

BR 881686.3

NUCLEBRÁS

Empresas Nucleares Brasileiras SA



CENTRO DE DESENVOLVIMENTO DA TECNOLOGIA NUCLEAR

CAIXA POSTAL, 1941 - 30.000 - BELO HORIZONTE - BRASIL

EMPRESAS NUCLEARES BRASILEIRAS S.A. - NUCLEBRÁS
CENTRO DE DESENVOLVIMENTO DA TECNOLOGIA NUCLEAR
DEPARTAMENTO DE TECNOLOGIA DE REATORES

DETERMINAÇÃO DE PARÂMETROS DE MEIOS
HETEROGÊNEOS PELO MÉTODO DO ELEMENTO
ÚNICO

Maria Auxiliadora Fortini Veloso
NUCLEBRÁS/CDTN 520

Belo Horizonte
1985

CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM CIÊNCIAS E TÉCNICAS NUCLEARES

Universidade Federal de Minas Gerais

DETERMINAÇÃO DE PARÂMETROS DE MEIOS HETEROGÊNEOS
PELO MÉTODO DO ELEMENTO ÚNICO

Maria Auxiliadora Fortini Veloso

Tese apresentada ao Corpo Docente do Curso de Pós-Graduação em Ciências e Técnicas Nucleares, como requisito parcial para obtenção do grau de Mestre em Ciências (M.Sc.)

Belo Horizonte-Brasil
dezembro-1978

TÍTULO DA TESE

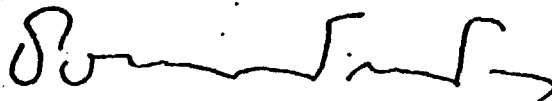
Determinação de Parâmetros de Meios Heterogêneos pelo
Método do Elemento Único.

NOME DO AUTOR

Maria Auxiliadora Fortini Veloso

Tese defendida e aprovada pela banca exa-
minadora, constituída dos Senhores:


Prof. Myrian de Carvalho Paiano


Prof. Rompilio Furtado Filho

Orientador:


Prof. Silvestre Paiano Sobrinho

Belo Horizonte, 17. de FFV.... de 198
: (Data de defesa da tese)

Este trabalho foi realizado no Centro de Desenvolvimento da Tecnologia Nuclear e constituiu uma tarefa do programa de atividades do Departamento de Tecnologia de Reatores - NUCLEBRÁS.

Para meus pais.

Meus agradecimentos se destinam:

Ao Dr. Silvestre Paiano Sobrinho, assessor de coordenação do CDTN, pela sugestão do assunto e orientação segura.

À Superintendência Geral do CDTN por haver permitido a utilização dos equipamentos e laboratórios desse centro.

Ao Dr. Ricardo Brant Pinheiro, chefe do Departamento de Tecnologia de Reatores, por haver permitido a realização deste trabalho no âmbito de seu departamento.

À Comissão Nacional de Energia Nuclear pela concessão de bolsa de estudos durante a realização do curso.

Aos técnicos Márcio Prado Fernandes e Ricardo Ferraccini Corrêa pela operação de Capitu e colaboração na coleta de dados.

Aos funcionários da Seção de Comunicação e Reprografia pela xerografia e composição dos exemplares.

À Sandra Maria Pugliese Vieira e Jane Rose de Oliveira Brum pelos trabalhos de datilografia.

Ao Marcelo, que me encorajou, datilografou parte dos meus manuscritos nas horas vagas e muito cooperou com este trabalho através de sua crítica constante e segura.

SUMÁRIO

	Página
RESUMO	1
ABSTRACT	2
1- INTRODUÇÃO	3
2- FUNDAMENTOS TEÓRICOS	10
2-1 <u>Introdução</u>	10
2-2 <u>Equação de Balanço Neutrônico</u>	11
2-2.1 <u>Equação para Nêutrons Rápidos</u>	12
2-2.3 <u>Equação para Nêutrons Térmicos</u>	14
2-3 <u>Solução Numérica - Cálculo de $\rho^2(\omega)$</u>	16
2-4 <u>Cálculo de η e γ</u>	17
2-5 <u>Determinação de γ Através da Expansão Polinomial de $\rho^2(\omega)$</u>	20
2-6 <u>Determinação Empírica de γ</u>	22
2-7 <u>A Frequência Crítica</u>	22
3- SISTEMA EXPERIMENTAL E MEDIDAS	25
3-1 <u>Introdução</u>	25
3-2 <u>Tanque Experimental</u>	25
3-3 <u>Fonte de Nêutrons</u>	25
3-4 <u>Detetores de Nêutrons</u>	26
3-5 <u>Sistema de Contagem</u>	27
3-6 <u>O Elemento Combustível</u>	27
3-7 <u>Procedimento Experimental</u>	28
3-8 <u>Medidas</u>	29
3-8.1 <u>Varredura Axial</u>	30
3-8.2 <u>Varredura Radial</u>	30
4- ANÁLISE DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS	35
4-1 <u>Introdução</u>	35
4-2 <u>Amplitudes e Fases das Ondas Neutrônicas</u>	35
4-3 <u>Lei de Dispersão Experimental</u>	36

4-4	<u>Expansão de $\rho^2(\omega)$ em Potências de $i\omega$</u>	36
4-5	<u>Lei de Dispersão Teórica</u>	36
4-5.1	<u>Raio da Vareta Combustível</u>	37
4-5.2	<u>Raio Extrapolado</u>	37
4-6	<u>Sistema Moderador Puro</u>	38
4-7	<u>Sistema Moderador-Combustível</u>	40
4-8	<u>Interseção das Leis de Dispersão dos Sistemas Moderador Puro e Moderador-Combustível</u>	43
5-	CONCLUSÕES	72
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	74
	APÊNDICE A - SOLUÇÃO DAS EQUAÇÕES DE BALANÇO	78
	A-1 <u>Equação para Nêutrons Rápidos</u>	79
	A-2 <u>Equação para Nêutrons Térmicos</u>	82
	APÊNDICE B - DETERMINAÇÃO DO COMPRIMENTO DE DIFUSÃO DA D_2O DE CAPITU	85
	B-1 <u>Introdução</u>	86
	B-2 <u>Procedimento Experimental</u>	86
	B-3 <u>Resultados</u>	87
	APÊNDICE C - TABELAS DE AMPLITUDES E FASES DAS ONDAS COMO FUNÇÃO DA FREQUÊNCIA	89

RESUMO

A técnica de propagação de ondas de nêutrons foi utilizada para estudar um sistema heterogêneo formado por um único feixe de varetas combustíveis colocado no centro de um grande volume moderador (D_2O). Nesta técnica, a resposta do sistema é caracterizada por uma relação, entre o comprimento de onda complexo e a frequência, denominada lei de dispersão $\rho(\omega)$. Os resultados experimentais foram comparados com aqueles obtidos com a Teoria da Difusão-Idade de Fermi. O principal parâmetro determinado foi a constante térmica γ de Feinberg-Galanin, que é efetivamente a derivada logarítmica do fluxo na superfície do combustível e um dos principais parâmetros de entrada para a Teoria Heterogênea. Esta constante foi determinada a partir de um ajuste paramétrico dos dados experimentais à lei de dispersão teórica.

A determinação simultânea de dois entre os quatro parâmetros do grupo η , p , τ e L_s é possível através da interseção das leis de dispersão dos sistemas moderador puro e moderador-combustível. Dessa forma foram obtidos os parâmetros τ e η . Foi demonstrado que a constante térmica γ e o produto ηp podem ser calculados através da separação da lei de dispersão do sistema moderador combustível, em seus componentes real e imaginário. Os resultados obtidos apresentaram uma dependência de γ com a frequência, não prevista pelo modelo teórico. Experimentos adicionais seriam necessários para a confirmação deste comportamento.

ABSTRACT

The neutron pulse propagation technique was employed to study a heterogeneous system consisting of a single fuel element placed at the symmetry axis of a large cylindrical D_2O tank. The system's response for the pulse propagation technique is related to the inverse complex relaxation length of the neutron waves also known as the system's dispersion law $\rho(\omega)$. Experimental values of $\rho(\omega)$ were compared with the ones derived from Fermi's Diffusion - Age Theory. The main purpose of the experiment was to obtain the Feinberg-Galanin thermal constant (γ), which is the logarithmic derivative of the neutron flux at the fuel-moderator interface and a such a main input data for Heterogeneous Reactor Theory calculations. The γ thermal constant was determined as the number giving the best agreement between the theoretical and experimental values of $\rho(\omega)$.

The simultaneous determination of two among the four parameters η , p , τ and L_g is possible through the intersection of dispersion laws of the pure moderator system and the fuel moderator system. The parameters τ and η were determined by this method. We have show that the thermal constant γ and the product ηp can be computed from the real and imaginary parts of the fuel-moderator dispersion law. The results for this evaluation scheme shows a not stable behaviour of γ as a function of frequency, a result not foreseen by the theoretical model. Additional experiments would be required to check this behaviour.

1 - INTRODUÇÃO

Neste trabalho, será descrito um experimento que tem sido relativamente pouco explorado na Física de Reatores. Trata-se de procurar inferir parâmetros característicos de reticulados de reatores, utilizando-se a menor quantidade possível de material físsil, isto é, um único elemento combustível.

O arranjo experimental consiste essencialmente em um único elemento combustível, colocado ao longo de eixo central de uma coluna de moderador, irradiada em uma das bases por uma fonte de nêutrons.

Intuitivamente, é possível inferir-se que, em tal arranjo, a distribuição radial do fluxo de nêutrons térmicos sofre uma depressão na posição do combustível ($r = 0$ em geometria cilíndrica) e, passando por um máximo, anula-se na fronteira extrapolada do sistema. O fluxo rápido deve ser máximo nas proximidades do combustível, decaindo à medida que se afasta do centro da montagem (Figura 1-1). A distribuição axial é determinada por exponenciais decrescentes, já que a fonte de nêutrons está situada na base do arranjo experimental.

O método da Propagação de Pulsos foi utilizado para estudar o sistema mencionado acima. Pulsos de nêutrons são injetados periodicamente no sistema por uma fonte modulada. A evolução do pulso no espaço e no tempo pode ser analisada através de suas componentes de Fourier. A quantidade experimental a ser medida é o comprimento de relaxação inverso complexo $\rho(\omega)$, como função da frequência:

$$\rho(\omega) = \alpha(\omega) + i\xi(\omega)$$

onde

$\alpha(\omega)$: atenuação da amplitude por unidade de comprimento

$\xi(\omega)$: atraso de fase por unidade de comprimento.

O parâmetro $\rho(\omega)$ é relacionado com as constantes macroscópicas da difusão de nêutrons através de uma função do tipo:

$$F(\alpha(\omega), \xi(\omega), \Sigma_a, D, K_{\infty}, \dots) = 0$$

que é chamada "lei de dispersão" do sistema.

As bases teóricas e os procedimentos experimentais que constituem o método de propagação de pulsos de nêutrons estão amplamente descritos nos simpósios "Pulsed Neutron Research", realizado em Karlsruhe [1] e "Neutron Noise, Waves and Pulse Propagation", realizado na Flórida [2].

As principais vantagens do Método do Elemento Único foram apontadas por Corno [3]:

- * Baixo custo de material e de pessoal.
- * Baixo tempo de resposta.
- * Possibilidade de utilizar vasto trabalho de análise comparativa em diferentes tipos de elementos combustíveis.
- * Como pode ser usado em conexão com cálculos heterogêneos de criticalidade, é particularmente útil no estudo de irregularidades da rede, sendo muito caro esse estudo se feito pelos métodos convencionais, particularmente, nos sistemas contendo elementos combustíveis mais enriquecidos ("spikes") ou elementos de diferentes estruturas, superpostos em uma rede multiplicadora uniforme.
- * Devido a pouca quantidade de combustível exigida, o método pode ser aplicado a combustíveis já irradiados.
- * Pode ser útil no estudo da equivalência neutrônica entre combustíveis diferentes.
- * É capaz de determinar o coeficiente de temperatura do combustível e do refrigerante-moderador dentro dele. Com poucas dificuldades adicionais, também é capaz de medir o coeficiente de temperatura do moderador principal.

* O método é particularmente adequado para estudo do coeficiente de vazão do refrigerante interno e na estimativa da eficiência dos venenos queimáveis para diferentes concentrações e várias distribuições do sistema.

* Uma versão grosseira da técnica pode ser usada para determinar as propriedades de barras de controle.

Zink e Rodeback [4], em 1961, mostraram que é possível a determinação do laplaciano material, do fator de utilização térmica, da probabilidade líquida de escape à ressonância e da constante de multiplicação infinita para vários espaçamentos da rede e propriedades dos moderadores, através de medidas feitas ao redor do elemento combustível único.

A equação dos quatro fatores para um reator térmico heterogêneo é examinada detalhadamente e escrita em termos de parâmetros que caracterizam separadamente, o elemento combustível, o moderador e a geometria da célula da rede do reator. Os métodos para determinação desses parâmetros são discutidos.

Experimentalmente, o método de Zink e Rodeback requer determinações radiais e axiais de fluxo térmico e epitérmico. Os resultados de medidas e análise para dois tipos diferentes de elementos combustíveis são comparados com os resultados obtidos em redes completas desses elementos.

Na determinação do fator de utilização térmica é suposto que a forma do fluxo na vizinhança do elemento combustível é a mesma tanto na coluna térmica quanto na célula da rede. Desse modo, o erro detetado no fator de utilização térmica é insignificante, mesmo que a teoria de difusão seja considerada válida no moderador, a partir da superfície do elemento combustível. As medidas feitas com o elemento combustível único na coluna térmica podem fornecer o produto ne . Entretanto, a precisão das medidas deve ser muito alta para que os resultados sejam confiáveis.

Corno [5,6,7], apresenta as bases teóricas para uma análise consistente das experiências de multiplicação de nêutrons envolvendo um único elemento combustível. O objetivo das experiências é a medida das constantes de absorção e multiplicação do elemento combustível, que são parâmetros de entrada nas teorias de reatores heterogêneos.

Em outro trabalho [8], Corno investiga a variação do fluxo neutrônico em função do tempo e do espaço, em um sistema heterogêneo, formado por um bloco cilíndrico de moderador pesado, em cujo eixo se encontra uma região linear de material físsil, no qual se injetam nêutrons pulsados ou de modulação senoidal.

Em 1967, o Método do Elemento Único começou a ser estudado no Massachusetts Institute of Technology, dentro do projeto de pesquisa de reatores moderados a D_2O . Como usado no MIT, o método combina experiências na menor unidade de combustível significativa, com a teoria que relaciona o comportamento de uma rede de tais elementos com aquele experimentalmente observado do elemento único.

O relatório final desse estudo [9], apresenta os fundamentos teóricos do método e sua aplicação nas regiões de nêutrons térmicos, de nêutrons de ressonância e de nêutrons rápidos. Os valores da utilização térmica, de redes de varetas de urânio metálico em D_2O , determinados através da distribuição de fluxo ao redor do elemento combustível único, apresentam acordo de cerca de 0,3% quando comparados com aqueles obtidos pelo código THERMOS. Valores das razões ρ_{28} , δ_{25} e C são obtidos pelo método, para as mesmas redes, com precisão entre 5% e 10% (em comparação com experiência), sendo:

ρ_{28} : razão entre taxas de capturas epitérmicas e térmicas no U_{238}

δ_{25} : razão entre taxas de fissões epitérmicas no U_{235} e taxa de fissões térmicas no U_{235} .

C : razão entre taxas de capturas no U_{238} e de fissões no U_{235} .

Donovan [10], também do MIT, demonstrou que a partir da distância da superfície do combustível ao pico de fluxo térmico é possível determinar a constante térmica (γ). O fator de geração de nêutrons (η) e o parâmetro de absorção epitérmico (A) podem ser calculados a partir das razões ρ_{28} , δ_{25} e C.

Bernard [11], em 1969, utilizou a técnica de ondas de nêutrons, para estudar um sistema heterogêneo, consistindo de uma única vareta de urânio natural, colocada no centro de um grande volume de moderador (D_2O), com o principal objetivo de determinar a constante térmica para a vareta combustível. Mostrou ainda, que existem duas frequências, para o sistema moderador puro e para o sistema moderador combustível, para as quais as leis de dispersão correspondentes se interceptam. Essa interseção possibilita a determinação de dois entre os quatro parâmetros do grupo η , P , L_s , τ_{th} .

As excelentes perspectivas apresentadas pelo Método do Elemento Único recomendam um estudo detalhado da possibilidade de sua aplicação. Daí, a utilização do método no sistema subcrítico CAPITU, do CDTN/NUCLEBRÁS.

Dentre as possíveis versões de interpretação do experimento, foi escolhido o método de propagação de pulsos, utilizado anteriormente por Bernard, pelas seguintes razões:

* Disponibilidade do trabalho original daquele autor com informações sobre os procedimentos teóricos e experimentais.

* A técnica de propagação de pulsos encontra-se bem desenvolvida no CDTN, sendo disponíveis o equipamento e os códigos básicos para interpretação dos dados experimentais.

O fato de ter sido usado um feixe hexagonal com 19 va

retas, ao invés de uma única vareta, no centro da montagem, constitui a diferença essencial entre a experiência realizada em CAPITU e aquelas descritas na literatura.

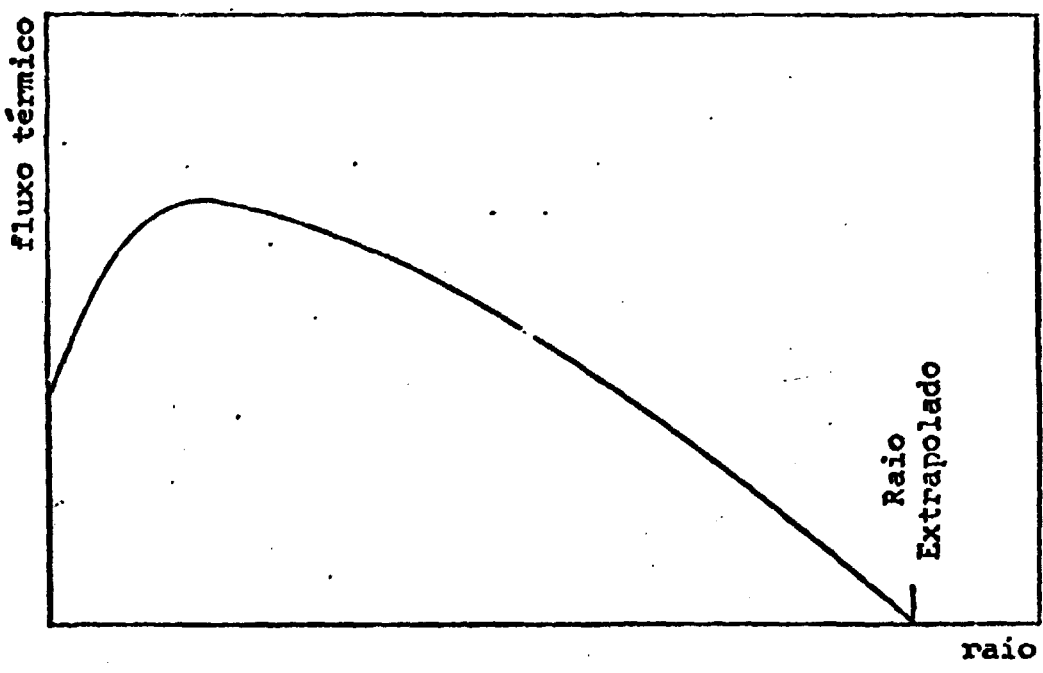
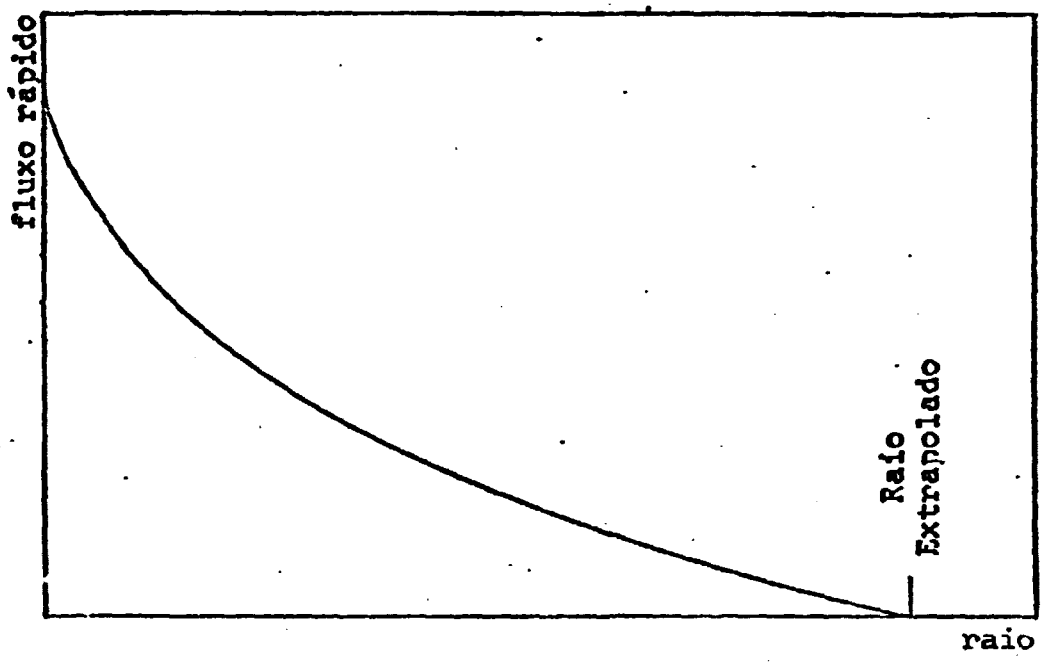


Figura 1-1 Distribuição radial dos fluxos rápido e térmico para o arranjo experimental com um único elemento combustível no centro da montagem.

2 - FUNDAMENTOS TEÓRICOS

2-1 Introdução

Basicamente, existem dois métodos adequados para o cálculo de parâmetros relevantes dos sistemas heterogêneos. São eles:

(1) Método da célula unitária de Wigner-Seitz no qual um elemento da rede do arranjo heterogêneo é substituído por uma célula unitária equivalente, sujeita à condição de contorno de que a corrente líquida de nêutrons é nula nas fronteiras da célula. A distribuição neutrônica é obtida através da teoria da difusão ou da teoria de transporte, dependendo do tamanho da célula. Depois de determinados o espectro de energia e a distribuição espacial da população neutrônica na célula, a utilização térmica e a probabilidade de escape à ressonância podem ser calculadas e, finalmente, a constante de multiplicação para o reator.

