH. Introduction to Nuclear Reactor Theory. 1. ed. [S.l.]: Addison-Wesley, 1966.
- [64] SANTOS, A. et al. Leu-comp-therm-077 critical loading configurations of the ipen/mb-01 reactor. Blair Briggs, J. (Ed.), International Handbook of Evaluated Criticality Safety Benchmark Experiments, 2004. September ed. Nuclear Energy Agency, Paris, NEA/NSC/DOC (95)03/1.
- [65] SANTOS, A. et al. The inversion point of the isothermal reactivity coefficient of the ipen/mb-01 reactor-1: experimental procedure. *Nucl. Sci. Eng.*, v. 133, p. 314, 1999.
- [66] SANTOS, A. et al. Leu-comp-therm-082: Critical loading configurations of the ipen/mb-01 reactor considering low enriched fuel and burnable poison rods. *International Handbook of Evaluated Criticality Safety Benchmark Experiments*, 2005. Idaho Falls, INL, 2005.
- [67] W.R.LEO. Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments. [S.l.]: Springer-Verlag, 1992.

- [68] R.DINIZ; SANTOS, A. Experimental determination of the decay constants and abundances of delayed neutrons by means of reactor noise analysis. *Nucl. Sci. Eng.*, v. 152, n. 2, p. 125, 2006.
- [69] SAKURAI, T.; OKAJIMA, S. Adjustment of total delayed neutron yields of  $^{235}$ u,  $^{238}$ u and  $^{239}$ pu in jendl-3.2 using benchmark experiments on effective delayed neutron fraction,  $\beta_{eff}$ . J. Nucl. Sci. Technology, v. 39, n. 1, p. 19, 2002.
- [70] SAKURAI, T.; OKAJIMA, S. *Prog. Nucl. Energy*, v. 35, n. 2, p. 195–202, 1999.
- [71] CHAUSSONET, P. et al. International  $\beta_{eff}$  benchmark experiment in fca cea results. *Prog. Nucl. Energy*, v. 35, p. 157–162, 1999.
- [72] DOULIN, V. et al. The  $\beta_{eff}$  mesurement results on fca-xix cores. *Prog. Nucl. Energy*, v. 35, n. 2, p. 163–168, 1999.
- [73] SPRIGGS, G. D.; SAKURAI, T.; OKAJIMA, S. Rossi- $\alpha$  and  $\beta_{eff}$  measurements in a fast critical assembly. *Prog. Nucl. Energy*, v. 35, n. 2, p. 169–181, 1999.
- [74] YAMANE, Y.; TAKEMOTO, Y.; IMAI, T. Effective delayed neutron fraction measurements in fca-xix cores by using modified bennett method. *Prog. Nucl. Energy*, v. 35, n. 2, p. 183–194, 1999.
- [75] RFAS, Relatório Final de Análise de Segurança do Reator IPEN/MB-01. [S.l.], 1986.
- [76] J.R.LAMARSH. Introduction to Nuclear Engineering. 3. ed. [S.l.]: Addison-Wesley, 1977.
- [77] J.J.DUDERSTADT; J.L.HAMILTON. Nuclear Reactor Analysis. [S.1.]: John Willey, 1972.
- [78] U.D.BITELLI. Medida de Parâmetros Integrais no Reator IPEN/MB-01. Tese (Doutorado) IPEN, 2001.
- [79] W.H.PRESS. Numerical Recipes in C. [S.l.]: Cambridge University Press, 1992.
- [80] P.R.BEVINGTON. Data Reduction and Error Analysis for Physical Sciences. [S.l.]: McGraw-Hill, 1969.