

**PROJETO ANÁLISE DE REATORES A ÁGUA
GRUPO DE NEUTRÔNICA A ÁGUA**

**DETERMINAÇÃO DA REATIVIDADE DA SUBCRÍTICA URÂNIO
PELO MÉTODO DA FONTE PULSADA DE NÊUTRONS**

Marcio Fernando Ribeiro de Resende

**NUCLEBRÁS/IPR - 354
PAR/GNA 035/75**

1974

Curso de Pós-Graduação em Ciências e Técnicas Nucleares
Universidade Federal de Minas Gerais

DETERMINAÇÃO DA REATIVIDADE DA SUBCRÍTICA URANIE
PELO MÉTODO DA FONTE PULSADA DE NÊUTRONS

Márcio Fernando Ribeiro de Resende

Orientador: Dr. Silvestre Paiano Sobrinho

Tese apresentada ao Corpo Docente do Curso de Pós-Graduação em Ciências e Técnicas Nucleares da UFMG como parte dos requisitos necessários para obtenção do grau de Mestre em Ciência (M. Sc.)

Instituto de Pesquisas Radioativas
Belo Horizonte - Brasil
Setembro - 1974

À
Ana Maria,
Ana Carolina,
Fernanda
e Juliana

SINCEROS AGRADECIMENTOS,

Ao Prof. Milton Campos, Diretor do Instituto de Pesquisas Radioativas, por haver permitido a preparação desta tese dentro do programa de trabalho do IPR;

Ao Dr. Silvestre Paiano Sobrinho pela orientação e apoio na execução deste trabalho;

Ao Prof. Omar Campos Ferreira pela sugestão do assunto e pelo incentivo na fase inicial deste trabalho;

À Física Myrian Carvalho Paiano pela colaboração na análise e na revisão;

Ao Prof. Angelo A. R. Lobo pelo auxílio na elaboração de programas em Fortran IV;

Às secretárias Francisca Maria Satler, Ida Maria Diniz P. de V. Paiva e Luiza Lúcia Ferreira pelos serviços de datilografia e a Augusto Cesar Grossi pela impressão;

Aos técnicos José Geraldo Silva pela ajuda na operação do acelerador Kaman e Márcio do Prado Fernandes pelo auxílio na elaboração de gráficos;

Ao pessoal da seção de desenho;

À Companhia Brasileira de Tecnologia Nuclear e à Comissão Nacional de Energia Nuclear, que forneceram condições materiais para a realização deste trabalho.

RESUMO

Descreve-se a realização de medidas de reatividade pelo método da fonte pulsada de nêutrons no sistema subcrítico a urânio natural e água leve URANIE.

A reatividade foi obtida a partir dos dados experimentais pelos métodos desenvolvidos por Gozani, Garelis, Sjöstrand e Waltar-Ruby. Obteve-se para este parâmetro na configuração estudada, o valor:

$$- \rho = (25.3 \pm 0.7)\$$$

que apresenta boa concordância com resultados de estimativa teórica feita no IPR.

Os vários métodos utilizados e a sua aplicabilidade ao nosso sistema são discutidos. Em particular, concluiu-se que a prescrição de "bracketing", proposta por Gozani, é aplicável, e que no nosso sistema, a reatividade pode ser determinada efetuando-se várias medidas ao longo de um eixo paralelo ao combustível, em posição próxima do centro do núcleo. A aplicação do método Waltar-Ruby é problemática, devido à predominância de harmônicos espaciais sobre o termo de interação entre o núcleo e refletor. As distorções dos valores medidos nas proximidades da interface núcleo-refletor foram corrigidas obtendo-se sucesso limitado.

Como subproduto de nossas medidas foi possível determinar o laplaciano radial do sistema para nêutrons prontos e atrasados, obtendo-se um valor que concorda com resultados obtidos anteriormente pelo método de ativação de folhas.

SUMÁRIO

I. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

1. Introdução.....	1
2. Revisão Bibliográfica.....	1

II. FUNDAMENTOS TEÓRICOS

1. Introdução.....	4
2. Expressão Analítica da Densidade de Nêutrons Térmicos.....	4
3. Métodos Experimentais para Determinação da Reatividade.....	10
3.1. Método $k\beta/\ell$	11
3.2. Método da Área (SJ).....	13
3.3. Método da Área Extrapolada (GO).....	15
3.4. Método de Waltar e Ruby (WR).....	16
4. Influência dos Harmônicos Espaciais.....	18

III. DISPOSITIVOS EXPERIMENTAIS

1. Introdução.....	22
2. Subcrítica Uranie	22
3. Fonte de Nêutrons Pulsados.....	25
4. Detecção de Nêutrons.....	26
5. Sistema de Contagem.....	27
6. Configuração Fonte-Sistema.....	31
6.1. Medidas Preliminares.....	31
6.2. Arranjo Definitivo.....	33
7. Procedimento Experimental.....	35

IV. PROCESSAMENTO DE DADOS

1. Introdução.....	40
2. Perdas de Contagens.....	40

2.1. Tempo Morto do Sistema de Contagens.....	40
2.2. Tempo de Processamento do Multicanal.....	41
3. Determinação das Constantes de Decaimento.....	43
3.1. Análise Gráfica.....	43
3.2. Programa MOCLE.....	43
4. Determinação da Reatividade.....	44
4.1. O Código "Dollar".....	46

V. RESULTADOS

1. Descrição Geral das Medidas.....	51
2. Constantes de Decaimento.....	54
3. Reatividades.....	59

VI. DISCUSSÃO DOS RESULTADOS - CONCLUSÕES

1. Constantes de Decaimento.....	70
2. Reatividades.....	71
3. Forma do Fluxo Assintótico.....	74
4. Aplicação do Método de Waltar e Ruby.....	78
5. Comparação com o Cálculo Teórico.....	79
6. Determinação do Laplaciano Radial.....	79
7. Medidas na Subcrítica Capitu.....	85
8. Conclusões	85

CAPÍTULO I

REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

1.1. INTRODUÇÃO

Os métodos não estacionários são aplicados em grande escala em Física de Reatores para medidas de parâmetros em reatores nucleares. Entre esses métodos destaca-se o da fonte pulsada.

Esse método é baseado na variação temporal da densidade de nêutrons térmicos devida à introdução periódica de pulsos de nêutrons rápidos, de curta duração, no sistema. A partir da curva de resposta do sistema, podemos obter parâmetros de termalização e difusão de nêutrons em meios moderadores e informações sobre a reatividade, tempo de vida dos nêutrons, laplaciano material, etc., em meios multiplicadores.

1.2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

A técnica de nêutrons pulsados foi inicialmente usada por Manley et al /1/, em 1942, para observar o decaimento com o tempo de pulsos de nêutrons em água, mas foi a partir de 1954, após os trabalhos de von Dardel /2/, que houve uma rápida e geral aceitação da técnica.

Em 1955 aparecem os primeiros trabalhos em meio multiplicador. Sjöstrand /3/ desenvolve um método para determinação da reatividade em meios subcríticos baseado na razão entre as áreas, sob a curva, dos nêutrons prontos e dos

nêutrons atrasados. Mais tarde, Cozani /4/ /5/ introduz o método da área extrapolada, onde elimina o efeito devido aos harmônicos prontos no método de Sjöstrand, pela extrapolação do modo fundamental até o instante inicial.

Em 1958, Simmons e King /6/ propõem um método que independe da posição do detetor. A reatividade é obtida a partir da razão entre a constante de decaimento assintótica pronta e da constante de decaimento do sistema crítico atrasado. Esse método só é aplicável para reatores que alcançam a criticalidade e para estados não muito subcríticos. Garelis e Russel /7/ propõem um método para cálculo do fator $k\beta/l$ a partir da curva de decaimento dos nêutrons térmicos. Esse método é praticamente uma generalização do método proposto por Simmons e King.

Em 1965, o simpósio "Pulsed Neutron Research" realizado em Karlsruhe pela Agência Internacional de Energia Atômica, revela uma intensa atividade em experiências em meio multiplicador. Garelis /8/ apresenta a evolução da técnica de nêutrons pulsados para medida de reatividade e também mostra as vantagens e as limitações do seu método. Meyer /9/ apresenta um estudo experimental do método de Garelis para um sistema refletido a água leve e mostra a dependência de $k\beta/l$ com a posição do detetor para vários níveis de subcriticalidade. Cozani /10/ compara os resultados obtidos pelos métodos $k\beta/l$ e da área extrapolada para um sistema de reatividade ≈ -10 dólares e estuda a influência dos harmônicos nos dois métodos.

Em 1967/68 Ortiz e Olarte /11/ /12/ realizaram medidas em um sistema não-refletido constituído de urânio natural e água pesada e verificaram que os métodos de Cozani e Garelis são aplicáveis para sistemas altamente subcríticos ($\approx -61\%$).

Os métodos apresentados até aqui foram deduzidos para sistemas de uma região e baseados na teoria da difusão a um grupo. Becker e Quisenberry /13/ calculam um fator de correção espacial a partir da diferença entre as formas das distribuições assintóticas de nêutrons prontos e atrasados em um sistema a duas regiões. Esse fator elimina a acentuada diferença entre a reatividade obtida para o núcleo e refletor para os métodos de Gozani e Garelis.

Difilippo et al /14/ determinam experimentalmente este fator de correção espacial e apresentam uma série de resultados.

Waltar e Ruby /15/ /16/ desenvolvem um método para sistemas a duas regiões baseado em um modelo proposto por Cohn /17/ que utiliza a cinética de um reator pontual.

CAPÍTULO II

FUNDAMENTOS TEÓRICOS

2.1. INTRODUÇÃO

Os experimentos com nêutrons pulsados geralmente são interpretados com base na teoria da difusão a um grupo e uma região. Assim veremos neste capítulo uma ligeira apresentação do comportamento temporal da densidade de nêutrons térmicos baseado nesta teoria e a seguir uma descrição dos vários métodos correntemente usados para determinação da reatividade.

2.2. EXPRESSÃO ANALÍTICA DA DENSIDADE DE NÊUTRONS TÉRMICOS

Em um meio multiplicador, se admitimos que:

- a) os nêutrons da fonte pulsada aparecem instantaneamente no sistema como nêutrons rápidos,
- b) o tempo de moderação para todos os nêutrons rápidos é desprezível em comparação com o tempo de difusão dos nêutrons térmicos,
- c) o reator é homogêneo e não refletido,

então a variação da densidade de nêutrons térmicos é dada por:

$$vDV^2N(\vec{r},t) - v\Sigma_a N(\vec{r},t) \left[1 - k_\infty(1 - \beta)P(B^2) \right] +$$

$$+ pP(B^2)\sum_{i=1}^m \lambda_i C_i(\vec{r},t) + S(\vec{r},t) = \frac{\partial}{\partial t} N(\vec{r},t)$$

$$- \lambda_i C_i(\vec{r},t) + \frac{\beta_i}{p} v\Sigma_a k_\infty N(\vec{r},t) = \frac{\partial}{\partial t} C_i(\vec{r},t)$$

$$i=1\dots m$$

(2.1)

onde:

$N(\vec{r},t)$ = densidade de nêutrons térmicos

k_∞ = fator de multiplicação infinita

$\beta = \sum_{i=1}^m \beta_i$ = fração efetiva total dos nêutrons atrasados

λ_i = constante de decaimento radioativo dos precursores de nêutrons atrasados do grupo i

$C_i(\vec{r},t)$ = concentração dos precursores do grupo i

β_i = fração efetiva de nêutrons atrasados do grupo i

$P(B^2)$ = probabilidade antifuga do sistema durante a moderação

B^2 = laplaciano geométrico do sistema

p = probabilidade de escape às ressonâncias

$S(\vec{r},t)$ = fonte de nêutrons térmicos, que no nosso caso será um pulso de curta duração na origem dos tempos

v , Σ_a e D são respectivamente os valores médios da velocidade, da seção de choque macroscópica de absorção e do coeficiente de difusão, calculados sobre o espectro de energia dos nêutrons.

Podemos separar as variáveis de tempo e espaço e desenvolver a parte dependente da posição em autofunções ortonormais:

$$N(\vec{r}, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \eta_{in}(t) F_n(\vec{r}) \quad (2.2)$$

$$C_i(\vec{r}, t) = \sum_{n=1}^{\infty} C'_{in}(t) F_n(\vec{r})$$

tais que seja válida a equação de Helmholtz

$$\nabla^2 F_n(\vec{r}) + B_n^2 F_n(\vec{r}) = 0 \quad (2.3)$$

onde $F_n(\vec{r})$ se anula na fronteira do sistema e B_n^2 é o laplaciano geométrico associado ao modo n .

Aplicando as técnicas convencionais ao sistema diferencial (2.1) /18/, /19/ temos:

$$N(\vec{r}, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \left[A_n e^{-\alpha_n t} + \sum_{i=1}^m A_{in} e^{-\alpha_{in} t} \right] F_n(\vec{r}) \quad (2.4)$$

A densidade de nêutrons t̄ermicos est̄a dividida em duas partes: uma correspondente aos nêutrons prontos cujo decaimento é mais rápido e outra correspondente aos nêutrons atrasados.

Se $\alpha_n \gg \lambda_i$, o que   válido em quase todos os sistemas multiplicativos, exceto para sistemas a água pesada ou grafita muito próximos da criticalidade, temos:

$$\alpha_n \approx v\Sigma_a + vD B_n^2 - v\Sigma_a (1 - \beta)k_\infty P(B_n^2)$$

$$\alpha_{in} \approx \lambda_i \quad i = 1 \dots m \quad (2.5)$$

Para estados subcríticos, as constantes de decaimento (α_n) associadas com os harmônicos ($n > 1$) são sempre maiores que a do modo fundamental ($n=1$), pois

$$B_n^2 < B_{n+1}^2$$

$$P(B_n^2) > P(B_{n+1}^2)$$

Portanto, após um curto tempo, podemos considerar que restou somente o modo fundamental e que a densidade de nêutrons decairá, em todos os pontos do sistema, da mesma forma. Expli-citamente, se t for suficientemente grande, a densidade se reduzir  ao seu valor assintótico

$$N_{\text{ass}}(\vec{r}, t) = \left[A_1 e^{-\alpha_1 t} + \sum_{i=1}^m A_{1i} e^{-\lambda_i t} \right] F_1(\vec{r}) \quad (2.4a)$$

A equação (2.5) pode ser reescrita da seguinte maneira

$$\alpha_n = \frac{1}{\lambda_n} [1 - (1 - \beta)k_n] \quad (2.5a)$$

onde

$$k_n = \frac{k_\infty P(B_n^2)}{1 + L^2 B_n^2} \quad (2.6)$$

e

$$\lambda_n = \frac{1}{v \Sigma_a (1 + L^2 B_n^2)} \quad (2.7)$$

são respectivamente o fator de multiplicação efetiva e a vida média dos nêutrons correspondentes ao harmônico de ordem n . O comprimento de difusão L é definido como usualmente $L = (D/\Sigma_a)^{1/2}$

Definindo ainda

$$\rho_n = \frac{k_n - 1}{k_n \beta} \quad (2.8)$$

vem

$$\alpha_n = \frac{1}{\ell_n} \frac{1 - \rho_n}{\frac{1}{\beta} - \rho_n} \quad (2.5b)$$

O parâmetro ρ_n acima definido é a reatividade relativa ao harmônico n , expressa em unidades de β . Esta unidade de reatividade é chamada "dollar".

Ao longo deste trabalho, nossas referências ao parâmetro "reatividade" dizem respeito, sem exceção, à reatividade do modo fundamental, ρ_1 . Isto se justifica, pois pode-se ver, a partir da equação (2.5a), que o termo de 1ª ordem na expansão do fluxo governa o comportamento do sistema em todos os casos.

A figura 2.1 mostra uma curva típica da variação temporal da densidade de nêutrons térmicos. Esta curva pode ser dividida em quatro regiões bem definidas, onde vemos claramente:

- I. o acúmulo de nêutrons provenientes da fonte (pulso)
- II. a predominância dos harmônicos prontos
- III. predominância do modo fundamental
- IV. predominância dos nêutrons atrasados.

Dependendo do sistema e da taxa de pulsação, a região IV pode ser considerada constante e igual à soma dos nêutrons atrasados e radiação de fundo ("background") do sistema. As regiões I e II dependem dos harmônicos e portanto são dependentes da posição considerada.

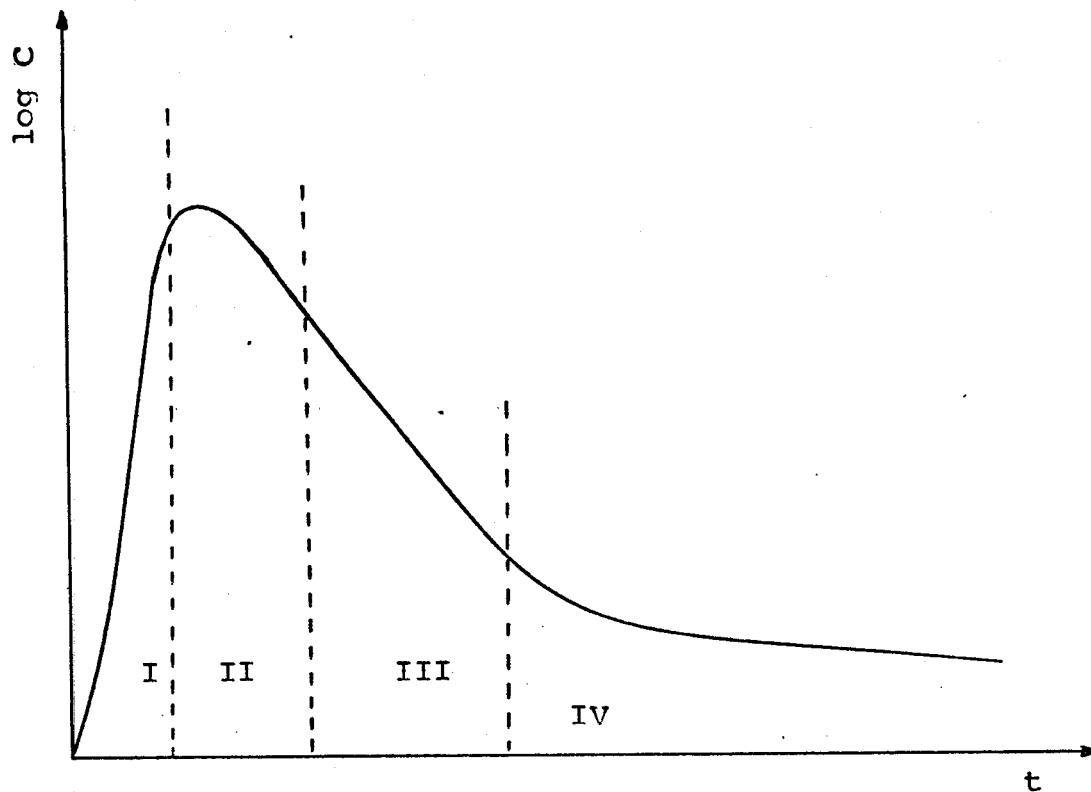


FIGURA 2.1

Comportamento temporal da densidade de nêutrons

2.3. MÉTODOS EXPERIMENTAIS PARA DETERMINAÇÃO DA REATIVIDADE

Para determinação da reatividade pelo método da fonte pulsada, temos duas técnicas ligeiramente diferentes. A primeira /6/ usa somente a razão entre constante de decaimento pronta e a constante de decaimento do sistema crítico atrasado. A segunda /4/, /8/, /3/ e /15/, normalmente conhecida como técnica modificada da fonte pulsada, engloba vários métodos e introduz a densidade de nêutrons atrasados na obtenção da reatividade.

Uma característica comum aos vários métodos pulsados para determinação da reatividade é o fato de que este parâmetro é obtido em unidades de β , isto é, em dólares.

A seguir, descreveremos sucintamente os métodos usuais da técnica modificada da fonte pulsada de nêutrons.

2.3.1. Método $k\beta/l$

O método $k\beta/l$ ou método de Garelis-Russel (GR) /8/ é baseado na teoria da difusão a um grupo para um reator não refletido.

As equações (2.4) e (2.4a) são as soluções das equações (2.1) para o caso de um único pulso de nêutron de curta duração. Supondo que o termo de fonte $(S(r,t))$ é uma função delta de Dirac com período de repetição conveniente T e intensidade constante, Garelis demonstrou que após a saturação dos núcleos emissores de nêutrons atrasados a solução (2.4) se reduz a

$$N(\vec{r}, t) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n e^{-\alpha_n t} F_n(\vec{r}) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{R}{\alpha_n \rho_n} F_n(\vec{r}) \quad (2.9)$$

ou, considerando somente a dependência temporal,

$$N(t) = N_p(t) + N_d \quad (2.10)$$

onde

$N_p(t)$ = densidade de nêutrons prontos

N_d = densidade de nêutrons atrasados

$R = \frac{1}{T}$ = frequência de pulsação

e os demais parâmetros tem o mesmo significado da seção 2.2.

Passamos a expor quais as hipóteses envolvidas na obtenção da equação (2.9):

$$a) \lambda_i \ll R = \frac{1}{T} \ll \alpha_1$$

A desigualdade da esquerda significa que no tempo decorrido entre dois pulsos sucessivos da fonte (T) a variação da densidade de nêutrons atrasados é pequena, podendo ser considerada praticamente constante a menos de termos de 2ª ordem em λ/R .

A segunda desigualdade significa que praticamente todos os nêutrons prontos produzidos por um pulso desaparecem antes da introdução do pulso seguinte. Note-se que o limite inferior dos valores de R é determinado pela natureza do combustível. Na referência /9/ temos um estudo que mostra que R não deve ser inferior a 10 Hz, aproximadamente. Já o limite superior depende da reatividade e da composição do sistema (equação 2.5b) e é muito mais elástico.

$$b) |\lambda_i| mT \gg 1 \quad (\text{para } |\rho| > 1 \$)$$

Sendo m o número de pulsos introduzidos desde o início da irradiação, mT é o tempo decorrido a partir desse instante. A desigualdade acima é então a condição a ser satisfeita para que os precursores de nêutrons atrasados tenham atingido a concentração de equilíbrio para a dada intensidade da fonte.

Garelis demonstra também que as densidades dos nêutrons prontos e atrasados estão interligadas pela fórmula:

$$\int_0^T N_p(t) e^{(k\beta/\ell)t} dt - \int_0^T N_p(t) dt = \frac{N_d}{R} \quad (2.11)$$

A partir desta equação determinamos o fator $k\beta/\ell$ por um processo iterativo uma vez que as demais variáveis são conhecidas experimentalmente. A reatividade é então determinada por:

$$|\rho|_{GR} = \frac{\alpha_1 - k\beta/\ell}{k\beta/\ell} \quad (2.12)$$

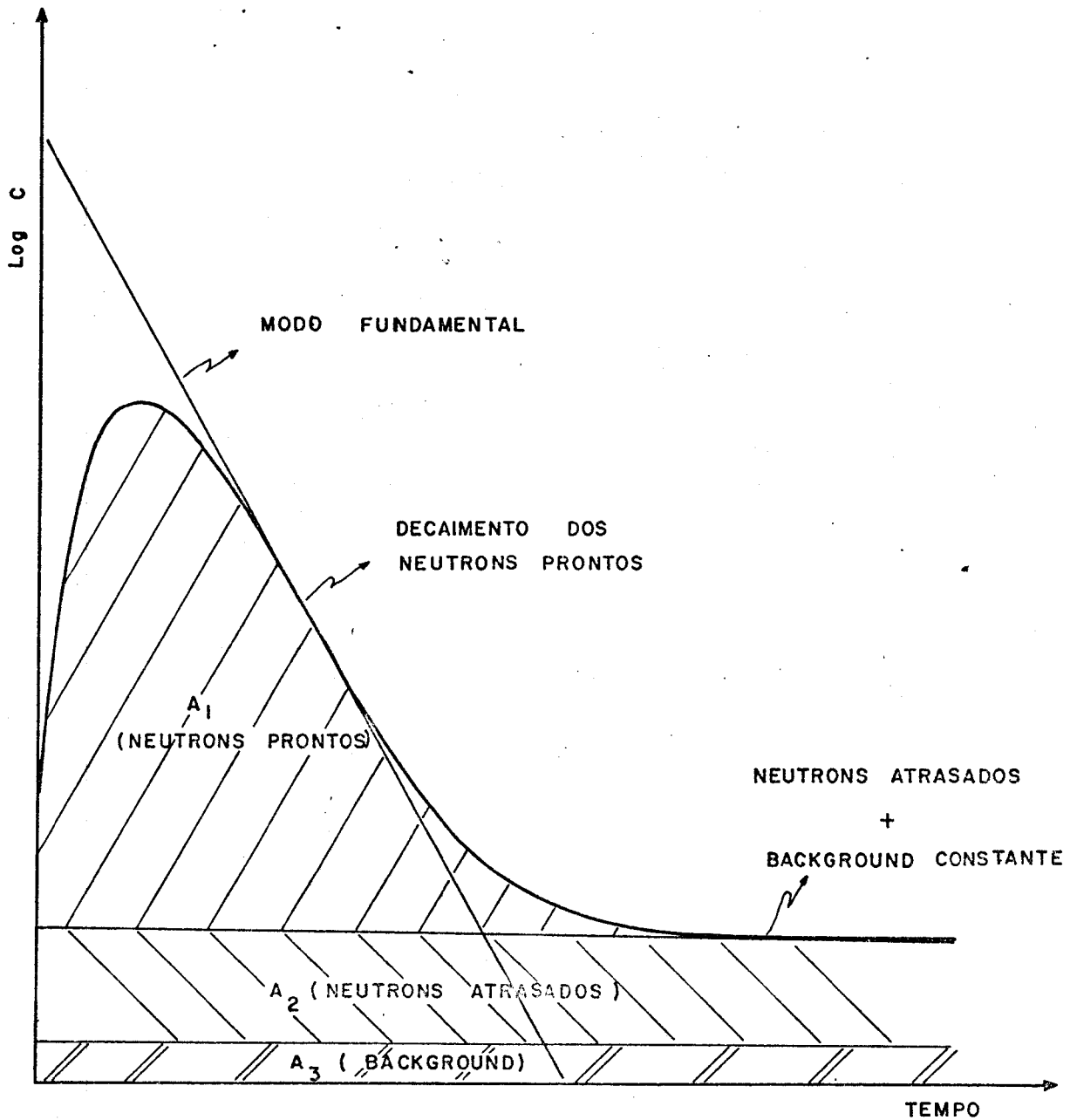
2.3.2. Método da área (SJ)

Sjöstrand /3/ considerou o caso de um reator excitado por uma série de pulsos retangulares uniformes, onde a frequência de pulsação é grande comparada com as constantes de decaimento dos precursores de nêutrons atrasados ($R \gg \lambda_1$) e a largura do pulso é maior que o inverso da constante de decaimento fundamental ($1/\alpha_1$).