(2) Método Heterogêneo, desenvolvido principalmente por Feinberg [12] e Galanin [13], no qual a rede de elementos combustíveis é representada como um conjunto de fontes de nêutrons rápidos e absorvedores ("sinks") de nêutrons térmicos e de ressonância. Um conjunto de equações de balanço pode ser escrito para esse sistema e a solução leva à condição de criticalidade para o reator. Esse tipo de tratamento oferece grande flexibilidade na análise de arranjos heterogêneos complexos que envolvam várias geometrias de rede, vários graus de periodicidade e irregularidades no tamanho e espaçamento das varetas.

O método heterogêneo é especialmente adequado para a análise de reatores com pequenos números de elementos [14] e de configurações irregulares [12]. A análise de grandes arranjos regulares por esse método não oferece vantagem significativa sobre o modelo de Wigner-Seitz, já que o tratamento matemático é muito mais complicado e os resultados obtidos pelos dois mé-

todos são equivalentes.

Neste capítulo será apresentado o desenvolvimento das equações que descrevem o arranjo heterogêneo. As equações fazem parte da Teoria da Difusão - Idade de Fermi, que apesar de ser uma aproximação, conduz a um razoável significado físico do problema e representa um bom ponto de partida para a aplicação de teorias mais sofisticadas. O método de solução das equações foi desenvolvido por Bernard [11], e será reproduzido aqui.

2-2 Equação de Balanço Neutrônico

A teoria geral do método heterogêneo é baseada nas seguintes suposições [16]:

* O fluxo de nêutrons na vizinhança do elemento combustível possui simetria esférica ou axial e assim, o elemento combustível pode ser tratado como fonte puntual ou linear e sumidouros ("sinks"). Essa suposição é válida se a distância entre os elementos é muito maior que suas dimensões.

* A teoria da difusão elementar é aplicável na região de moderador. Isso é justificado se a absorção no moderador for baixa e o comprimento de difusão do material moderador for pequeno em comparação com o espaçamento da rede.

* Se for ignorada a absorção de ressonância, o elemento combustível pode ser caracterizado por meio de duas constantes, γ e η , que são consideradas propriedades intrínsecas do elemento combustível e definidas como:

γ - constante térmica: representa a razão entre a corrente líquida total de nêutrons térmicos entrando na vareta e o valor do fluxo térmico em sua superfície.

η - parâmetro de multiplicação: representa o número de nêutrons rápidos emitidos por nêutrons térmicos absorvido pela vareta combustível.

Um tratamento onde é considerada a absorção por ressonância é dado por Galanin [17].

2-2.1 Equação para Nêutrons Rápidos

De acordo com o modelo da difusão - idade de Fermi, a equação do fluxo rápido dependente do tempo, em termos de letargia u pode ser escrita como:

$$-D(u) \nabla^2 \phi(x, u, t) + \Sigma_a(u) \phi(x, u, t) = -\frac{1}{v(u)} \frac{\partial \phi(x, u, t)}{\partial t} + S(x, u, t) - \frac{\partial q}{\partial u}(x, u, t) \quad (2-1)$$

onde:

- $x = x(r, z)$, pois o sistema tem simetria cilíndrica
- D = Coeficiente de difusão
- Σ_a = Seção de choque de absorção
- v = Velocidade
- q = Densidade de moderação
- S = Fonte de nêutrons devido ao elemento combustível

O primeiro termo do lado esquerdo na equação de balanço representa a perda líquida de nêutrons por cm^3 por segundo que fogem do sistema devido aos processos de difusão; o segundo termo representa o número de nêutrons absorvidos por cm^3 por segundo. Os termos do lado direito representam na ordem, a taxa de variação de densidade neutrônica, a taxa de produção de nêutrons e o número de nêutrons moderados por unidade de tempo.

A função fonte S pode ser escrita em termos de constante térmica γ . Supondo que os nêutrons apareçam com letargia zero na superfície da vareta combustível, o número total de nêutrons rápidos produzidos por absorção de nêutrons térmico é

representado por:

$$S(x, u, t) = \delta(u) \frac{\Sigma_s(o)}{\Sigma_t(o)} \frac{\delta(r-r_0)}{2\pi r_0} \eta \gamma \phi^{th}(x, t) \quad (2-2)$$

onde:

$\frac{\Sigma_s(o)}{\Sigma_t(o)}$ = probabilidade do nêutron entrar no processo de moderação

r_0 = raio da vareta combustível

$\delta(r-r_0)$ = função delta de Dirac - representa a absorção localizada de nêutrons térmicos

η = parâmetro de multiplicação

γ = constante térmica do elemento combustível

ϕ^{th} = fluxo de nêutrons térmicos

A equação (2-1) é resolvida através de uma técnica de combinação de transformadas de Fourier e de Laplace atuando nas variáveis t e r , respectivamente. As funções $\theta(x, s, \omega)$ e $\phi^{th}(x, \omega)$ são expandidas em termos de autofunções $J_0(B_n r)$, dada pela solução da equação de Helmholtz. A dependência axial da equação resultante é removida através de uma transformada de Laplace em relação à variável z .

Desse modo, a solução final para os coeficientes da expansão do fluxo rápido tem a forma:

$$\theta_p(\rho, \tau, \omega) = e^{-(B_p^2 - \rho^2)\tau} \frac{\Sigma_s(o)}{\Sigma_t(o)} \frac{\eta \gamma}{N_p} \sum_n \phi_n^{th}(\rho, \omega) J_0(B_n r_0) J_0(B_p r_0) \quad (2-3)$$

onde:

$$n = p = 1, 2 \dots k.$$

O procedimento detalhado da solução da equação (2-1) encontra-se no Apêndice A.

2-2.2 Equação para Nêutrons Têrmicos

A equação de balanço para o fluxo têrmico pode ser escrita como:

$$-D^{th} \nabla^2 \phi^{th}(x,t) + \Sigma_a^{th} \phi^{th}(x,t) = -\frac{1}{v^{th}} \frac{\partial \phi^{th}}{\partial t} + q(x, u^{th}, t) - A(x,t) \quad (2-4)$$

onde os termos tem o mesmo significado que na equação do fluxo rápido, exceto o termo de fonte que aqui foi substituído pelo termo de absorção $A(x,t)$. Esse fator também pode ser expresso em função da constante têrmica γ , como:

$$A(x,t) = \gamma \frac{\delta(r-r_0)}{2\pi r_0} \phi^{th}(x,t) \quad (2-5)$$

que representa a absorção de nêutrons na vareta combustível com as perdas ocorrendo na superfície da vareta.

O procedimento para solucionar a equação do fluxo têrmico é análogo ao utilizado para a equação do fluxo rápido. Apenas a ordem das transformações é mudada para que as condições de contorno possam ser aplicadas. Através de uma transformada de Laplace é removida a dependência axial, e em seguida é feita a expansão das funções $\phi^{th}(r,\rho,t)$ e $q(r,\rho,\tau^{th},t)$ em autofunções de $J_0(B_n r_0)$. Usando a propriedade de ortogonalidade das funções de Bessel e removendo a dependência temporal da equação resultante, através de uma transformada de Fourier, chega-

-se à forma final da equação do fluxo térmico:

$$\left\{ -\rho^2 + B_p^2 + \frac{\Sigma_a^{th} + i\omega/v^{th}}{D^{th}} \right\} \phi_p^{th}(\rho, \omega) + \rho c_p(\omega) + S_o(\omega) \delta p_1 =$$

$$= - \frac{\gamma}{D^{th} N_p} \sum_n \phi_n^{th}(\rho, \omega) J_o(B_n r_o) J_o(B_p r_o) + \frac{p(\tau^{th}, \omega)}{D^{th}} \theta_p(\rho, \tau^{th}, \omega)$$

(2-6)

onde

$$q_p(\rho, \tau^{th}, \omega) = p(\tau^{th}, \omega) \theta_p(\rho, \tau^{th}, \omega).$$

Nesse ponto, a solução encontrada para os coeficientes da expansão do fluxo rápido, deve ser introduzida na equação (2-6), a fim de se obter a equação definitiva para o fluxo térmico, ou seja:

$$\left\{ -(B_p^2 - \rho^2) - \frac{1}{L_{th}^2} - \frac{i\omega}{D_o^{th}} \right\} \phi_p^{th}(\rho, \omega) + \frac{\gamma}{D^{th} N_p} \{ n p(\tau^{th}, \omega) \dots$$

$$\frac{\Sigma_s(o)}{\Sigma_t(o)} e^{-(B_p^2 - \rho^2) \tau^{th}} - 1 \} \sum_n \phi_n^{th}(\rho, \omega) J_o(B_n r_o) J_o(B_p r_o) =$$

$$\rho c_p(\omega) + S_o(\omega) \delta p_1,$$

(2-7)

onde

$$n = p = 1, 2, \dots, k$$

$$\frac{\Sigma_a^{th}}{D^{th}} = \frac{1}{L_{th}^2}$$

$$D^{th} v^{th} = D_o^{th}$$

Como para o sistema experimental aqui representado, a razão moderador-combustível é muito grande, a probabilidade de um nêutron da fonte ser absorvido em sua primeira colisão é muito pequena. Conseqüentemente, pode ser feita a aproximação:

$$\frac{\Sigma_s(0)}{\Sigma_t(0)} = 1.$$

2-3 Solução Numérica - Cálculo de $\rho^2(\omega)$

Serão examinadas as soluções para o modo espacial fundamental ($n = p = 1$) e para os casos que incluem o primeiro harmônico e o modo fundamental ($n = p = 1$ e 2).

Em ambos os casos, para se obter a solução no espaço z , é necessário uma transformada inversa de Laplace. A solução no espaço z tem a forma:

$$\phi^{th}(z, \omega) = \Sigma G_i(\omega) e^{\rho_i(\omega)z} \quad (2-8)$$

onde $G_i(\omega)$ é uma constante que depende do pólo $\rho_i(\omega)$. Os pólos da solução transformada geram a lei de dispersão do sistema.

Para $n = p = 1$, $\rho^2(\omega)$ é calculado a partir da equação:

$$\begin{aligned} & -(B_1^2 - \rho^2) - \frac{1}{L_{th}^2} - \frac{i\omega}{D_0^{th}} + \\ & + \frac{Y}{D_{N_1}^{th}} \{ n p e^{-(B_1^2 - \rho^2)\tau^{th}} - i\omega L_s - 1 \} J_0^2(B_1 r_0) = 0 \end{aligned} \quad (2-9)$$

Para $n = p = 1$ e 2 , $\rho^2(\omega)$ é calculado igualando a zero o determinante da matriz, cujos termos são dados por:

$$\begin{aligned}
 A_{11} &= -B_1^2 + \rho^2 - \frac{1}{L_{th}^2} - \frac{i\omega}{D_o^{th}} + \\
 &\quad + \frac{\gamma}{D_{N_1}^{th}} \{ n p e^{-(B_1^2 - \rho^2)\tau^{th}} - i\omega L_s - 1 \} J_0^2(B_1 r_o) \\
 A_{12} &= \frac{\gamma}{D_{N_1}^{th}} \{ n p e^{-(B_1^2 - \rho^2)\tau^{th}} - i\omega L_s - 1 \} J_0(B_1 r_o) J_0(B_2 r_o) \\
 A_{13} &= \frac{\gamma}{D_{N_2}^{th}} \{ n p e^{-(B_2^2 - \rho^2)\tau^{th}} - i\omega L_s - 1 \} J_0(B_2 r_o) J_0(B_1 r_o) \\
 A_{22} &= -B_2^2 + \rho^2 - \frac{1}{L_{th}^2} - \frac{i\omega}{D_o^{th}} + \\
 &\quad + \frac{\gamma}{D_{N_2}^{th}} \{ n p e^{-(B_2^2 - \rho^2)\tau^{th}} - i\omega L_s - 1 \} J_0^2(B_2 r_o)
 \end{aligned} \tag{2-10}$$

As equações (2-9) ou (2-10) são resolvidas numericamente, por cálculo digital através do método iterativo de Newton-Raphson, fornecendo valores teóricos para os componentes real ($\alpha(\omega)$) e imaginário ($\xi(\omega)$) do quadrado do comprimento de relaxação inverso complexo de $\rho^2(\omega)$.

2-4 Cálculo de np e γ

A constante térmica γ e o produto np podem ser obtidos a partir dos valores experimentais da atenuação da amplitude da onda $\alpha(\omega)$ e do atraso de fase por unidade de comprimento $\xi(\omega)$ para o sistema moderador-combustível. Para isso, as equações complexas (2-9) e (2-10), que dão origem à lei de dispersão, são separadas em seus componentes real e imaginário, ou seja:

$$F(\gamma, np) + iG(\gamma, np) = 0. \tag{2-11}$$

O sistema formado pelos componentes real e imaginário da equação resultante é resolvido iterativamente pelo Método de Newton para Equações Simultâneas.

Para a equação (2-10) que leva em conta a influência do primeiro harmônico e do modo fundamental:

$$F(\gamma, np) = A_1 + A_2\gamma + A_3\gamma(np) + A_4\gamma^2 + A_5\gamma^2(np) + A_6\gamma^2(np)^2 \quad (2-12)$$

e

$$G(\gamma, np) = C_1 + C_2\gamma + C_3\gamma(np) + C_4\gamma^2(np) + C_5\gamma^2(np)^2 \quad (2-13)$$

onde:

$$A_1 = a_{11} a_{41} - a_{14} a_{44}$$

$$A_2 = a_{11} a_{43} + a_{13} a_{41}$$

$$A_3 = a_{11} a_{42} + a_{12} a_{41} - a_{14} a_{45} - a_{15} a_{44}$$

$$A_4 = a_{13} a_{43} - a_{22} a_{32}$$

$$A_5 = a_{12} a_{43} + a_{13} a_{42} - a_{21} a_{32} - a_{22} a_{31}$$

$$A_6 = a_{12} a_{42} - a_{15} a_{45} - a_{21} a_{31} + a_{23} a_{33}$$

$$C_1 = a_{11} a_{44} + a_{14} a_{41}$$

$$C_2 = a_{13} a_{44} + a_{14} a_{43}$$

$$C_3 = a_{11} a_{45} + a_{12} a_{44} + a_{14} a_{42} + a_{15} a_{41}$$

$$C_4 = a_{13} a_{45} + a_{15} a_{43} - a_{22} a_{33} - a_{32} a_{23}$$

$$C_5 = a_{12}a_{45} + a_{15}a_{42} - a_{21}a_{33} - a_{31}a_{23}$$

sendo que:

$$a_{11} = -B_1^2 + [\alpha^2(\omega) - \xi^2(\omega)] - 1/L^2$$

$$a_{12} = e^{-\{B_1^2 - [\alpha^2(\omega) - \xi^2(\omega)]\}\tau} \times \\ \times \cos[2\alpha(\omega)\xi(\omega)\tau - \omega L_s] J_0^2(B_1 r_0) / DN_1$$

$$a_{13} = -J_0^2(B_1 r_0) / DN_1$$

$$a_{14} = 2\alpha(\omega)\xi(\omega) - \omega/D_0$$

$$a_{15} = e^{-\{B_1^2 - [\alpha^2(\omega) - \xi^2(\omega)]\}\tau} \times \\ \times \text{sen}[2\alpha(\omega)\xi(\omega)\tau - \omega L_s] J_0^2(B_1 r_0) / DN_1$$

$$a_{21} = e^{-\{B_1^2 - [\alpha^2(\omega) - \xi^2(\omega)]\}\tau} \times \\ \times \cos[2\alpha(\omega)\xi(\omega)\tau - \omega L_s] J_0(B_1 r_0) J_0(B_2 r_0) / DN_1$$

$$a_{22} = -J_0(B_1 r_0) J_0(B_2 r_0) / DN_1$$

$$a_{23} = e^{-\{B_1^2 - [\alpha^2(\omega) - \xi^2(\omega)]\}\tau} \times \\ \times \text{sen}[2\alpha(\omega)\xi(\omega)\tau - \omega L_s] J_0(B_1 r_0) J_0(B_2 r_0) / DN_1$$

$$a_{31} = e^{-\{B_2^2 - [\alpha^2(\omega) - \xi^2(\omega)]\}\tau} \times \\ \times \cos[2\alpha(\omega)\xi(\omega)\tau - \omega L_s] J_0(B_2 r_0) J_0(B_1 r_0) / DN_2$$

$$a_{32} = -J_0(B_2 r_0) J_0(B_1 r_0) / DN_2$$

$$a_{33} = e^{-\{B_2^2 - [\alpha^2(\omega) - \xi^2(\omega)]\}\tau} \times \\ \times \text{sen}[2\alpha(\omega)\xi(\omega)\tau - \omega L_s] J_0(B_2 r_0) J_0(B_1 r_0) / DN_2$$

$$a_{41} = -B_2^2 + [\alpha^2(\omega) - \xi^2(\omega)] - 1/L^2$$

$$a_{42} = e^{-\{B_2^2 - [\alpha^2(\omega) - \xi^2(\omega)]\}\tau} \times \\ \times \text{cos}[2\alpha(\omega)\xi(\omega)\tau - \omega L_s] J_0^2(B_2 r_0) / DN_2$$

$$a_{43} = -J_0^2(B_2 r_0) / DN_2$$

$$a_{44} = 2\alpha(\omega)\xi(\omega) - \omega/D_0$$

$$a_{45} = e^{-\{B_2^2 - [\alpha^2(\omega) - \xi^2(\omega)]\}\tau} \times \\ \times \text{sen}[2\alpha(\omega)\xi(\omega) - \omega L_s] J_0(B_2 r_0) / DN_2$$

Para a equação (2-9), que considera apenas a influência do primeiro harmônico, as equações correspondentes à parte real e à parte imaginária se reduzem a:

$$F(\gamma, \eta p) = a_{11} + a_{12}\gamma(\eta p) + a_{13}\gamma \quad (2-14)$$

$$G(\gamma, \eta p) = a_{14} + a_{15}\gamma(\eta p). \quad (2-15)$$

2-5 Determinação de γ Através da Expansão Polinomial de $\rho^2(\omega)$

As propriedades dispersivas da montagem são expressas através da relação de dispersão, ligando o comprimento de

relaxação inverso complexo, com a frequência de excitação e os parâmetros nucleares do sistema. Perez e Booth [18] mostraram que a lei de dispersão pode ser colocada na forma:

$$\rho^2(\omega) = \sum_{n=0}^{\infty} P_n (i\omega)^n \quad (2-16)$$

onde os coeficientes P_n são relacionados aos elementos da matriz dos vários operadores nos meios moderador e multiplicador.

Considerando apenas os dois primeiros termos da série e substituindo na equação (2-9), tem-se:

$$\left\{ -B_1^2 + P_0 + iP_1\omega - \frac{1}{L^2} - \frac{i\omega}{D_0^{th}} \right\} + \frac{\gamma J_0^2(B_1 r_0)}{D_{N_1}^{th}} \left\{ \eta p e^{-(B_1^2 - P_0 - iP_1\omega)\tau^{th}} \cdot e^{i\omega L_s} - 1 \right\} = 0 \quad (2-17)$$

Desenvolvendo em série as exponenciais e igualando a zero as partes real e imaginária da equação acima, resulta:

$$P_0 = B_1^2 + \frac{\frac{1}{L^2} + \gamma \frac{J_0^2(B_1 r_0)}{D_{N_1}^{th}} (1 - \eta p)}{\eta p \tau^{th} \gamma \frac{J_0^2(B_1 r_0)}{D_{N_1}^{th}} + 1} \quad (2-18)$$

$$P_1 = \frac{\frac{1}{D_0^{th}} + \gamma \frac{J_0^2(B_1 r_0)}{D_{N_1}^{th}} \eta p L_s \left[1 + (P_0 - B_1^2) \tau^{th} \right]}{1 + \gamma \frac{J_0^2(B_1 r_0)}{D_{N_1}^{th}} \eta p \tau^{th} \left[1 + (P_0 - B_1^2) \tau^{th} \right]} \quad (2-19)$$

Assim, o valor de γ pode ser determinado desde que sejam conhecidos P_0 , P_1 e os outros parâmetros do sistema. Os coeficientes P_0 e P_1 são determinados ajustando-se as curvas,

$$\alpha^2(\omega) - \xi^2(\omega) = P_0 + P_2\omega^2 + \dots \quad (2-20)$$

$$2\alpha(\omega)\xi(\omega) = P_1\omega + P_3\omega^3 + \dots$$

pelo método dos mínimos quadrados, onde ω é a frequência, e $\alpha(\omega)$ e $\xi(\omega)$ são determinados experimentalmente.

2-6 Determinação Empírica de γ

Uma outra maneira de determinar a constante térmica consiste em comparar as leis de dispersão calculadas para diversos valores de γ com a lei de dispersão experimental, para os pontos correspondentes à frequência zero. A melhor concordância determina o valor de γ , dentro das limitações do modelo teórico.

2-7 A Frequência Crítica

Teoricamente é possível mostrar que as leis de dispersão dos sistemas moderador puro e moderador-combustível se interceptam. A frequência para a qual ocorre a interseção, na lei de dispersão do sistema moderador-combustível, é chamada frequência crítica.

Para investigar a frequência crítica, a equação (2-9) deve ser considerada para o sistema moderador puro e para o sistema moderador-combustível. As equações para os dois sistemas podem ser igualadas, já que ambas são iguais a zero. Os parâmetros L_{th}^2 e D_{th} são constantes do moderador e D_{th}^c po

de ser considerado o mesmo nos dois casos, já que a velocidade dos nêutrons térmicos é praticamente a mesma.

Se é suposto que as leis de dispersão dos dois sistemas se interceptam, obviamente o valor de $\rho(\omega)$ deve ser o mesmo na interseção. Dessa forma, obtêm-se a relação:

$$-\frac{i\omega_c}{D_o^{th}} + \gamma \frac{J_o^2(B_1 r_o)}{D_o^{th} N_1} \{ \eta p e^{-(B_1^2 - \rho_c^2)\tau^{th}} - i\omega L_s - 1 \} = -\frac{i\omega_m}{D_o^{th}} \quad (2-21)$$

onde

ω_m : frequência para o sistema moderador puro associada à interseção,

ω_c : frequência para o sistema moderador-combustível associada à interseção.