Sjöstrand considerou a área sob os nêutrons prontos (A_1) (Figura 2.2) como sendo a multiplicação pronta e a área total ($A_1 + A_2$) como sendo a multiplicação total.

Assim:

$$A_1 = \frac{S_0}{1 - k(1 - \beta)} \quad (2.13)$$



(Fig. 2.2)

DECOMPOSIÇÃO DE UMA CURVA DE RESPOSTA DO DETETOR

$$A_1 + A_2 = \frac{S_0}{1 - k} \quad (2.14)$$

onde S_0 é proporcional a intensidade da fonte. Reunindo as duas equações acima vemos que a reatividade pode ser calculada a partir da relação entre as áreas pronta e atrasada.

$$|\rho|_{SJ} = \frac{A_1}{A_2} = \frac{\int_0^T N_p(t) dt}{N_d T} \quad (2.15)$$

2.3.3. Método da área extrapolada (GO)

Gozani /4/ /5/ procurou eliminar o efeito de harmônicos de ordem superior que interferem no método de Sjöstrand. Supondo que se alcançou o estado de equilíbrio, onde a densidade de nêutrons retardados é constante ($R \gg \lambda_1$) e que não existem harmônicos na distribuição de nêutrons retardados, Gozani demonstra que a reatividade pode ser determinada a partir da extrapolação da amplitude do modo fundamental até o instante zero. Assim, introduzindo-se na relação das áreas uma correção para pulsos retangulares /5/, a reatividade é dada por:

$$|\rho|_{GO} = \frac{N_p(\tau) e^{\alpha_1 \tau} R d}{N_d (e^{\alpha_1 d} - 1)} \quad (2.16)$$

onde d = largura de pulso

τ = tempo de espera para decaimento dos harmônicos de ordem superior

Definindo a amplitude no instante zero

$$N_1(0) = N_p(\tau) e^{\alpha_1 \tau}$$

vem:

$$|\rho|_{GO} = \frac{N_1(0) R d}{N_d (e^{\alpha_1 d} - 1)} \quad (2.16a)$$

Para sistemas onde $\alpha_1 d \ll 1$ a equação (2.13a) se reduz a:

$$|\rho|_{GO} = \frac{N_1(0) R}{N_d \alpha_1} \quad (2.17)$$

2.3.4. Método de Waltar e Ruby (WR)

Waltar e Ruby /15/ /16/ desenvolveram um método para reatores a um grupo e duas regiões, baseado em um modelo proposto por Cohn /17/. Este modelo supõe que dentro de cada região, o fluxo não depende da coordenada espacial. Portanto, a expressão final para o fluxo de nêutrons não deve conter harmônicos. Apenas o modo fundamental é esperado. Neste formalismo, Waltar e Ruby demonstraram que, satisfeitas as mesmas condições de equilíbrio dos precursores e limites para a taxa de pulsação vistos anteriormente, o fluxo de nêutrons no núcleo e no refletor são dados respectivamente por:

$$N_c(t) = N_1 e^{-\alpha_1 t} + N_2 e^{-\alpha_2 t} + N_d \quad (2.18)$$

$$N_r(t) = N_1' e^{-\alpha_1 t} + N_2' e^{-\alpha_2 t} + N_d'$$

Nestas equações, o índice 1 se refere ao modo fundamental do decaimento e o índice 2 se refere ao modo de interação entre o refletor e o núcleo. Além de fatores de intensidade, os coeficientes N_1 , N_2 , N_1' , N_2' , N_d , N_d' contêm termos que definem a interação entre o núcleo e o refletor.

Neste método, a reatividade é dada por:

$$|\rho|_{WR} = \frac{R N_1(0) d}{N_d (e^{\alpha_1 d} - 1)} + \frac{R N_2(0) d}{N_d (e^{\alpha_2 d} - 1)} \quad (2.19)$$

Se a determinação for feita no refletor, vale exatamente a mesma equação, substituindo-se os coeficientes N_1 , N_2 , N_d por N_1' , N_2' , N_d' , respectivamente.

Note-se que o primeiro termo é exatamente a expressão da reatividade obtida por Gozani. Portanto, o segundo termo pode ser interpretado como uma correção devida à interação núcleo-refletor.

Em se tratando de um formalismo baseado na cinética do reator pontual, é de se esperar que este método traga algumas dificuldades em sistemas de dimensões relativamen

te grandes, devido à interferência de harmônicos espaciais.

2.4. INFLUÊNCIA DOS HARMÔNICOS ESPACIAIS

O problema da interferência dos harmônicos espaciais no método da área extrapolada e no método de Garelis, foi muito bem estudado por Gozani /5/, /10/. Este autor mostrou que a reatividade obtida pelos dois métodos anteriores é afetada diferentemente pelos harmônicos espaciais. Assim, para harmônicos positivos, temos:

$$|\rho|_{GR} > |\rho| > |\rho|_{GO}$$

e para harmônicos negativos

$$|\rho|_{GR} < |\rho| < |\rho|_{GO}$$

onde $|\rho|$ é o módulo da reatividade "verdadeira".

Baseado neste estudo Gozani adotou um critério que tem sido usado com sucesso, a chamada técnica de "bracketing":

"Para sistemas altamente subcríticos, a reatividade deve ser medida em várias posições do sistema e estimada pelos métodos GO, GR e SJ. Na região onde a influência dos harmônicos espaciais é desprezível, deveremos ter uma convergência dos três métodos. Quando tal região não pode ser encontrada, o valor de ρ deve estar entre ρ_{GO} e ρ_{GR} . Uma

te grandes, devido à interferência de harmônicos espaciais.

2.4. INFLUÊNCIA DOS HARMÔNICOS ESPACIAIS

O problema da interferência dos harmônicos espaciais no método da área extrapolada e no método de Garelis, foi muito bem estudado por Gozani /5/, /10/. Este autor mostrou que a reatividade obtida pelos dois métodos anteriores é afetada diferentemente pelos harmônicos espaciais. Assim, para harmônicos positivos, temos:

$$|\rho|_{GR} > |\rho| > |\rho|_{GO}$$

e para harmônicos negativos

$$|\rho|_{GR} < |\rho| < |\rho|_{GO}$$

onde $|\rho|$ é o módulo da reatividade "verdadeira".

Baseado neste estudo Gozani adotou um critério que tem sido usado com sucesso, a chamada técnica de "bracketing":

"Para sistemas altamente subcríticos, a reatidade deve ser medida em várias posições do sistema e estimada pelos métodos GO, GR e SJ. Na região onde a influência dos harmônicos espaciais é desprezível, deveremos ter uma convergência dos três métodos. Quando tal região não pode ser encontrada, o valor de ρ deve estar entre ρ_{GO} e ρ_{GR} . Uma

boa estimativa para ρ é o valor

$$|\rho| = \frac{\rho_{GO} + \rho_{GR}}{2} \quad (2.20)$$

Cabe aqui uma explicação. Da maneira como foi por nós enunciado, o método de Gozani deveria ser isento de interferências de harmônicos espaciais. Isto é verdade no que se refere aos nêutrons prontos, pois sempre é possível considerar um instante τ (vide equação (2.15)) tal que a contribuição dos harmônicos prontos de ordem superior seja insignificante. Entretanto, o mesmo não se dá com os nêutrons atrasados. Estes têm uma distribuição espacial persistente no tempo, que não coincide com a distribuição assintótica dos nêutrons prontos. Isto acontece porque a distribuição dos nêutrons atrasados tende a lembrar a distribuição de fissões no sistema /13/ e como tal, será influenciada pela posição e dimensões da fonte.

Um outro elemento que pode provocar distorções importantes nas medidas de reatividade pelos métodos GO, GR e SJ é a presença de refletor.

Becker e Quisenberry /13/ estudaram detalhadamente o problema e concluíram que a presença de refletor também provoca um "efeito de forma de fluxo". Segundo estes autores, a forma assintótica dos fluxos prontos e atrasado em sistemas refletidos, difere grandemente no interior do refletor, e este efeito se faz sentir, em menor escala, no interior do núcleo. As expressões (2.12), (2.16) e (2.15) que dão a reatividade pelos métodos GR, GO e SJ, foram modificadas, introduzindo-se nas mesmas um "fator de forma", que é

obtido da razão entre os fluxos pronto e atrasado, convenientemente normalizados.

Definindo:

$$f_c(\vec{r}) = \frac{\phi_p(\vec{r})}{\phi_d(\vec{r})}$$

relação entre os fluxos normalizados na posição considerada, Becker e Quisenberry dão:

$$(\rho_{SJ})_{\text{corr}} \approx \rho_{SJ} \times \frac{1}{f_c}$$

$$(\rho_{GO})_{\text{corr}} \approx \rho_{GO} \times \frac{1}{f_c}$$

$$(\rho_{GR})_{\text{corr}} \approx \rho_{GR} \times \frac{1}{f_c}$$

Resumindo o que foi dito neste item, pode-se dizer que de um modo geral, os métodos GR e GO tendem a diminuir os efeitos de harmônicos prontos nas medidas de reatividade, mas o mesmo não acontece em relação aos nêutrons atrasados, cuja distribuição espacial persistente é influenciada pela posição e dimensões da fonte e pela presença de refletor-

res.. Ambos os efeitos são relativamente bem conhecidos e pe
lo menos qualitativamente podem ser avaliados.

CAPÍTULO III

DISPOSITIVOS EXPERIMENTAIS

3.1. INTRODUÇÃO

Os equipamentos utilizados na determinação experimental da reatividade são descritos neste capítulo. Trata-se de um sistema subcrítico denominado "Uranie", uma fonte de nêutrons pulsados, blindagem e três sistemas de detecção e contagem.

3.2. SUBCRÍTICA URANIE

Subcrítica Uranie (Fig. 3.1) é um sistema multiplicativo ($k_{ef} < 1$) formado essencialmente de urânio natural metálico e água leve. A água é usada como moderador e refletor. Um tanque cilíndrico, de material orgânico é usado como vaso do reator e uma placa de aço de 50 mm de espessura, contendo 217 furos, segundo um reticulado hexagonal (Fig. 3.2) serve como suporte para os elementos combustíveis. No interior do tanque temos uma placa de alumínio de menor espessura, solidária à anterior e de idêntica geometria que assegura a verticalidade das barras de combustível.

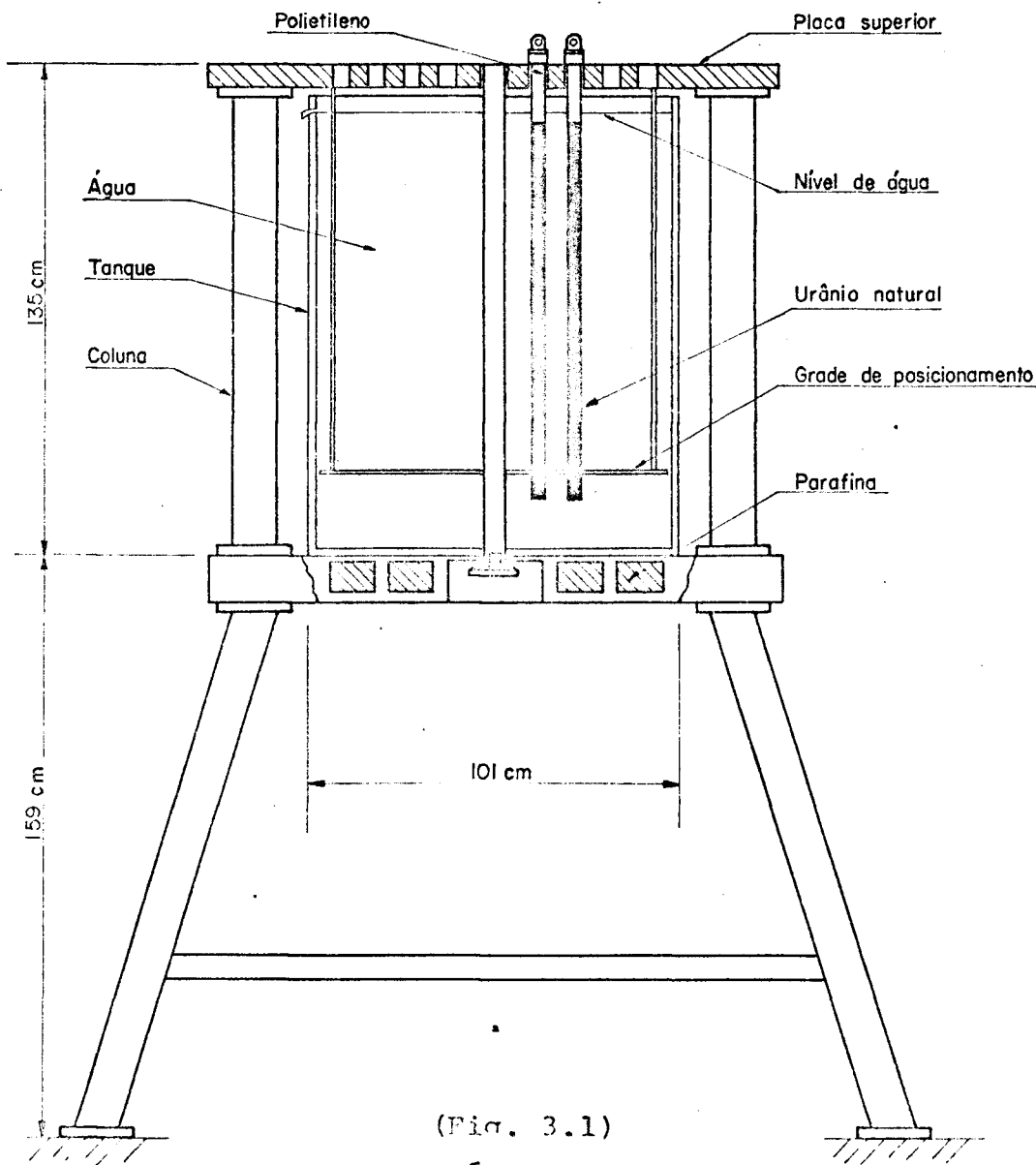
Características

Tanque cilíndrico:

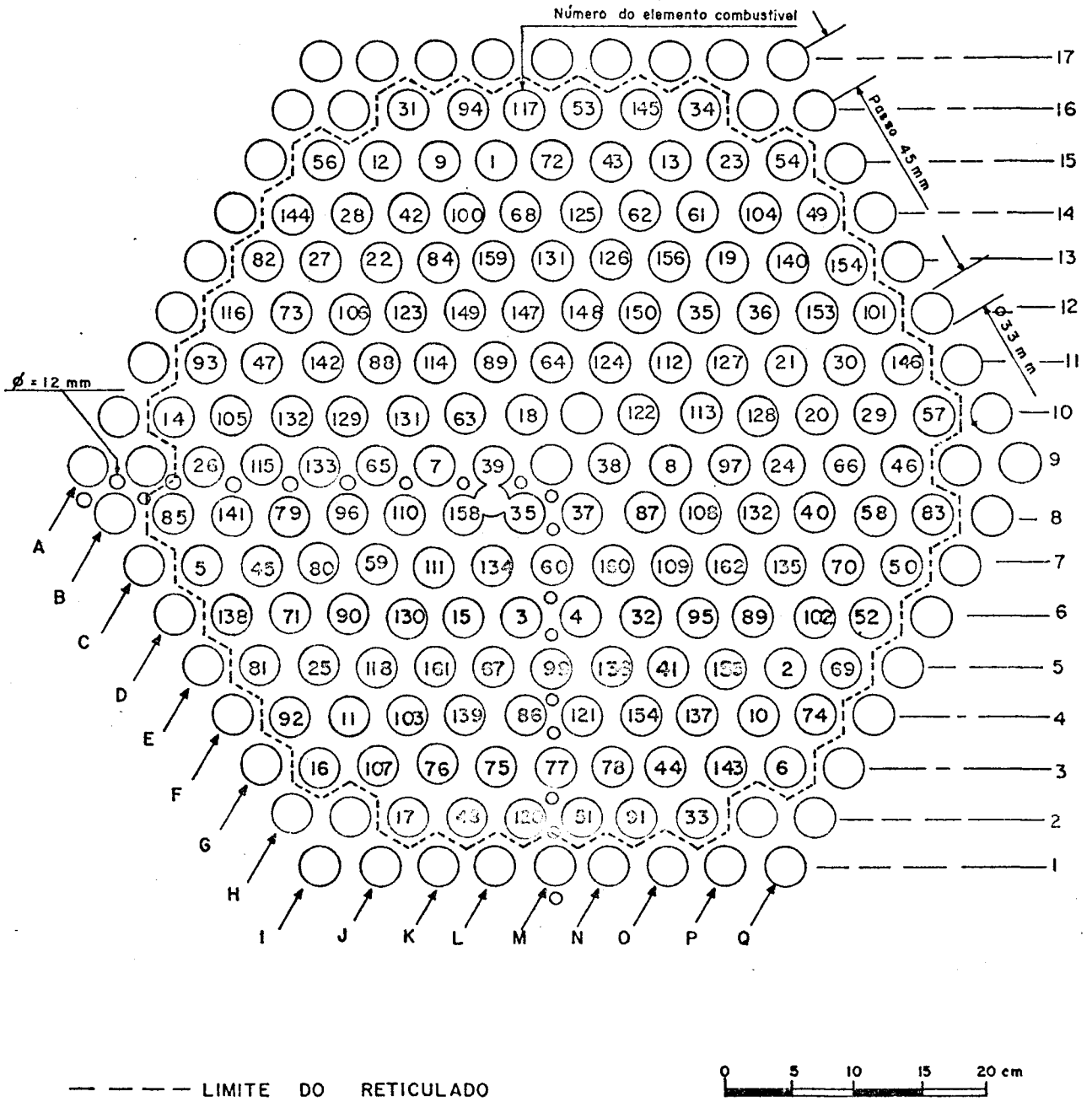
material : lucoflex

dimensões: H = 1300 mm

$\phi \approx 1000$ mm



(Fig. 3.1)
 SUPERCRÍTICA URÂNIO



(Fig. 3.2)
RETICULADO DA SUPCRÍTICA URANIE

volume de água = 1 m^3
 resistividade da água = $2,5 \text{ } \mu\text{ho.cm}$

Reticulado hexagonal:

passo = 45 mm
 diâmetro das perfurações na placa superior = 33 mm

Combustível:

densidade = $18,8 \text{ g/cm}^3$
 dimensões H = 1000 mm
 $\phi = 26 \text{ mm}$
 peso/barra = 9,980 Kg

Revestimento:

material = alumínio
 dimensões $\phi_{\text{ext}} = 30 \text{ mm}$
 $\phi_{\text{int}} = 26,8 \text{ mm}$

Razão de volume:

$$V_{\text{mod}}/V_{\text{comb}} = 1,96$$

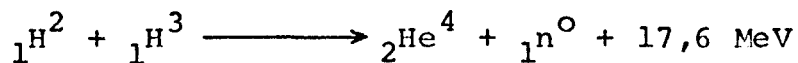
Massa de Urânio $\approx 1,6 \text{ ton.}$

Distância entre placas $\approx 1000 \text{ mm}$

3.3. FONTE DE NÊUTRONS PULSADOS

Como fonte de nêutrons pulsados foi utilizado um gerador de nêutrons Kaman Nuclear A-1254. As principais unidades desta máquina são: o acelerador propriamente dito, o gerador de alta tensão, o sistema de refrigeração e o panel de controle.

A fonte de ions é do tipo "Penning Ion Gauge". A ação combinada de um potencial de 5 kV e de um campo magnético de 600 gauss numa geometria adequada produz deutrons que são acelerados por um potencial de 20 a 200kV contra um alvo de trítio. A fonte de nêutrons propriamente dita é a reação $H^3(d, n)He^4$:



As partículas α produzidas na reação são retidas pelos materiais nas imediações do alvo. A fonte de ions e o alvo são refrigerados a gás freon; o alvo é polarizado a +600 V para impedir que a corrente de retorno de eletrons atue como uma fonte de raios X.

Os valores nominais para a largura dos pulsos de ions (d) e frequência de pulsação (R) possíveis são respectivamente:

$$5 \leq d \leq 2 \cdot 10^5 \text{ } \mu\text{s}$$

$$R \leq 2,5 \cdot 10^5 \text{ Hz}$$

Para as nossas experiências foram utilizados os seguintes valores:

$$R : (96, 190) \text{ Hz}$$

$$d : (60, 110, 210, 310) \text{ } \mu\text{s}$$

3.4. DETECÇÃO DE NÊUTRONS

Para deteção dos nêutrons térmicos foram utili-

zados 3 detetores de trifluoreto de boro (BF_3) enriquecidos a 96% no isótopo B^{10} e com pressão de 60 cm de Hg. Esses detetores são um modelo comercial da "Nancy Wood" (G-10-05), cilíndricos, com diâmetro de 1", comprimento ativo de 5" e tensão de operação da ordem de 2000 V. Dois detetores foram colocados dentro da subcrítica, em tubos de PVC, no lugar de elemento combustível e o terceiro foi instalado dentro de uma caixa de parafina posicionada a vários metros de distância do arranjo, a fim de monitorar o fluxo de nêutrons do acelerador.

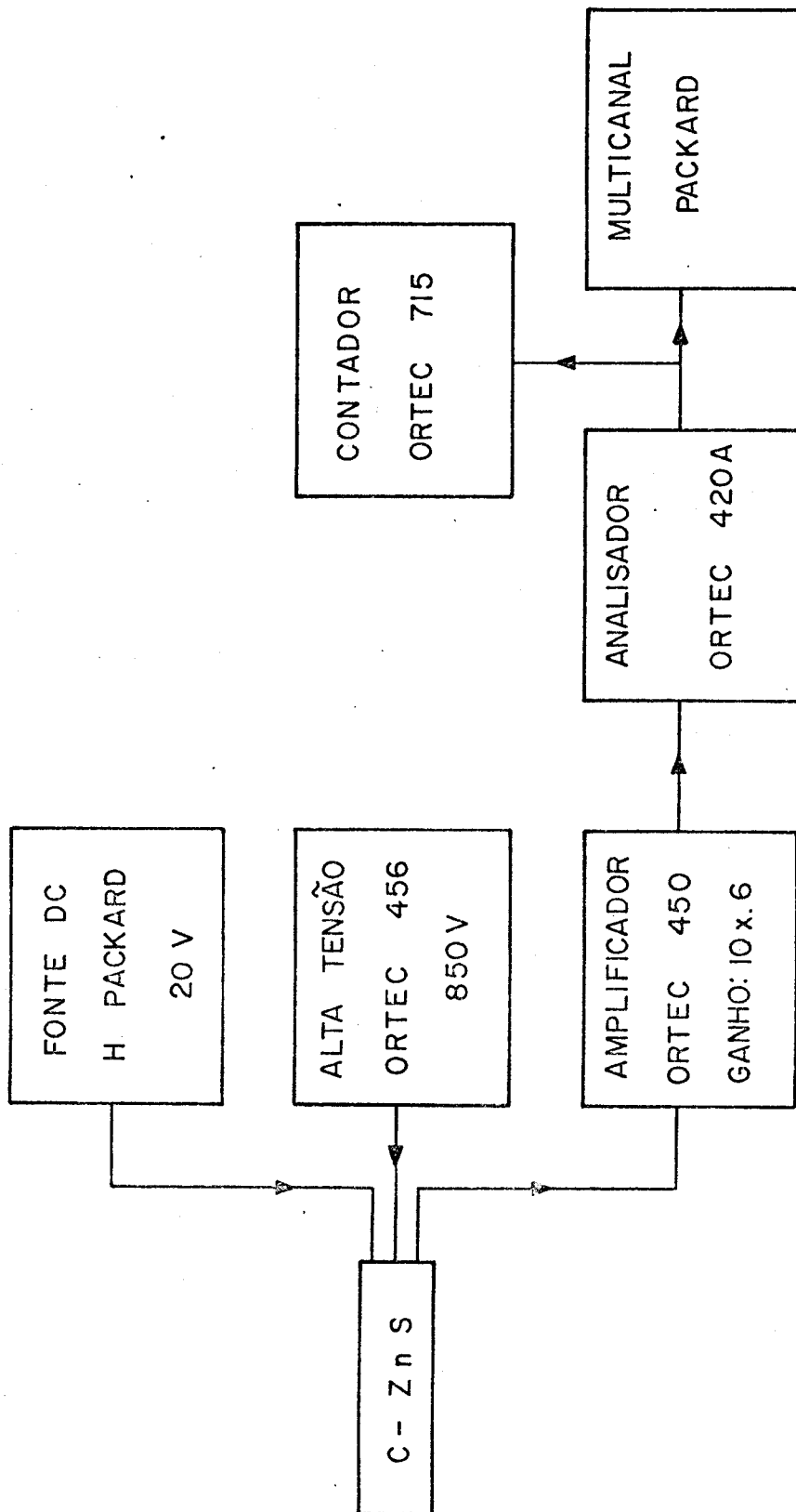
Um aspecto crucial das medidas de reatividade pelo método pulsado é o conhecimento da forma do pulso de nêutrons rápidos e a possível produção de nêutrons no intervalo entre pulsos consecutivos.

Para detecção do pulso de nêutrons rápidos usamos o detetor de ZnS-C descrito na referência /20/ e cujo diagrama de bloco é apresentado na Figura 3.3. A forma do pulso de nêutrons rápidos e principalmente o controle da largura efetiva do pulso (Fig. 3.4) foram monitorados por esse detetor. Também com os dados da Figura 3.4 podemos determinar a relação pico/radiação de fundo para a nossa fonte de nêutrons, que é da ordem de 10^5 .