$\rho_c(\omega) = \alpha_c(\omega) + i\xi_c(\omega)$: valor de $\rho(\omega)$ para a interseção.

Os valores de $\alpha_c(\omega)$ e $\xi_c(\omega)$ na interseção são iguais para os dois sistemas, mas as frequências associadas são diferentes.

Igualando-se as partes real e imaginária da equação (2-21) resulta:

$$\eta p \cos(2\alpha_c \xi_c \tau^{th} - \omega_c L_s) e^{-[B_1^2 - (\alpha_c^2 - \xi_c^2)]\tau^{th}} = 1 \quad (2-22)$$

$$\eta p \sin(2\alpha_c \xi_c \tau^{th} - \omega_c L_s) e^{-[B_1^2 - (\alpha_c^2 - \xi_c^2)]\tau^{th}} =$$

$$= \frac{\omega_c - \omega_m}{D_o^{th}} \frac{D_o^{th} N_1}{\gamma J_o^2(B_1 r_o)} \quad (2-23)$$

Dividindo-se uma equação pela outra, obtém-se:

$$\operatorname{tg}(2\alpha_c \xi_c \tau^{\text{th}} - \omega_c L_s) = \frac{\omega_c - \omega_m}{D_o^{\text{th}}} \frac{D^{\text{th}} N_1}{\gamma J_o^2(B_1 r_o)} \quad (2-24)$$

Determinando a interseção experimentalmente e calculando N_1 e $J_o^2(B_1 r_o)$, o lado direito da equação acima pode ser avaliado, desde que sejam conhecidos γ e v^{th} . Assim, o argumento do lado esquerdo pode ser determinado e τ^{th} ou L_s podem ser calculados em função dos parâmetros restantes. Depois de conhecido o argumento, as duas equações anteriores (2-22) e (2-23) podem ser usadas para calcular η ou p em termos um do outro.

3 - SISTEMA EXPERIMENTAL E MEDIDAS

3-1 Introdução

A montagem subcrítica CAPITU é um arranjo moderado a D_2O , tendo como combustível UO_2 natural. Apenas os principais componentes da montagem serão mencionados aqui, pois os detalhes já foram amplamente descritos [19].

Serão especificadas as condições e as posições em que foram realizadas as medidas.

3-2 Tanque Experimental

O tanque experimental (Figura 3-1) é constituído por uma cuba de alumínio onde fica a água pesada, por um pedestal de grafita nuclear, pela coroa que sustenta a malha do combustível e pela tampa giratória e escotilha, que permitem o acesso ao interior do tanque sem a retirada total da tampa.

No centro da base do pedestal de grafita existe um furo com 10,4 cm de diâmetro e 60,0 cm de profundidade, para introdução de fontes de nêutrons.

A cuba tem altura de 220,0 cm, diâmetro interno de 180,0 cm e é sustentada pelo pedestal de grafita nuclear que possui 84,0 cm de altura. A superfície lateral da cuba é revestida por uma camada de cádmio de 0,1 de espessura e por uma camada de 20 cm de parafina.

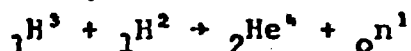
3-3 Fonte de Nêutrons

Como fonte de nêutrons utiliza-se um gerador de nêutrons KAMAN NUCLEAR modelo A-1254, que pode operar em regime contínuo ou pulsado, e que fornece na saída cerca de $2,2 \times 10^{11}$

nêutrons de 14,4 MeV por segundo. O modelo A-1254 consiste de três unidades separadas: um acelerador portátil, uma fonte de alta tensão e um painel de controle remoto. Um diagrama dos principais componentes do acelerador é mostrado na Figura 3-2.

A fonte de íons, do tipo "Penning Ion Gauge", e a coluna aceleradora são fechadas dentro de uma cúpula de aço inoxidável que é pressurizada com Freon, para permitir aplicação de alta voltagem ao acelerador quando o seu exterior está aterrado.

Quando em operação, o deutério contido em um pequeno tubo de Paládio é aquecido e flui em direção à fonte de íons. Esse gás é ionizado e forma um feixe que é acelerado para um potencial de 20 kV a 200 kV e dirigido sobre um alvo de trítio produzindo nêutrons de 14,4 MeV de energia através da reação:



As partículas α produzidas na reação são retidas pelos materiais nas proximidades do alvo, que é polarizado a + 600V para impedir que a corrente de retorno de eletrons atue como fonte de raios X.

3-4 Detetores de Nêutrons

O sistema de detecção de nêutrons consiste de um detetor tipo BF_3 com uma pressão de gás de 60 cm de Hg, com dimensões de 1,59 cm de diâmetro e 7,62 cm de comprimento ativo. Esse detetor está colocado dentro de um tubo de aço inoxidável que pende da vigota da malha. O tubo tem a extremidade inferior livre e a verticalidade é garantida por um sistema de duplo balanço. O detetor pode ser colocado em diversas posições dentro da montagem. Deslocamentos radiais do detetor podem ser feitos alterando-se a posição radial do tubo de aço. Deslocamentos verticais são também possíveis, sendo o próprio cabo de alimentação do detetor utilizado como referência de sua cota.

Outro detetor BF_3 com pressão de gás de 70 cm de Hg e com dimensões de 5,08 cm de diâmetro e 55,88 cm de comprimento ativo está fixado no exterior do pedestal de grafita e é usado como monitor para normalização da intensidade de nêutrons em experimentos sucessivos.

3-5 Sistema de Contagem

A Figura 3-3 mostra o diagrama esquemático do sistema de contagem utilizado para análise dos pulsos de nêutrons como função da posição do detetor. Nesta figura estão representadas as formas dos pulsos na saída de cada componente da montagem.

O pulso enviado pelo detetor móvel passa por um pré-amplificador ORTEC 109 PC, um amplificador ORTEC 450 e um analisador monocanal ORTEC 42CA. A saída do analisador é acoplada a um contador ORTEC 715 e a um analisador multicanal Hewlett Packard de 1024 canais. O contador registra as contagens integrais do detetor e o analisador multicanal armazena as contagens em 512 canais de memória com largura de 200 μs /canal.

A varredura do analisador multicanal é disparada por um sinal sincronizado com o início do pulso de nêutrons do acelerador. Esse sinal é enviado pelo gerador de pulsos do painel de comando do acelerador.

A saída do detetor de referência é analisada por um sistema análogo ao descrito acima e as contagens são registradas em um contador ORTEC 430.

3-6 O Elemento Combustível

O elemento combustível utilizado para obtenção dos dados experimentais, consiste de um feixe de 19 varetas, dispostas em arranjo hexagonal, como mostra a Figura 3-4.

As principais características do feixe são:

Comprimento total (cm): 202,84
 Comprimento ativo (cm): 201,0
 Diâmetro da vareta (cm): 1,9
 Espaçamento entre varetas (cm): 0,10
 Material do revestimento: Al
 Espessura do revestimento (cm): 0,10
 Material da pastilha: UO_2
 Diâmetro da pastilha (cm): 1,62
 Densidade de UO_2 (g/cm^3): 9,82

3-7 Procedimento Experimental

A experiência propriamente dita consiste em injetar na base da montagem, pulsos de nêutrons que se originam no alvo do acelerador situado sob o pedestal de grafita. O alvo do acelerador penetra verticalmente na perfuração central até a altura máxima de 60 cm. A altura de penetração ótima deve ser escolhida de modo a assegurar, que o espectro de energia dos nêutrons seja essencialmente térmico e que a meia largura do pulso de nêutrons seja suficientemente pequena, para que o conteúdo de alta frequência do pulso de nêutrons seja aumentado. Em [20] encontra-se um estudo empírico do posicionamento do alvo no pedestal de grafita.

A operação no modo pulsado requer compatibilidade entre a largura do pulso, o tempo de varredura do analisador multicanal e a constante de decaimento da população de nêutrons para o sistema que está sendo pulsado. O tempo de varredura deve ser suficiente para registrar completamente o decaimento da população neutrônica. O número de canais do analisador multicanal (N) e a largura do canal (Δt) devem ser escolhidos de modo que $\Delta t \cdot N = T$, onde T é o período de pulsação do acelerador.

As condições de operação estabelecidas foram:

Altura de penetração do alvo (cm): 50,4
Número de canais do analisador: 512
Largura do canal (μ s): 200
Frequência de pulsação do acelerador (Hz): 9,67
Largura do pulso 1/2 altura (μ s): 100
base (μ s): 126

Para que todos os nêutrons atrasados produzidos durante a irradiação sejam contados, a coleta de dados deve ser iniciada após um tempo que permita a saturação dos núcleos precursores desses nêutrons (aproximadamente 10 minutos para o sistema aqui descrito).

Para se definir com boa previsão estatística a resposta do sistema ao estímulo aplicado, procurou-se acumular cerca de 2.000.000 de contagens em todas as irradiações. A radiação de fundo foi determinada antes de cada experiência, durante cerca de 10 minutos, sendo para isso utilizado um contador ORTEC 715.

No período em que foram feitas as medidas, o teor isotópico da D_2O apresentava-se em 99,639 mol%. Em todas as irradiações o nível de D_2O foi mantido em 202 cm. A temperatura média da D_2O , determinada por três medidores colocados em níveis diferentes na periferia do tanque (fundo, meio, topo) foi tomada como 24,8 °C.

3-8 Medidas

Foram feitos dois tipos de experiência:

- 1) No sistema moderador puro
- 2) Ao redor de um único elemento combustível, formado por um feixe de 19 varetas, situado verticalmente ao longo do eixo central do tanque.

3-8.1 Varredura Axial

As medidas axiais foram feitas no intervalo $35 \text{ cm} \leq Z \leq 170 \text{ cm}$ com $\Delta Z = 15 \text{ cm}$ em relação ao fundo do tanque. A posição radial foi mantida constante em $r = 40 \text{ cm}$.

3-8.2 Varredura Radial

As medidas radiais foram obtidas, para o caso do sistema moderador-combustível, no intervalo $13 \text{ cm} \leq r \leq 85 \text{ cm}$ com $\Delta r = 9 \text{ cm}$. A altura do detetor, em relação ao fundo do tanque, foi mantida em 85 cm .

Para o sistema moderador puro, as medidas foram feitas no intervalo $-75 \leq r \leq 75 \text{ cm}$, com $\Delta r = 15 \text{ cm}$ a uma altura $Z = 110 \text{ cm}$.

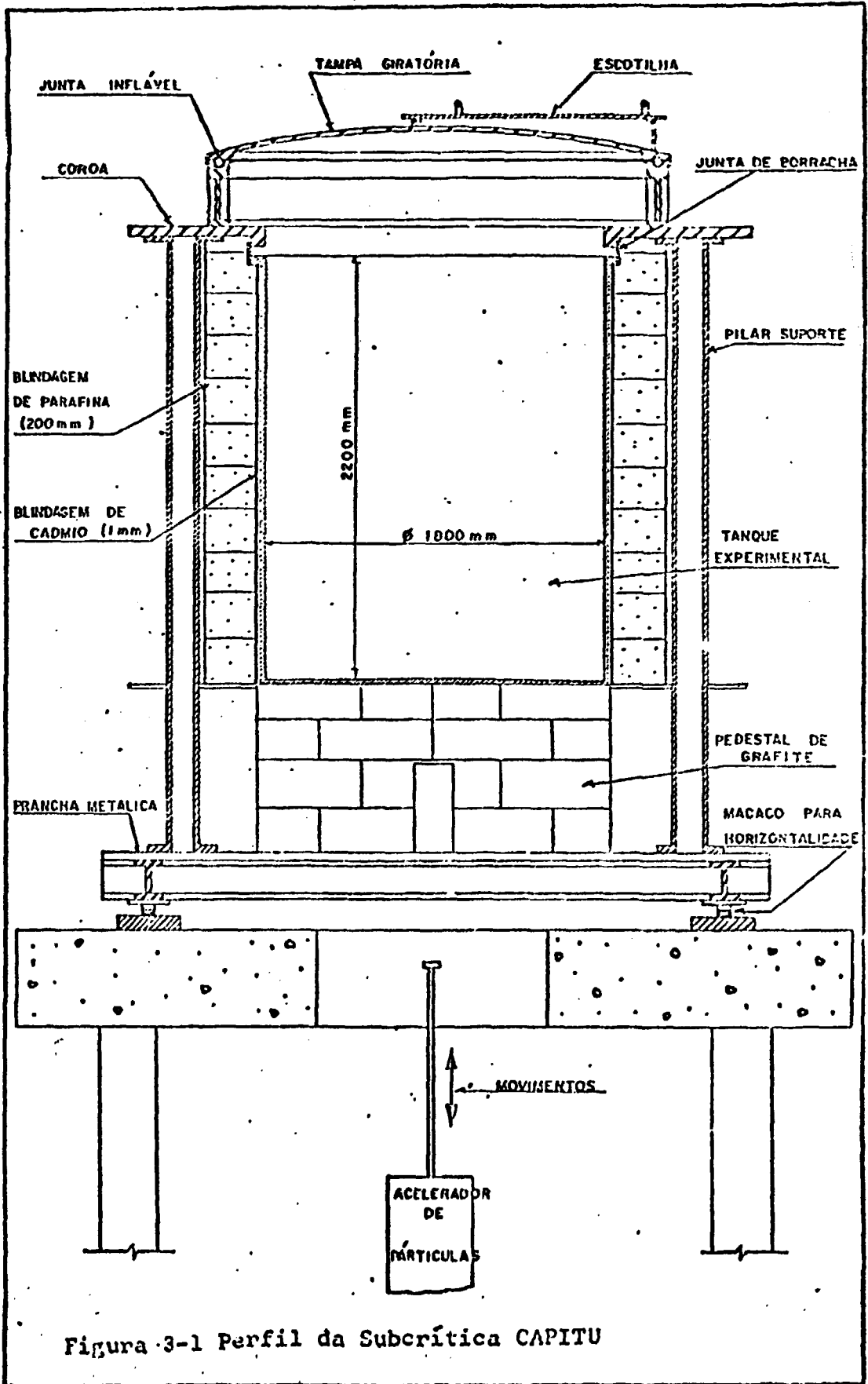


Figura 3-1 Perfil da Subcrítica CAPITU

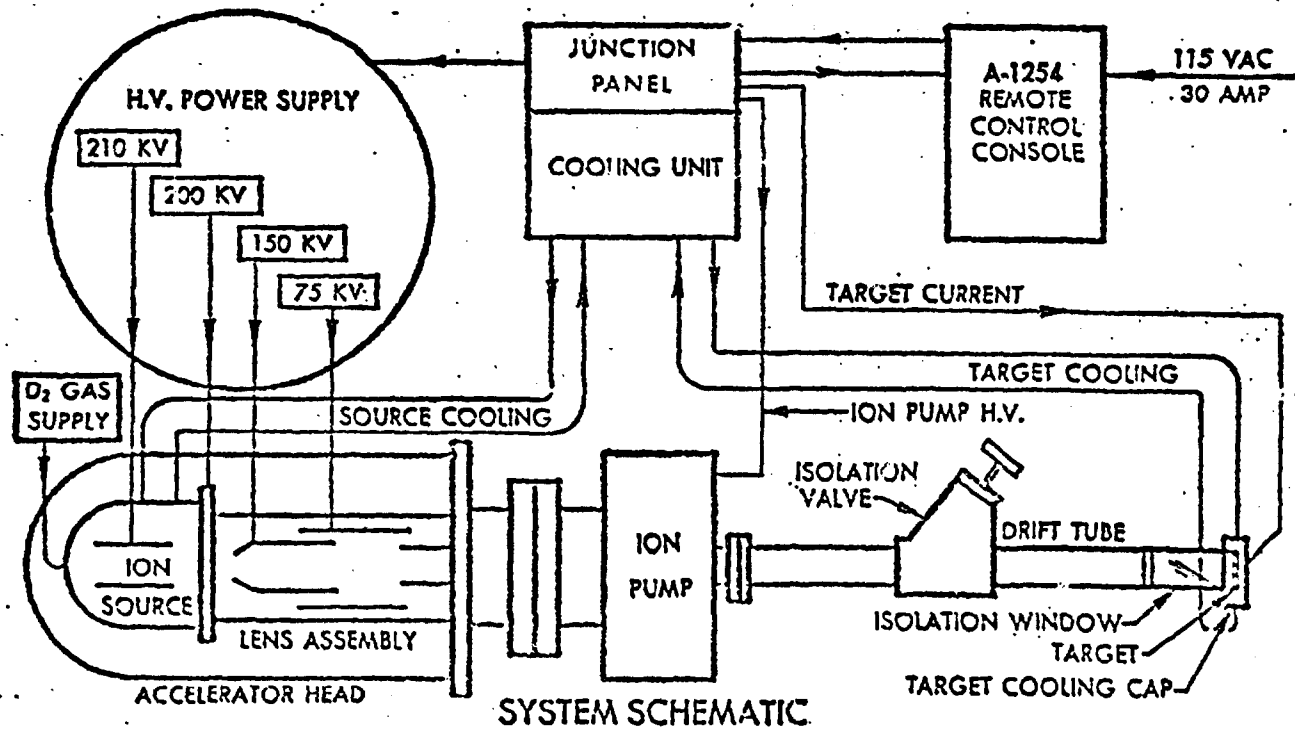


Figura 3-2 Diagrama de blocos do Acelerador Kaman

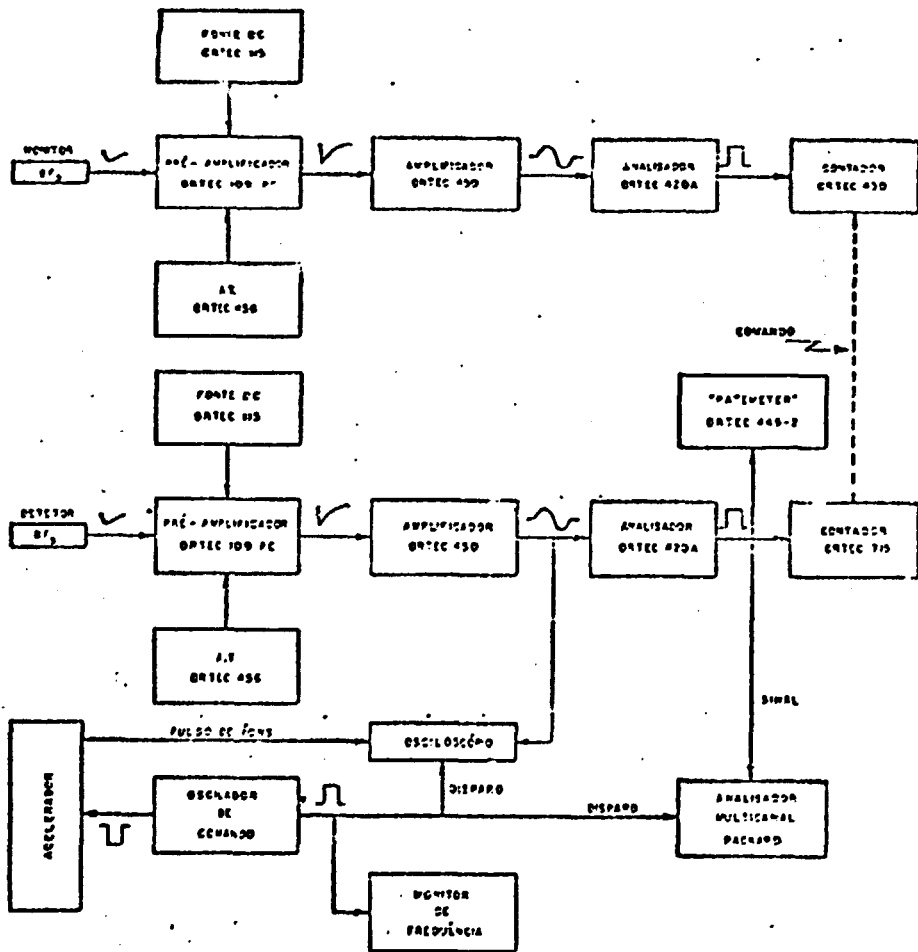
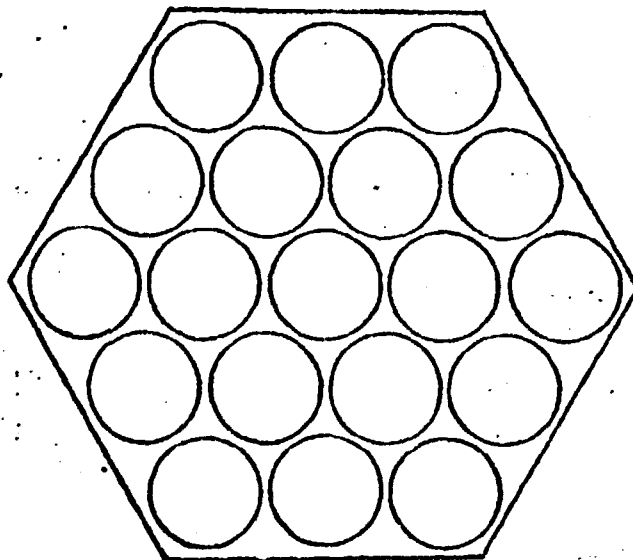


Figura 3-3 Diagrama de Blocos do Sistema de Contagem



Díâmetro das varetas: 1,9 cm
Distância vareta a vareta: 0,1 cm
Comprimento axial: 202,84 cm

Figura 3-4 Seção transversal do feixe de varetas

4 - ANÁLISE DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS

4-1 Introdução

Este capítulo contém em sua primeira parte uma descrição geral da análise, que normalmente é feita, dos resultados obtidos em uma experiência com nêutrons pulsados. No restante do capítulo serão apresentados separadamente, os resultados obtidos no sistema moderador puro e no sistema moderador-combustível. Esses resultados serão comparados com aqueles previstos pela teoria desenvolvida no capítulo 2.

4-2 Amplitudes e Fases das Ondas Neutrônicas

Um pulso de nêutrons que se propaga em um meio material, pode ser interpretado como um efeito de superposição de ondas. Os pulsos são compostos por ondas de nêutrons cujas frequências variam de zero até a frequência de corte superior. Assim, a amplitude e a fase de uma onda particular são obtidas numericamente, através da Transformada de Fourier do pulso, em relação à frequência de interesse. Esses cálculos são feitos pelo programa MORE [2], que antes de calcular a transformada efetua correções nas contagens obtidas no multicanal e no monitor, para as perdas devidas ao tempo morto desses sistemas, subtrai o "background" constante e normaliza os dados pelas contagens integrais do monitor.