3.5. SISTEMA DE CONTAGEM

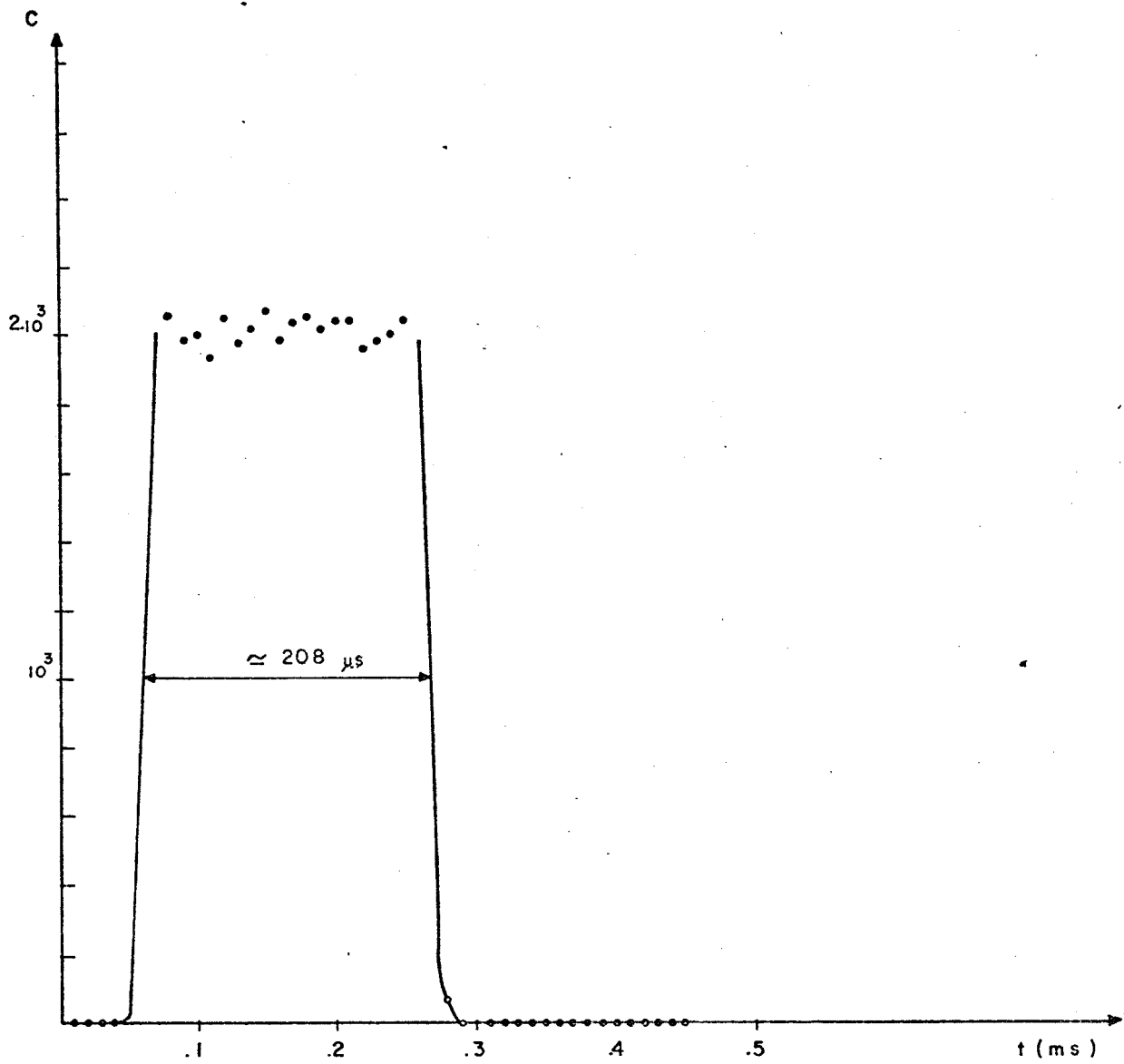
A Figura 3.5 representa um diagrama de bloco do sistema de contagem.

O multicanal usado foi o Packard mod. 904 com 1024 canais e largura de canal de $10\mu\text{s}$ até 5 s. Esse multicanal pode funcionar com um ou dois canais de contagem si -

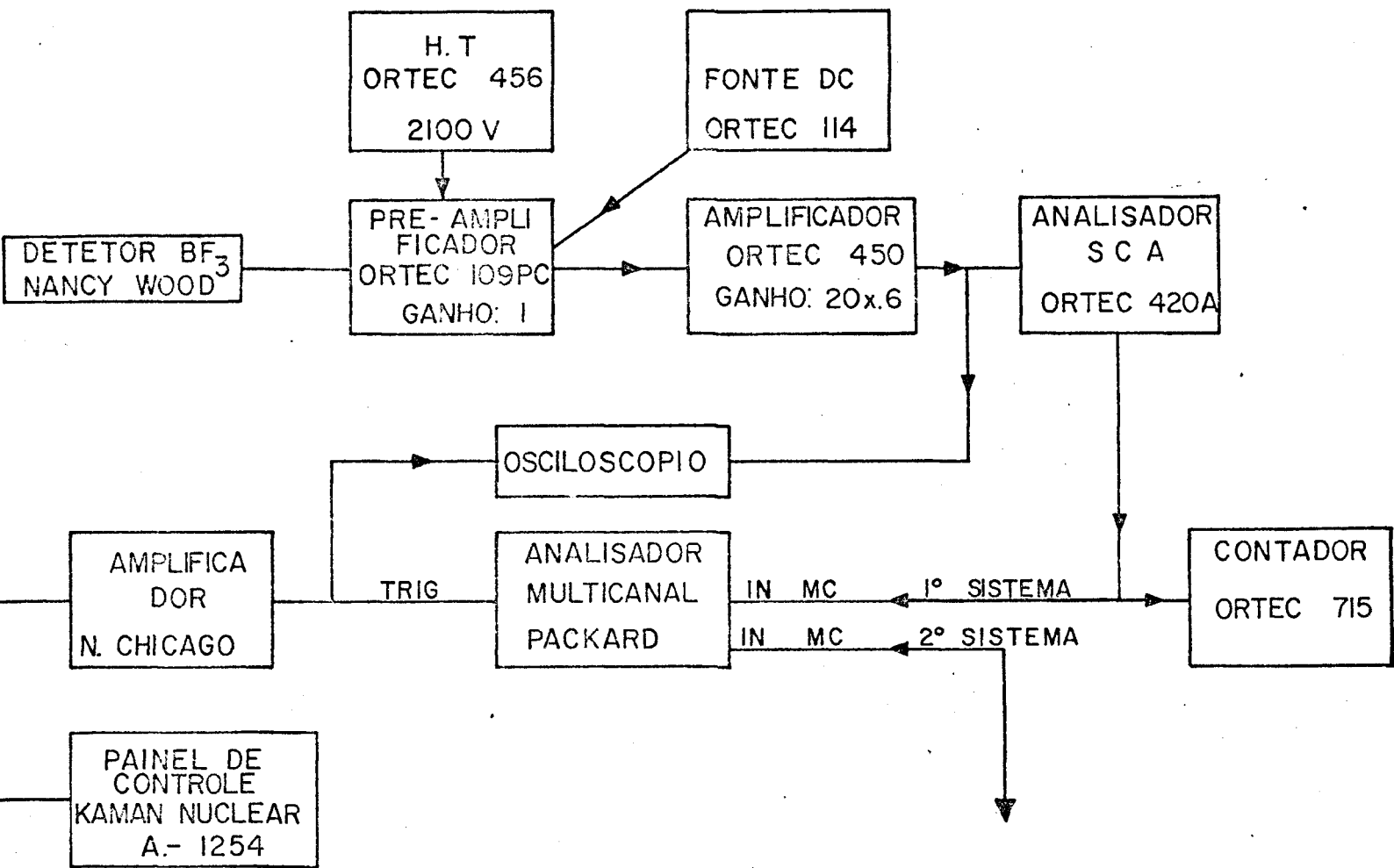


(Fig. 3.3)

DIAGRAMA DE BLOCO DO SISTEMA DE DETECÇÃO E CONTAGEM DE NEUTRONS RÁPIDOS



(Fig. 3.4)
PULSO DE NEUTRONS RÁPIDOS



(Fig. 3.5)

DIAGRAMA DE BLOCO DO SISTEMA DE CONTAGEM

multaneamente. Para o primeiro caso, o tempo de processamento por canal é de 2,2 μ s. Para o segundo caso a memória é dividida em duas partes iguais, cada uma recebendo informação de um dos detetores e o tempo de processamento é de 5 μ s. O tempo de processamento está sempre localizado no fim de cada canal.

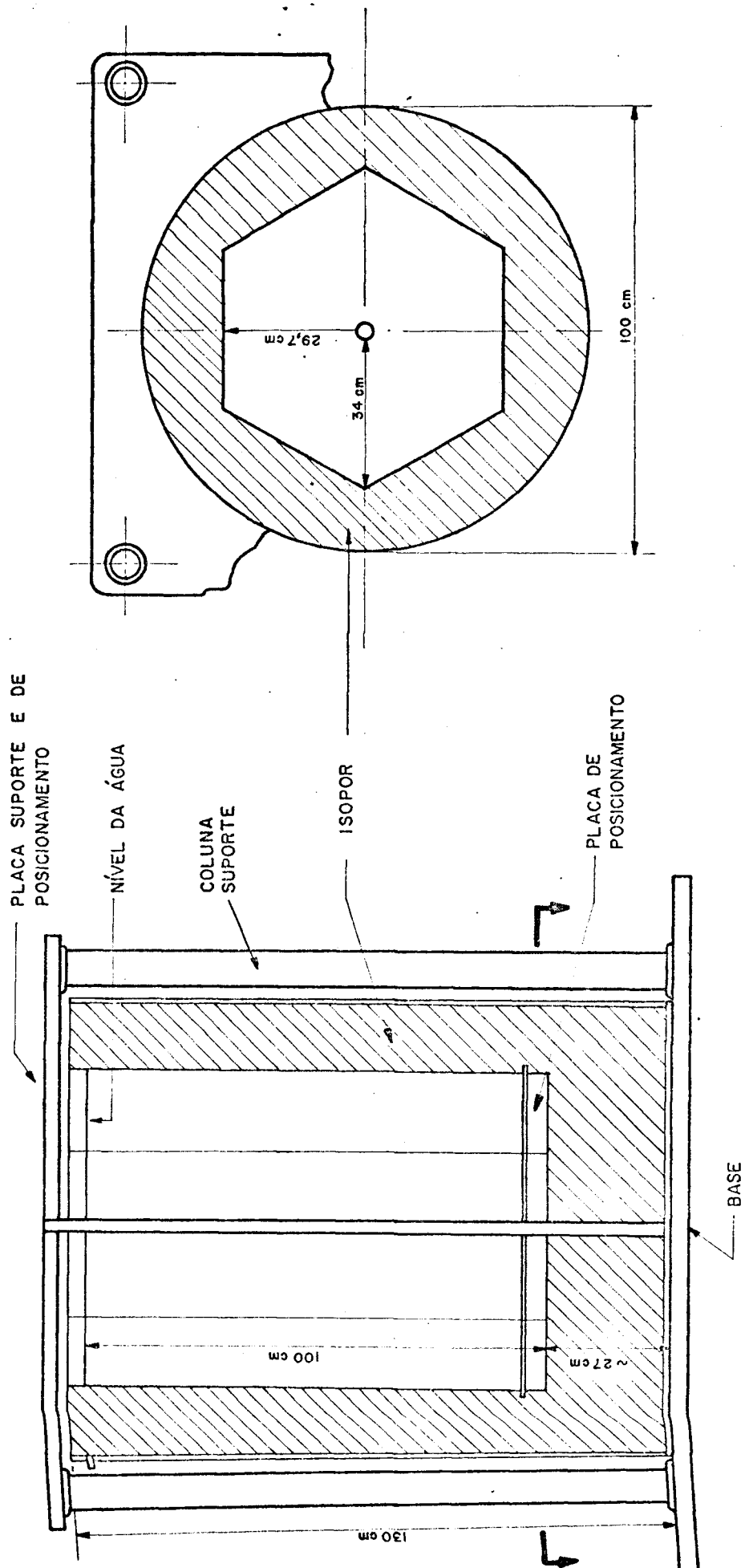
Para o disparo do multicanal foram usados os impulsos elétricos produzidos pelo impacto do pulso de ions no alvo do acelerador. O painel de comando do acelerador fornece pulso adequado para o disparo do multicanal, mas esse pulso não é perfeitamente sincronizado com o pulso de nêutrons. O atraso do pulso de nêutrons e a largura efetiva do mesmo dependem das condições de operação do acelerador. Os dados da Figura 3.4 foram obtidos disparando-se o multicanal com o sinal fornecido pelo painel de controle do acelerador.

O tempo morto do sistema de contagem foi medido e adotamos como tempo morto total $\tau = 2,5 \mu$ s.

3.6. CONFIGURAÇÃO FONTE-SISTEMA

3.6.1. Medidas Preliminares

Algumas medidas preliminares foram realizadas eliminando-se o refletor da subcrítica. Esta modificação foi tentada tendo em vista a maior facilidade de interpretação de medidas de reatividade num sistema não refletido. O espaço entre o núcleo e o tanque de lucoflex foi preenchido com isopor, que sendo material de baixa densidade, deve comportar-se essencialmente como um meio vazio. A Figura 3.6



(Fig. 3.6)
ARRANJO PRELIMINAR

ilustra esta modificação. Para estas medidas o alvo do acelerador foi colocado lateralmente ao tanque da subcrítica, a uma distância aproximada de 10 cm da superfície lateral e a uma altura correspondente ao centro do elemento combustível.

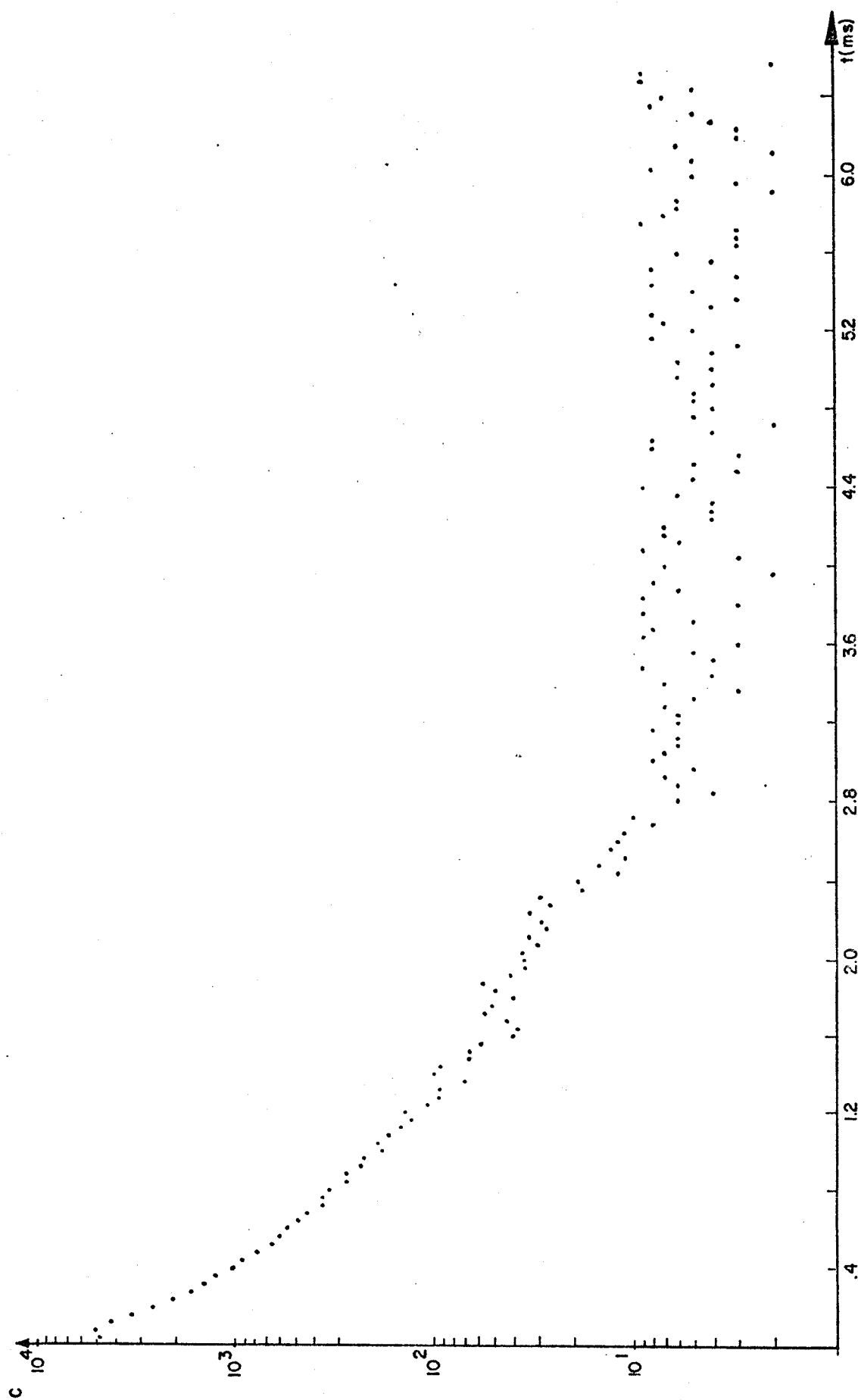
A Figura 3.7 mostra uma curva de decaimento obtida para uma posição periférica do arranjo preliminar, onde o combustível foi removido do tanque e o seu volume completado com água. Esta curva, que deveria apresentar constante de decaimento da ordem de 5120 s^{-1} (constante de decaimento da água para $B^2 = (66 \pm 4) 10^{-4} \text{ cm}^{-2}$) mostra forte interferência de reflexão nas paredes do laboratório.

Concluiu-se que o arranjo utilizado para as medidas preliminares deveria ser modificado de maneira a tornar mínima a interferência do "decaimento do laboratório". A opção de blindar o arranjo com lâminas de cádmio teve de ser abandonada, pois não foi possível conseguir fornecedor para esse material a curto prazo.

3.6.2. Arranjo Definitivo

Para o arranjo definitivo, as seguintes decisões foram tomadas:

- a) Posicionar o arranjo no centro da sala, o mais distante possível de todas as paredes;
- b) Posicionar o alvo do acelerador (fonte de nêutrons) sob a base do tanque, no centro da mesma e blindar da melhor maneira possível o ângulo sólido "não útil" para irradiação da subcrítica;



(Fig. 3.7)

RESPOSTA DO DETECTOR PARA O ARRANJO PRELIMINAR (POS.P)

- c) Readmitir o refletor lateral, pois sendo este refletor da ordem de 18 cm esperava-se que o mesmo funcionasse como blindagem para nêutrons térmicos ou epitérmicos que penetrassem pela superfície lateral;
- d) Parte do refletor no fundo do arranjo foi substituída por isopor afim de permitir uma irradiação mais profunda do sistema, (para diminuir o efeito de harmônicos axiais) e melhor aproveitamento da fonte.

A Figura 3.8 esquematiza o arranjo definitivo . A blindagem do alvo é constituída de um bloco cilíndrico de grafita, revestido com cádmio e sobre esse bloco são agrupados vários blocos de parafina borada.

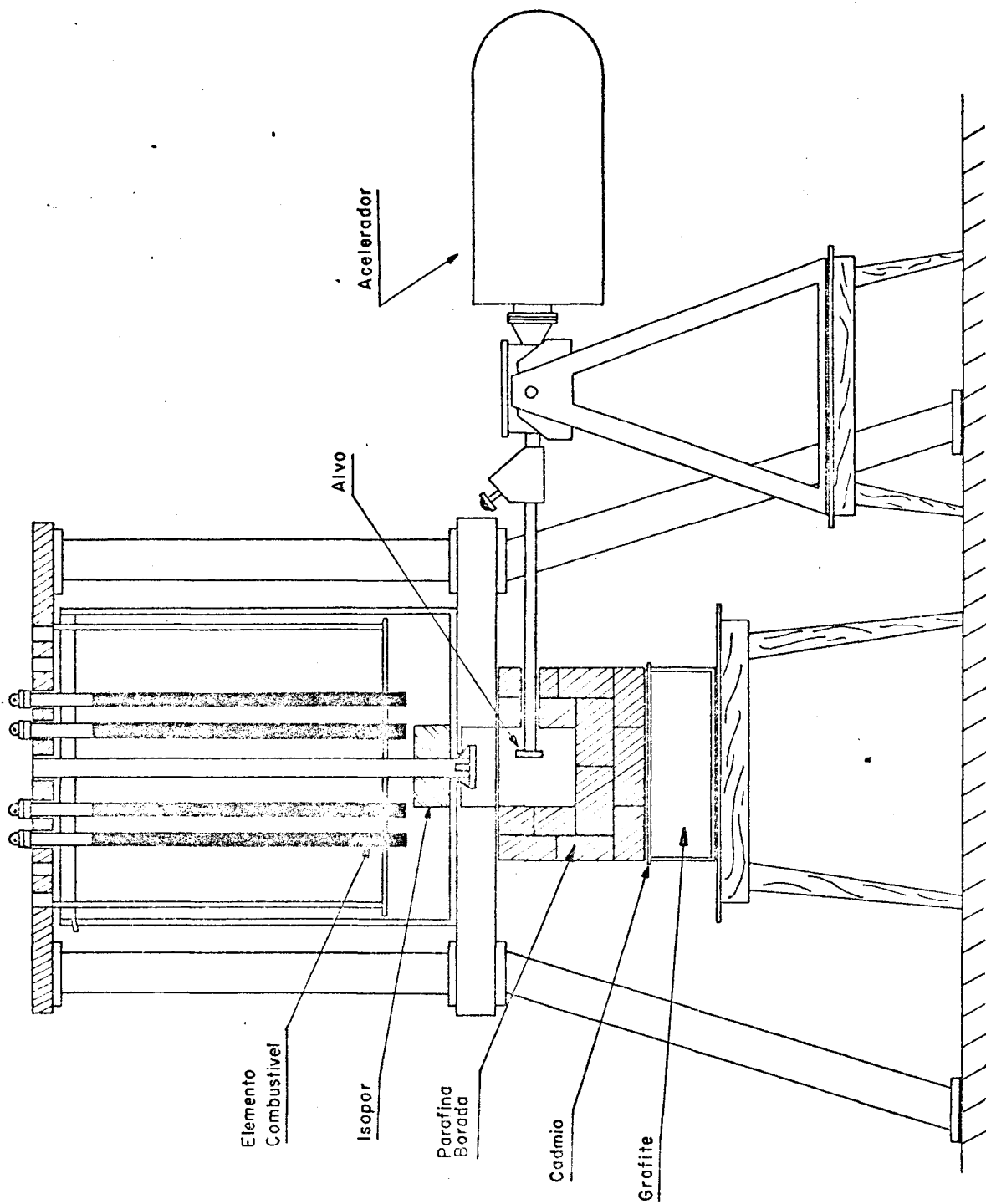
A Figura 3.9 mostra a curva de decaimento obtida com o novo arranjo. A simples comparação desta com a Figura 3.7 mostra que o problema de reflexões nas paredes do Laboratório, se não completamente eliminado foi grandemente reduzido.

Além disso, dada a configuração do Laboratório, (arranjo colocado no fundo do poço com 10 m de profundidade) o novo arranjo atende extremamente bem a quesitos de proteção radiológica do pessoal, pois sendo de baixa multiplicação, o sistema se presta também como blindagem.

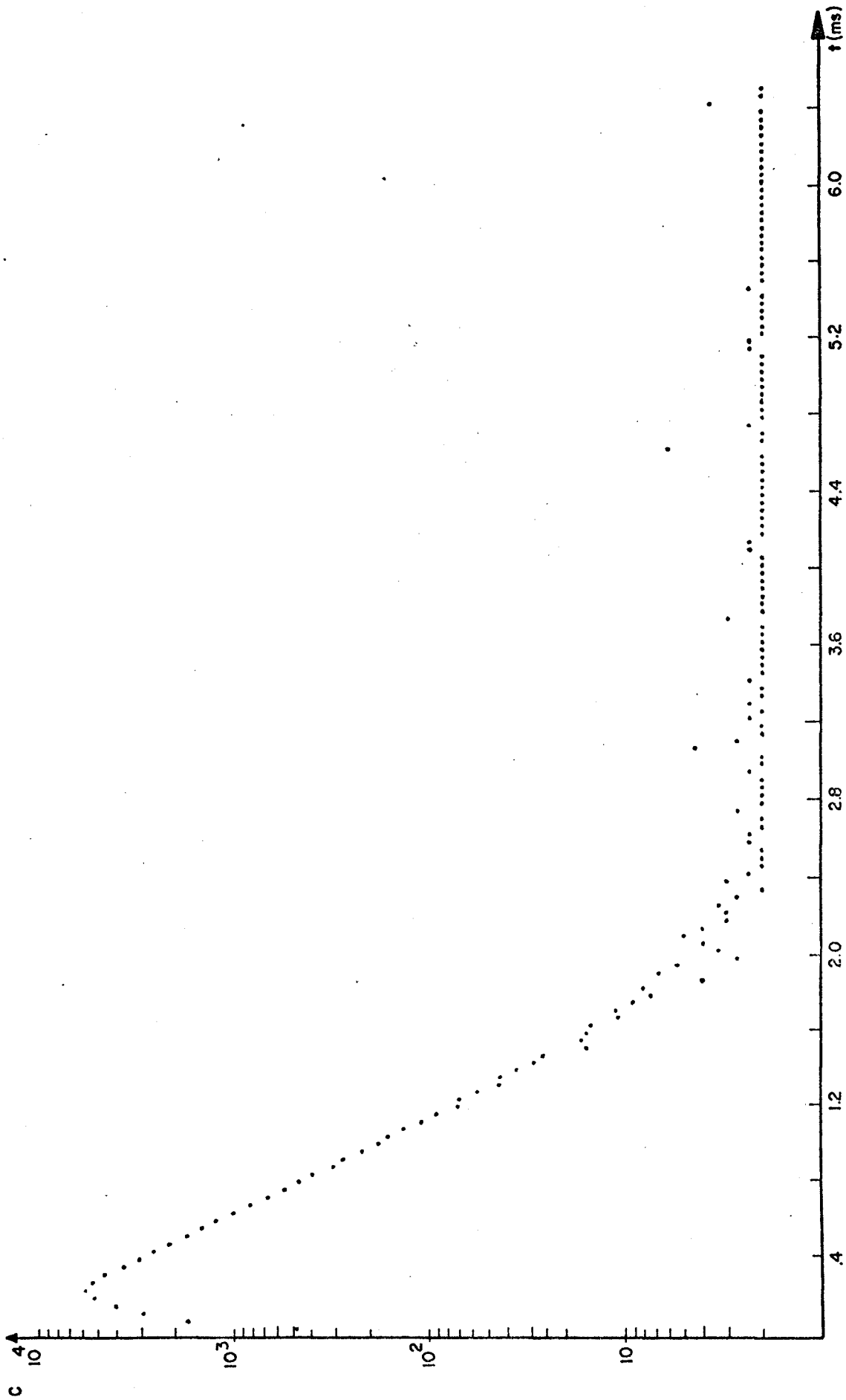
3.7. PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

A rotina do procedimento experimental para de -
terminações da reatividade foi a seguinte:

- a) Escolha do equipamento de contagem. Esta operação foi feita uma única vez;



(Fig. 3.8)
ARRANJO DEFINITIVO



(Fig. 3.9)
RESPOSTA DO DETECTOR PARA O ARRANJO DEFINITIVO (Pos. B)

- b) Determinação das condições de operação dos canais de con
tagem, isto é: alta tensão dos detetores, ganhos dos
pré-amplificadores e dos amplificadores, níveis de dis-
criminação contra radiação gama e ruídos, tempo morto
dos sistemas.
- c) Escolha das condições de operação do acelerador e do mul-
ticanal procurando aproveitar ao máximo o tempo de conta-
gem. A frequência de pulsação deve satisfazer as seguin-
tes condições (vide item 2.3.1):

$$R \gg \lambda_1:$$

Esta condição permite a obtenção da densidade de nêu-
trons atrasados constante. O limite inferior para fre-
quência / ρ / é da ordem de 10 Hz.

$$R \ll \alpha_1:$$

Todos os nêutrons prontos produzidos por um pulso devem
decair antes da introdução de um novo pulso.

Para o nosso caso $R = 190$ Hz satisfaz a ambas as condi-
ções acima.

- d) Determinação do background constante antes e/ou depois
de cada coleta de dados.
- e) Controle da forma do pulso de nêutrons rápidos, taxa de
contagem do detetor e da frequência.
- f) Coleta de dados - é importante contar todos os nêutrons
atrasados produzidos durante a irradiação. Isto pode
ser conseguido de duas maneiras:

I - Iniciar a coleta de dados após um tempo que permita
a saturação dos núcleos precursores de nêutrons
atrasados ($\lambda_1 \text{ mT} \gg 1$) e terminar a contagem junto
com o desligamento da fonte ($|\rho| > 1$).

II - Iniciar as contagens simultaneamente com o primeiro pulso da fonte /22/ e continuar as contagens após o desligamento por um tempo suficiente para o decaimento de todos os nêutrons atrasados.

No procedimento I é necessário que a fonte seja constante; no procedimento II esta condição é desnecessária.

Neste trabalho foi usado o item I, pois o acelerador apresentava uma deformação do pulso no início da irradiação. Entretanto convem observar que para sistemas próximos da criticalidade o tempo necessário para atingir o equilíbrio é relativamente grande e o procedimento II é aconselhável.

- g) Anotação cuidadosa de todos os parâmetros envolvidos (frequência, largura do canal, duração do pulso, identificação da medida, posição do detetor, número de pulsos).

CAPÍTULO IV

PROCESSAMENTO DE DADOS

4.1. INTRODUÇÃO

A sequência básica de processamento de dados utilizada é a seguinte:

- . Correções das perdas de contagens
- . Determinação das constantes de decaimento
- . Determinação da reatividade

A seguir descreveremos com detalhes cada um destes itens.

4.2. PERDAS DE CONTAGENS

4.2.1. Tempo Morto do Sistema de Contagens

As contagens obtidas no multicanal devem ser corrigidas para as perdas devidas ao tempo morto do sistema (principalmente pré-amplificador e amplificador). A taxa de contagem real (R_r) para um determinado canal é:

$$R_r = \frac{R}{1 - \tau R} \quad (4.1)$$

onde:

R = taxa de contagem observada

τ = tempo morto do sistema

Para os dados obtidos em uma experiência com nêutrons pulsados, geralmente usamos:

$$N_r = \frac{N_n}{1 - \frac{\tau N_n}{t_t}} \quad (4.2)$$

onde: N_r = contagem real

N_n = contagem total observada no canal n

t_t = tempo total durante o qual o canal permaneceu aberto = número de ciclos x largura efetiva do canal.

4.2.2. Tempo de Processamento do Multicanal

Para a determinação da reatividade pelo método de Gozani e pelo método de Waltar - Ruby torna-se necessária uma correção que leve em conta o tempo de processamento do multicanal (τ_{mc} = tempo durante o qual o multicanal não está apto a receber contagens). Esta correção afeta a amplitude inicial dos vários modos devido ao decaimento exponencial da população de nêutrons. Para o nosso caso, o tempo de processamento está no final de cada canal.

Considerando que $R(t)$ é a taxa de contagem instantânea no tempo t temos (Fig. 4.1):

$$R(t) = R(0) e^{-\alpha t} \quad (4.3)$$

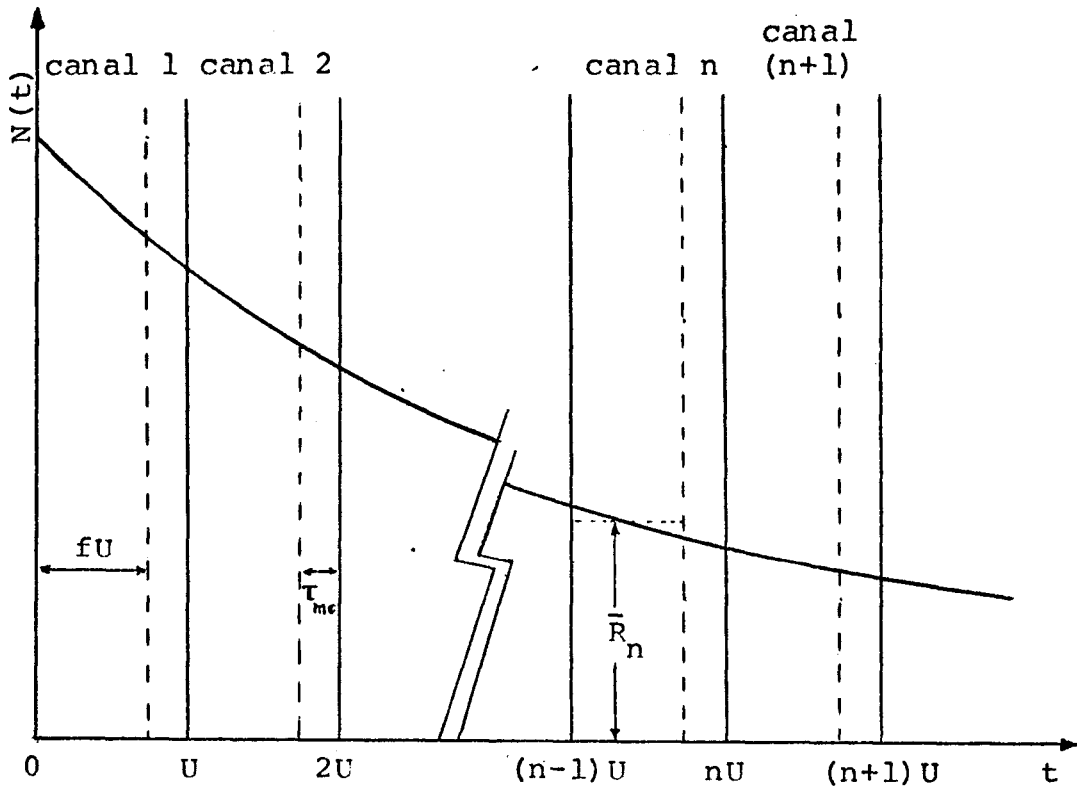


FIG. 4.1

Ilustração do tempo de processamento do multicanal

Para um canal n temos:

$$N_n = \bar{R}_n U f = \int_{t_{n-1}}^{t_n} R(t) dt = \frac{R(0) e^{-\alpha t_{n-1}}}{\alpha} (1 - e^{-\alpha U f}) \quad (4.4)$$

onde:

\bar{R}_n = taxa de contagem média no canal n

U = largura do canal

f = fração útil do canal = $\frac{U - \tau_{mc}}{U}$

$$R(0) = \bar{R}_n e^{\alpha t_{n-1}} \frac{\alpha U f}{(1 - e^{-\alpha U f})} \quad (4.5)$$

Assim, a amplitude do harmônico i é dada por :

$$N_i(0) = N_{in} e^{\alpha_i t_{n-1}} \frac{\alpha_i U f}{(1 - e^{-\alpha_i U f})} \quad (4.6)$$

Para a determinação da constante de decaimento e da reatividade pelos métodos GR e SJ esta correção é desnecessária.

4.3. DETERMINAÇÃO DAS CONSTANTES DE DECAIMENTO

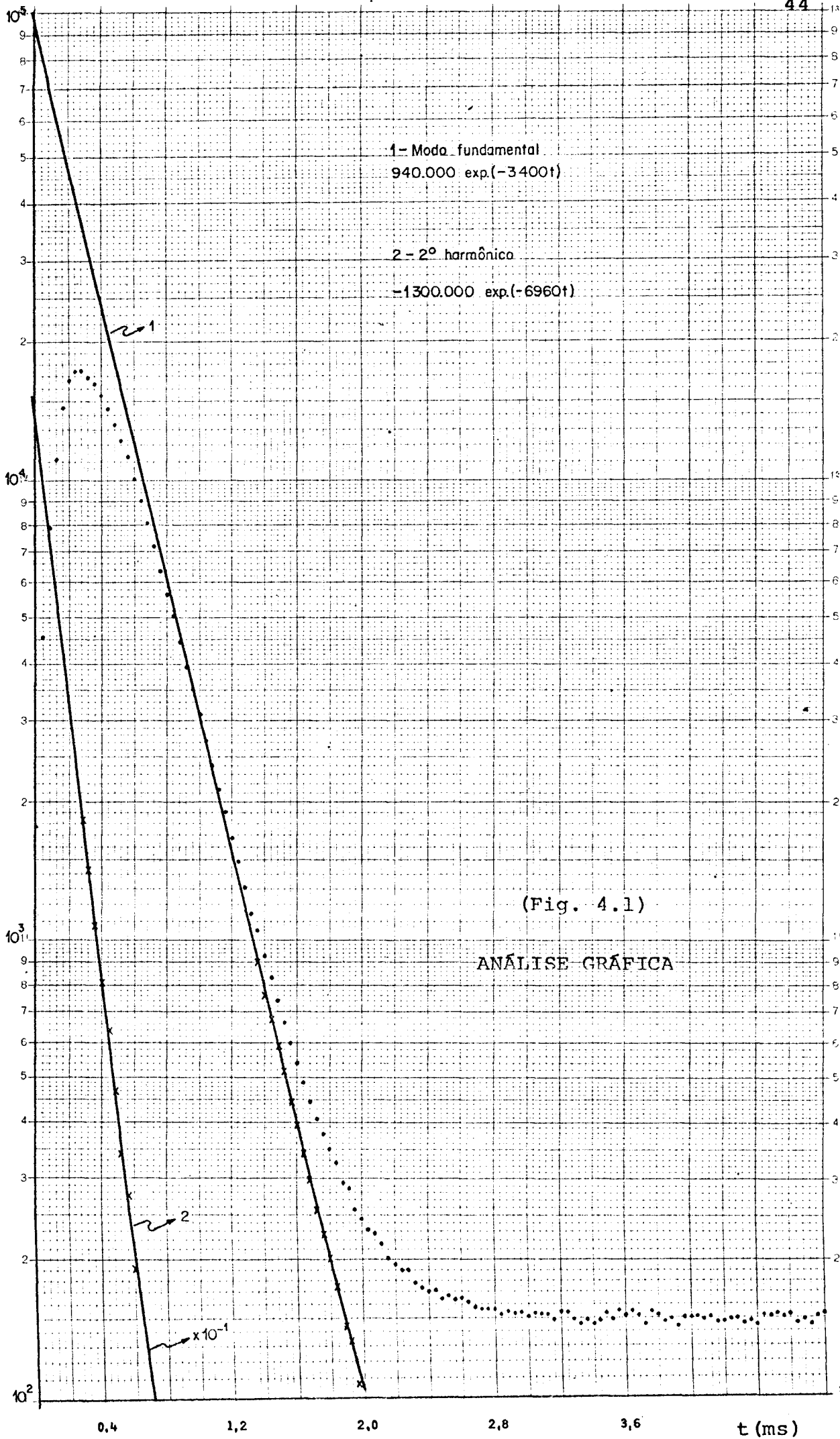
4.3.1. Análise Gráfica

Após a obtenção da curva experimental, o primeiro passo é a estimativa das constantes de decaimento e as respectivas amplitudes, a partir da análise gráfica (Fig. 4.2). Uma vez obtidos estes valores podemos obter valores mais precisos a partir de um programa de ajustes por mínimos quadrados para computador.

4.3.2. Programa MQCLE

O programa MQCLE (Mínimos Quadrados para Combinação Linear de Exponenciais) utilizado é uma adaptação do programa desenvolvido por Paiano e Cohenca /23/. Ele permite o ajuste de até dez exponenciais, além de uma componente constante. Procura-se determinar uma curva do tipo:

$$Y(t) = A_0 + \sum_{j=1}^k A_j \exp(-\lambda_j t) \quad (4.7)$$



que melhor se aproxima de um conjunto de dados experimentais $Y'(t)$. Procura-se então minimizar a função:

$$F = \sum_{i=1}^n \left[Y'(t_i) - Y(t_i) \right]^2 W_i \quad (4.8)$$

onde W_i é o peso de cada medida escolhido como $1/\sigma_{Yi}^2$, ou seja o inverso da variância. A solução do problema é obtida desenvolvendo-se a função $Y(t)$ em série de Taylor até 1ª ordem, num contorno de valores aproximados A_{j0} e λ_{j0} de A_j e λ_j determinados previamente por análise gráfica.

Foram feitas ligeiras modificações no programa MQCLE original para melhor utilização no nosso caso. Foi introduzido o cálculo das atividades extrapoladas para o instante zero, valores que são usados na obtenção da reatividade.

O programa permite a eliminação de pontos do início da curva e nova estimativa dos parâmetros. Esse procedimento sucessivo possibilita uma melhor determinação da constante de decaimento assintótica, a partir da convergência das constantes de decaimento.

4.4. DETERMINAÇÃO DA REATIVIDADE

Aplicando-se as correções anteriores ao método de Gozani (equação 2.15) e Waltar (equação 2.19) e levando a correção de duração de pulso /5/ /12/ para o método de Garelis (equação 4.12) a reatividade passa a ser dada por:

$$|\rho|_{GO} = \frac{N_1(0) R d \alpha_1 U f}{N_d (e^{\alpha_1 d} - 1) (1 - e^{-\alpha_1 U f})} \quad (4.9)$$

$$|\rho|_{WR} = \frac{N_1(0) R d \alpha_1 U f}{N_d (e^{\alpha_1 d} - 1) (1 - e^{-\alpha_1 U f})} + \frac{N_2(0) R d \alpha_2 U f}{N_d (e^{\alpha_2 d} - 1) (1 - e^{-\alpha_2 U f})} \quad (4.10)$$

$$|\rho|_{GR} \equiv \frac{\alpha_1 - k\beta/\ell}{k\beta/\ell} \quad (4.11)$$

onde:

$$\int_0^T N_p e^{(k\beta/\ell)t} dt - \int_0^T N_p dt = \left(1 + \frac{1}{2} \alpha_1 d\right) \frac{N_d}{R} \quad (4.12)$$

$$|\rho|_{SJ} = \frac{\int_0^T N_p dt}{N_d T} \quad (4.13)$$

O termo devido aos nêutrons atrasados (N_d) é obtido subtraindo-se da componente constante da curva o "background" constante do sistema.

O cálculo da reatividade a partir das equações acima, é feito pelo código DOLLAR.

4.4.1. O Código "DOLLAR"

Os dados de entrada necessários são os pontos experimentais, número de pontos, largura do canal, tempo

morto do sistema, tempo de processamento do multicanal, duração de pulso, frequência de pulsação, número de pulsos, background constante, constante de decaimento de modo fundamental e do modo de transferência com suas respectivas amplitudes iniciais, componente constante.

Os dados experimentais são corrigidos para as perdas de contagens devido ao tempo morto do sistema pela fórmula 4.2.

Método de Garelis

A equação integral (equação 4.12) é resolvida pelo método de Newton-Raphson /24/.

Temos que:

$$f(x) = \int_0^T N_p(t) e^{xt} dt - A - C = 0 \quad (4.15)$$

onde:

$$k\beta/\ell = x$$

$$A = \int_0^T N_p(t) dt$$

$$C = (1 - \frac{1}{2} \alpha_1 d) \frac{R}{N_d}$$

onde $f(x)$ é uma função diferencial que possui uma raiz real. A partir de uma primeira aproximação podemos obter a raiz por aproximações sucessivas onde a aproximação seguinte é obtida pela interseção da tangente no ponto anterior com o eixo das abscissas:

$$x_{n+1} = x_n - \frac{f(x_n)}{f'(x)}$$

A reatividade é então obtida por:

$$|\rho|_{GR} = \frac{\alpha_1 - x}{x}$$

Erro em ρ_{GR}

A determinação do erro estatístico no fator $k\beta/\ell$ torna-se bastante complicada uma vez que ele aparece no expoente de uma equação integral. No entanto, podemos obter uma estimativa para $\sigma_{k\beta/\ell}$ como veremos abaixo:

Da equação (4.15), obtem-se:

$$\frac{\int_0^T N_p(t) e^{xt} dt}{\int_0^T N_p(t) dt} = 1 + \frac{C}{A}$$

$$\langle e^{xt} \rangle = 1 + \frac{C}{A}$$

onde usamos o símbolo $\langle \rangle$ para indicar valor médio.

Para reatividades da ordem de -20% o quociente de 2º membro é muito menor que a unidade, logo:

$$\langle e^{xt} \rangle \approx \langle 1 + xt \rangle = \overline{1 + xt}$$

$$\overline{xt} = x\bar{t} = \frac{C}{A}$$

Donde:

$$\left(\frac{\sigma_{\overline{xt}}}{\overline{xt}} \right)^2 = \left(\frac{\sigma_x}{x} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\bar{t}}}{\bar{t}} \right)^2$$

Assim podemos dizer que $\left(\frac{\sigma_{\overline{xt}}}{\overline{xt}} \right)^2$ é um limite superior de $\left(\frac{\sigma_x}{x} \right)^2$ e

$$\sigma_x = \sigma_{k\beta/\ell} \leq \frac{k\beta}{\ell} \sqrt{\left(\frac{\sigma_{N_d}}{N_d} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\int N_d dt}}{\int N_p dt} \right)^2}$$

O erro na reatividade é dado por:

$$\sigma_{GR} \approx \rho_{GR} \sqrt{\left(\frac{\sigma_{\alpha_1}}{\alpha_1} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{k\beta/\ell}}{k\beta/\ell} \right)^2}$$

Método de SJ, GO e WR

As reatividades são determinadas pelas equações (4.13), (4.9) e (4.10) respectivamente e os erros estatísticos são:

$$\sigma_{SJ} = \rho_{SJ} \sqrt{\left(\frac{\sigma_{N_p dt}}{N_p dt}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{N_d}}{N_d}\right)^2}$$

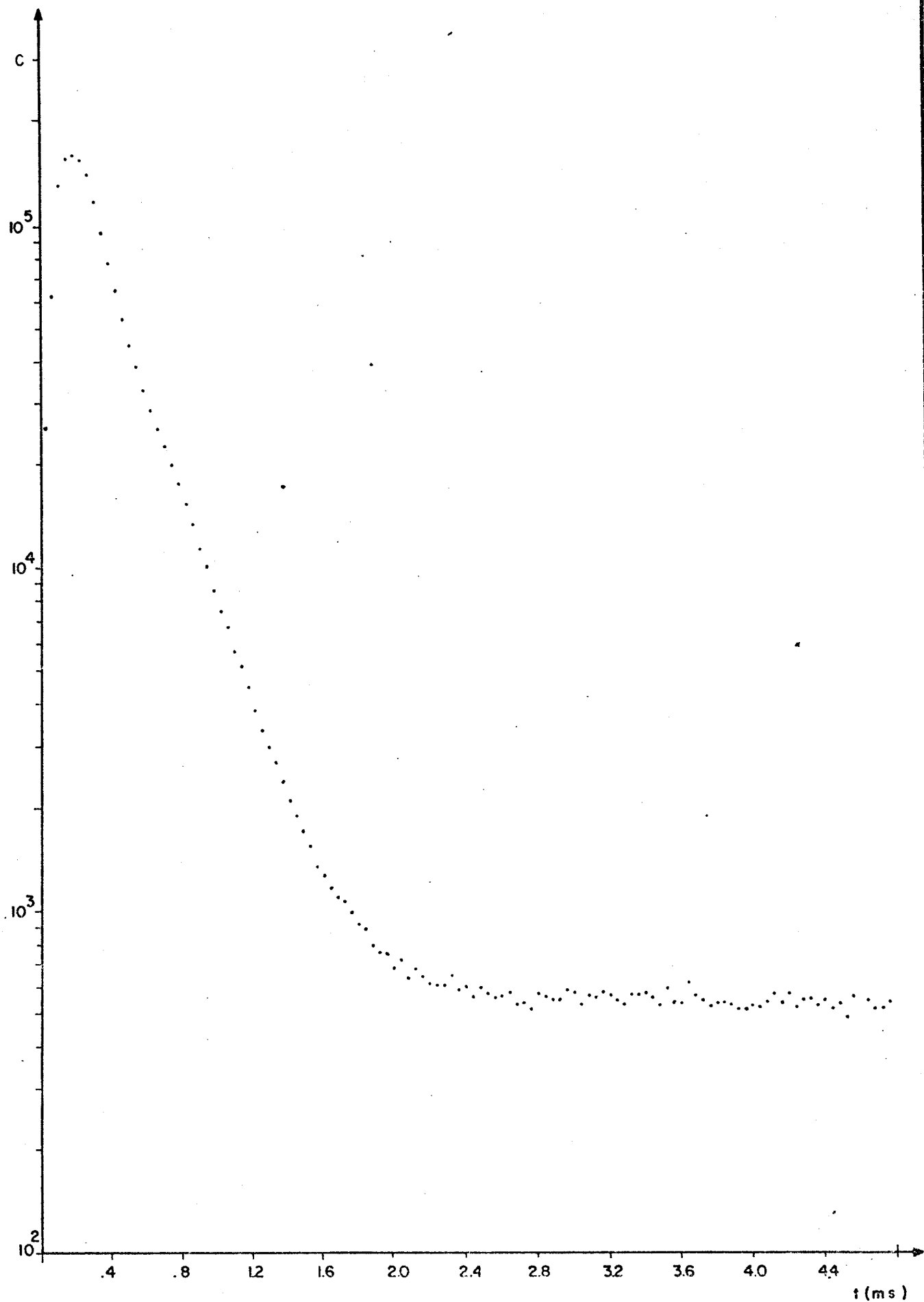
$$\sigma_{GO} = \rho_{GO} \left[\left(\frac{1}{d} - \frac{\alpha_1 e^{\alpha_1 d}}{e^{\alpha_1 d} - 1}\right)^2 \sigma_d^2 + \left(\frac{\sigma_{N_1(0)}}{N_1(0)}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{N_d}}{N_d}\right)^2 + \left(\frac{1}{\alpha_1} - \frac{d e^{\alpha_1 d}}{e^{\alpha_1 d} - 1} - \frac{f U e^{-f U \alpha_1}}{1 - e^{-f U \alpha_1}}\right)^2 \sigma_{\alpha_1}^2 \right]^{1/2}$$

CAPÍTULO VRESULTADOS5.1. DESCRIÇÃO GERAL DAS MEDIDAS

Este trabalho abrange os resultados de 63 determinações independentes da curva de resposta do detetor para o pulso de nêutrons da fonte. Este conjunto de medidas permitiu determinar, como veremos, com grande detalhe a variação radial da reatividade e parâmetros correlatos. Entretanto, não foi possível dar o mesmo detalhe à série de medidas axiais por causa de problemas técnicos com o acelerador que impuseram paralizações longas do experimento e posteriormente, devido à necessidade de remoção do mesmo para a subcrítica Capitu.

As medidas radiais foram obtidas ao longo de uma das diagonais do hexágono, direção 9 (Figura 3.2) e as axiais ao longo de um eixo paralelo ao eixo de simetria nas posições 9D, 9F, 9H, 9L, 9J. As alturas cotadas são consideradas a partir da base do elemento combustível e para a especificação da posição do detetor foi considerado o centro geométrico da parte ativa do detetor.

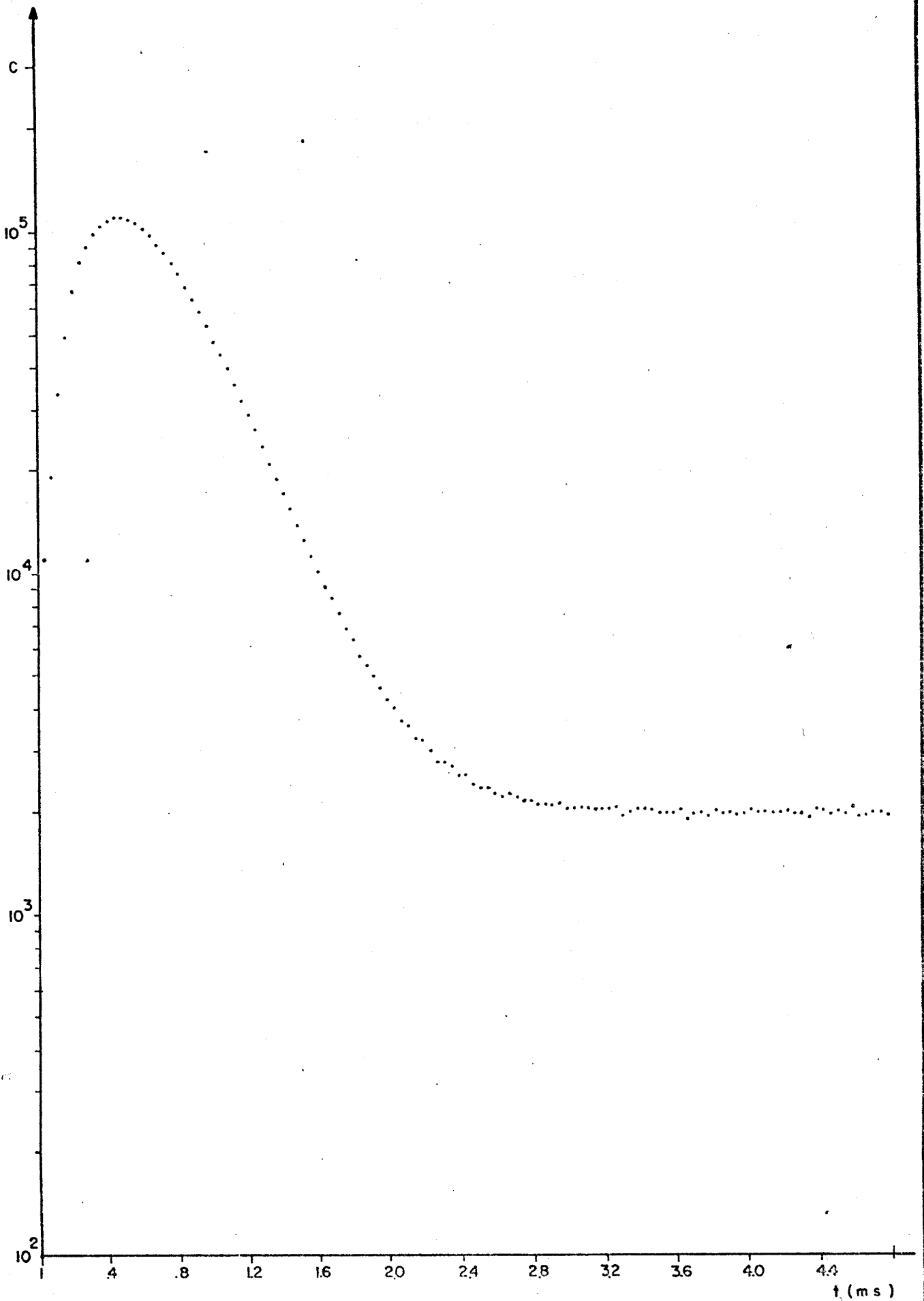
As Figuras 5.1 e 5.2 representam a variação temporal da densidade de nêutrons para posições axiais diferentes obtidas na subcrítica Uranie. Nestas figuras vemos claramente a presença de harmônicos axiais.