As curvas de amplitude e fase versus posição foram determinadas em um intervalo de 0 a 600 Hz. Entretanto, a partir da frequência de 300 Hz, os resultados se mostram dispersos e por isso não foram considerados na análise.

No Apêndice C encontram-se tabelas dos valores de amplitudes e fases dos pulsos, em função da frequência, para todas as posições experimentais.

4-3 Lei de Dispersão Experimental

O coeficiente de amortecimento da onda de nêutrons $\alpha(\omega)$ e o atraso de fase por unidade de comprimento $\xi(\omega)$ foram obtidos através de um ajuste linear, pelo método dos mínimos quadrados, aplicado aos pontos dos gráficos logarítmico da amplitude versus posição e fase versus posição, respectivamente. Esses ajustes foram feitos pelo programa RETEX [22]. Os valores de $\alpha(\omega)$ e $\xi(\omega)$ dão origem à lei de dispersão experimental do sistema. A lei de dispersão será examinada no plano $\rho^2(\omega)$, o que constitui um teste muito severo, no que diz respeito à precisão dos dados experimentais.

4-4 Coefficientes da Expansão de $c^2(\omega)$ em Potências de $i\omega$

Os coeficientes P_n , definidos conforme a equação (2-16), foram determinados pelo programa POLIMEX [23], através de ajustes polinomiais pelo método dos mínimos quadrados. Foram feitos vários ajustes, variando o número de pontos experimentais, a fim de se observar a consistência dos coeficientes ajustados.

4-5 Lei de Dispersão Teórica

Os valores teóricos de $\alpha(\omega)$ e $\xi(\omega)$ foram obtidos pela solução da equação (2.10) por cálculo digital, através do método iterativo de Newton-Raphson. Os parâmetros nucleares necessários a esses cálculos foram obtidos com o código CRUZEL III - bis [24], com exceção do comprimento de difusão que foi determinado experimentalmente através do método de irradiação contínua de detetores de folhas, conforme descrito no Apêndice B.

Os valores numéricos usados para o cálculo da lei de dispersão teórica foram:

Coefficiente de difusão térmica (D_{th}) :	0,825 cm
Comprimento de difusão (L_{th}) :	80,35 cm
Velocidade térmica (v_{th}) :	$2,49 \times 10^5$ cm/s
Idade para nêutrons térmicos (τ_{th}) :	125,79 cm
Tempo de moderação (L_s) :	$0,508 \times 10^{-4}$ s
Probabilidade de escape à ressonância:	0,93175
Fator de fissão térmica (η) :	1,3132
"Buckling" fundamental (B_1^2) :	$0,70516 \times 10^{-3}$ cm ⁻²
"Buckling" de 1 ^a ordem (B_2^2) :	$0,37155 \times 10^{-2}$ cm ⁻²
Raio extrapolado do sistema (R_{ext}) :	90,56 cm
Raio da vareta combustível (r_o) :	4,66 cm

4.5.1 Raio da vareta combustível

O raio da vareta combustível foi obtido através do volume do feixe homogenizado, que para um feixe hexagonal com 19 varetas, é dado por [28]:

$$v = (6\sqrt{3}) e^2 + 12 e R_g + 4 R_g^2 \quad (4-1)$$

onde

$$e = 2R_g + d$$

R_g = raio externo da barra combustível

d : distância revestimento a revestimento entre barras vizinhas

4.5.2 Raio extrapolado

O raio extrapolado do sistema foi calculado através do ajuste do fluxo térmico radial, em função da frequência pela J_0 [25], para os seguintes intervalos de pontos experimentais.

$$31 \text{ cm} \leq r \leq 85 \text{ cm} \quad \Delta r = 9 \text{ cm}$$

$$31 \text{ cm} \leq r \leq 76 \text{ cm} \quad \Delta r = 9 \text{ cm}$$

$$40 \text{ cm} \leq r \leq 76 \text{ cm} \quad \Delta r = 9 \text{ cm}$$

Os resultados obtidos são apresentados na Figura 4-1. Pode ser observado que os valores correspondentes ao ajuste com cinco pontos experimentais apresentam melhor comportamento. Por isso, o valor do raio extrapolado foi tomado como sendo a média aritmética dos valores obtidos nesse ajuste, ou seja:

$$R_{\text{ext}} = (90,56 \pm 0,43) \text{ cm}$$

4-6 Sistema Moderador Puro

Os pulsos de nêutrons térmicos como função do tempo obtidos no sistema moderador puro, normalizados em relação ao pulso na posição $Z = 35,0 \text{ cm}$, são mostrados na Figura 4-2, para as várias posições axiais. Esses pulsos foram registrados no analisador multicanal, em 512 canais de memória com $200 \mu\text{s}$ de largura. Os últimos canais não foram representados por apresentarem pouca ou nenhuma contagem.

A figura 4-3 representa as amplitudes das ondas neutrônicas, em função da posição axial do detetor para diversos valores de frequência. Pode ser observado que as curvas apresentam um comportamento assintótico de acordo com a equação:

$$A(r, Z) = \phi(r) e^{-\alpha(\omega)Z} \quad (4-2)$$

Os valores de atenuação da amplitude em função da frequência estão representados na Figura 4-4.

As fases das ondas neutrônicas em função da posição do detetor estão mostradas na Figura 4-5. O comportamento linear das curvas é evidente para todos os valores de fre

quência. A variação da fase com a frequência é descrita pela equação:

$$\theta(Z) = \theta_0 - \xi(\omega)Z \quad (4-3)$$

O atraso de fase por unidade de comprimento em função da frequência esta representado na Figura 4-6.

Os valores teóricos e experimentais de $\alpha(\omega)$ e $\xi(\omega)$ são apresentados na Tabela 4-1. As leis de dispersão teórica e experimental para a água pesada pura estão ilustradas na Figura 4-7. A concordância entre as duas curvas é muito boa, exceto pelos desvios que ocorrem para frequências altas. O desvio máximo ocorrido em $\alpha(\omega)$ é de 7,25% para a frequência de 250 Hz e 9,21% em $\xi(\omega)$ para a frequência de 230 Hz.

Os componentes real e imaginário de $\rho^2(\omega)$ experimental e teórica estão representadas nas Figuras 4-8 e 4-9, respectivamente. Como pode ser observado os resultados da comparação das partes reais das funções são completamente diversos. Os erros no comprimento de relaxação inverso complexo, se compõem de tal forma, que um pequeno desvio na lei de dispersão, resulta em grandes desvios no módulo de $\alpha^2(\omega) - \xi^2(\omega)$. Na parte imaginária da função, a composição de erros não é tão violenta e os resultados são bastante razoáveis. A Figura 4-10 apresenta as leis de dispersão experimental e teórica no plano $\rho^2(\omega)$. Os valores numéricos das componentes real e imaginária de $\rho^2(\omega)$, experimental e teórica estão listados na Tabela 4-2.

A análise das discrepâncias observadas nas comparações acima, pode ser feitas através dos coeficientes da expansão polinomial de $\rho^2(\omega)$, experimental e teórica, em potências de $i\omega$. Foram feitos vários ajustes pelo método dos mínimos quadrados, variando o número de pontos da expansão, bem como no número de pontos experimentais, a fim de se observar o comportamento dos coeficientes ajustados.

Os grandes desvios na função $\alpha^2(\omega) - \xi^2(\omega)$ tornou im-

possível a determinação experimental dos coeficientes P_2 e P_4 que dependem principalmente do conteúdo de alta frequência. O valor de P_0 foi calculado como a média ponderada pelos erros experimentais até a frequência de 150Hz.

$$P_0 = \frac{\sum_{i=1}^n \text{Re}(i) \frac{1}{\sigma^2(\text{Re})i}}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{\sigma^2(\text{Re})i}} \quad (4-4)$$

onde $\text{Re}(i)$: parte real da função $\rho^2(\omega)$.

O melhor comportamento da parte imaginária da função $\rho^2(\omega)$ permitiu que fosse feita a seguinte expansão:

$$2 \alpha(\omega)\xi(\omega) = P_1\omega + P_3\omega^3 \quad (4-5)$$

A Tabela 4-3 apresenta os valores dos coeficientes P_i experimentais e teóricos para o sistema moderador puro.

Perez et al [26] mostraram que o termo $P_1\omega$ é aproximadamente igual a $D_0^{-1}\omega$. Como D_0 é um parâmetro de difusão, a maioria da informação contida na função $2\alpha(\omega)\xi(\omega)$ diz respeito a esse processo. Isso explica o razoável acordo que existe entre as funções $2\alpha(\omega)\xi(\omega)$ experimental e teórica sobre uma larga faixa de frequência. Entretanto, a medida que a frequência aumenta, os dados experimentais se afastam da curva teórica (aproximadamente uma reta pois a teoria utilizada considera apenas os processos de difusão), mostrando a influência do coeficiente P_3 que depende dos efeitos de termalização.

4.7 Sistema Moderador-Combustível

Na Figura 4-11, os pulsos de nêutrons térmicos para o sistema moderador-combustível são apresentados para as várias posições axiais. Todos os pulsos são normalizados para

o pulso na posição 35,0 cm. Também nesse caso, os últimos dos 512 canais não foram registrados por insuficiência de contagem.

As amplitudes e as fases dos pulsos para as várias frequências, como função da posição são mostradas nas Figuras 4-12 e 4-13. Os valores de $\alpha(\omega)$ e $\xi(\omega)$ foram obtidos desses gráficos através de um ajuste linear pelo método dos mínimos quadrados, como no caso anterior.

Para o cálculo de $\alpha(\omega)$ e $\xi(\omega)$ teóricos a partir das equações (2-9) ou (2-10), é necessário conhecer, além dos outros parâmetros do sistema, o valor da constante térmica γ . Essa constante, como já foi dito antes, pode ser determinada através da comparação entre leis de dispersão traçadas para vários valores de γ com a lei de dispersão experimental. O critério adotado na escolha do melhor valor empírico de γ é baseado na melhor concordância entre as leis de dispersão experimental e teórica para frequência zero. O menor desvio entre os pontos determina γ . Baseado nesse procedimento γ foi tomado como 3,9.

As leis de dispersão experimental e teórica para o valor de $\gamma=3,9$ são mostradas na Figura 4-14. Pode ser observado que no plano $\rho(\omega)$, existe uma excelente concordância entre teoria e experimento até a frequência de 210Hz. Os valores de $\alpha(\omega)$ e $\xi(\omega)$ experimentais e teóricos estão listados na Tabela 4-4 e representados como função da frequência nas Figuras 4-15 e 4-16, respectivamente.

As Figuras 4-17 e 4-18 apresentam as partes real e imaginária de $\rho^2(\omega)$ experimentais e teóricas. Novamente, podem ser vistos nessas comparações os efeitos da termalização e da propagação de erros nos dados experimentais, especialmente na função $\alpha^2(\omega)-\xi^2(\omega)$. As leis de dispersão experimental e teórica no plano $\rho^2(\omega)$, para o sistema moderador-combustível, estão representadas na Figura 4-19 e seus componentes estão listados na Tabela 4-5.

Os coeficientes da expansão polinomial de $\rho^2(\omega)$ experimental e teórica em potência de $i\omega$ são listados na Tabela 4-6. Devido aos grandes desvios apresentados pela função $\alpha^2(\omega) - \xi^2(\omega)$ foi impossível a determinação experimental de P_2 e P_4 . O valor de P_0 foi tomado como o valor limite da função $\alpha^2(\omega) - \xi^2(\omega)$ quando $\omega \rightarrow 0$.

No capítulo 2 foi mostrado que os coeficientes P_0 e P_1 podem ser relacionados com a constante térmica γ . Através dessas relações γ foi calculado como 3,93 em termos de P_0 e 5,1 em termos de P_1 . O excelente acordo existente entre o valor de γ calculado através de P_0 e aquele obtido empiricamente pode ser explicado pelo fato de ambos terem sido determinados a partir de dados para a frequência zero. O grande desvio apresentado pelo valor de γ calculado a partir de P_1 é devido ao fato desse parâmetro depender de toda a faixa de frequência, já que é a derivada da função $2\alpha(\omega)\xi(\omega)$. Além disso, o valor de γ calculado através da relação com P_1 , depende fortemente do valor da velocidade média dos nêutrons térmicos, que foi determinada pela equação de Maxwell:

$$v_{th} = \sqrt{\frac{8KT}{\pi m}}$$

onde

K: Constante de Boltzmann = $1,38054 \times 10^{-16}$ erg/ $^{\circ}$ K

T: Temperatura média do meio = 298,04 $^{\circ}$ K

m: Massa do nêutron = $1,67482 \times 10^{-24}$ g.

Ainda no capítulo 2 foi apresentado um método para determinação de γ e do produto np , através dos valores de $\alpha(\omega)$ e $\xi(\omega)$ experimentais. Entretanto, como a solução das equações resultantes envolvem as funções $\alpha^2(\omega) - \xi^2(\omega)$ e $2\alpha(\omega)\xi(\omega)$ os erros introduzidos por essas funções se fazem sentir nos valores calculados como pode ser observado na Figura 4-20, que apresenta os valores de γ e np calculados para diversas frequências.

4-8 Interseção das Leis de Dispersão dos Sistemas Moderador Puro e Moderador-Combustível

A Figura 4-21 apresenta as leis de dispersão dos sistemas moderador puro e moderador-combustível. Pode ser observado que as curvas são aproximadamente paralelas e devido a irregularidade dos pontos experimentais, a curva correspondente ao sistema moderador-combustível corta a curva do sistema moderador puro em dois pontos correspondentes as frequências:

$$1^{\circ} \text{ interseção } \omega_c = 188 \text{ Hz}$$

$$\omega_m = 180 \text{ Hz}$$

$$2^{\circ} \text{ interseção } \omega_c = 208 \text{ Hz}$$

$$\omega_m = 190 \text{ Hz}$$

onde ω_c : frequência correspondente ao sistema moderador-combustível

ω_m : frequência correspondente ao sistema moderador puro

Os valores de α_c e ξ_c , correspondentes a essas interseções, são respectivamente:

$$\alpha_c = 0,572 \times 10^{-1}$$

$$\xi_c = 0,492 \times 10^{-1}$$

e

$$\alpha_c = 0,589 \times 10^{-1}$$

$$\xi_c = 0,512 \times 10^{-1}$$

Esses valores podem ser introduzidos nas equações desenvolvidas na seção 2-7 a fim de serem calculados dois do seguinte grupo de parâmetros: η , p , τ_{th} , L_g .

Os valores de τ_{th} e do produto ηP calculados para a primeira interseção apresentam desvios de 38% e 97%, respectivamente, em relação aos valores teóricos calculados pelo código CRUEL III-bis. Esse fato constitui uma evidência de que essa interseção deve ser desprezada. Para a segunda interseção τ_{th} foi calculado como 119,36, que concorda com o valor teórico (125,79) em cerca de 5%. O valor do produto ηP foi determinado como 1,26 sendo o valor teórico 1,22, portanto apresentando um desvio de 3,3%. Portanto, apesar da interseção não estar bem definida deveria ocorrer em um ponto próximo à segunda interseção, já que os resultados obtidos estão coerentes com os valores teóricos.

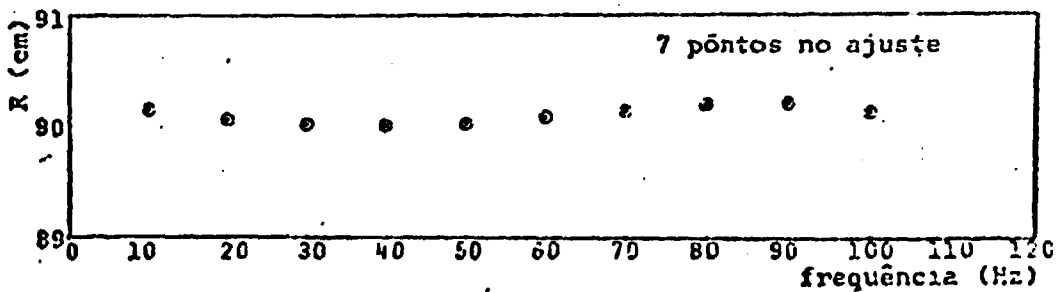
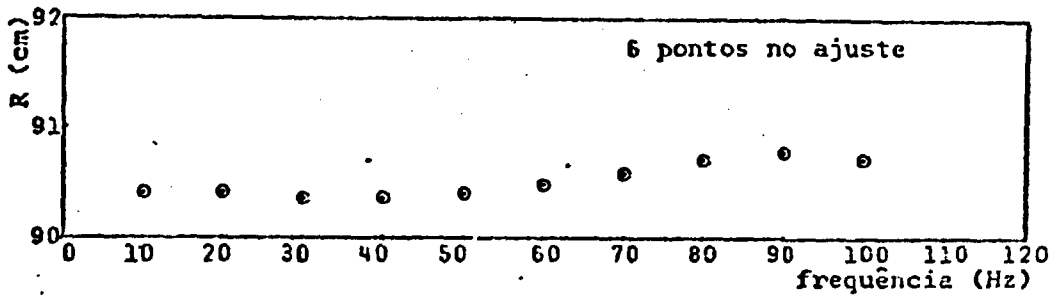
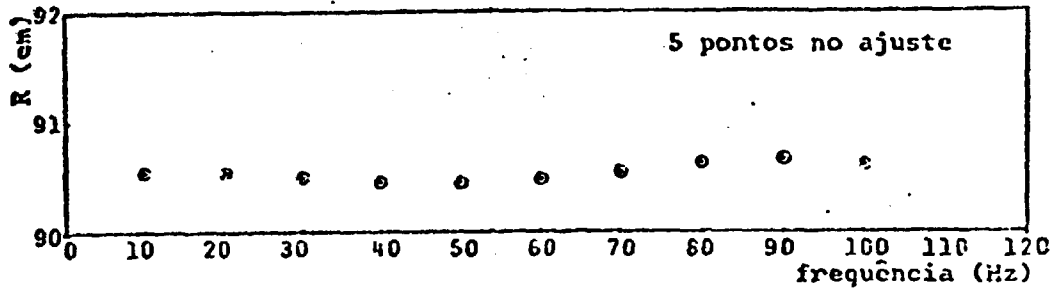


Figura 4-1 Raio Extrapolado x Frequência.

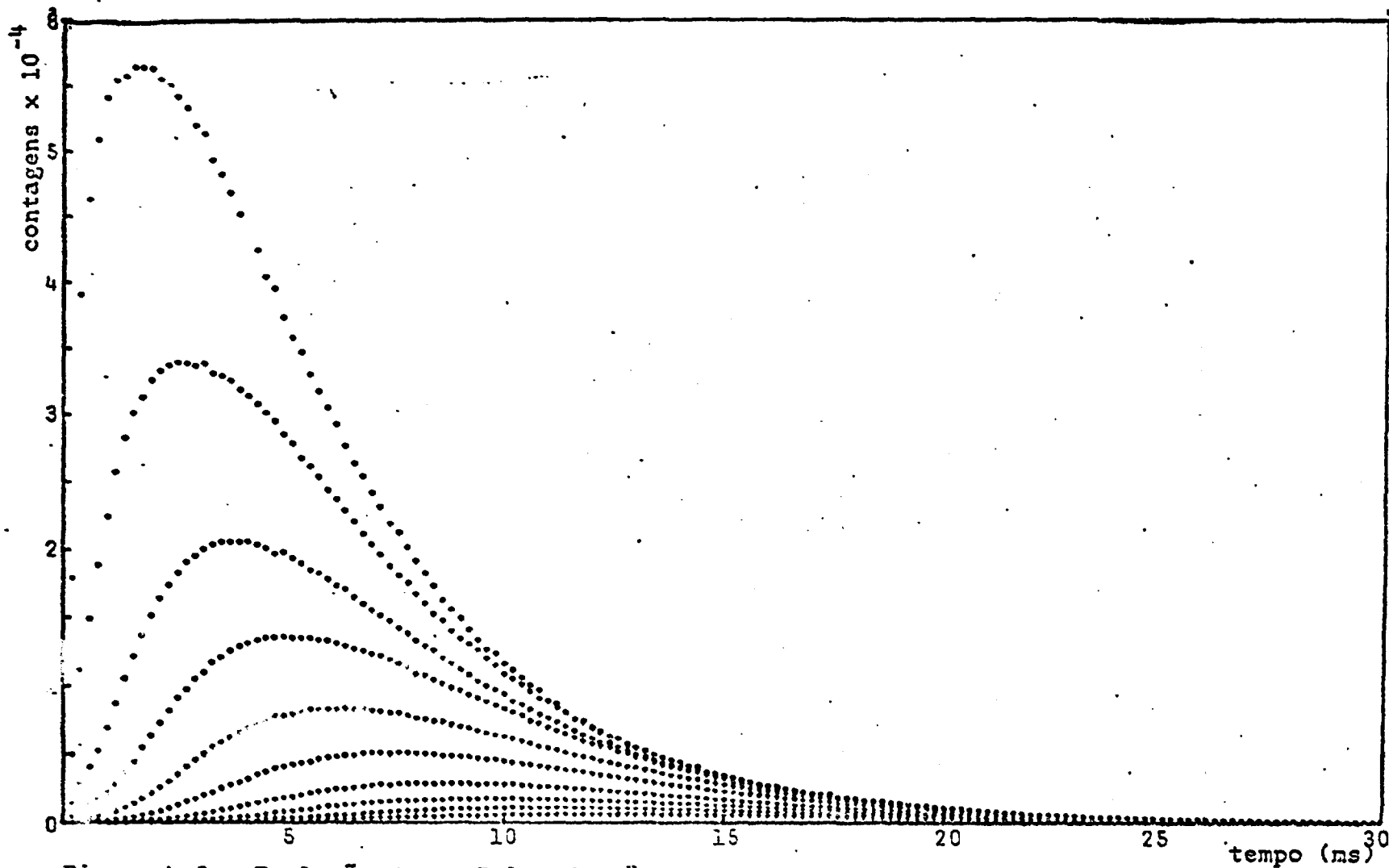


Figura 4-2 Evolução de um Pulso de Nêutrons ao Longo de um Eixo Vertical.
Sistema Moderador Puro.