(Fig. 5.1)

RESPOSTA DO DETETOR (Pos.F, h=30 cm)

JRS



(Fig. 5.2)
RESPOSTA DO DETETOR (Pos.F, h=70 cm)

JRS

5.2. CONSTANTES DE DECAIMENTO

Os resultados foram analisados inicialmente, para uma exponencial e uma componente constante, variando-se progressivamente o instante do início da análise. Esse processo permite determinar mais precisamente a região da curva de decaimento onde prevalece o modo fundamental. A Figura 5.3 representa a variação da constante de decaimento do modo fundamental (α_1) em função do tempo de espera para o início da análise e os valores obtidos pelo ajuste com uma exponencial estão na Tabela 5.1.

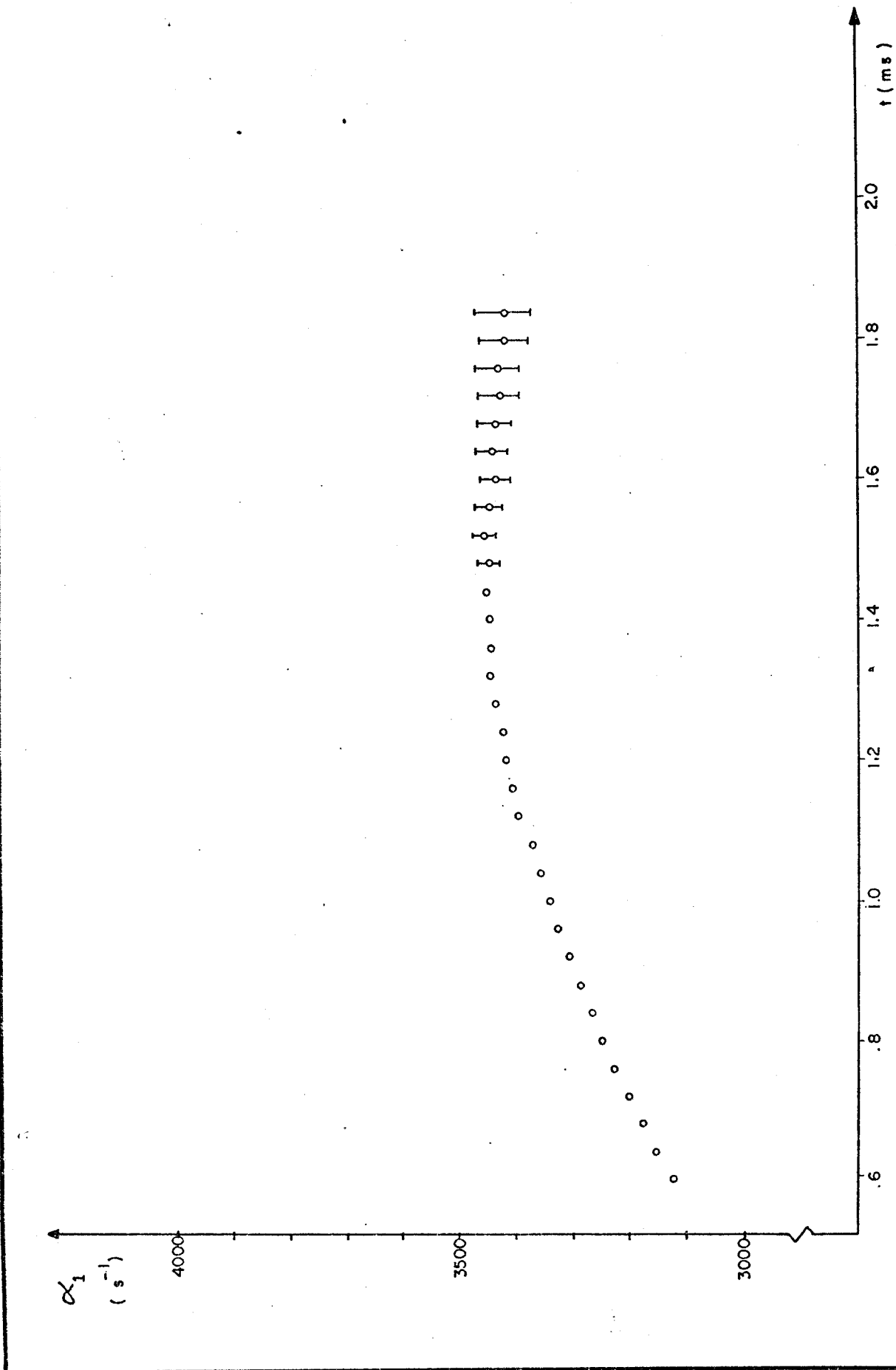
A Figura 5.4 mostra a constante de decaimento (α_1) em função da posição radial do detetor para altura 50 cm que corresponde à metade da parte ativa do elemento combustível.

Na Figura 5.4A temos todos os pontos experimentais e o valor médio ($\bar{\alpha} = \sum_{i=1}^n \alpha_{1i} / n$, $i=1 \rightarrow n$) obtido para as posições centrais. A faixa tracejada indica o desvio da distribuição calculado por

$$\sigma = \left[\frac{\sum_{i=1}^n (\alpha_{1i} - \bar{\alpha})^2}{n - 1} \right]^{1/2} \quad (5.1)$$

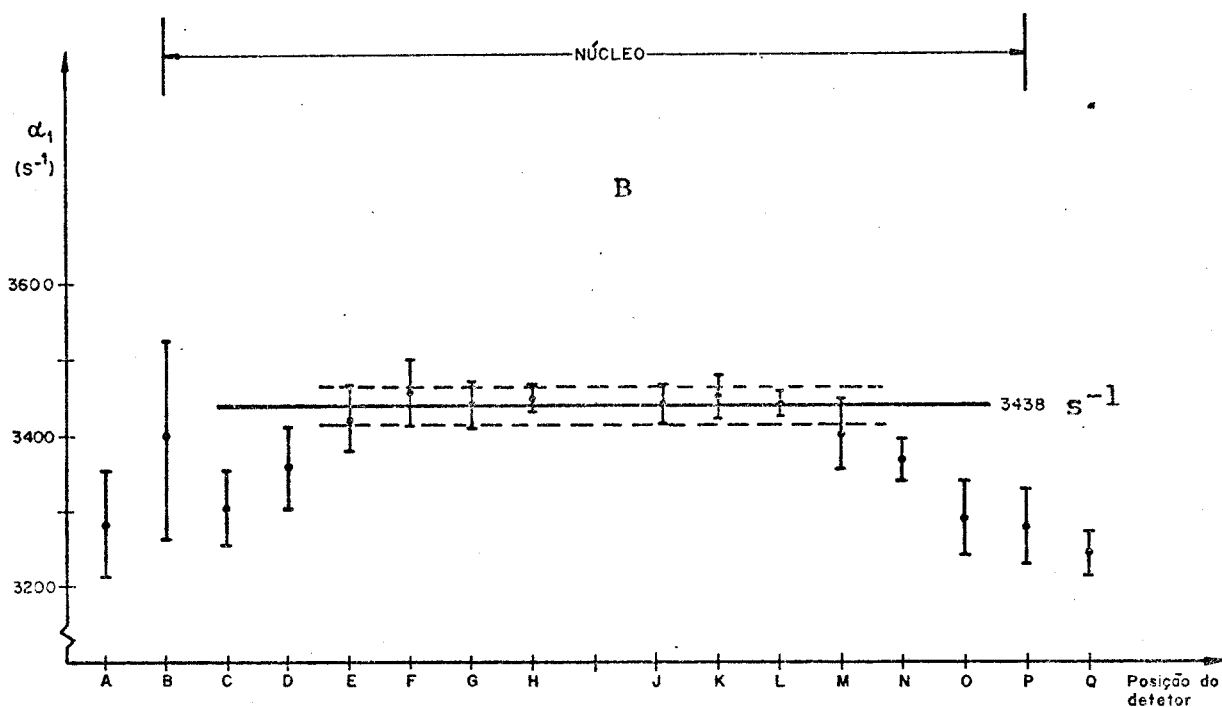
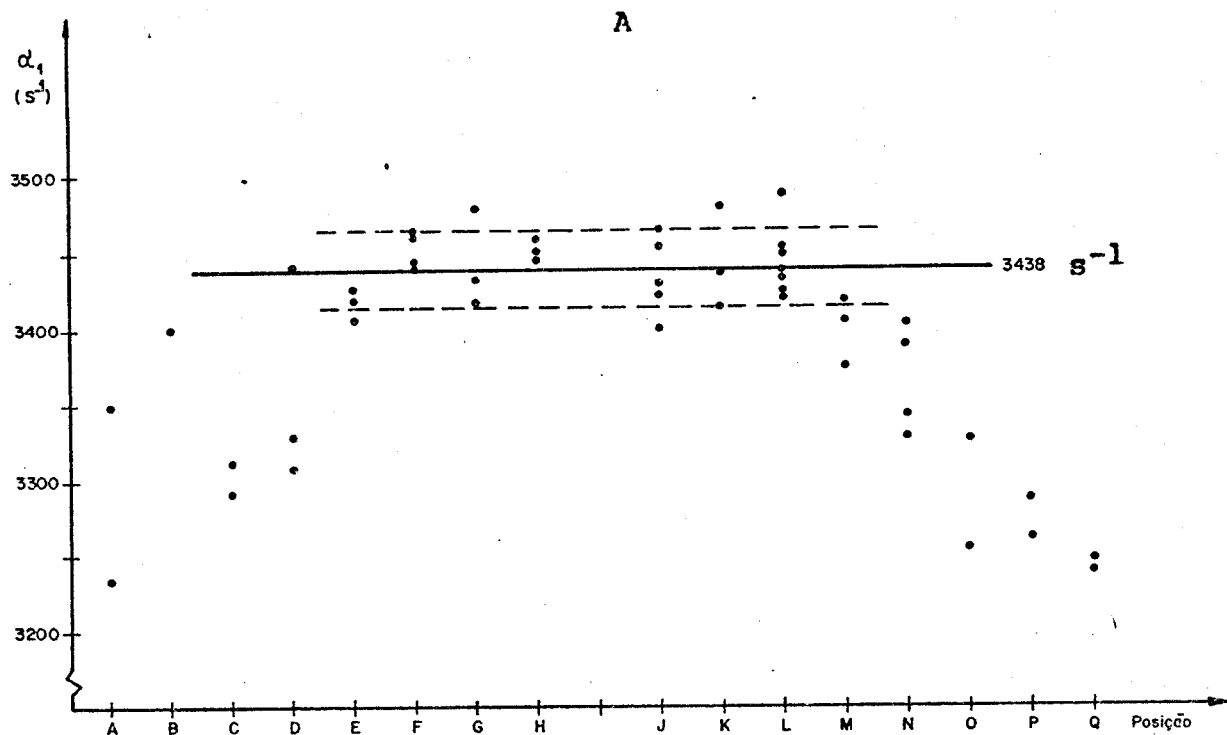
Logo abaixo (Figura 5.4B) vemos a média para cada posição com o seu erro estatístico (devido as contagens) e o valor médio e o desvio representados na figura acima.

O mesmo procedimento usado para o ajuste com uma exponencial foi usado para o ajuste com duas exponenciais. Os resultados são apresentados na Figura 5.5, Tabela 5.2 e Figu

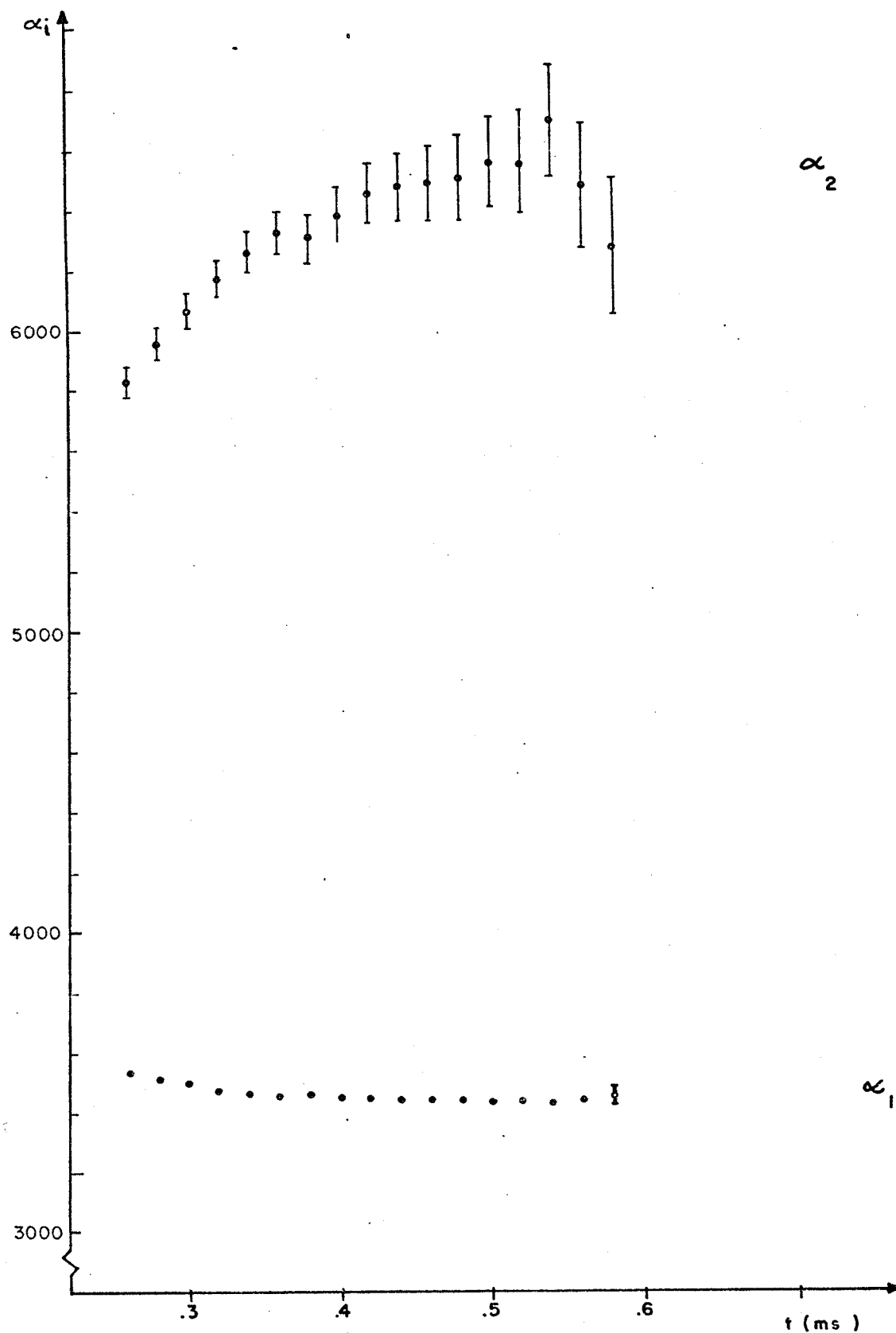


(Fig. 5.3)

CONSTANTE DE DECAIMENTO (α_1) EM FUNÇÃO DO ATRASO PARA O INÍCIO DO AJUSTE



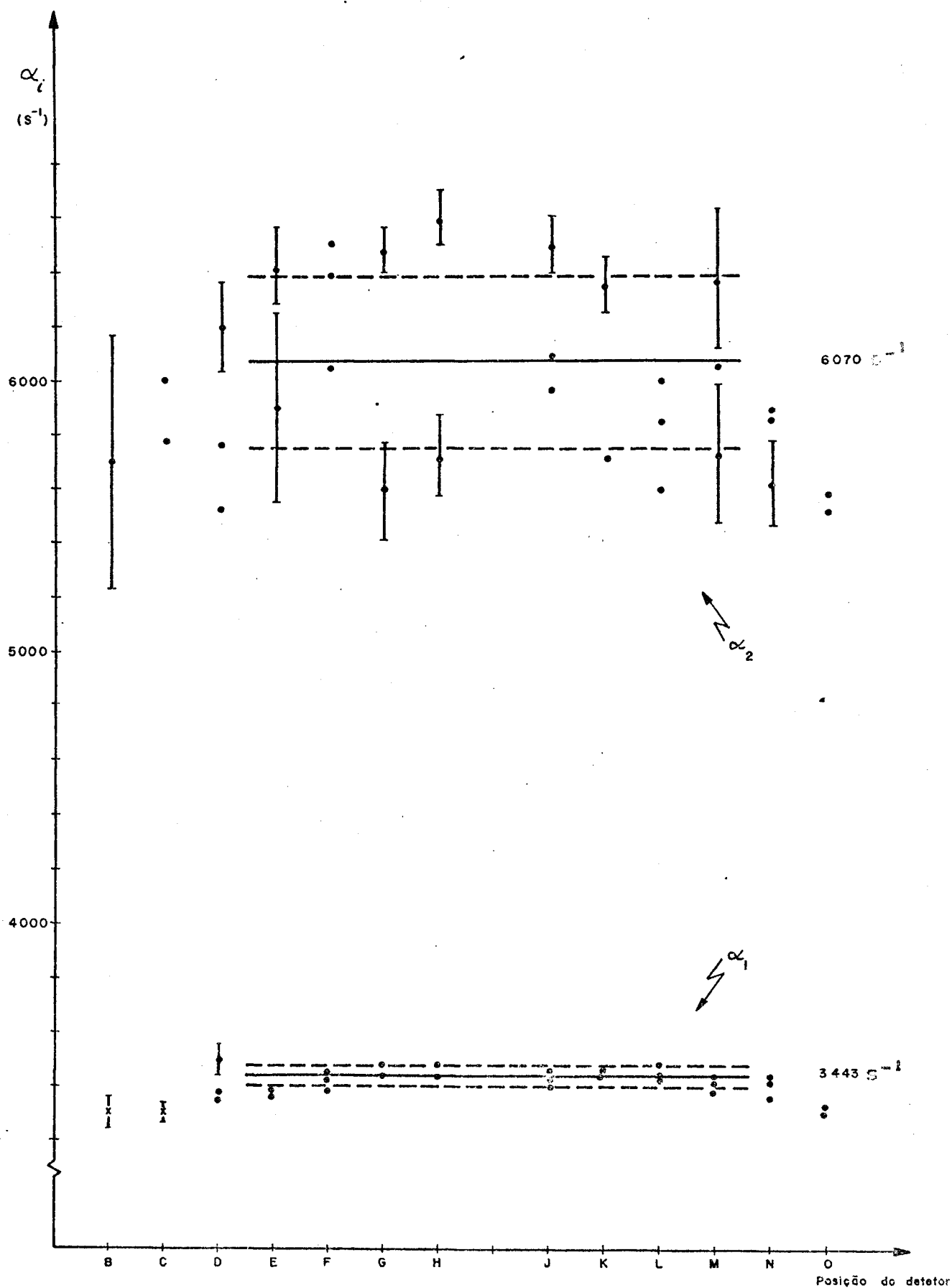
(Fig. 5.4)
VARIACÃO DE α_1 COM A POSIÇÃO RADIAL ($h=50$ cm)

(s^{-1})


(Fig. 5.5)

CONSTANTES DE DECAIMENTO EM FUNÇÃO DO ATRASO P/O INÍCIO DO AJUSTE

JRS



(Fig. 5.6)

CONSTANTES DE DECAIMENTO EM FUNÇÃO DA POSIÇÃO RADIAL DO DETETOR

ra 5.6. Para as posições próximas da interface e da fonte não foi possível o ajuste para mais de uma exponencial.

O background constante foi determinado, geralmente antes das medidas, para isto sendo usados o multicanal e um contador integral.

5.3. REATIVIDADES

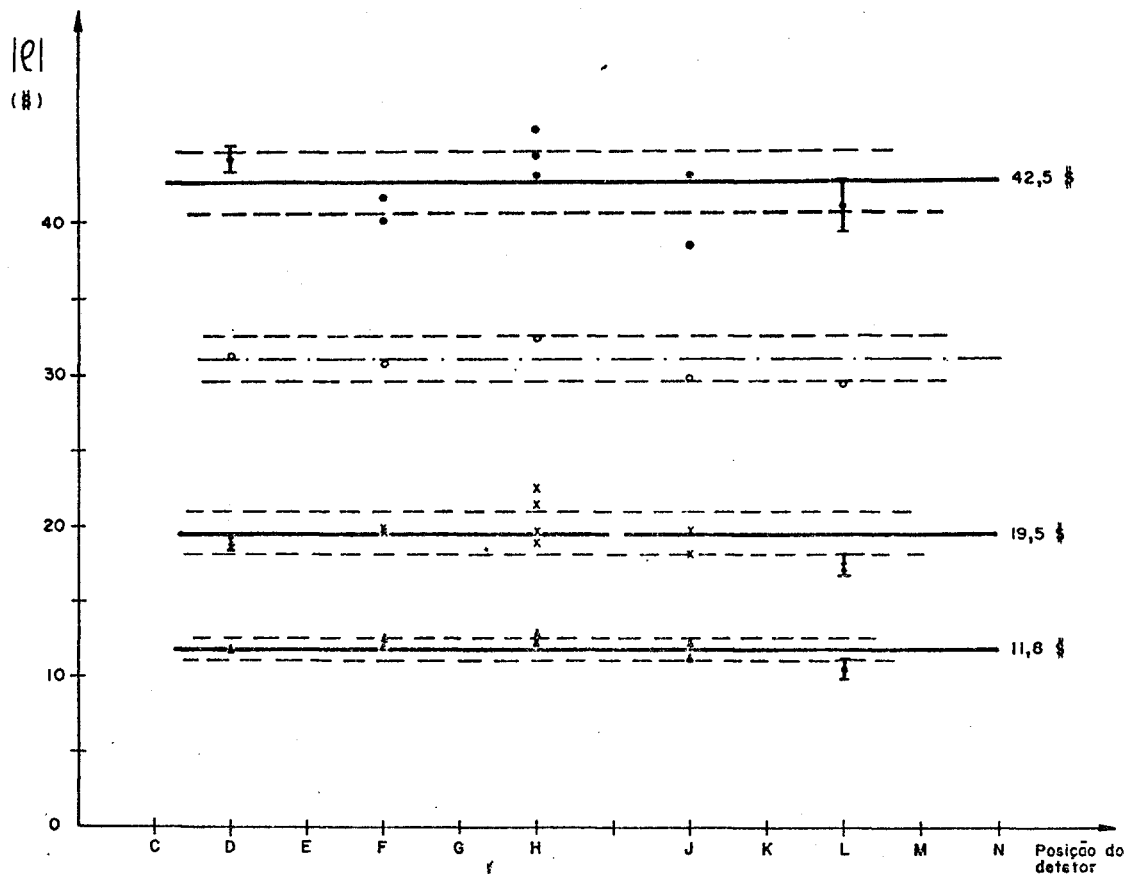
Os resultados obtidos pelo programa DOLLAR são apresentados nas Tabelas 5.1 e 5.2.

Na Figura 5.7 mostramos valores da reatividade em função da posição do detetor para a altura de 70 cm para os métodos de GO, GR e SJ, juntamente com o valor

$$|\rho| = \frac{\rho_{GO} + \rho_{GR}}{2}$$

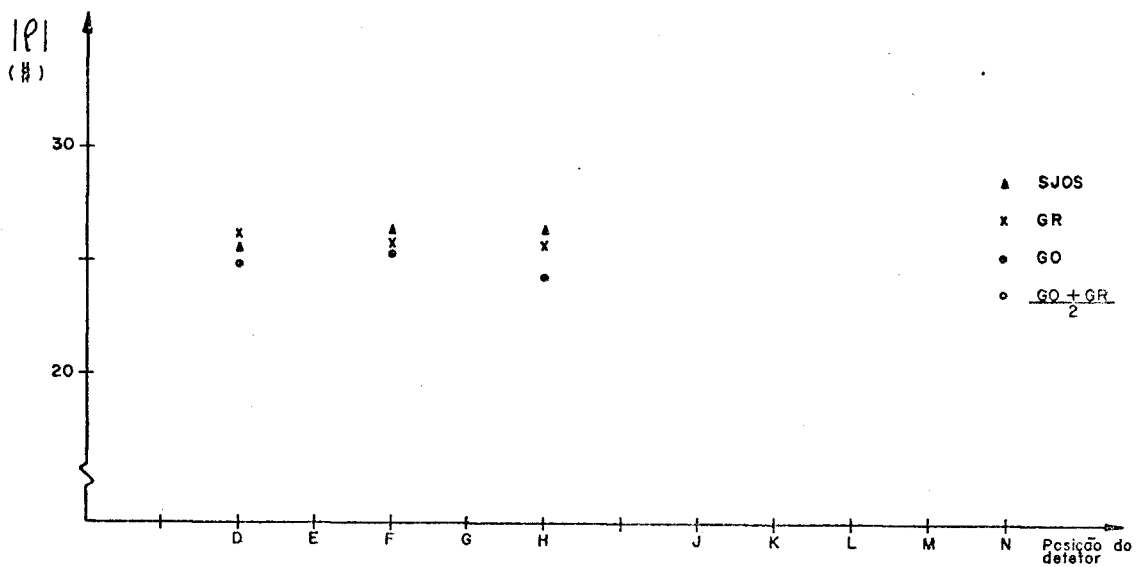
Nas Figuras 5.8 e 5.9 temos a mesma informação para as alturas 30 cm e 50 cm. Os erros apresentados nestas figuras foram obtidos pelo mesmo procedimento visto anteriormente para as constantes de decaimento.

A Figura 5.10 mostra a reatividade para os vários métodos ao longo de eixos axiais a 13,5 cm (9F) e 22,5 cm (9D) do eixo de simetria. Também vemos que a dependência do valor médio $\bar{\rho}$ com a altura é muito mais fraca que a de cada um dos métodos tomada separadamente.



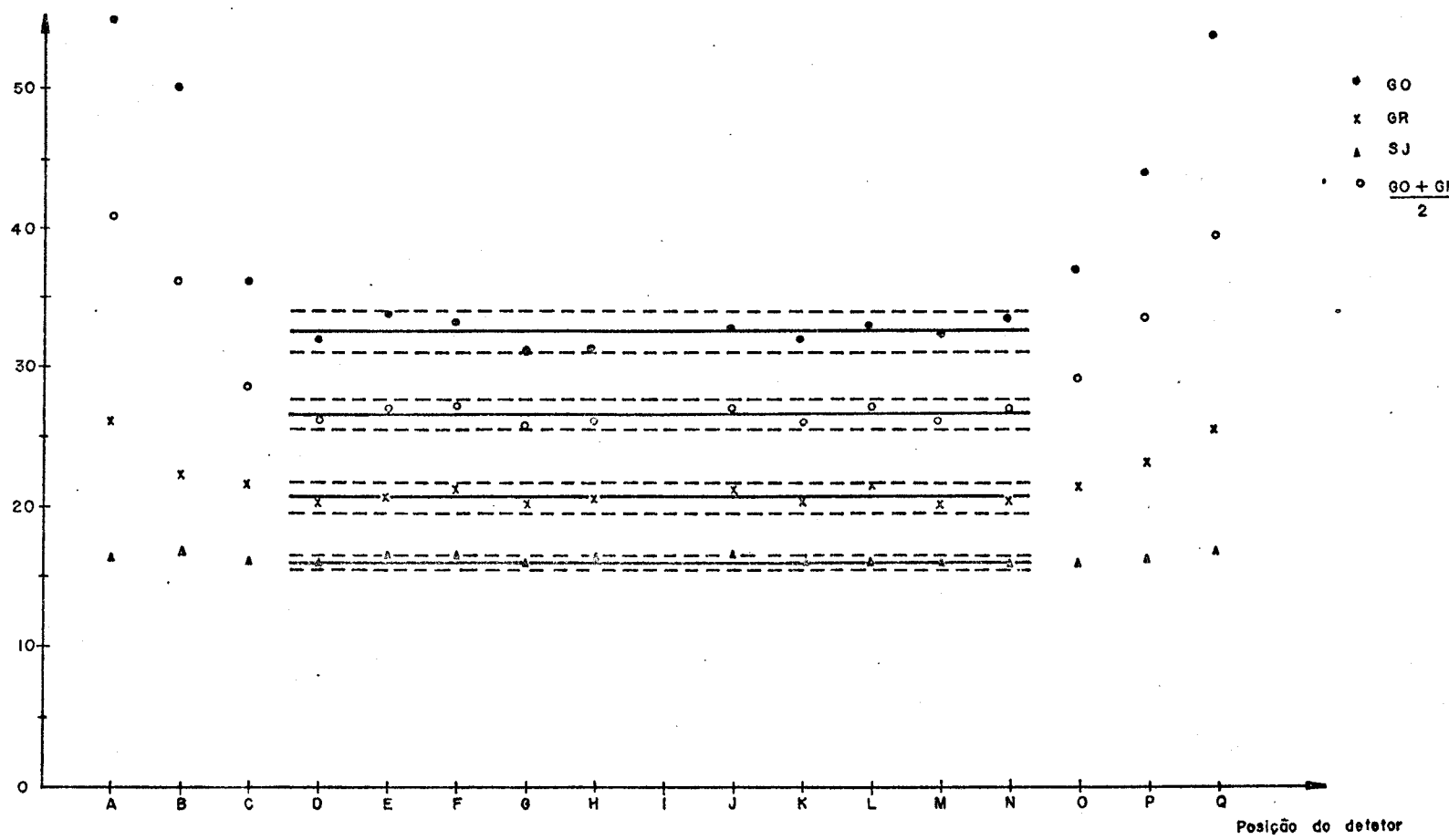
(Fig. 5.7)

REATIVIDADE EM FUNÇÃO DA POSIÇÃO RADIAL (h=70 cm)



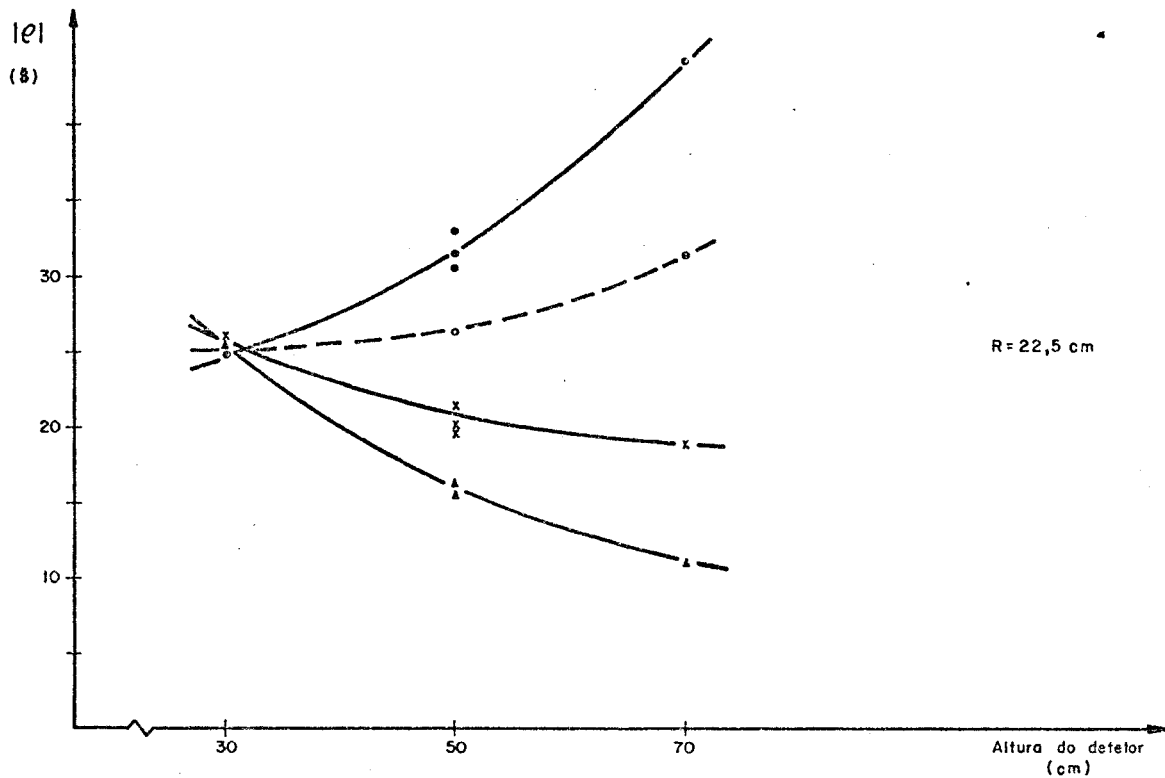
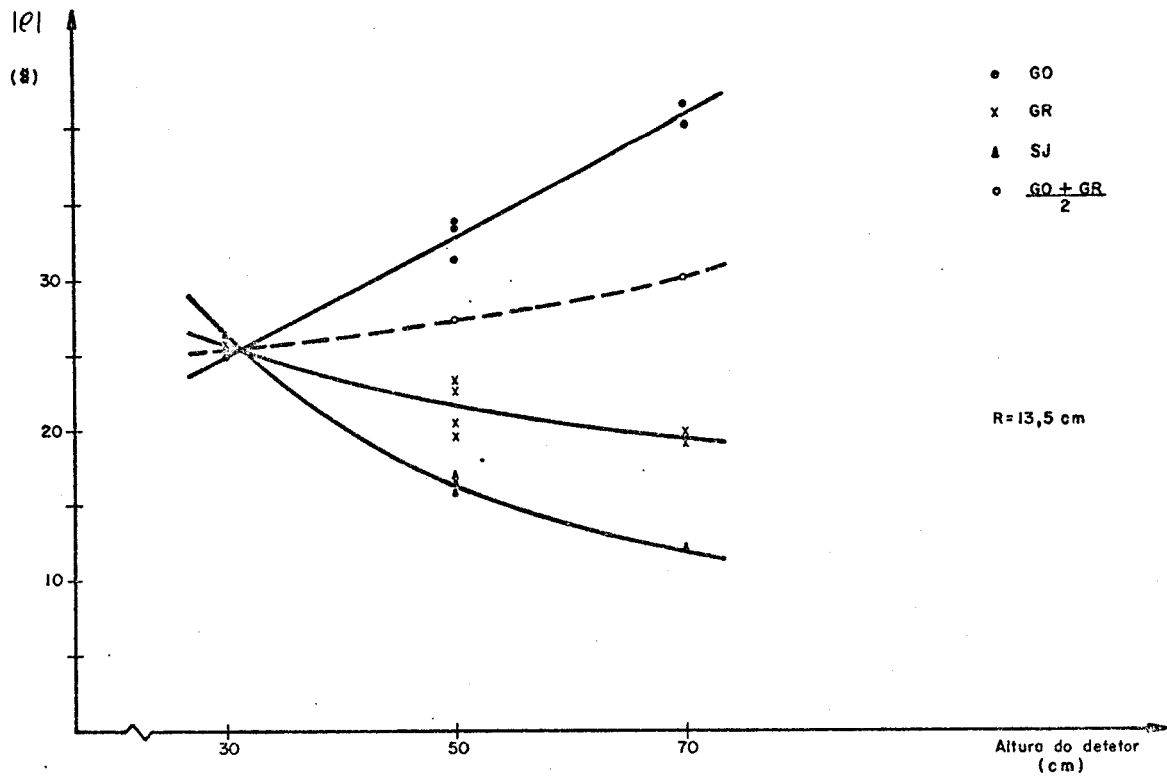
(Fig. 5.8)

REATIVIDADE EM FUNÇÃO DA POSIÇÃO RADIAL (h=30 cm)



(Fig. 5.9)

REATIVIDADE EM FUNÇÃO DA POSIÇÃO RADIAL (h = 50 cm)



(Fig. 5.10)
REATIVIDADE EM FUNÇÃO DA POSIÇÃO AXIAL

TABELA 5.1

RESULTADOS EXPERIMENTAIS
(Ajuste p/uma Exponencial)

POSICÃO	ALTURA h (cm)	α_1 (s ⁻¹)	$N_1(0)$ (x10 ⁻³)	$-\rho_{GR}$ (\$)	$-\rho_{GO}$ (\$)	$-\rho_{SJ}$ (\$)	$-\frac{\rho_{GO} + \rho_{GR}}{2}$
A	50	3236 ± 25	1359 ± 8	25,1 ± 0,5	50,9 ± 0,8	16,0 ± 0,3	38,0
A	50	3351 ± 133	471 ± 28	27,5 ± 0,8	59,7 ± 5,1	16,7 ± 0,6	43,6
B	50	3400 ± 135	440 ± 26	22,2 ± 0,8	50,3 ± 4,3	15,6 ± 0,6	36,2
C	50	3313 ± 30	606 ± 5	22,2 ± 0,4	35,2 ± 0,5	16,3 ± 0,3	28,7
C	50	3293 ± 89	381 ± 13	21,0 ± 0,8	36,9 ± 1,8	15,8 ± 0,5	28,9
D	30	3564 ± 76	434 ± 9	26,1 ± 0,6	24,9 ± 1,0	25,0 ± 0,5	25,5
D	50	3311 ± 23	854 ± 5	21,3 ± 0,4	30,5 ± 0,7	16,1 ± 0,3	25,9
D	50	3331 ± 91	346 ± 10	20,3 ± 0,6	31,6 ± 2,0	16,0 ± 0,5	25,9
D	50	3443 ± 57	213 ± 4	20,0 ± 0,8	34,2 ± 1,0	15,6 ± 0,6	27,1
D	70	3300 ± 33	1088 ± 9	19,1 ± 0,3	44,3 ± 0,7	11,5 ± 0,2	31,7
E	50	3428 ± 21	821 ± 4	21,6 ± 0,4	33,3 ± 0,3	16,3 ± 0,3	27,4
E	50	3407 ± 102	340 ± 11	20,9 ± 0,8	33,3 ± 1,8	16,5 ± 0,6	27,1
E	50	3422 ± 87	431 ± 11	19,8 ± 0,7	35,0 ± 1,4	15,4 ± 0,5	27,4
F	30	3720 ± 84	364 ± 9	25,6 ± 0,8	25,3 ± 1,0	26,2 ± 0,6	25,4
F	50	3441 ± 33	802 ± 7	22,4 ± 0,4	34,0 ± 0,6	16,7 ± 0,3	28,2
F	50	3460 ± 17	1060 ± 4	22,6 ± 0,3	33,5 ± 0,4	17,1 ± 0,2	28,0
F	50	3443 ± 30	453 ± 4	19,5 ± 0,6	31,3 ± 0,4	15,6 ± 0,4	25,4
F	50	3464 ± 74	420 ± 9	20,5 ± 0,6	34,3 ± 1,1	16,1 ± 0,5	27,4
F	70	3330 ± 17	1346 ± 6	19,4 ± 0,4	40,0 ± 0,6	12,0 ± 0,2	29,7

(Continua...)

TABELA 5.1 (Continuação)

RESULTADOS EXPERIMENTAIS

(Ajuste p/uma Exponencial)

POSICÃO	ALTURA (cm)	α_1 (s ⁻¹)	$N_1(0)$ (x10 ⁻³)	$-\rho_{GR}$ (\\$)	$-\rho_{GO}$ (\\$)	$-\rho_{SJ}$ (\\$)	$\frac{\rho_{GO} + \rho_{GR}}{2}$
F	70	3263 ± 25	556 ± 5	19,7 ± 0,5	41,4 ± 0,7	12,2 ± 0,4	30,5
G	50	3480 ± 12	1334 ± 4	21,5 ± 0,4	31,3 ± 0,4	16,6 ± 0,2	26,4
G	50	3418 ± 95	344 ± 11	19,1 ± 0,8	31,2 ± 2,0	15,3 ± 0,6	25,1
G	50	3434 ± 16	448 ± 3	20,0 ± 0,6	30,6 ± 2,5	16,1 ± 0,4	25,3
H	30	3670 ± 163	187 ± 15	25,8 ± 1,0	24,2 ± 2,5	26,2 ± 0,7	25,0
H	50	3450 ± 22	670 ± 4	21,3 ± 0,4	30,1 ± 0,4	16,6 ± 0,3	25,7
H	50	3450 ± 25	522 ± 9	21,1 ± 0,5	32,3 ± 0,8	16,2 ± 0,3	26,7
H	50	3448 ± 42	519 ± 6	19,7 ± 0,6	31,3 ± 0,7	15,7 ± 0,5	25,5
H	70	3342 ± 58	255 ± 5	22,4 ± 0,8	42,6 ± 1,6	12,6 ± 0,6	32,5
H	70	3298 ± 51	677 ± 10	21,4 ± 0,6	44,2 ± 1,1	12,4 ± 0,4	32,8
H	70	3293 ± 24	1638 ± 9	19,6 ± 0,2	43,2 ± 0,6	12,0 ± 0,2	31,4
H	70	3336 ± 25	2075 ± 12	19,1 ± 0,2	44,2 ± 0,5	12,1 ± 0,2	31,6
J	50	3455 ± 26	986 ± 7	22,2 ± 0,3	34,0 ± 0,7	16,4 ± 0,2	28,1
J	50	3456 ± 15	1160 ± 4	23,0 ± 0,3	34,4 ± 0,5	17,4 ± 0,2	28,7
J	50	3423 ± 31	1162 ± 8	22,3 ± 0,3	33,8 ± 0,5	17,1 ± 0,2	28,0
J	50	3431 ± 16	3573 ± 12	20,9 ± 0,2	31,9 ± 0,4	15,7 ± 0,1	26,4
J	50	3396 ± 100	336 ± 11	19,1 ± 0,8	29,4 ± 1,9	15,5 ± 0,6	24,2
J	50	3464 ± 95	506 ± 16	20,2 ± 0,6	33,7 ± 1,5	15,9 ± 0,5	26,9
J	70	3287 ± 78	529 ± 12	19,6 ± 0,6	43,1 ± 0,5	12,1 ± 0,5	30,8

(Continua...)

TABELA 5.1 (Continuação)

RESULTADOS EXPERIMENTAIS

(Ajuste p/uma Exponencial)

POSIÇÃO	ALTURA (cm)	α_1 (s ⁻¹)	N ₁ (0)	- ρ_{GR} (\$)	- ρ_{GO} (\$)	- ρ_{SJ} (\$)	- $\frac{\rho_{GO} + \rho_{GR}}{2}$
J	70	3234 ± 20	981 ± 5	18,2 ± 0,4	38,5 ± 0,5	11,0 ± 0,3	28,3
K	50	3482 ± 32	1273 ± 10	22,2 ± 0,3	33,5 ± 0,6	16,6 ± 0,2	27,7
K	50	3416 ± 47	443 ± 6	19,8 ± 0,6	31,4 ± 0,8	15,9 ± 0,5	26,6
K	50	3440 ± 56	505 ± 7	19,5 ± 0,6	31,5 ± 0,8	15,4 ± 0,5	25,5
L	50	3424 ± 56	405 ± 6	22,6 ± 0,6	32,3 ± 0,8	15,8 ± 0,3	28,0
L	50	3488 ± 30	1227 ± 8	22,8 ± 0,3	35,8 ± 0,5	16,0 ± 0,2	29,3
L	50	3425 ± 20	3060 ± 13	21,2 ± 0,2	32,6 ± 0,4	15,8 ± 0,1	26,9
L	50	3437 ± 16	3372 ± 12	21,1 ± 0,2	32,8 ± 0,4	16,1 ± 0,2	26,9
L	50	3450 ± 25	532 ± 3	21,7 ± 0,5	32,2 ± 0,5	16,4 ± 0,3	26,9
L	50	3421 ± 28	465 ± 11	20,3 ± 0,5	32,8 ± 1,0	16,1 ± 0,5	26,5
L	50	3439 ± 51	579 ± 8	20,4 ± 0,4	32,5 ± 0,9	16,0 ± 0,4	26,4
L	70	3354 ± 94	382 ± 11	17,5 ± 0,6	41,0 ± 1,7	10,2 ± 0,6	29,2
M	50	3417 ± 26	744 ± 5	21,8 ± 0,4	34,8 ± 0,5	16,0 ± 0,3	28,3
M	50	3375 ± 88	330 ± 9	20,0 ± 0,8	31,6 ± 1,0	15,9 ± 0,6	25,8
M	50	3404 ± 102	250 ± 8	19,2 ± 0,8	30,7 ± 1,2	15,2 ± 0,6	24,9
N	50	3328 ± 25	830 ± 5	21,2 ± 0,4	32,4 ± 0,7	15,6 ± 0,2	26,8
N	50	3405 ± 16	1922 ± 7	21,4 ± 0,3	34,3 ± 0,4	15,6 ± 0,2	27,8
N	50	3343 ± 82	322 ± 9	20,1 ± 0,7	32,8 ± 1,3	15,7 ± 0,5	27,4
N	50	3386 ± 59	379 ± 7	19,5 ± 0,7	34,7 ± 1,0	15,8 ± 0,5	27,1

(Continua...)

TABELA 5.1 (Continuação)

RESULTADOS EXPERIMENTAIS

(Ajuste p/uma Exponencial)

POSIÇÃO	ALTURA (cm)	α_1 (s ⁻¹)	$N_1(0)$ ($\times 10^{-3}$)	$-p_{GR}$ (\$)	$-p_{GO}$ (\$)	$-p_{SU}$ (\$)	$-\frac{p_{GO}+p_{GR}}{2}$
O	50	3328 ± 36	598 ± 6	22,3 ± 0,4	38,7 ± 0,8	15,8 ± 0,3	30,5
O	50	3255 ± 84	360 ± 10	20,6 ± 0,8	35,8 ± 1,6	15,4 ± 0,6	28,2
P	50	3292 ± 59	338 ± 6	24,3 ± 0,7	44,4 ± 1,3	16,2 ± 0,4	34,6
P	50	3267 ± 86	339 ± 10	22,3 ± 0,8	43,7 ± 1,8	15,9 ± 0,4	33,0
Q	50	3240 ± 29	1281 ± 9	26,1 ± 0,4	55,4 ± 0,8	16,4 ± 0,3	40,7
Q	50	3245 ± 54	364 ± 6	24,4 ± 0,7	52,5 ± 1,4	16,4 ± 0,4	38,4

TABELA 5.2

RESULTADOS EXPERIMENTAIS

(Ajuste p/duas Exponenciais)

POSICÃO	α_1 (s ⁻¹)	α_2 (s ⁻¹)	$N_1(0)$ (x10 ⁻³)	$N_2(0)$ (x10 ⁻³)	$-\rho_{GR}$ (\\$)	$-\rho_{GO}$ (\\$)	$-\rho_{SJ}$ (\\$)	$-\rho_{WR}$ (\\$)	PGO+PGR	
									-	2
B	3305 ± 62	5702 ± 468	363 ± 30	-732 ± 18	21,8 ± 0,7	39,9 ± 3,8	15,6 ± 0,4	10 ± 6,3	30,8	
C	3312 ± 17	6000 ± 135	614 ± 13	-905 ± 47	22,2 ± 0,3	35,7 ± 0,9	16,3 ± 0,2	14,3 ± 1,7	28,9	
C	3304 ± 41	5777 ± 320	388 ± 23	-652 ± 92	21,1 ± 0,5	34,5 ± 2,4	15,8 ± 0,4	13,6 ± 4,8	27,8	
D	3364 ± 15	6198 ± 141	945 ± 17	-1322 ± 71	21,5 ± 0,3	33,1 ± 0,7	16,1 ± 0,2	15,0 ± 1,3	27,3	
D	3363 ± 42	5766 ± 245	374 ± 21	-545 ± 68	19,5 ± 0,5	32,9 ± 2,0	15,5 ± 0,3	15,2 ± 3,2	26,2	
D	3504 ± 57	5522 ± 232	248 ± 21	-330 ± 47	20,3 ± 0,7	35,5 ± 3,5	15,6 ± 0,5	14,9 ± 4,9	27,9	
E	3393 ± 14	6438 ± 131	776 ± 13	-1086 ± 49	21,5 ± 0,3	32,0 ± 0,7	16,3 ± 0,2	15,4 ± 1,3	26,7	
E	3377 ± 44	5895 ± 350	400 ± 22	-594 ± 172	19,9 ± 0,5	30,4 ± 2,0	15,4 ± 0,3	14,2 ± 5,3	25,2	
E	3433 ± 49	5961 ± 357	1220 ± 14	-1574 ± 40	21,1 ± 0,3	32,3 ± 0,7	16,2 ± 0,2	15,8 ± 2,2	26,7	
F	3400 ± 12	6347 ± 80	801 ± 12	-1051 ± 29	22,2 ± 0,3	33,2 ± 0,7	16,7 ± 0,2	16,5 ± 1,3	27,7	
F	3454 ± 12	6481 ± 110	1065 ± 15	-1472 ± 57	22,5 ± 0,3	33,7 ± 0,8	17,1 ± 0,2	16,1 ± 1,4	28,1	
F	3458 ± 39	6058 ± 288	415 ± 19	-635 ± 76	20,8 ± 0,5	31,8 ± 1,8	16,3 ± 0,4	16,0 ± 2,6	26,3	
F	3509 ± 34	5652 ± 142	428 ± 23	-529 ± 48	20,7 ± 0,5	34,3 ± 2,0	16,1 ± 0,3	15,7 ± 2,8	27,5	
G	3475 ± 10	6484 ± 80	1342 ± 13	-1720 ± 36	21,5 ± 0,3	31,6 ± 0,5	16,6 ± 0,2	16,2 ± 0,9	26,5	
G	3453 ± 44	5591 ± 176	549 ± 17	-712 ± 35	20,8 ± 0,4	33,2 ± 1,3	16,1 ± 0,2	15,7 ± 1,9	27,0	
H	3448 ± 10	6587 ± 81	677 ± 8	-870 ± 23	21,3 ± 0,3	30,5 ± 0,5	16,6 ± 0,2	16,2 ± 0,9	25,9	
H	3495 ± 30	5706 ± 120	591 ± 26	-756 ± 48	19,9 ± 0,4	31,8 ± 1,6	15,7 ± 0,3	15,3 ± 2,6	25,8	

TABELA 5.2 (Continuação)

RESULTADOS EXPERIMENTAIS

(Ajuste p/duas Exponenciais)

POSIÇÃO	α_1 (s ⁻¹)	α_2 (s ⁻¹)	$N_1(0)$ (x10 ⁻³)	$N_2(0)$ (x10 ⁻³)	$-\rho_{GR}$ (\\$)	$-\rho_{GO}$ (\\$)	$-\rho_{SJ}$ (\\$)	$-\rho_{WR}$ (\\$)	$-\frac{\rho_{GO}+\rho_{GR}}{2}$
J	3379 ± 11	6335 ± 65	893 ± 12	-1176 ± 27	21,8 ± 0,3	32,6 ± 0,6	16,4 ± 0,2	19,3 ± 1,1	27,2
J	3453 ± 11	6477 ± 107	1169 ± 15	-1638 ± 62	23,0 ± 0,3	34,7 ± 0,7	17,4 ± 0,2	16,4 ± 1,2	28,8
J	3441 ± 12	5945 ± 59	1223 ± 20	-1474 ± 40	22,6 ± 0,3	35,4 ± 0,7	17,1 ± 1,2	16,8 ± 1,1	29,0
J	3421 ± 8	6123 ± 44	3591 ± 35	-4582 ± 83	20,9 ± 0,2	32,1 ± 0,4	15,7 ± 0,1	15,2 ± 0,8	26,5
J	3420 ± 24	5905 ± 109	483 ± 15	-651 ± 30	20,0 ± 0,4	30,1 ± 1,2	13,9 ± 0,3	15,3 ± 1,6	25,0
K	3464 ± 22	6410 ± 229	1269 ± 33	-1746 ± 146	22,1 ± 1,3	33,6 ± 0,9	16,6 ± 0,2	15,9 ± 1,5	27,8
K	3464 ± 30	5723 ± 138	544 ± 23	-702 ± 50	19,6 ± 0,5	30,8 ± 1,6	15,4 ± 0,3	15,0 ± 2,2	25,2
K	3421 ± 26	5849 ± 178	450 ± 18	-595 ± 47	21,1 ± 0,5	31,5 ± 1,4	15,7 ± 0,3	15,5 ± 2,3	26,3
L	3485 ± 19	6286 ± 157	576 ± 13	-796 ± 50	21,9 ± 0,4	34,4 ± 1,9	16,4 ± 0,3	15,4 ± 2,7	28,1
L	3452 ± 8	5942 ± 44	3270 ± 35	-4172 ± 86	21,4 ± 0,2	34,5 ± 0,5	15,8 ± 0,1	15,3 ± 0,9	27,9
L	3492 ± 8	5801 ± 35	3816 ± 43	-5349 ± 99	21,3 ± 0,2	36,2 ± 0,5	16,1 ± 0,1	15,3 ± 0,9	28,7
L	3458 ± 50	6008 ± 311	285 ± 18	-425 ± 58	20,6 ± 0,6	32,3 ± 2,5	16,0 ± 0,4	15,2 ± 4,1	26,5
L	3497 ± 27	5594 ± 100	669 ± 27	-839 ± 48	20,0 ± 0,4	32,8 ± 1,6	15,8 ± 0,3	15,4 ± 2,1	26,4
M	3414 ± 15	6040 ± 113	755 ± 14	-1050 ± 51	21,8 ± 0,3	35,3 ± 1,0	16,0 ± 0,2	15,9 ± 1,8	28,5
M	3382 ± 33	6371 ± 259	336 ± 13	-578 ± 50	21,0 ± 0,5	32,5 ± 1,5	15,9 ± 0,3	15,7 ± 0,3	26,7
M	3446 ± 52	5717 ± 260	278 ± 20	-371 ± 19	19,6 ± 0,6	30,8 ± 2,6	15,2 ± 0,4	14,5 ± 3,9	25,2

(Continua...)