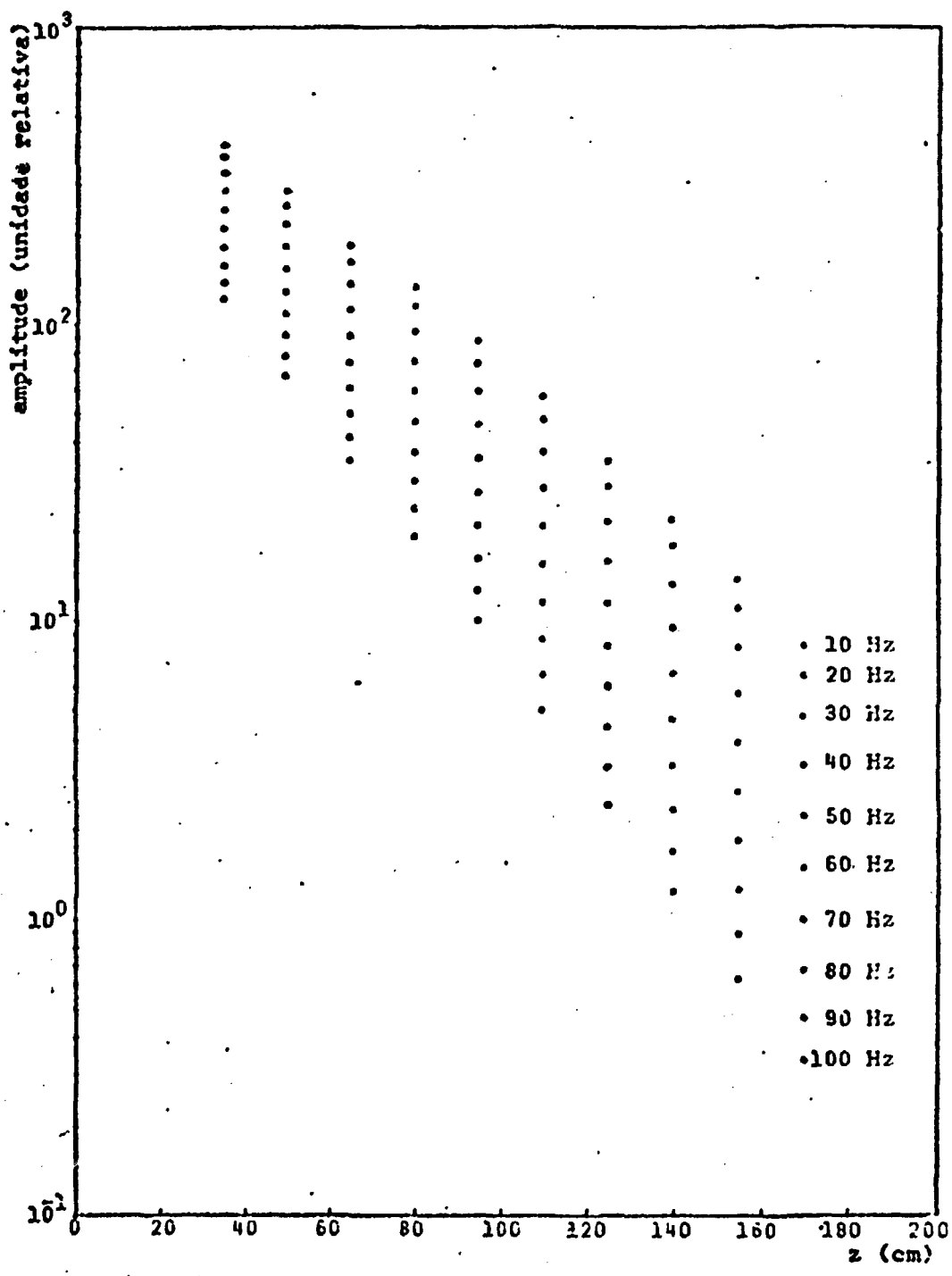


Figura 4-3 Amplitude x Posição Axial do Detetor.
Sistema Moderador Puro.

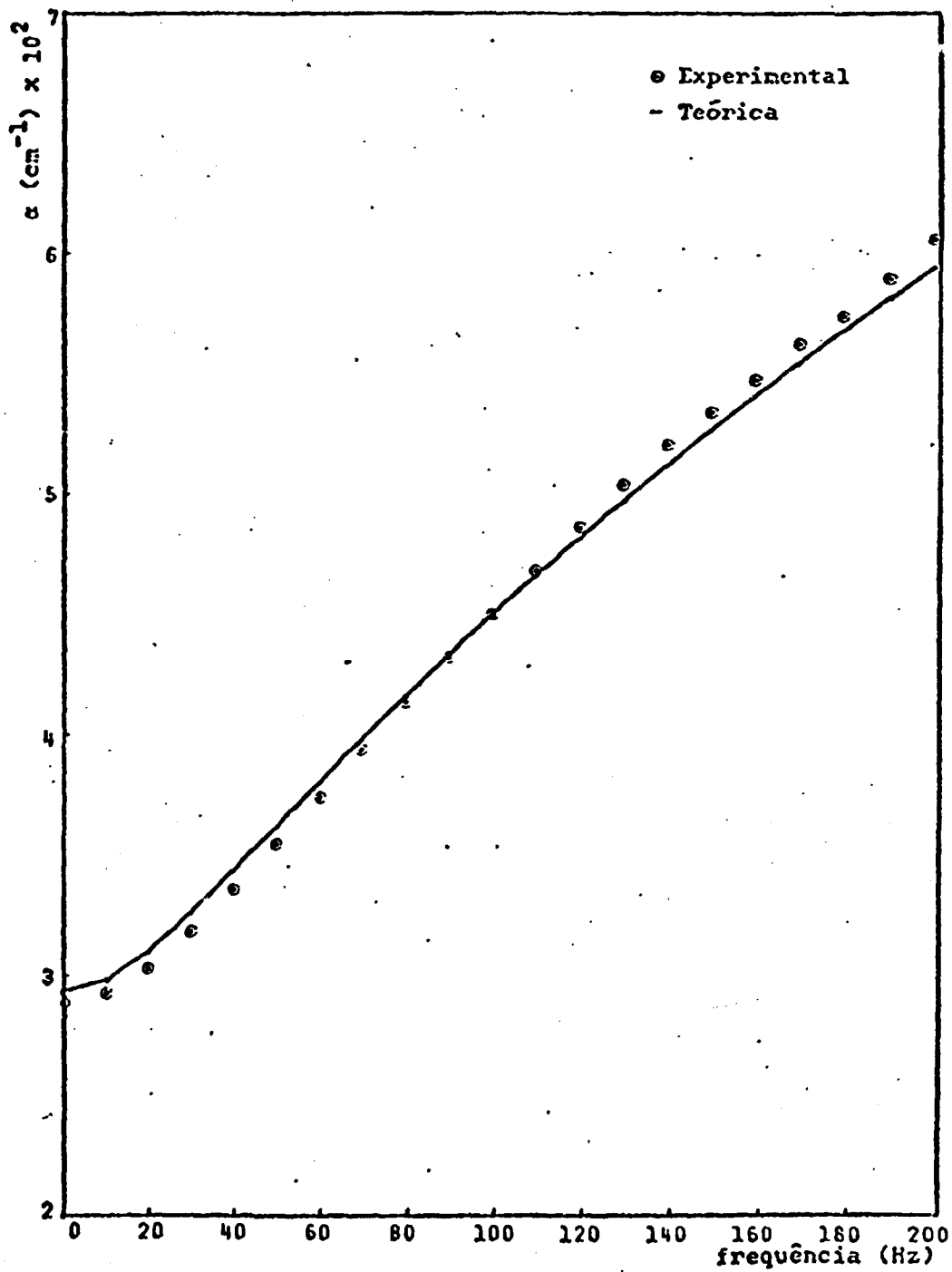
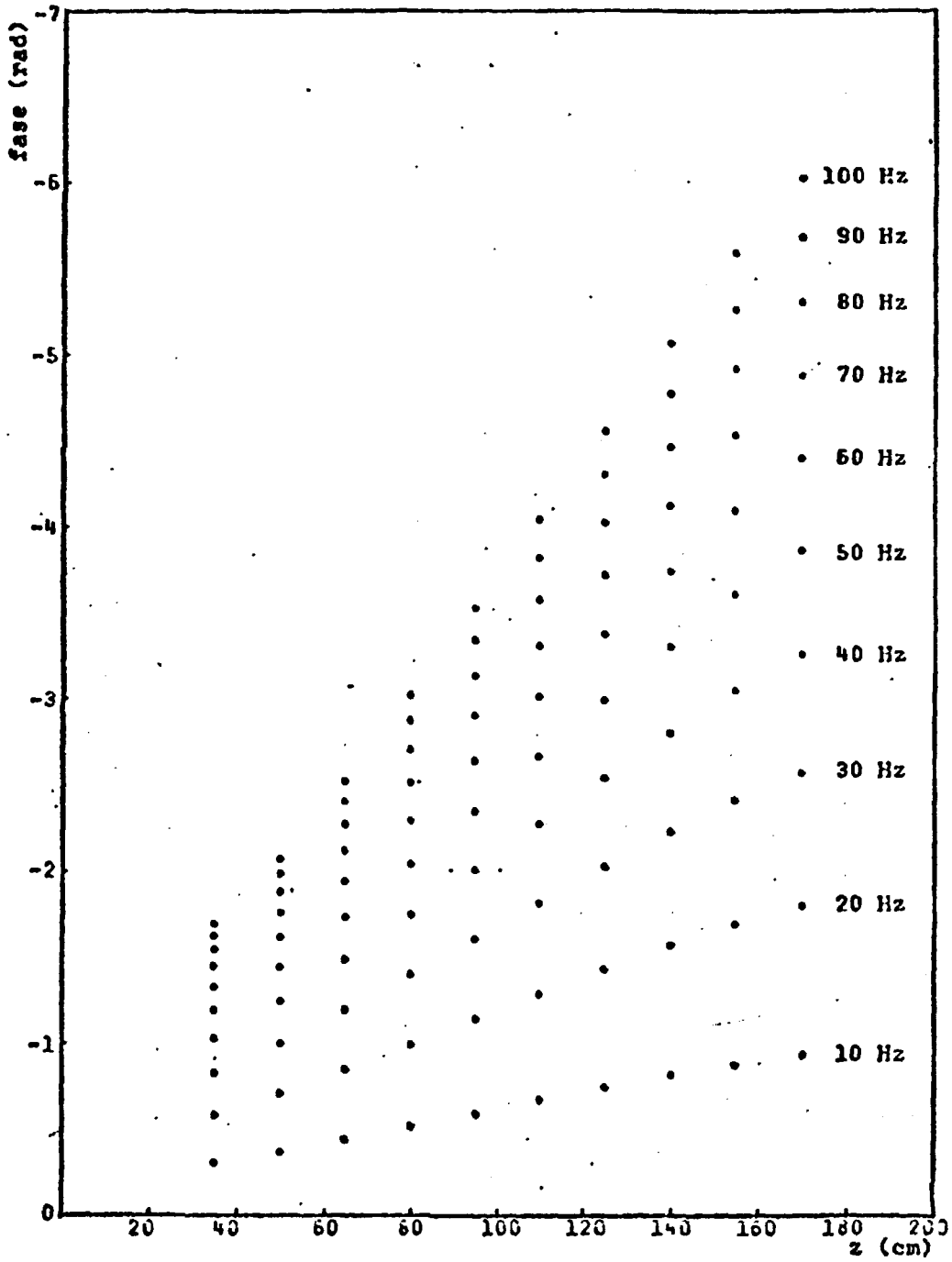


Figura 4-4 Atenuação da Amplitude x Frequência.
Sistema Moderador Puro.



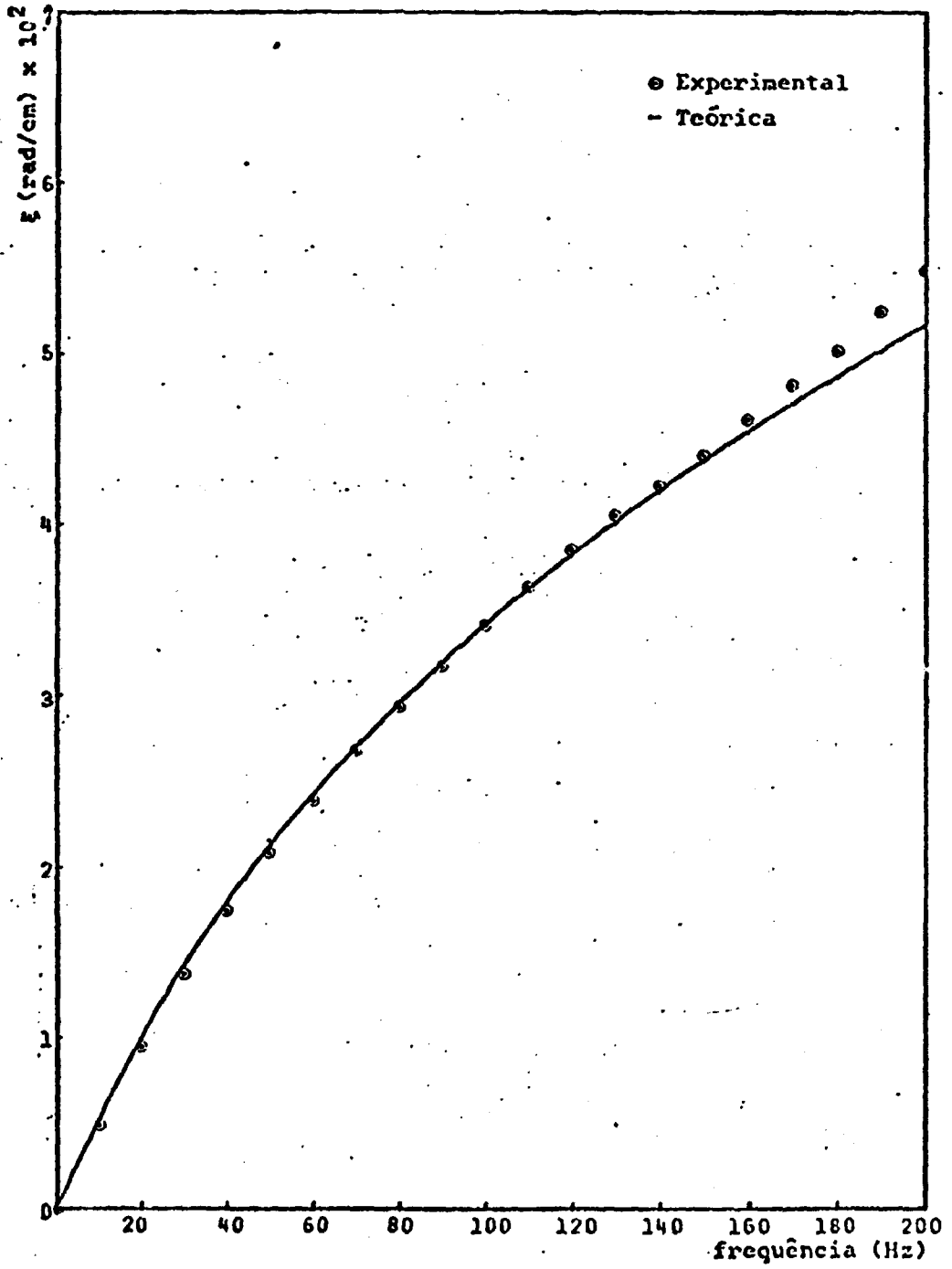


Figura 4-6 Atraso da Fase x Frequência.
Sistema Moderador Puro.

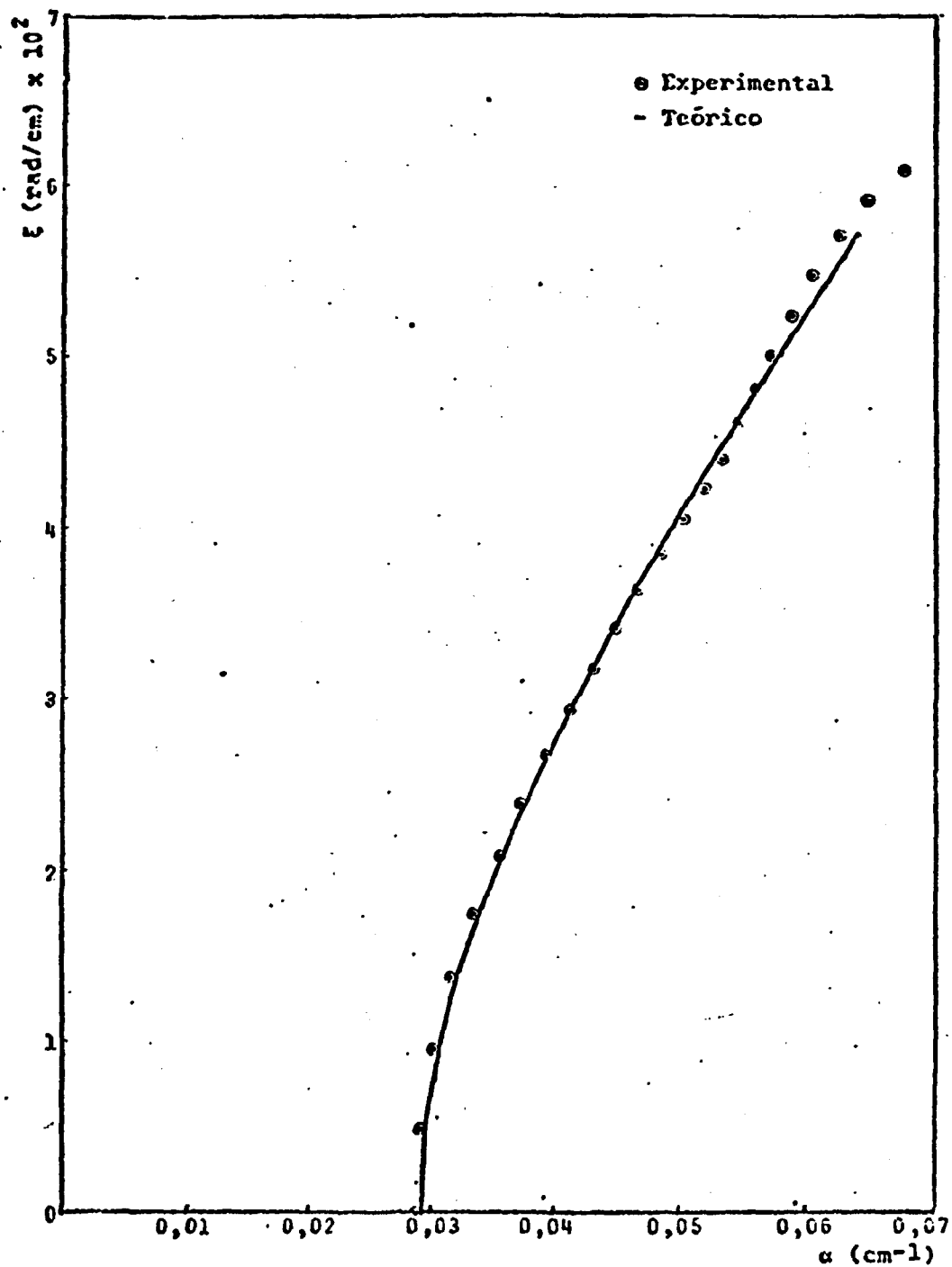


Figura 4-7 Leis de Dispersão Experimental e Teórica.
Sistema Moderador Puro.

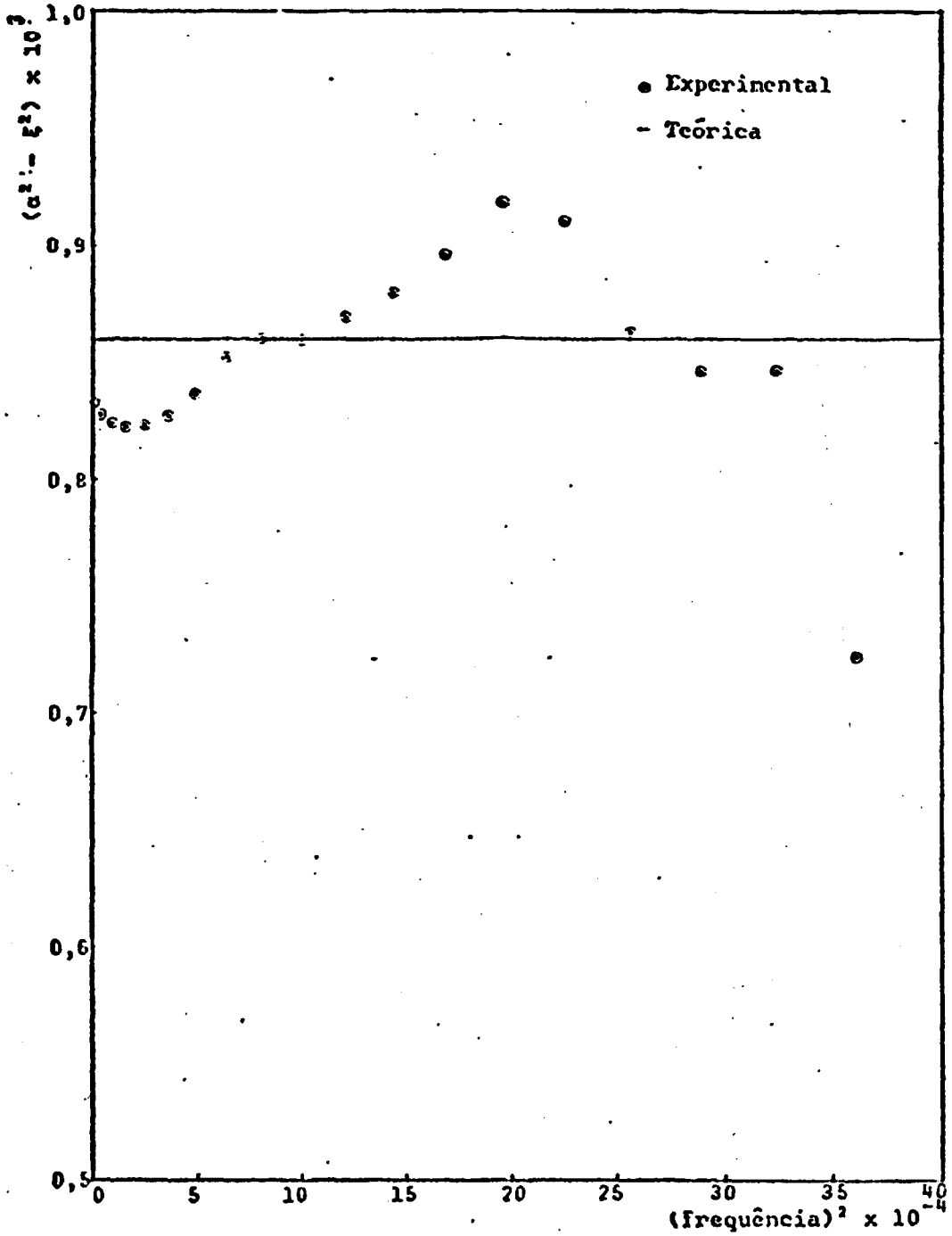


Figura 4-8 Componente real de $\rho^2(\omega) \times (\text{Frequência})^2$.
Sistema Moderador- Puro.