TABELA 5.2 (Continuação)

RESULTADOS EXPERIMENTAIS

(Ajuste p/duas Exponenciais)

POSIÇÃO	α_1 (s ⁻¹)	α_2 (s ⁻¹)	$N_1(0)$ (x10 ⁻³)	$N_2(0)$ (x10 ⁻³)	-pGR (\$)	-pGO (\$)	-pSJ (\$)	-pWR (\$)	$\frac{pGO+pGR}{2}$
N	3379 ± 16	5843 ± 109	927 ± 20	-1273 ± 66	21,5 ± 0,3	35,7 ± 0,9	15,6 ± 0,2	14,0 ± 1,7	28,6
N	3437 ± 10	5795 ± 56	2081 ± 29	-2772 ± 78	21,6 ± 0,2	36,7 ± 0,7	15,6 ± 0,1	14,3 ± 1,3	29,1
N	3363 ± 34	5718 ± 158	375 ± 18	-537 ± 44	19,4 ± 0,5	31,9 ± 1,8	14,8 ± 0,3	13,9 ± 2,7	25,6
O	3330 ± 27	5512 ± 168	615 ± 24	-839 ± 79	22,4 ± 0,4	39,8 ± 1,6	15,8 ± 0,3	13,7 ± 2,5	31,1
O	3298 ± 50	5582 ± 299	398 ± 28	-648 ± 96	20,8 ± 0,6	35,7 ± 2,9	15,4 ± 0,4	13,2 ± 5,4	28,2

CAPÍTULO VIDISCUSSÃO DOS RESULTADOS - CONCLUSÕES6.1. CONSTANTES DE DECAIMENTO

As constantes de decaimento ao longo do raio apresentam um ligeiro decréscimo na região periférica do núcleo (Figura 5.4). A nosso ver, este decréscimo pode ser atribuído a um ou mais dos seguintes fatores:

- a) Incompleta eliminação de harmônicos
- b) A fração dos neutrons refletidos nas paredes do laboratório que atravessa o refletor e atinge a periferia do núcleo é maior do que se previra com nossos experimentos preliminares
- c) Diferença entre a forma assintótica dos fluxos pronto e atrasado (Figura 6.2).

Não dispomos de elementos para decidir qual dos três fatores acima pode ter sido dominante em relação ao decréscimo das constantes de decaimento observado na periferia. Em princípio uma verificação da hipótese a) poderia ser feita pulsando-se o sistema por tempos mais longos para melhorar a estatística de contagem (que já foi entre 20.000 e 60.000 contagens no pico do pulso), mas é de se notar que em média cada curva coletada requer irradiação de aproximadamente 4 horas. Quanto ao item b) a hipótese poderá ser examinada repetindo-se o experimento com blindagem de ácido bórico e/ou cádmio. Em relação ao item c) acima, nada se poderia fazer, visto tratar-se de característica intrínseca do siste

ma.

Para posições centrais temos uma boa concordância entre os valores de α_1 . As posições axiais próximas da fonte apresentam um valor maior para as constantes de decaimento, provavelmente devido a grande quantidade de harmônicos positivos induzidos pela fonte. É importante notar que apesar do programa MOCLE prever a determinação de uma região onde predomina somente o modo fundamental, esta região nem sempre é bem determinada.

A constante de decaimento do modo fundamental para o nosso sistema pode ser dada por

$$\alpha_1 = (3394 \pm 93) \text{ s}^{-1}$$

obtida da média de todas as medidas.

Quando consideramos somente as posições centrais para a altura de 50 cm temos

$$\alpha_1 = (3438 \pm 26) \text{ s}^{-1}$$

Os desvios acima foram calculados pela equação (5.1).

6.2. REATIVIDADES

Já vimos anteriormente (Capítulo V) que nosso conjunto de medidas abrange três alturas diferentes (30, 50

e 70 cm a partir da parte inferior do combustível) e para cada altura, várias posições radiais.

A reatividade obtida para cada método em função da posição radial mostra-se bastante uniforme. No entanto, exceto para a altura de 30 cm, nota-se uma grande divergência entre os vários métodos. Isto é previsto para regiões onde temos contribuição de harmônicos de ordem superior na composição do fluxo (item 2.4). No nosso caso, devido à posição da fonte (centro da base do arranjo) a interferência de harmônicos radiais é pequena. A maior interferência é devida aos harmônicos axiais.

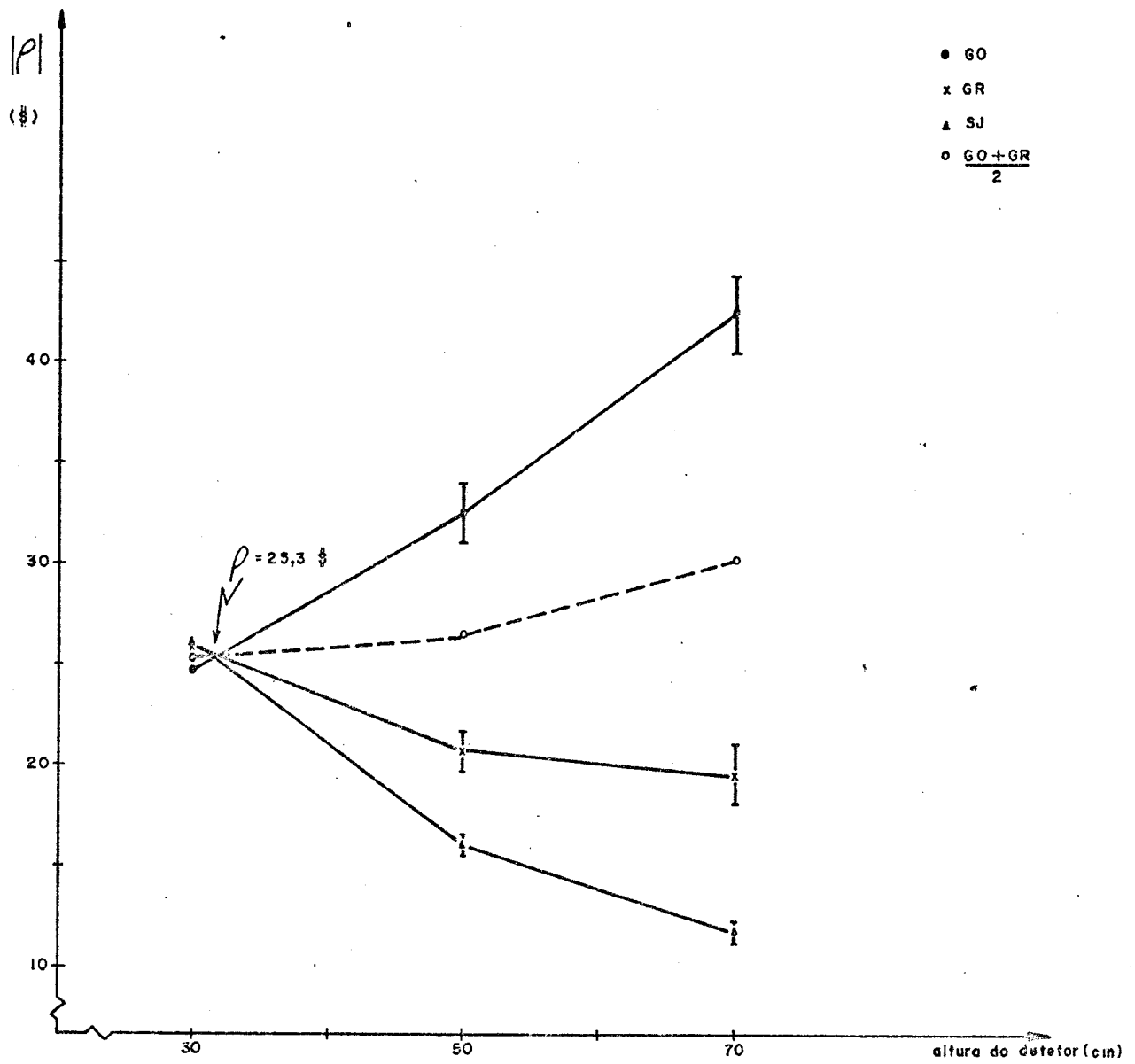
Geralmente é possível encontrar uma região onde a interferência dos harmônicos seja mínima (item 2.4). No nosso caso, essa região parece estar próxima de 30 cm da base, o que é plausível se pensarmos que o refletor da base desloca o pico da distribuição axial assintótica para posições abaixo do centro do combustível.

O melhor valor da reatividade é, em todos os casos, dado pela média dos valores obtidos pelos métodos de GO e GR, conforme especifica a referência /10/ e já mencionado na seção 2.4 deste trabalho.

A Figura 6.1 resume todas as medidas de reatividade deste trabalho para os métodos de GO, GR e SJ, exceto as medidas próximas da interface com o refletor para $H = 50$ cm.

O melhor valor da reatividade, segundo nosso julgamento para a configuração da subcrítica Uranie descrita na seção 3.1 é:

$$- \rho = (25.3 \pm 0.7) \%$$



(Fig. 6.1)

REATIVIDADE EM FUNÇÃO DA POSIÇÃO AXIAL

Esse valor foi obtido pela interseção das retas que ligam os pontos $\bar{\rho}_{GO}$ e $\bar{\rho}_{GR}$ para as alturas de 30 e 50 cm. (Figura 6.1). Também por esse ponto deve passar a curva representativa de ρ_{SJ} em função da posição.

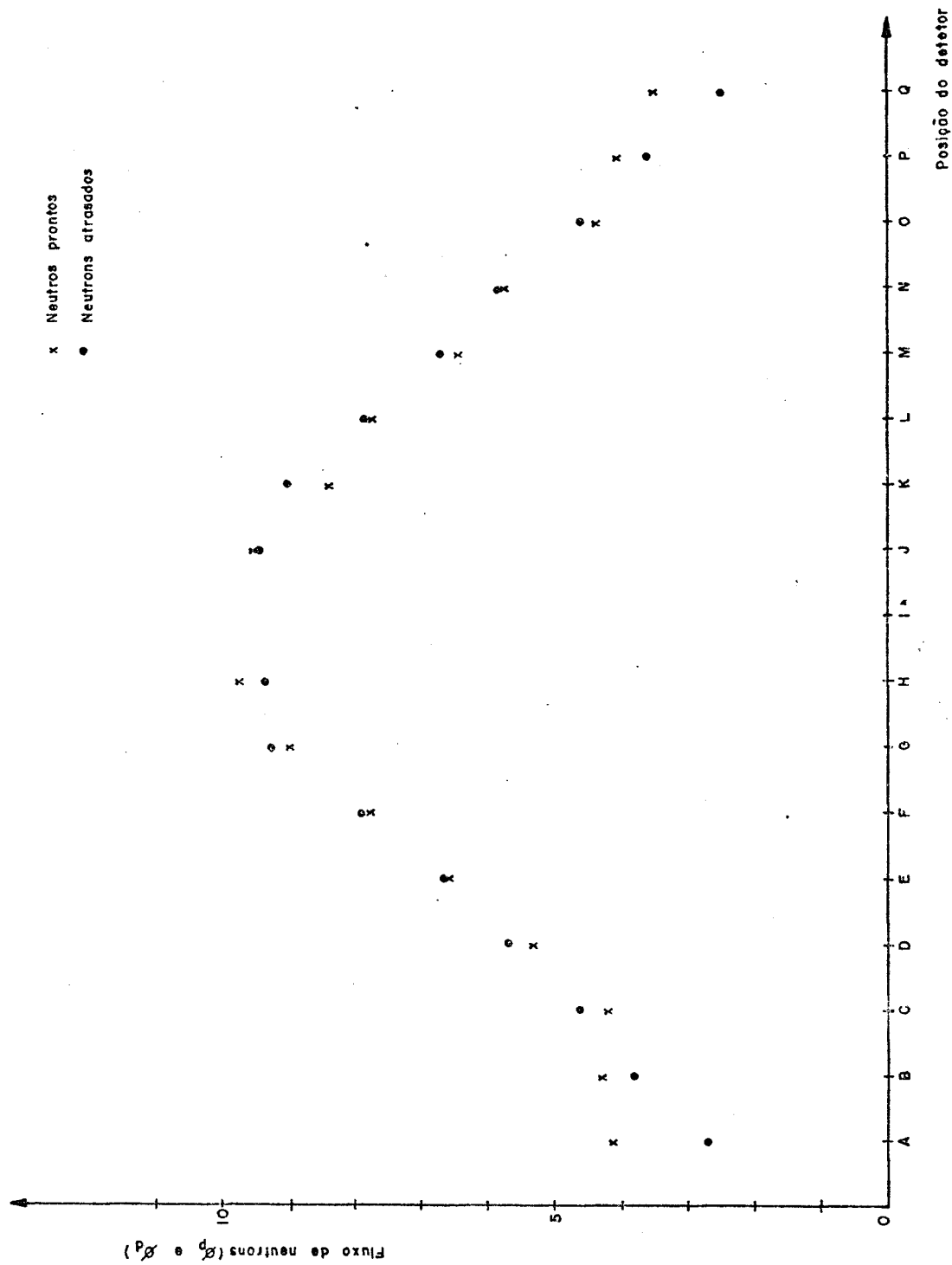
6.3. FORMA DO FLUXO ASSINTÓTICO

Na Figura 6.2 temos o fluxo de nêutrons prontos e nêutrons atrasados ao longo de uma das diagonais do hexágono. Esses fluxos foram normalizados de acordo com a referência /14/ pela contagem do monitor e pela área sob as respectivas curvas na região do núcleo. Nesta figura nota-se uma acentuada diferença entre as formas dos fluxos ao se penetrar no refletor. Esta diferença foi prevista por Quisenberry e Becker e justifica o acréscimo (em módulo) da reatividade na região do refletor (Figura 5.9). A partir da diferença de forma, determina-se o fator (f_c) que é obtido da razão entre os dois fluxos normalizados (vide seção 2.4).

A Figura 6.3 mostra a razão entre o fluxo pronto e atrasado, e na Tabela (6.1) temos as médias aritméticas das reatividades de GO e GR corrigidas para a região da periferia ($h = 50$ cm).

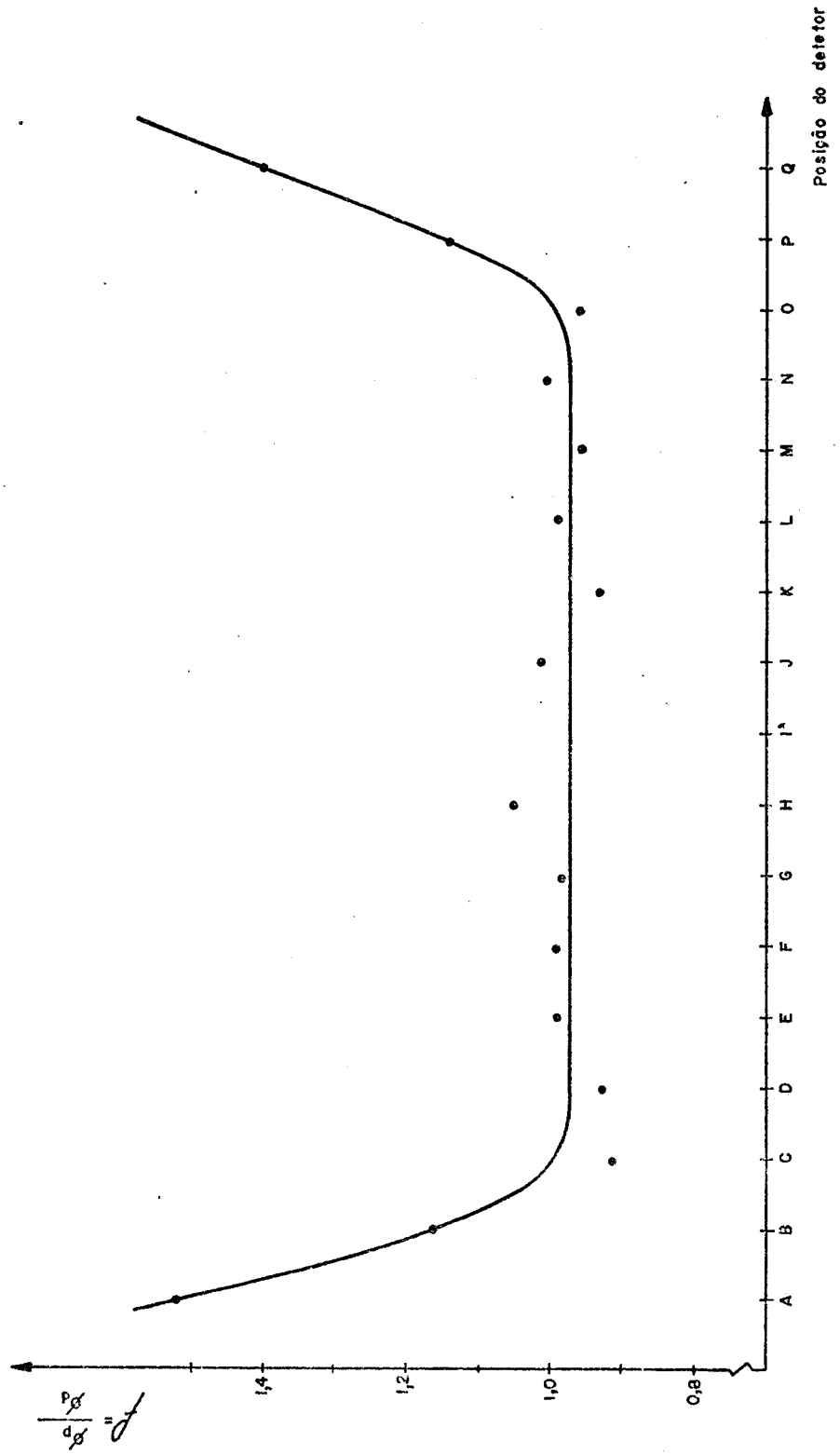
A Figura 6.4 apresenta a média aritmética dos valores médios da reatividade de GO e GR para $h = 50$ cm e a correção da mesma, pelo fator f_c , para a região periférica. Como podemos ver esta correção tende a igualar os valores obtidos para o refletor e o núcleo.

A correção obtida deixa algo a desejar, mas lembramos que no nosso caso, o problema mais importante são os harmônicos espaciais (prontos e atrasados) induzidos pela

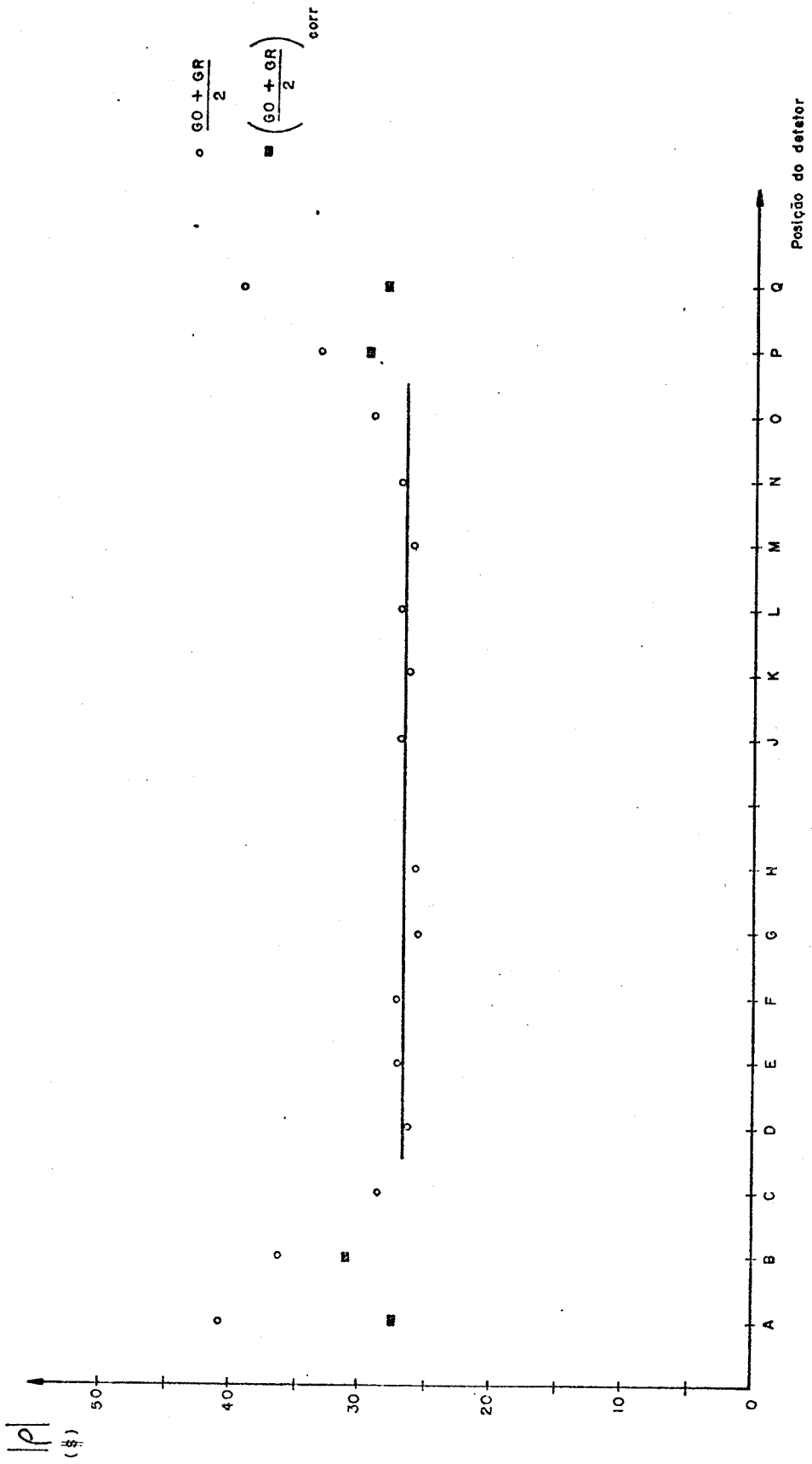


(Fig. 6.2)

FLUXO NORMALIZADO DE NEUTRONS PRONTOS E ATRASADOS ($h=50$ cm)



(Fig. 6.3)
FATOR DE CORREÇÃO DE OUTSEMPERY



(Fig. 6.7)

MÉDIA DAS REATIVIDADES DE GO E GR EM FUNÇÃO DA POSIÇÃO RADIAL DO DETETOR (h=50 cm)

TABELA 6.1

Reatividades corrigidas pelo fator de forma de
Becker e Quisenberry

Pos.	f_c	$(-\frac{\rho_{GO} + \rho_{GR}}{2})_{corr}$	$-\frac{\rho_{GO} + \rho_{GR}}{2}$
A	1,52	26,0	38,0
A	1,52	28,7	43,0
B	1,16	31,2	36,2
P	1,14	30,1	34,6
P	1,14	28,9	33,0
Q	1,40	29,0	40,7
Q	1,40	27,4	38,4

fonte. Poderíamos dispensar o cálculo da correção proposta por Quisenberry e Becker bastando saber que existe uma zona central onde a razão dos fluxos é praticamente constante e próxima da unidade.

6.4. APLICACÃO DO MÉTODO DE WALTAR E RUBY

Esse método foi deduzido para um sistema a duas regiões. A sua aplicabilidade ao nosso caso é duvidosa, pois a sua dedução se baseia na teoria cinética de um reator pontual, o que só é válido para sistemas pequenos. Em termos de comprimento de difusão, a subcrítica Uranie pode ser considerada um sistema grande.

Nossa dificuldade em aplicar o método WR provem de duas fontes:

- a) dificuldade em decompor pelo método de mínimos quadrados para mais de uma exponencial as curvas de decaimento correspondentes às posições próximas da fonte e na periferia do arranjo
- b) quando determinada, a 2^a componente do fluxo pode representar tanto o modo de interação núcleo-refletor como um harmônico espacial e estes últimos parecem predominar.

A Tabela 5.2 contem alguns resultados para esse método, mas esses resultados não são confiáveis pela razão descrita no item b) acima.

6.5. COMPARAÇÃO COM CÁLCULO TEÓRICO

O fator de multiplicação efetiva (k_{ef}) da subcrítica Uranie calculado por Albuquerque /28/, pelo código CRAL é $k_{ef} = 0,86$. Se adotarmos $\beta = 0.0065$ (U^{235}) vem:

$$|\rho| = 25,04 \text{ \$}$$

que concorda muito bem com nossos resultados experimentais da seção (6.2).

6.6. DETERMINAÇÃO DO LAPLACIANO RADIAL

Um sub-produto interessante das nossas medidas de reatividade é o laplaciano radial do sistema.

Para o mapeamento do fluxo pronto usamos a amplitude do modo fundamental no instante zero devidamente normalizada pelas contagens do monitor e para o fluxo atrasado u-

samos a componente constante devida aos nêutrons atrasados (N_d) também normalizada.

Uma função de Bessel foi ajustada aos pontos experimentais por um programa de ajuste pelo método dos mínimos quadrados /25/ no qual os pontos da periferia são retirados progressivamente afim de eliminar o efeito de interface com o refletor.

As Figuras 6.4, 6.5, 6.6 representam valores obtidos para o raio extrapolado em função do raio máximo utilizado (número de pontos), no ajuste, para o fluxo pronto, fluxo atrasado, fluxo total e os respectivos laplacianos radiais determinados pela fórmula

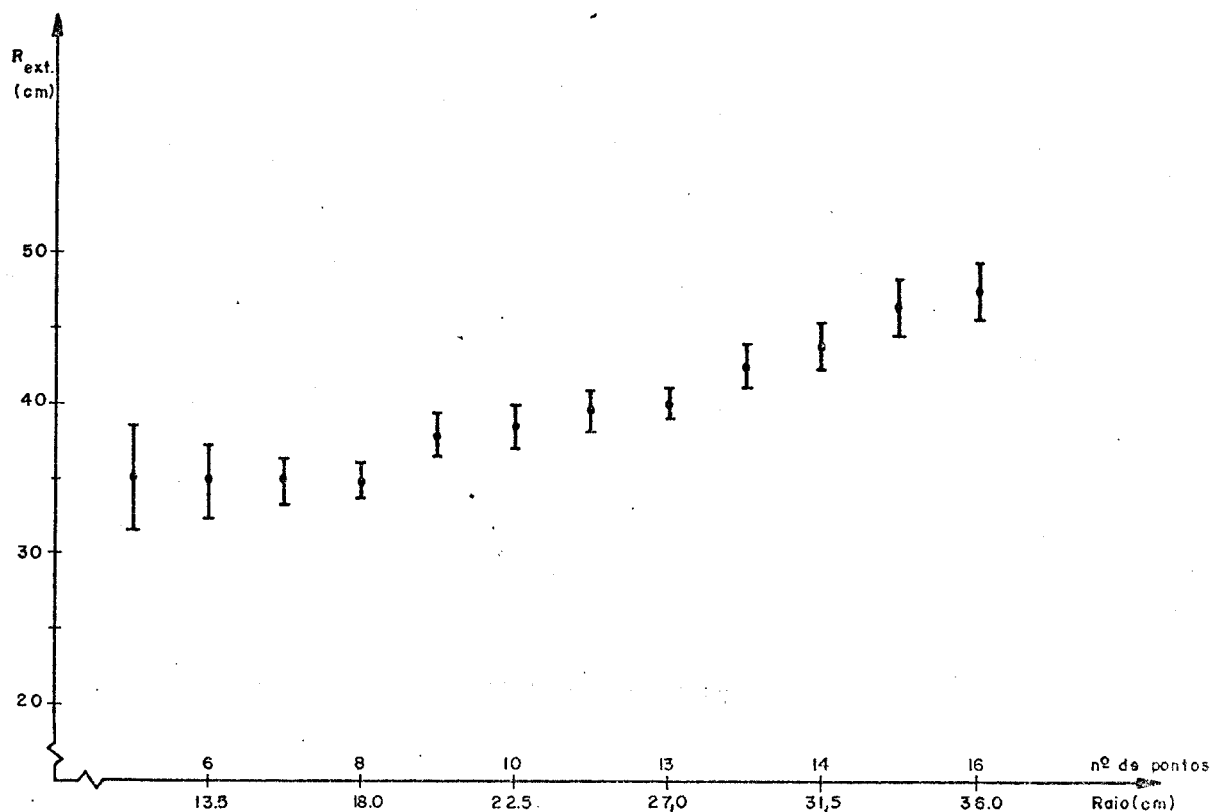
$$B_r^2 = \left(\frac{2,405}{R_e} \right)^2$$

onde R_e é o raio extrapolado no núcleo refletido.

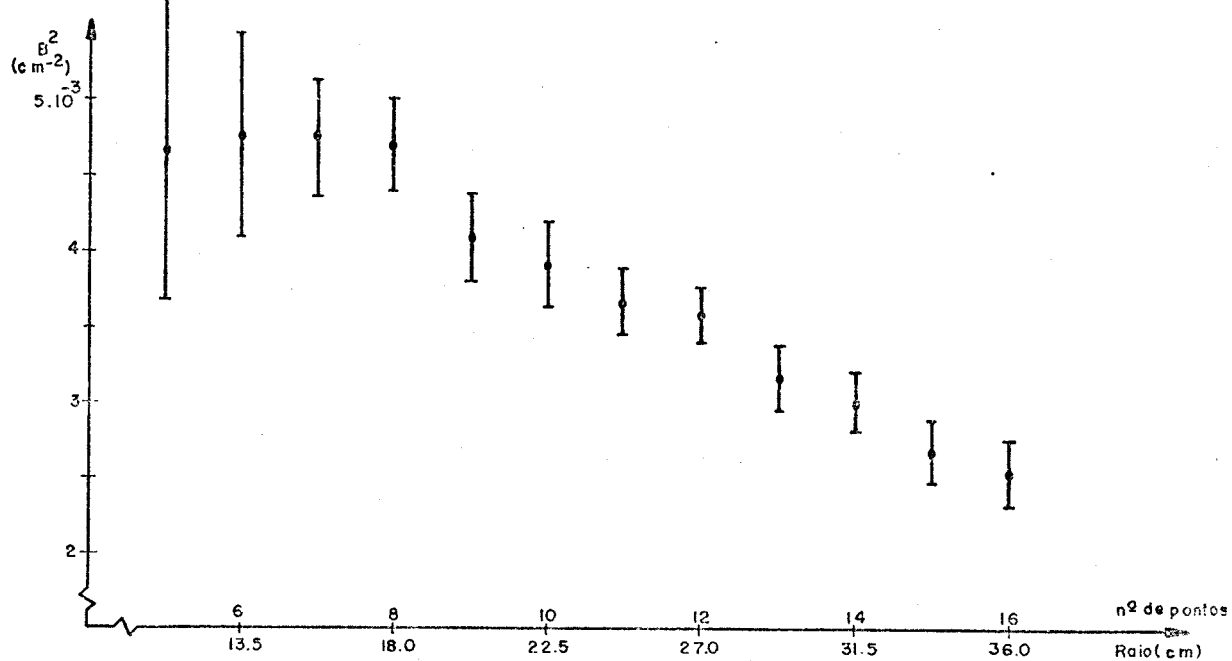
Nestas figuras vemos que os ajustes das distribuições diametrais por mínimos quadrados dependem fortemente da zona considerada. De um modo geral tem-se que para $r > 22,5$ cm a interferência do refletor é perceptível. A diferença entre B_r^2 correspondente aos nêutrons prontos e atrasados parece ser devida, principalmente, às incertezas experimentais.

Os valores finais para os parâmetros em discussão foram obtidos tomando-se a média dos quatro primeiros pontos das Figuras 6.4, 6.5, 6.6 ($r \leq 18$ cm) e são:

NEUTRONS PRONTOS

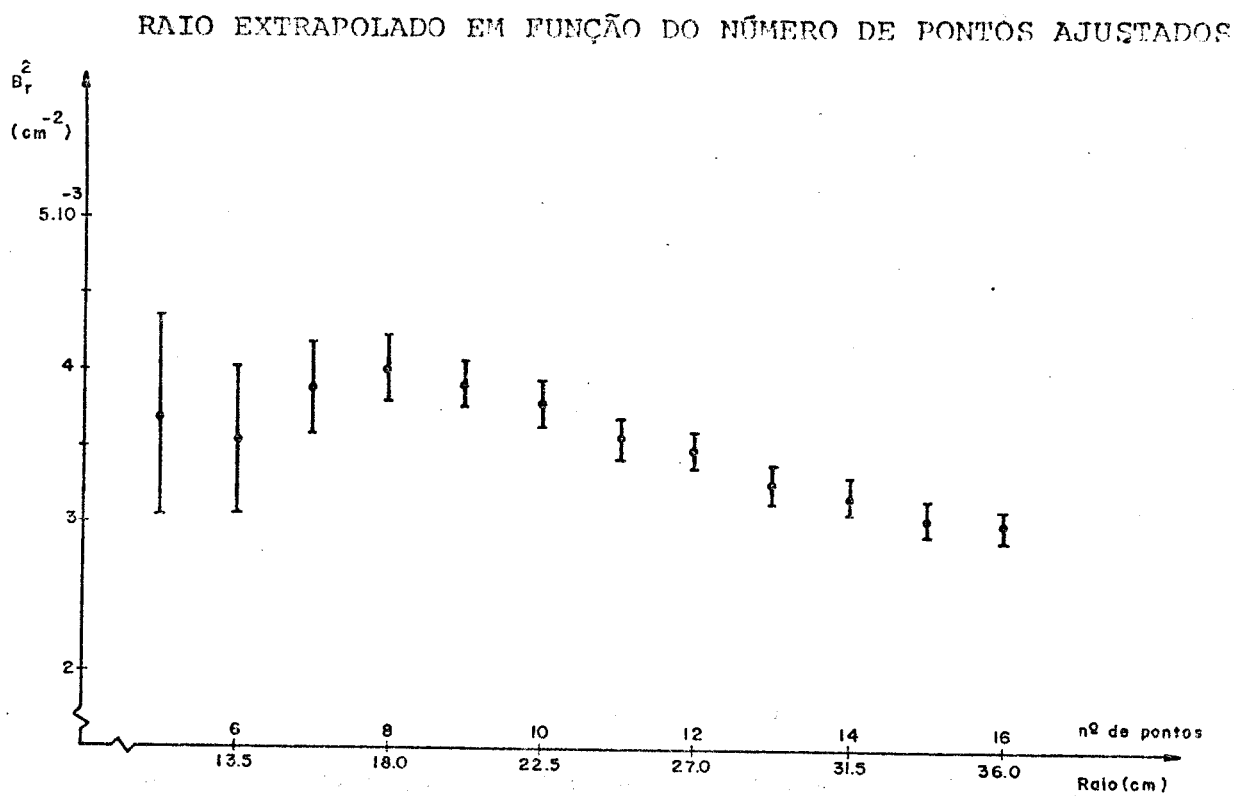
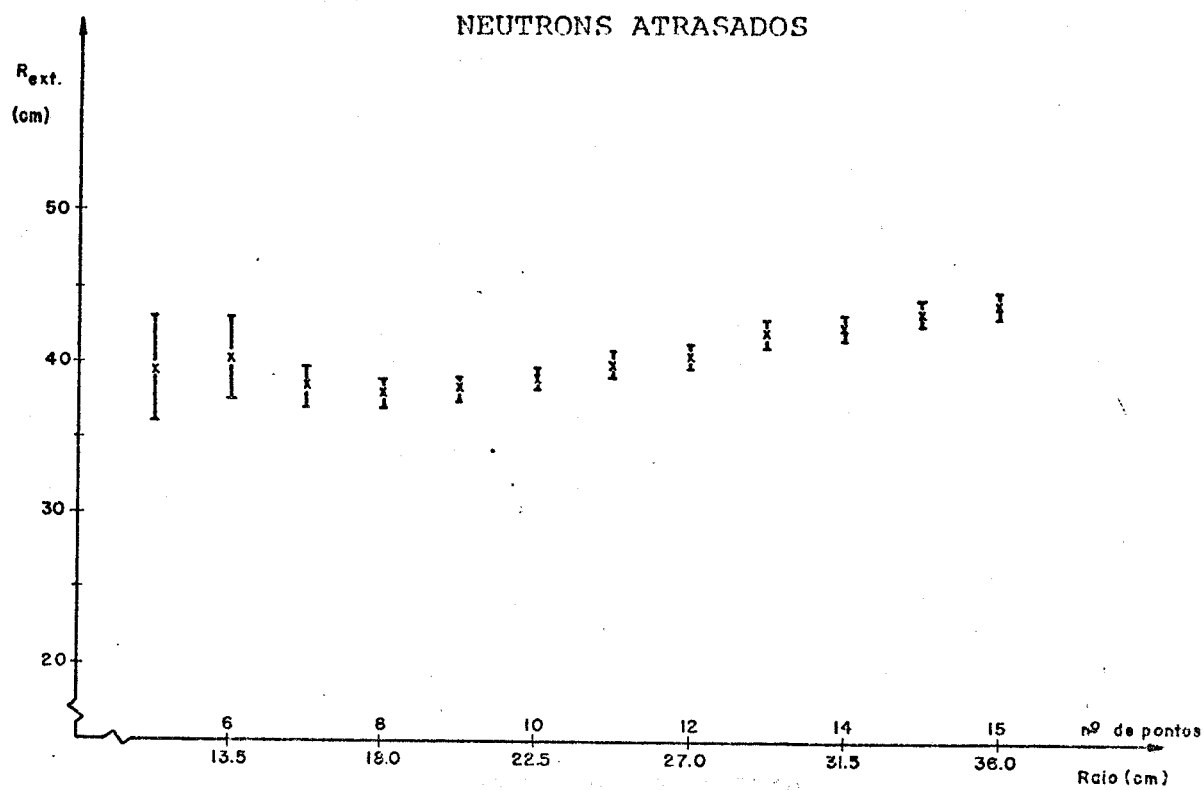


RAIO EXTRAPOLADO EM FUNÇÃO DO NÚMERO DE PONTOS AJUSTADOS



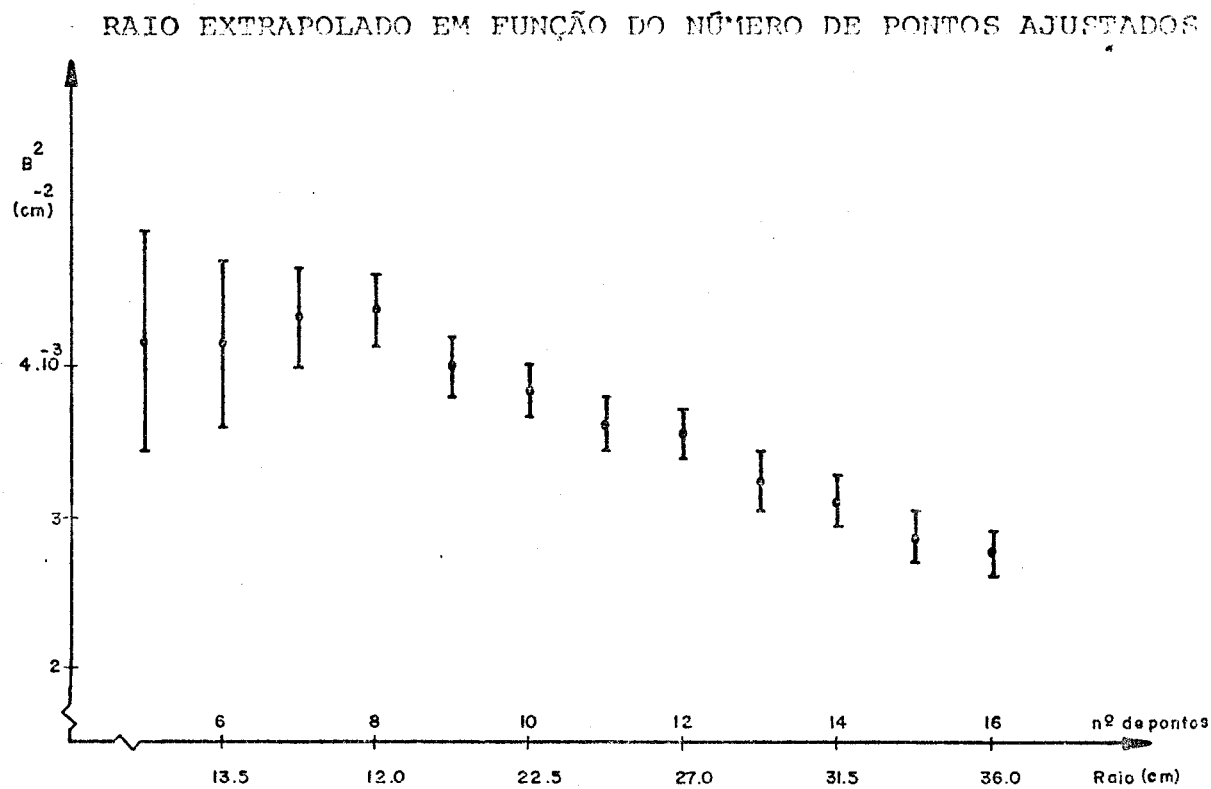
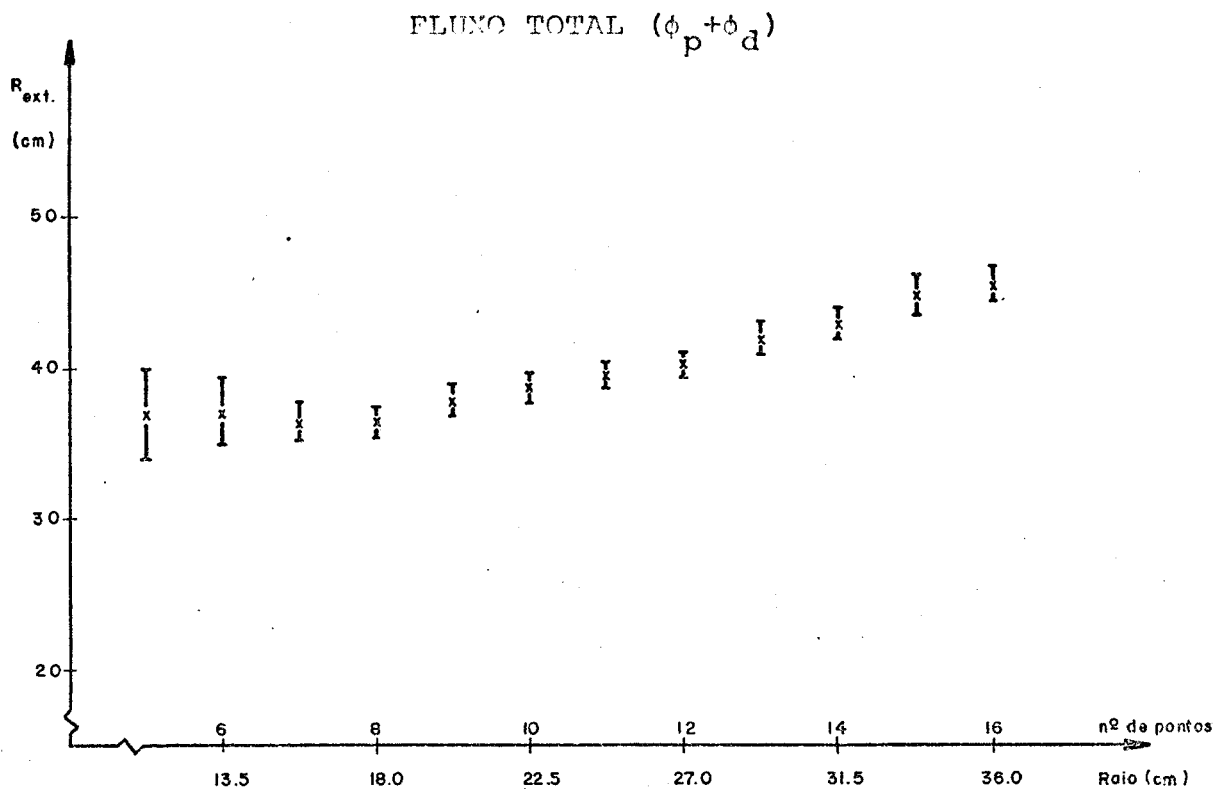
(Fig. 6.4)

LAPLACIANO RADIAL EM FUNÇÃO DO NÚMERO DE PONTOS AJUSTADOS



(Fig. 6.5)

LAPLACIANO RADIAL EM FUNÇÃO DO NÚMERO DE PONTOS AJUSTADOS



(Fig. 6.6)

LAPLACIANO RADIAL EM FUNÇÃO DO NÚMERO DE PONTOS AJUSTADOS

$$B_r^2 (N_p) = (47,3 \pm 4,0) \text{cm}^{-2}$$

$$R_e (N_p) = (34,9 \pm 1,5) \text{cm}$$

$$B_r^2 (N_d) = (37,9 \pm 3,0) \text{cm}^{-2}$$

$$R_e (N_d) = (39,0 \pm 1,5) \text{cm}$$

$$B_r^2 (\text{total}) = (43,3 \pm 3,2) \text{cm}^{-2}$$

$$R_e (\text{total}) = (36,8 \pm 1,5) \text{cm}$$

os desvios indicados são os correspondentes ao terceiro ajuste nas referidas figuras.

O nosso valor de B_r^2 pode ser comparado com o obtido por J.L. Terra /26/ pelo método de ativação de detetores de folha. Nesta referência temos:

$$B_r^2 = (40,8 \pm 0,9) \text{cm}^{-2} \quad (\text{ajuste pelo método dos momentos})$$

$$B_r^2 = (44,6 \pm 3,1) \text{cm}^{-2} \quad (\text{ajuste por mínimos quadrados})$$

portanto a concordância é muito boa.

Note-se que o nosso método apresenta em relação ao método de ativação a vantagem de permitir separar nitidamente as contribuições dos nêutrons prontos e atrasados, além de garantir a eliminação dos harmônicos prontos.

Em princípio também seria possível obter-se o laplaciano axial e portanto o laplaciano material do sistema. No nosso caso isto não foi feito por falta de tempo, e também porque o excessivo comprimento ativo de nosso detetor prejudicaria a precisão do posicionamento axial.

6.7. MEDIDAS NA SUBCRÍTICA CAPITU

Medidas preliminares realizadas na subcrítica Capitu /27/ (conjunto a óxido de urânio natural e água pesada, reticulado hexagonal) apresentam grande semelhança com os resultados apresentados neste trabalho, tanto no comportamento radial da reatividade como no axial.

6.8. CONCLUSÕES

Os resultados discutidos neste capítulo permitiram concluir que a técnica de "bracketing" foi aplicada com sucesso para o sistema subcrítico Uranie. Comparação de caráter qualitativo de nossos resultados com os obtidos recentemente na subcrítica Capitu e mencionado na seção 6.7, tornam plausível a afirmação de que para sistemas com simetria cilíndrica (refletidos ou não), com a fonte posicionada nas proximidades do centro da base, a reatividade pode ser bem determinada por meio de algumas medidas ao longo de um eixo paralelo à geratriz do cilindro. No nosso caso e em geral, para sistemas de grandes dimensões (em relação ao comprimento de difusão) o método de WR, que é intrinsecamente atraente pela sua simplicidade e elegância é de aplicabilidade problemática, devido a predominância dos harmônicos espaciais sobre o termo de interação núcleo-refletor.

A precisão de nossa medida de reatividade que é da ordem de 3%, poderia ser melhorada se tivesse sido possível aumentar o número de determinações axiais.

BIBLIOGRAFIA

- /1/ MANLEY, J.H.; HAWORTH, L.J.; LUEBKE, E.A. - The mean life of neutrons in water and the hydrogen capture cross section - Phys. Rev. 61, 152 (1942).
- /2/ VON DARDEL, G.F. - The interaction of neutrons with water studied with a pulsed neutron source. Trans. Royal Inst. Techn. Stockholm, 75 (1954)
- /3/ SJÖSTRAND, N.G. - Measurements on a subcritical reactor using a pulsed neutron source. Arkiv for Fisik 11, 233-245 (1957).
- /4/ GOZANI, T. - A modified procedure for the evaluation of pulsed source experiments in subcritical reactors. Nukleonik 4, 348-9 (1962).
- /5/ GOZANI, T. - The theory of the modified pulsed source technique. E.I.R. Bericht Nr. 79, Würenlingen Institut, Switzerland (1965) .
- /6/ SIMMONS, B.E.; KING, J.S. - A pulsed neutron technique for reactivity determination. Nucl. Sci. Eng. 3, 595-608, (1958).
- /7/ GARELIS, E.; RUSSEL, Jr., J.L. - Theory of pulsed neutron source measurements. Nucl. Sci. Eng. 16, 263-270 (1963).
- /8/ GARELIS, E. - Survey of pulsed neutron source methods for multiplying media. Pulsed Neutron Research , Karlsruhe, AIEA, Viena - vol. II, 3-23 (1965).

- / 9/ MAYER, P. - An experimental study of the $k\beta/\ell$ pulsed neutron source technique in light water assemblies. Pulsed Neutron Research, Vol. II, 25-45 (1965).
- /10/ GOZANI, T. - Modified pulsed source techniques. Pulsed Neutron Research, vol.II, 49-62 (1965).
- /11/ ORTIZ, G.L.; OLARTE, F.J. - Spacial dependence in the measurement of the reactivity in a subcritical system. Nukleonik 10, 329-30 (1968).
- /12/ OLARTE, F.J. - Medida de la reactividad de un sistema subcritico. An. real. soc. espan. fis. y quim.-Madrid 63A, 177-182 (1967).
- /13/ BECKER, M.; QUISENBERRY, K.S. - Spacial dependence of pulsed neutron reactivity measurements. Neutron Dynamics and Control, AEC Symposium, Series 7, 245-276 (1966).
- /14/ DIFILIPPO, F.C.; PIERONI, N.B.; VINEZ, J.C. - Measurements of spatially independent reactivity in pulsed neutron experiments - Nucl. Sci. Eng. 51, 262-271 - (1973).
- /15/ WALTAR, A.E.; RUBY, L. - Pulsed-source reactivity measurements in a reflected reactor. - Nukleonik 10 , 70-77 (1967).
- /16/ WALTAR, A.E. - A new interpretation of pulsed neutron experiments in a reflected reactor, tese - Department of Nuclear Engineering, University of California - (Berkeley), 1966.

- /17/ COHN, C.E. - Reflected-reactor kinetics, Nucl.Sci. Eng. 13, 12-17 (1962).
- /18/ MALAVIYA, B.K.; KAPLAN, I.; LANNING, D.D.; PROFIO, A.E.; THOMPSON, T.J. - Studies of reactivity and related parameters in slightly enriched uranium heavy water lattices - MIT-2344-01 (1964).
- /19/ GLASSTONE, S.; EDLUND, M.C. - The element of nuclear reactor theory - Van Nostrand, New York (1952).
- /20/ ALVIM, C.A.F. - Processo de detecção de nêutrons de 14 MeV - Nota DR-49 - IPR/UFMG/CNEN (1971).
- /21/ SANTORO, C.A.B. et al - Aplicação da técnica de nêutrons pulsados à subcrítica Uranie e análise de ruídos no reator TRIGA - MARK I - Nota Técnica PCM-09, IPR (1972).
- /22/ GARELIS, E. - Theory of pulsing techniques, - Nucl. Sci. Eng. 18, 242-245 (1964).
- /23/ PAIANO, M.C.; COHENCA, M.J. MOCLE - Mínimos quadrados para combinação linear de exponenciais, - Publicação IEA-106, São Paulo (1965).
- /24/ DORN, W.S.; McCracken, D.D. - Numerical methods with Fortran IV case studies, - John Wiley & Sons, Inc., New York, 25-27 (1972).
- /25/ RIBEIRO, L.M.V. - Laplaciano Axial - Métodos dos mínimos quadrados /GT-142/, IPR, Belo Horizonte, (1971).

- /26/ TERRA, J.L. - Medida de laplaciano material na subcrítica Uranie - Tese de mestrado IPR-UFMG-CNEN - (1972)
- /27/ PAIANO, S. et al, - Estudo preliminar do reticulado 70Fl.21 na subcrítica CAPITU, - Nota GNA-19/CBTN-IPR (1974).
- /28/ ALBUQUERQUE, E.F. - CRAL - Cálculo de reticulados a água leve - Comunicação pessoal.