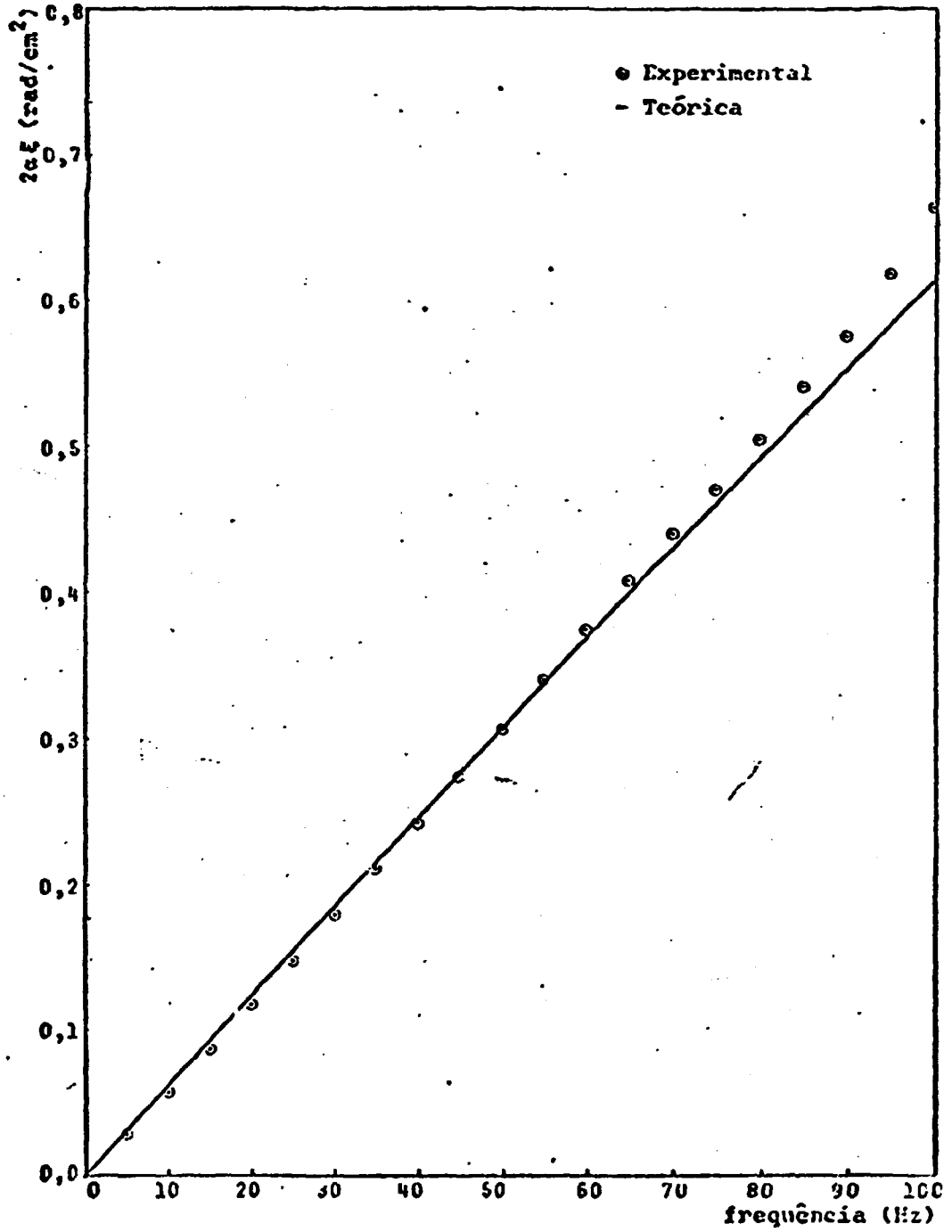


Figura 4-9 Componente Imaginária de $\rho^2(\omega)$ x Frequência Sistema Moderador Puro.

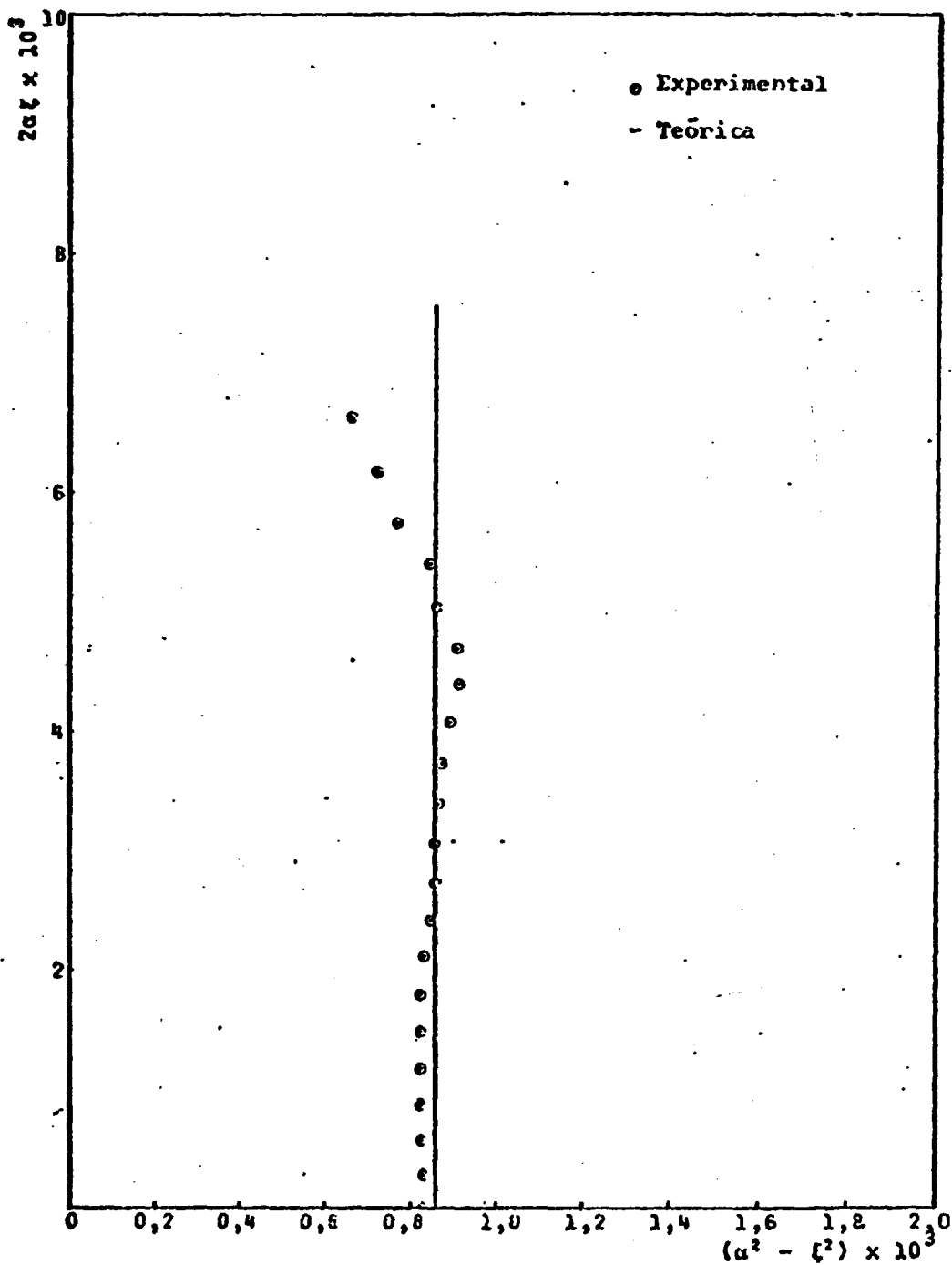


Figura 4-10 Leis de Dispersão Experimental e Teórica no Plano $\rho^2(\omega)$: Sistema Moderador Puro.

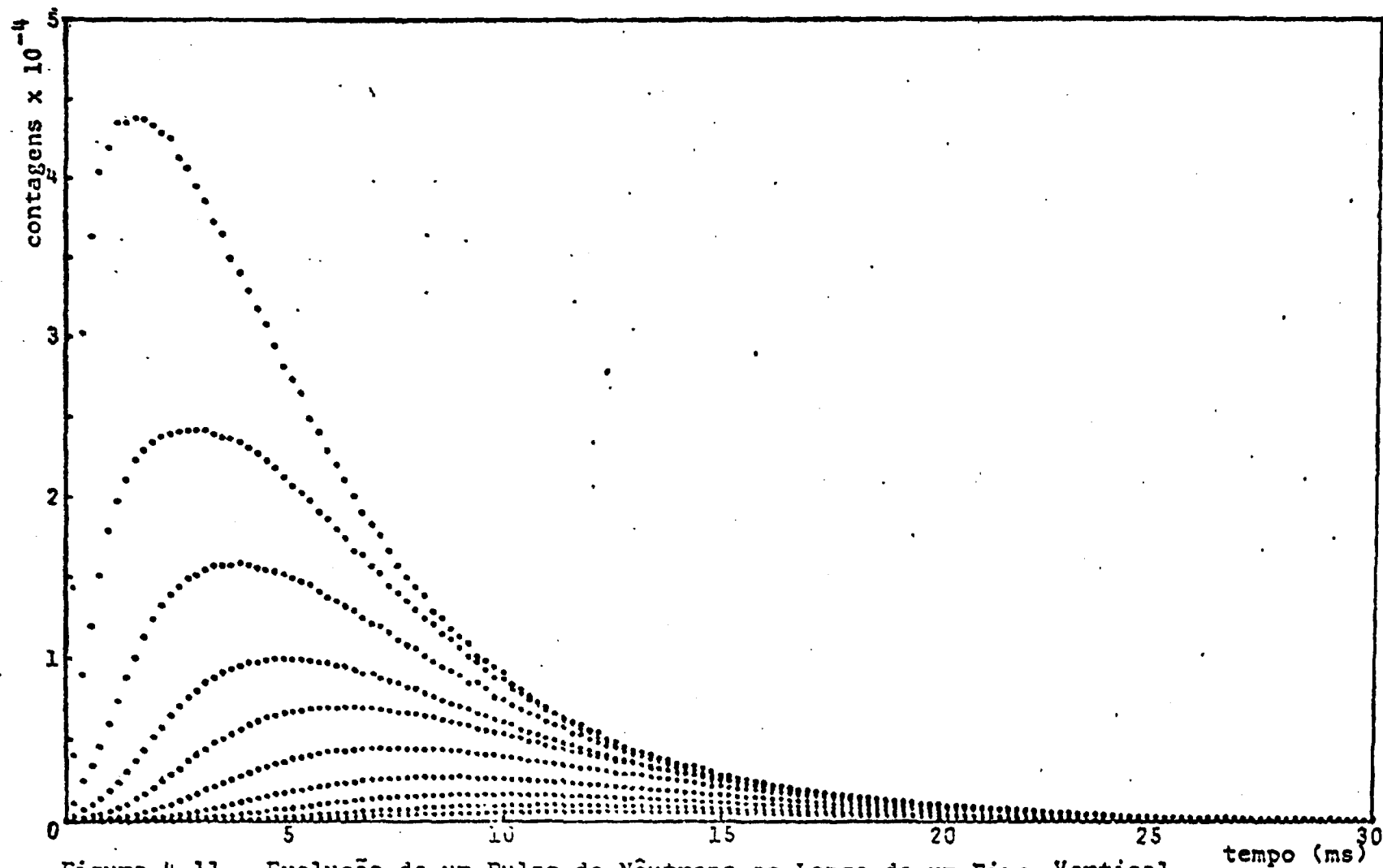


Figura 4-11 Evolução de um Pulso de Nêutrons ao Longo de um Eixo Vertical.
 Sistema Moderador-Combustível.

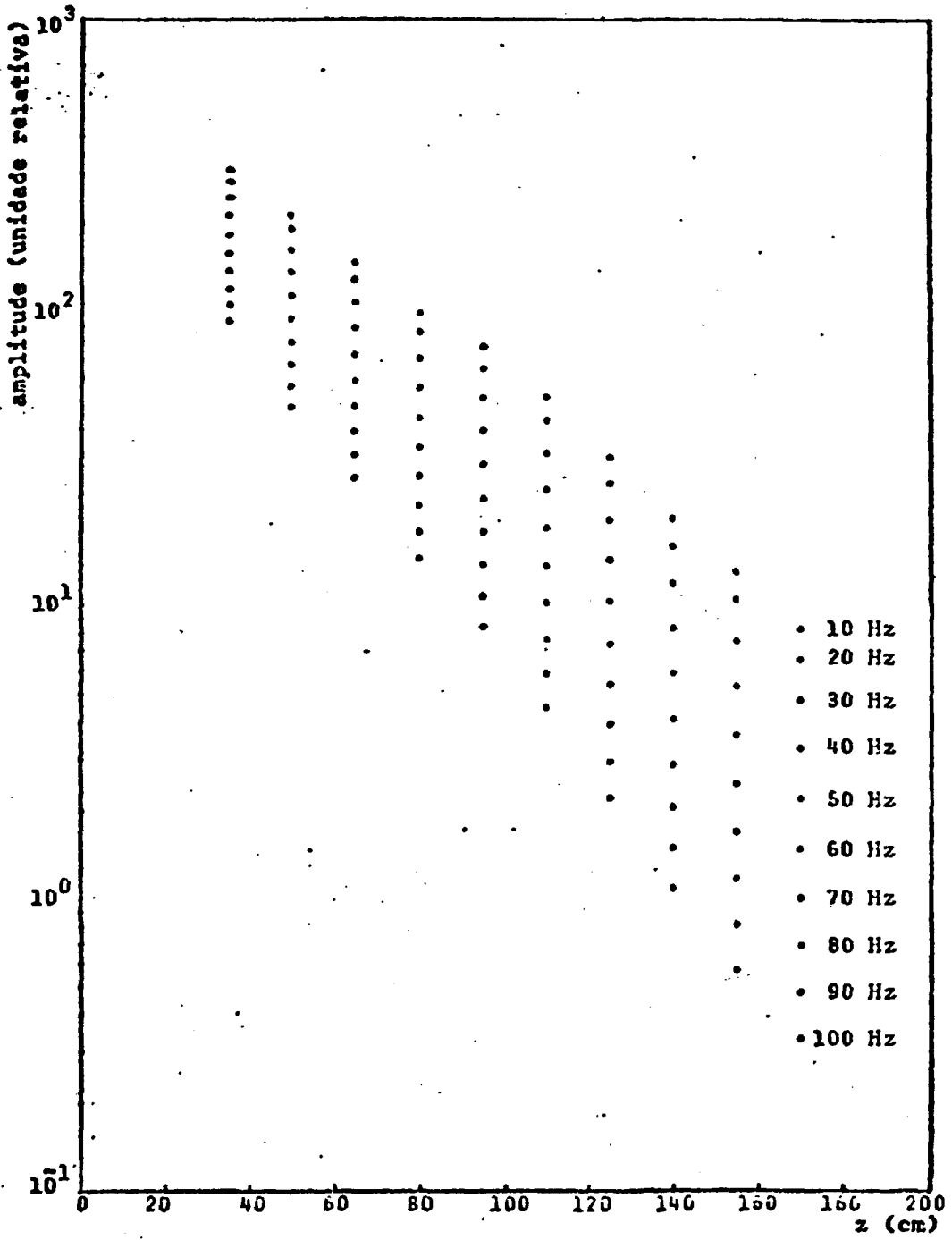


Figura 4.12 Amplitude x Posição Axial do Detetor.
Sistema Moderador-Combustível.

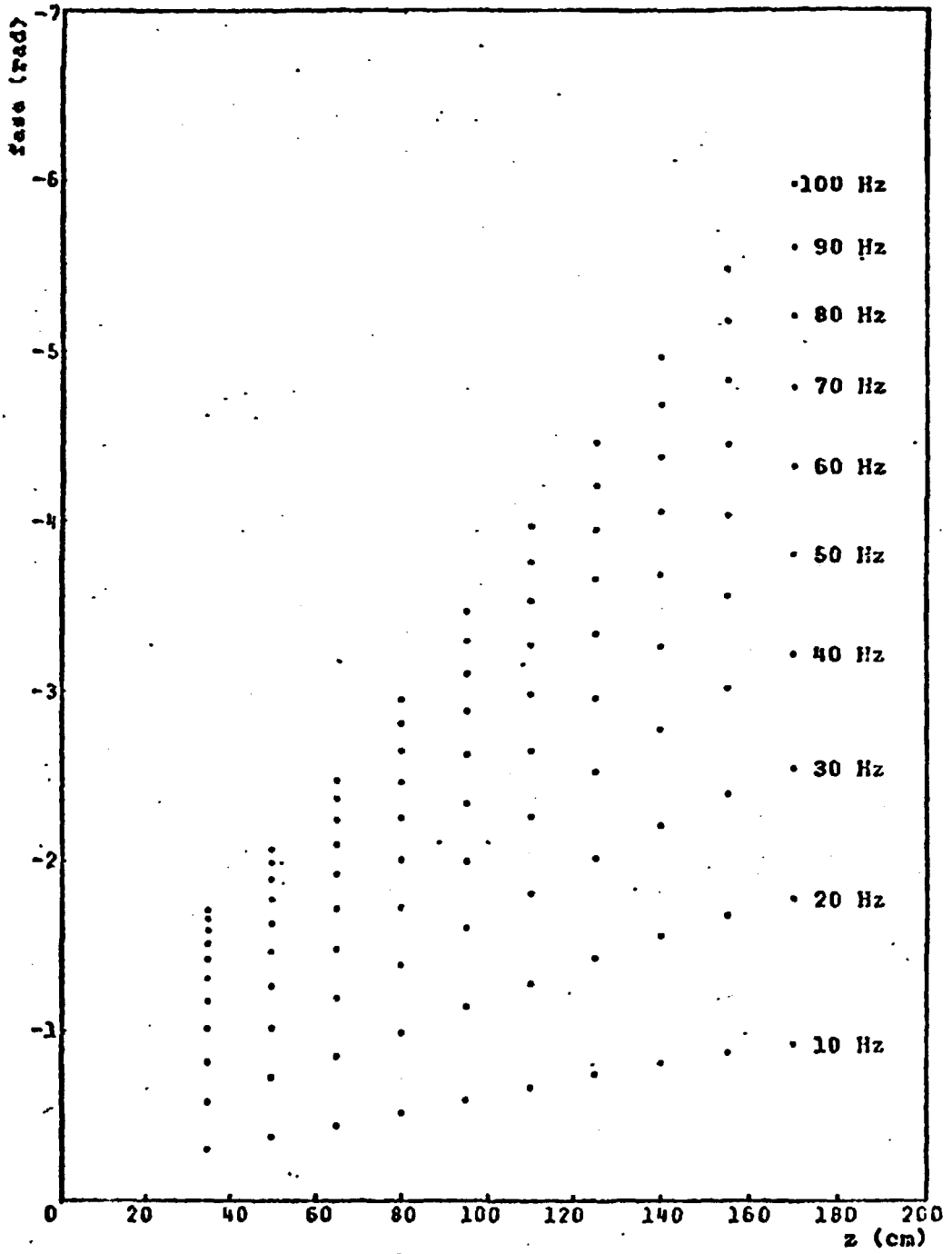


Figura 4-13 Fase x Posição Axial do Detetor.
Sistema Moderador-Combustível.

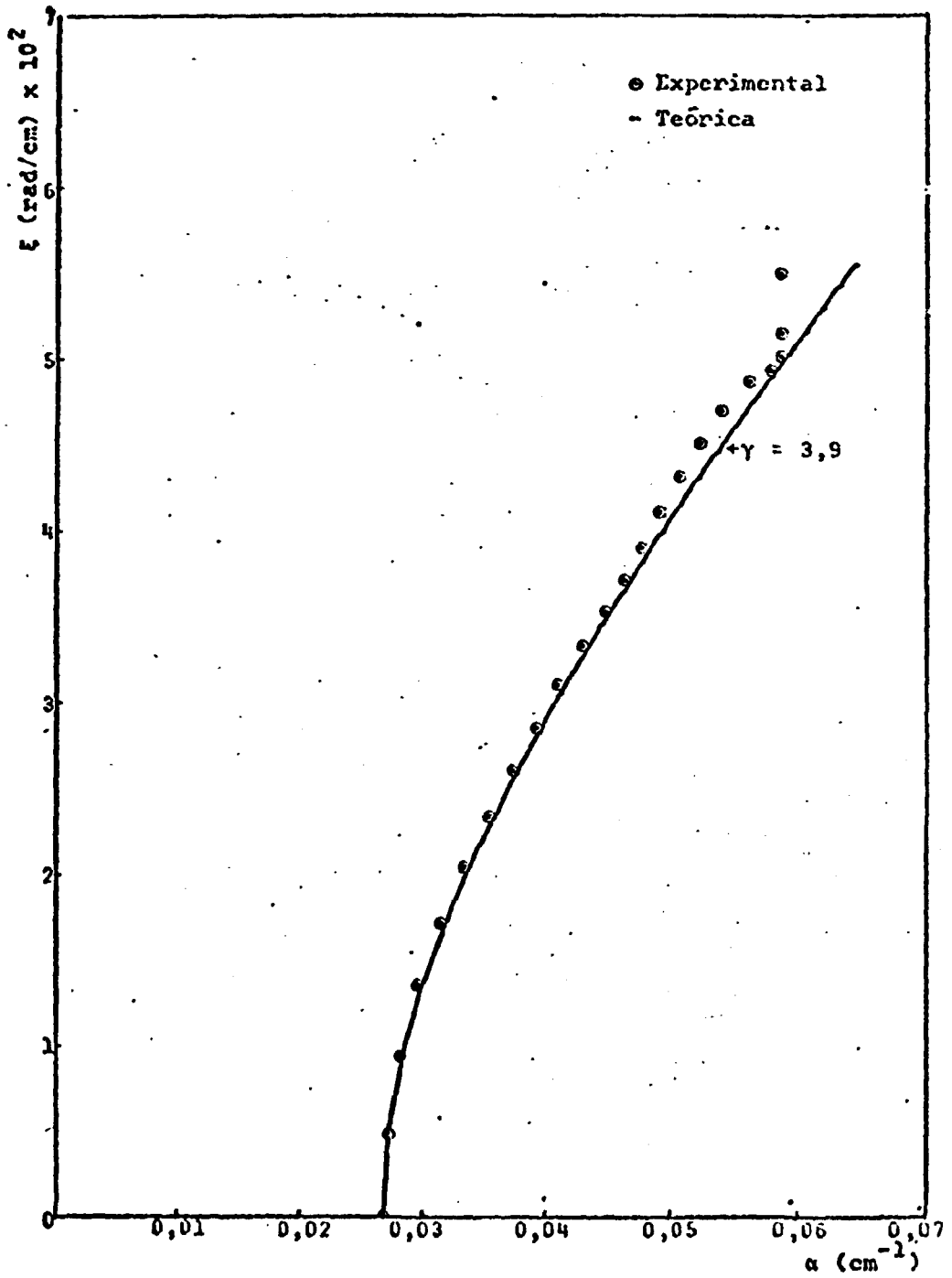


Figura 4-14 Leis de Dispersão Experimental e Teórica.
Sistema Moderador-Combustível.

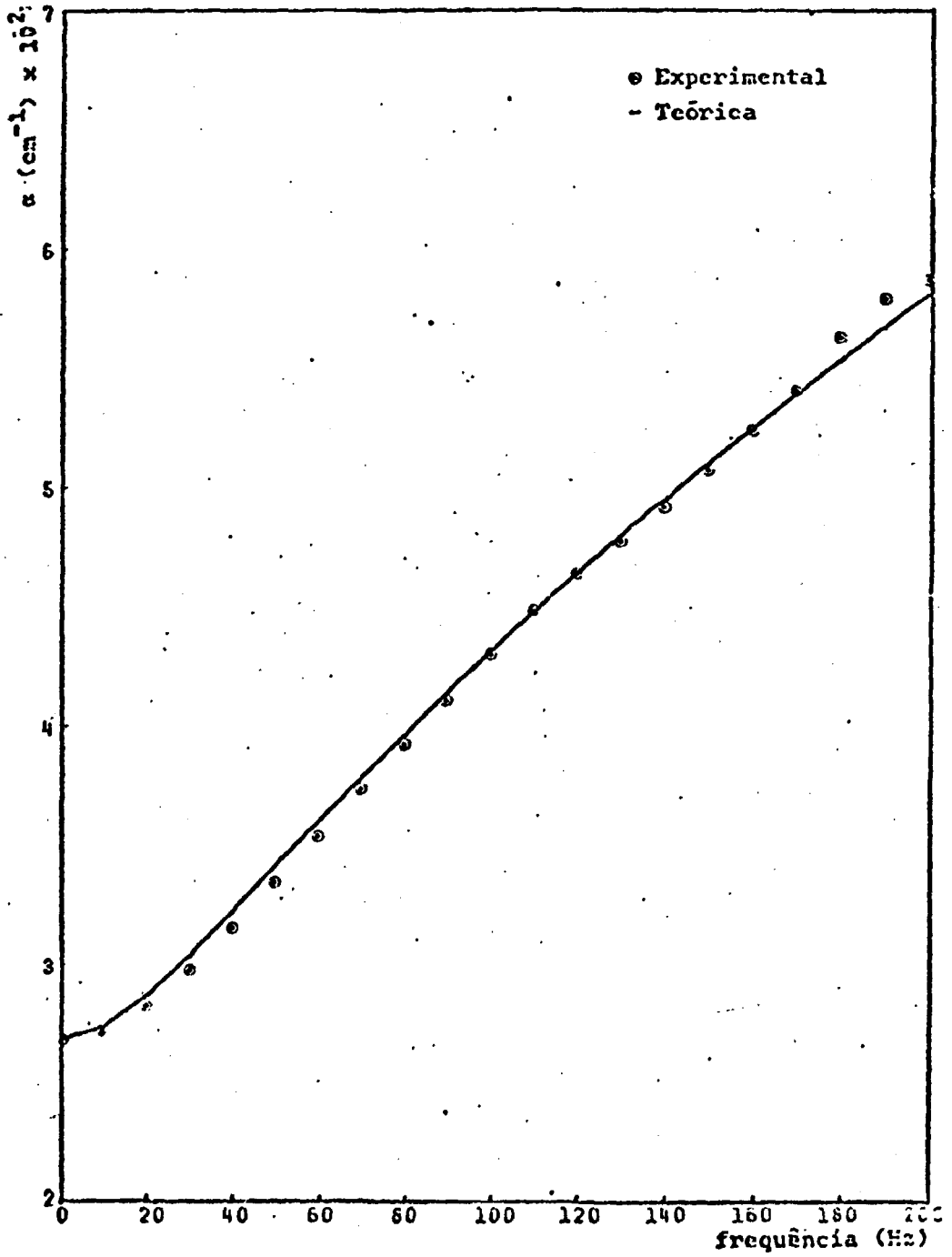


Figura 4-15 Atenuação da Amplitude x Frequência.
Sistema Moderador-Combustível.

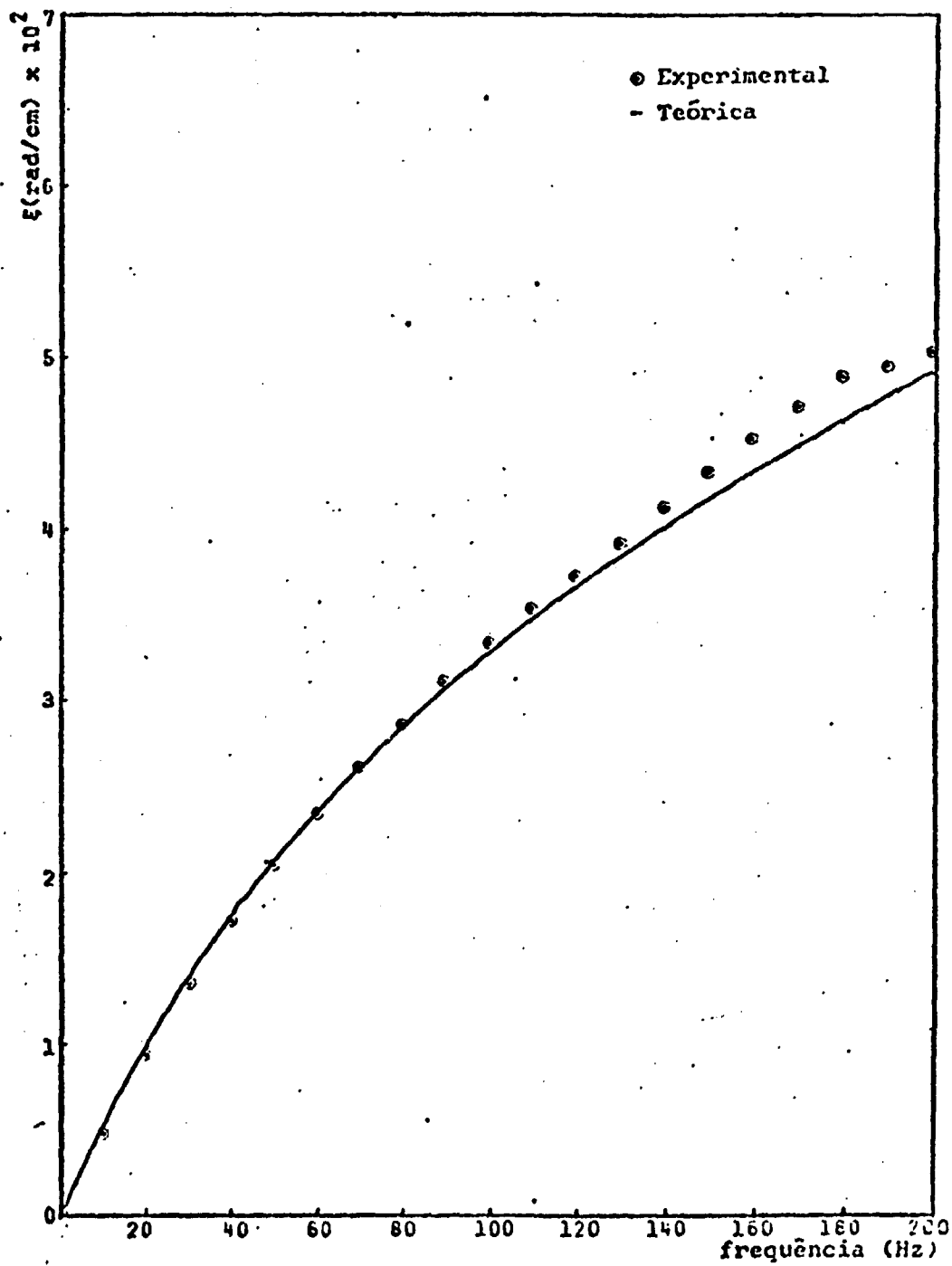


Figura 4-16 Atraso da Fase x Frequência.
Sistema Moderador-Combustível.

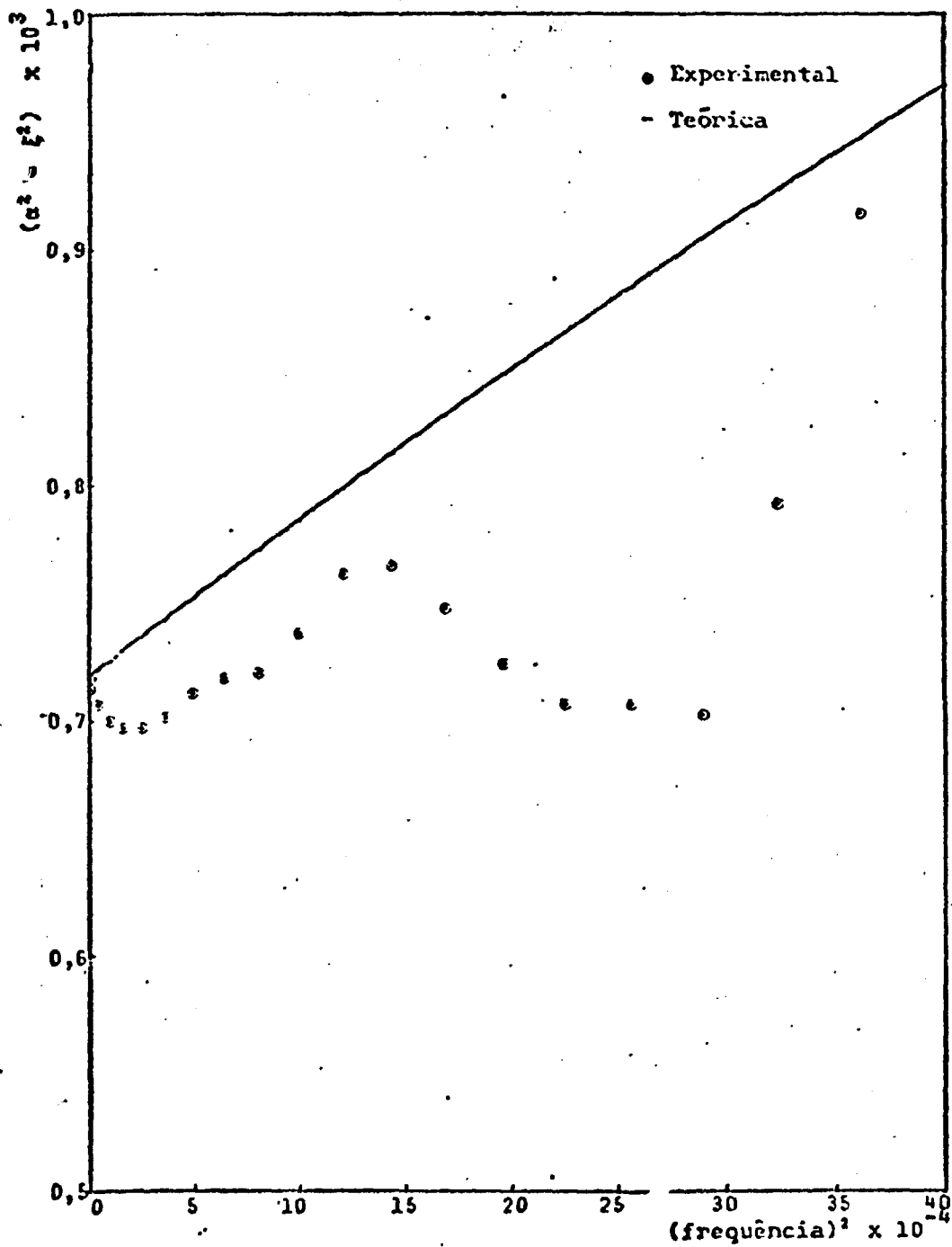


Figura 4-17 Componente Real de $\rho^2(\omega) \times (\text{Frequência})^2$. Sistema Moderador-Combustível.

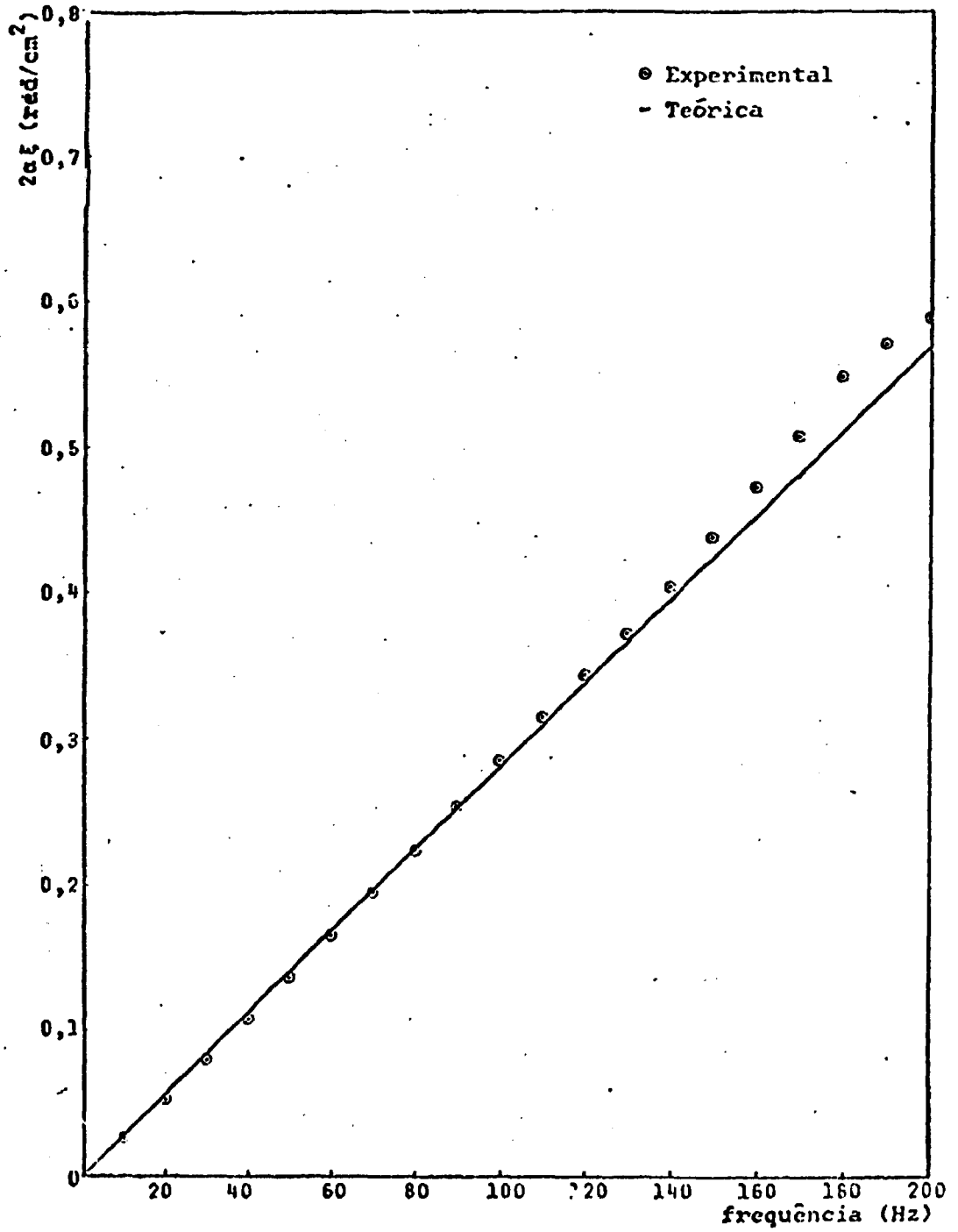


Figura 4-18 Componente Imaginária de $\rho^2(\omega) \times$ Frequência.
Sistema Moderador-Combustível.

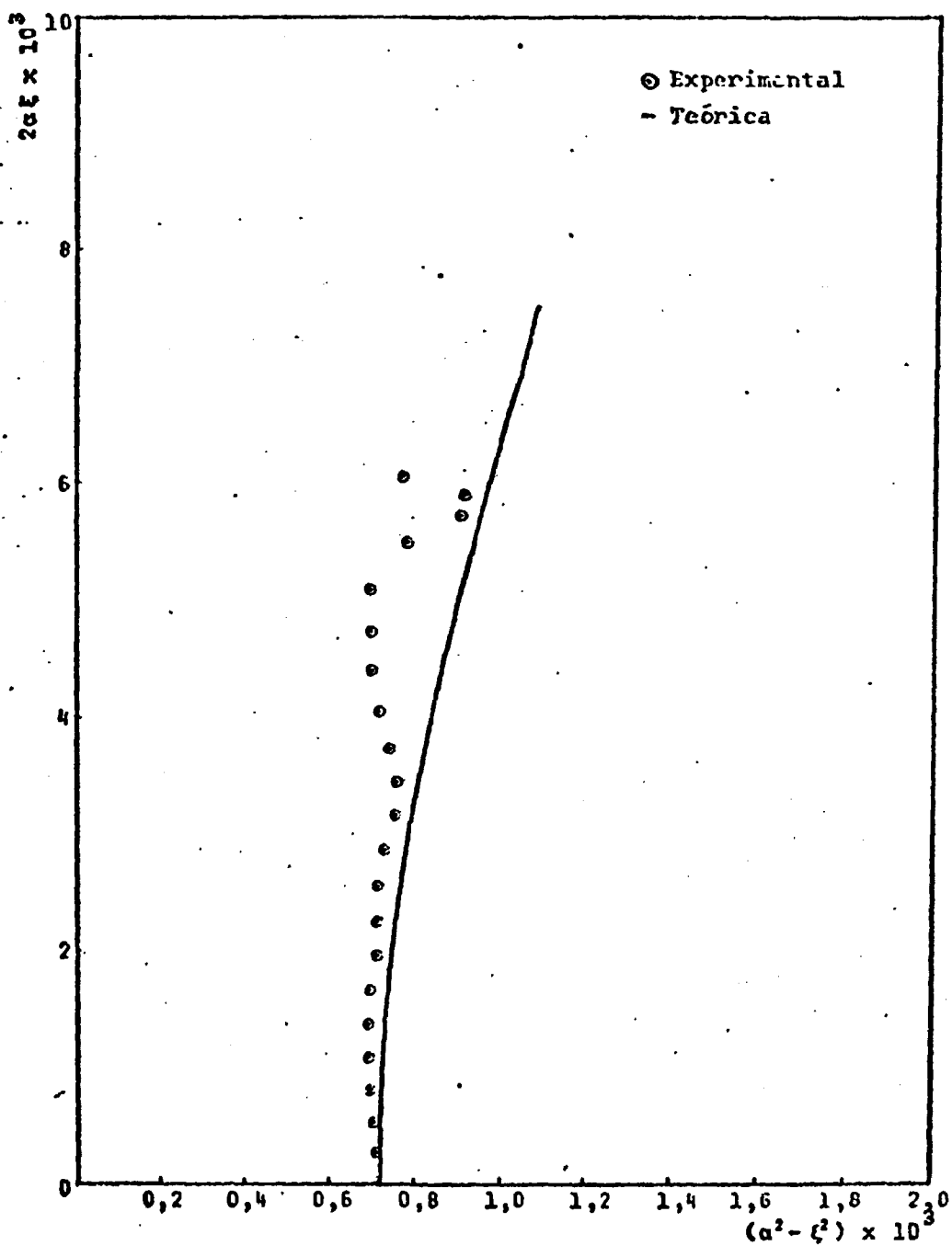


Figura 4-19 Leis de Dispersão Experimental e Teórica no Plano $\rho^2(\omega)$. Sistema Moderador-Combustível.

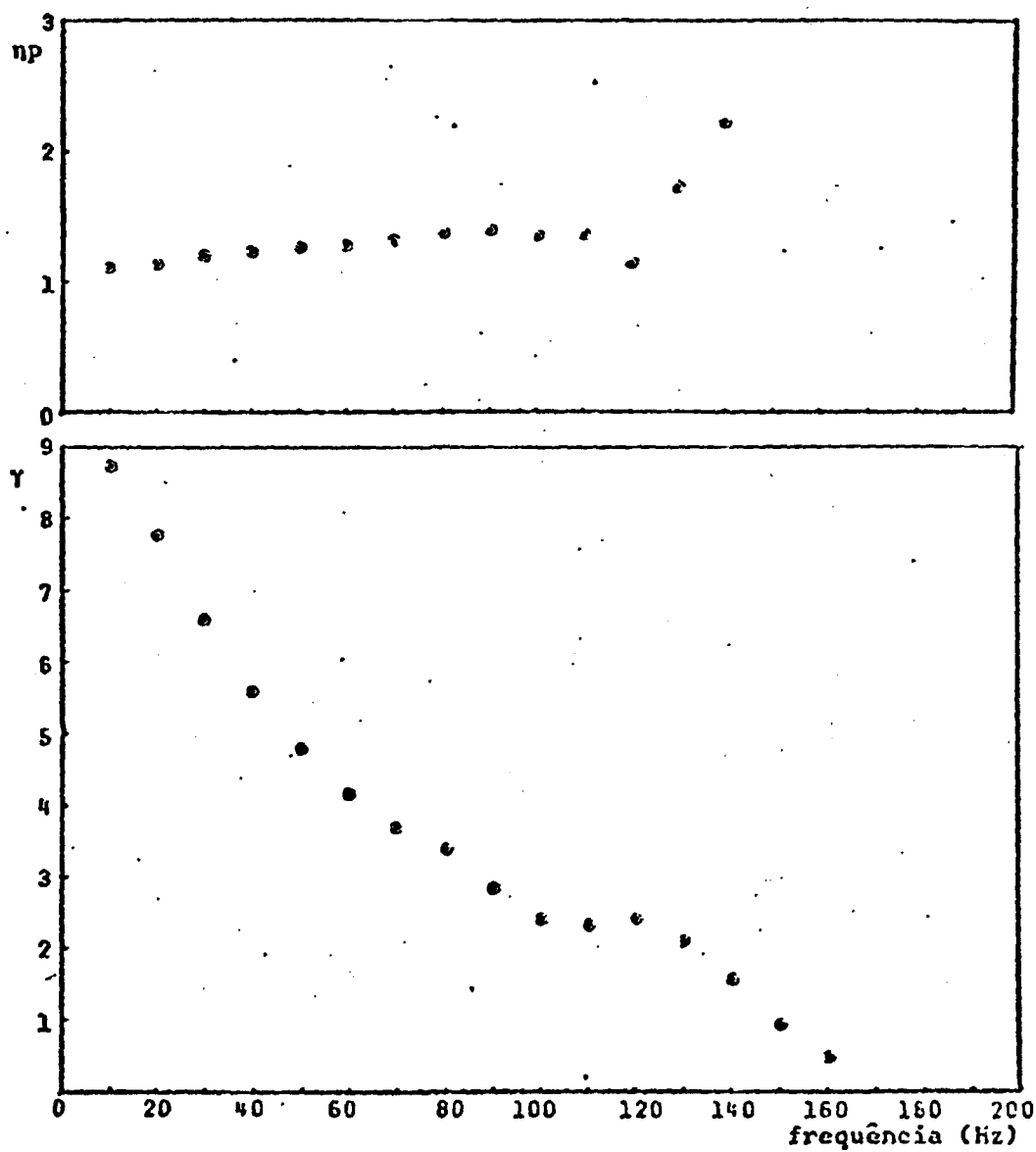


Figura 4-20 Valores de np e γ Obtidos a Partir de $\alpha(\omega)$ e $\xi(\omega)$ Experimentais.

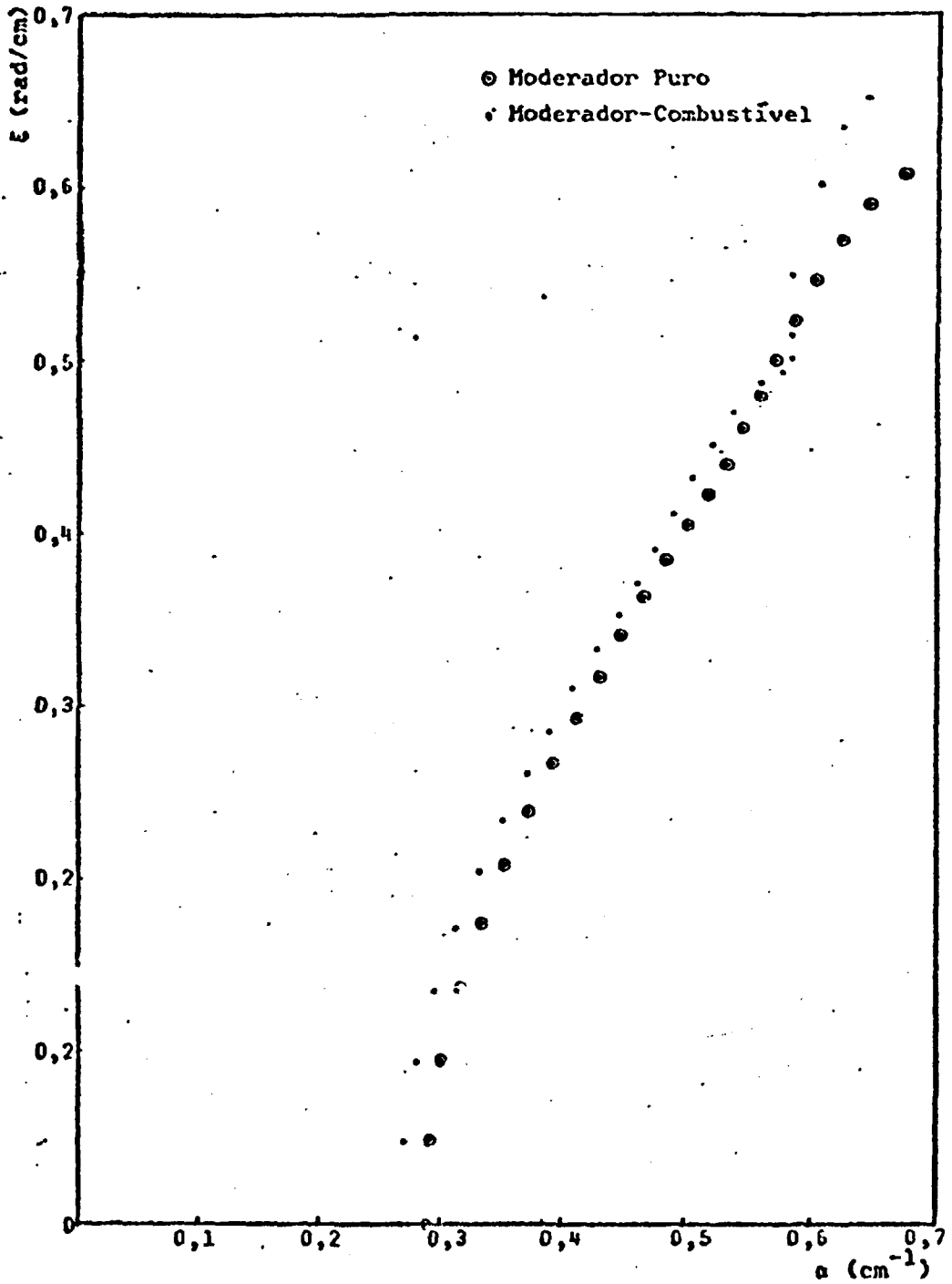


Figura 4-21 Interseção das Leis de Dispersão dos Sistemas Moderador Puro e Moderador-Combustível.

Freq. (Hz)	α Teórico (cm^{-1})	α Exp. (cm^{-1})	ξ Teórico (rad/cm)	ξ Exp. (rad/cm)
0	-0,0289	-0,0289	0	0
10	-0,0294	-0,0293	-0,0053	-0,0051
20	-0,0306	-0,0303	-0,0101	-0,0095
30	-0,0323	-0,0318	-0,0143	-0,0137
40	-0,0341	-0,0336	-0,0181	-0,0175
50	-0,0359	-0,0355	-0,0214	-0,0209
60	-0,0378	-0,0374	-0,0244	-0,0239
70	-0,0397	-0,0394	-0,0272	-0,0268
80	-0,0415	-0,0414	-0,0297	-0,0293
90	-0,0432	-0,0432	-0,0321	-0,0317
100	-0,0449	-0,0450	-0,0344	-0,0341
110	-0,0465	-0,0468	-0,0365	-0,0363
120	-0,0481	-0,0486	-0,0385	-0,0385
130	-0,0496	-0,0503	-0,0404	-0,0405
140	-0,0511	-0,0520	-0,0422	-0,0423
150	-0,0526	-0,0533	-0,0440	-0,0440
160	-0,0540	-0,0547	-0,0457	-0,0461
170	-0,0554	-0,0561	-0,0473	-0,0480
180	-0,0568	-0,0573	-0,0489	-0,0501
190	-0,0581	-0,0589	-0,0504	-0,0523
200	-0,0594	-0,0605	-0,0519	-0,0547
210	-0,0607	-0,0627	-0,0534	-0,0571
220	-0,0619	-0,0648	-0,0548	-0,0592
230	-0,0631	-0,0676	-0,0562	-0,0601
240	-0,0643	-0,0713	-0,0575	-0,0597
250	-0,0655	-0,0701	-0,0588	-0,0586

Tabela 4-1 - Valores teóricos e experimentais de $\alpha(\omega)$ e $\xi(\omega)$ -
Sistema Moderador Puro

Freq. (Hz)	$(\alpha^2 - \xi^2) \times 10^3$		$(2\alpha\xi) \times 10^3$	
	Teórico	Exper.	Teórico	Exper.
0	0,8601	0,8328	0	0,0
10	0,8601	0,8320	0,3059	0,2859
20	0,8599	0,8275	0,6118	0,5759
30	0,8601	0,8239	0,9176	0,8718
40	0,8601	0,8224	1,2234	1,1730
50	0,8601	0,8230	1,5293	1,4793
60	0,8601	0,8268	1,835	1,7925
70	0,8601	0,8367	2,1409	2,1108
80	0,8603	0,8522	2,4466	2,4276
90	0,8601	0,8605	2,7528	2,7407
100	0,8601	0,8599	3,0586	3,0673
110	0,8601	0,8693	3,3645	3,4001
120	0,8601	0,8795	3,6704	3,7406
130	0,8602	0,8960	3,9762	4,0772
140	0,8606	0,9183	4,2819	4,3957
150	0,8601	0,9101	4,5879	4,6972
160	0,8601	0,8631	4,8938	5,0421
170	0,8601	0,8461	5,1997	5,3996
180	0,8601	0,7745	5,5056	5,7472
190	0,8601	0,7241	5,811	6,1724
200	0,8603	0,6653	6,1173	6,6285

Tabela 4-2.- Valores teóricos e experimentais das partes real e imaginária de $\rho^2(\omega)$ - Sistema Moderador Puro

<i>Coefficientes</i>	<i>Experimental</i>	<i>Teórico</i>
P_0	$8,294 \times 10^{-4}$	$8,346 \times 10^{-4}$
P_1	$4,572 \times 10^{-6}$	$4,907 \times 10^{-5}$
P_2	-	-
P_3	$3,088 \times 10^{-13}$	$5,642 \times 10^{-17}$
P_4	-	-

Tabela 4-3 - Coeficientes da expansão de $\rho^2(\omega)$ em potências de $i\omega$ - Sistema Moderador Puro

Freq. (Hz)	α Teórico (cm^{-1})	α Exp. (cm^{-1})	ξ Teórico (rad/cm)	ξ Exp. (rad/cm)
0	-0,0268	-0,0268	0	0
10	-0,0273	-0,0272	-0,0051	-0,0049
20	-0,0286	-0,0282	-0,0098	-0,0095
30	-0,0303	-0,0297	-0,0138	-0,0135
40	-0,0321	-0,0315	-0,0174	-0,0172
50	-0,0340	-0,0335	-0,0206	-0,0205
60	-0,0359	-0,0354	-0,0233	-0,0234
70	-0,0378	-0,0374	-0,0259	-0,0261
80	-0,0396	-0,0392	-0,0283	-0,0285
90	-0,0413	-0,0411	-0,0306	-0,0309
100	-0,0430	-0,0430	-0,0326	-0,0333
110	-0,0447	-0,0448	-0,0346	-0,0353
120	-0,0462	-0,0463	-0,0364	-0,0371
130	-0,0479	-0,0477	-0,0382	-0,0391
140	-0,0494	-0,0492	-0,0399	-0,0411
150	-0,0509	-0,0508	-0,0416	-0,0432
160	-0,0524	-0,0524	-0,0431	-0,0451
170	-0,0538	-0,0541	-0,0447	-0,0471
180	-0,0553	-0,0563	-0,0461	-0,0487
190	-0,0566	-0,0579	-0,0476	-0,0493
200	-0,0503	-0,0587	-0,0489	-0,0502
210	-0,0594	-0,0587	-0,0503	-0,0513
220	-0,0607	-0,0588	-0,0517	-0,0550
230	-0,0620	-0,0611	-0,0529	-0,0603
240	-0,0633	-0,0627	-0,0543	-0,0636
250	-0,0646	-0,0647	-0,0555	-0,0653

Tabela 4-4 - Valores teóricos e experimentais de $\alpha(\omega)$ e $\xi(\omega)$ -
Sistema Moderador-Combustível

Freq. (Hz)	$(\alpha^2 - \xi^2) \times 10^3$		$(2\alpha\xi) \times 10^3$	
	Teórico	Exper.	Teórico	Exper.
0	0,7186	0,7178	0	0
10	0,7193	0,7136	0,2795	0,2625
20	0,7213	0,7069	0,5591	0,5297
30	0,7246	0,7003	0,8384	0,8042
40	0,7293	0,6971	1,1189	1,0851
50	0,7353	0,6973	1,3990	1,3708
60	0,7426	0,7015	1,6795	1,6612
70	0,7513	0,7118	1,9604	1,9546
80	0,7614	0,7180	2,2419	2,2462
90	0,7723	0,7206	2,5238	2,5501
100	0,7848	0,7370	2,8064	2,8633
110	0,7984	0,7626	3,0896	3,1653
120	0,8133	0,7663	3,3737	3,4454
130	0,8294	0,7482	3,6587	3,7316
140	0,8467	0,7245	3,9448	4,0524
150	0,8647	0,7076	4,2313	4,3916
160	0,8839	0,7073	4,5192	4,7352
170	0,9041	0,7031	4,8082	5,0870
180	0,9252	0,7925	5,0986	5,4934
190	0,9471	0,9159	5,3903	5,7199
200	0,9696	0,9283	5,6834	5,8998

Tabela 4-5 - Valores teóricos e experimentais das partes real e imaginária de $\rho^2(\omega)$ - Sistema Moderador-Combustível

<i>Coefficientes</i>	<i>Experimental</i>	<i>Teórico</i>
P_0	$7,102 \times 10^{-4}$	$7,045 \times 10^{-4}$
P_1	$4,324 \times 10^{-6}$	$4,372 \times 10^{-6}$
P_2	-	-
P_3	$4,057 \times 10^{-13}$	$2,912 \times 10^{-13}$
P_4	-	-

Tabela 4-6 - Coeficientes da expansão de $\rho^2(\omega)$ em potências de $i\omega$ - Sistema Moderador-Combustível

5 - CONCLUSÕES

O principal objetivo deste trabalho foi o de avaliar a aplicabilidade do Método do Elemento Único ao sistema subcrítico CAPITU. Para isso, a técnica de propagação de ondas de nêutrons foi utilizada para estudar o sistema heterogêneo formado por um único feixe de elementos combustíveis colocado no centro da montagem. Foram determinadas as leis de dispersão para os sistemas moderador puro e moderador-combustível.

Devido ao fato de existirem poucas referências bibliográficas disponíveis sobre o Método de Elemento Único, não foram tomados os cuidados adequados na execução das medidas. As medidas axiais foram realizadas na posição radial correspondente ao anulamento do primeiro harmônico fundamental ($r=40$ cm). De acordo com Corno [3], referência esta obtida posteriormente, as medidas deveriam ter sido feitas próximas ao ponto de máximo do fluxo radial ($r=20,5$ cm). Teoricamente este fato não afeta os resultados porque a constante de decaimento é independente da posição dentro da montagem. Mas, para esta última posição, o número de contagens acumulado sob o detetor seria muito maior, melhorando consideravelmente a estatística. Como o cronograma de trabalho da subcrítica não podia sofrer alterações, não foi possível repetir nenhuma série de medidas. Assim, não pôde ser detetado nenhum tipo de erro experimental ou sistemático.

A constante térmica para o elemento combustível foi determinada por dois métodos. No primeiro através do ajuste paramétrico da lei de dispersão teórica à lei de dispersão experimental para o sistema moderador-combustível. No segundo através dos dois primeiros coeficientes da expansão $\rho^2(\omega)$ em potências de $i\omega$. Os valores de γ assim obtidos não foram comparados ao valor teórico devido às dificuldades computacionais associadas a este cálculo.

Uma interpretação diferente da experiência possibilita a avaliação da constante térmica e do produto ηp através

da separação da lei de dispersão do sistema moderador-combustível em seus componentes real e imaginário. Os resultados obtidos refletiram as incertezas associadas às funções experimentais $\alpha^2(\omega) - \xi^2(\omega)$ e $2\alpha(\omega)\xi(\omega)$. A constante térmica apresentou uma forte dependência com a frequência que merece ser investigada, pois, de acordo com a definição, γ é uma constante característica apenas do elemento combustível. Os valores calculados para o produto ηp apresentaram resultados comparáveis ao valor teórico sobre uma faixa de frequência de aproximadamente 100 Hz.

Teoricamente é possível demonstrar que as leis de dispersão para o sistema moderador puro e moderador-combustível se interceptam. Através dessa interseção, dois entre os quatro parâmetros η , p , τ e L_g podem ser determinados. Experimentalmente no entanto, a interseção ocorreu em dois pontos distintos, numa região de frequência onde existe uma imperfeição na curva da lei de dispersão do sistema moderador-combustível. Apesar disso, foram feitos os cálculos de τ e η , considerando estes dois pontos e os resultados comparados com aqueles fornecidos pelo código CRUEL-III-bis. A discordância substancial entre os resultados experimentais e teóricos levou ao abandono da primeira interseção. Uma razoável concordância foi obtida para os valores calculados para a segunda interseção e permitiu concluir que a interseção real deveria ocorrer próxima a este ponto.

Devido às dificuldades associadas com as dependências temporal e espacial do fluxo neutrônico, o desenvolvimento teórico foi baseado na Teoria da Difusão - Idade de Fermi. Um novo modelo teórico, levando em conta os efeitos de termalização, pode melhorar o método, predizendo valores mais precisos para os parâmetros a serem medidos experimentalmente.

REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] SYMPOSIUM ON PULSED NEUTRON RESEARCH, Karlsruhe, 10-14 May, 1965. Proceedings... Vienna, IAEA, 1965. 2V.
- [2] SYMPOSIUM ON NEUTRON NOISE, WAVES AND PULSE PROPAGATION, University of Florida, Gainesville, 14-16 Feb., 1966. Proceedings... Oak Ridge, Tenn., USAEC, 1967. 1 V.
- [3] CORNO, S.E. Method to determine the neutron absorption and multiplication parameters for cluster-type nuclear fuel elements. United States Patent Office, 1963. 5 p.
- [4] ZINK, J.W.; RODEBACK, G.W. The determination of lattice parameters by means of measurement on a single fuel element. Nuclear Science and Engineering, Hinsdale, 9: 16-25, 1961.
- [5] CORNO, S.E. Interpretazione teorica delle esperienze di moltiplicazione neutronica su un solo elemento di combustibile. Parte I. Energia Nucleare, 10 (11): 598-614, nov., 1963.
- [6] CORNO, S.E. Interpretazione teorica delle esperienze di moltiplicazione neutronica su un solo elemento di combustibile. Parte II. Energia Nucleare, 10 (12): 653-670, dic., 1963.
- [7] CORNO, S.E. Interpretazione teorica delle esperienze di moltiplicazione neutronica su un solo elemento di combustibile. Parte III. Energia Nucleare, 11 (2): 75-91, fev., 1964.
- [8] CORNO, S.E. Theory of pulsed neutron experiments in highly heterogeneous multiplying media. In:

-Symposium on Pulsed Neutron Research. Vienna, IAEA, 1965. v.2, p. 863-881.

- [9] PILAT, E.E. et alli. The use of experiments on a single fuel element to determine the nuclear parameters of reactor lattices. MIT-2344-10 MITNE 81. Cambridge, AEG Research and Development Report, 1967.
- [10] DONOVAN, R.; DRISCOLL, M.I. Measurement of heterogeneous parameters. In: THOMPSON, T.J. et alli. Heavy water lattice project final report. MIT-2344-12 MITNE 86. Cambridge, AEG Research and Development Report, 1967.
- [11] BERNARD, E.A. Determination of heterogeneous parameters by the neutron wave technique. PhD Dissertation, University of Florida, 1968. 136 p.
- [12] FEINBERG, S.M. Heterogeneous methods for calculating reactors: Survey of results and comparison with experiment. In: International Conference on Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva. New York, United Nations, 1955. v.5, p.484-500.
- [13] GALANIN, A.D. Theory of the heterogeneous reactor. In: Thermal Reactor Theory. New York, Pergamon, 1960, p. 362-385.
- [14] GALANIN, A.D. Critical size of heterogeneous reactor with small number of rods. In: International Conference on Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva. New York, United Nations, 1955. v.5, p. 462-465.
- [15] FEINBERG, S.M. et alli. Large scale heterogeneity of the core. In: International Conference on Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva. New York, United Nations, 1955. v.13, p.376-396.

- [16] MEGHREBLIAN, R.V.; HOLMES, D.K. Heterogeneous reactors. In: - Reactor Analysis. New York, McGraw-Hill, 1960. p.704-720.
- [17] GALANIN, A.D. The thermal reactor regulator's efficiency. In: - International Conference on Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva. New York, United Nations, 1955. v.5, p.511-514.
- [18] BOOTH, R.S. et alli. On the application of the neutron-wave technique to thermal-neutron systems. Nuclear Science and Engineering, Hinsdale, 28: 404-414, 1967.
- [19] ANDRADE, V.M.; PAIANO, S. Descrição sucinta da sub-crítica CAPITU. Belo Horizonte, CBTN/IPR, 1974. (GNA 06/73 Rev. 74).
- [20] SOUZA, R.M.G.P. Propagação de pulsos de nêutrons em reticulados de UO₂ natural moderados a água pesada. Belo Horizonte, 1976. (Tese apresentada à Universidade Federal de Minas Gerais para obtenção do grau de Mestre em Ciências e Técnicas Nucleares).
- [21] OHANIAN, M.J, MCRE: a computer code. Gainesville. Nuclear Engineering Department. University of Florida. (Internal report).
- [22] PAIANO, S. RETEX-a computer code. Gainesville. Nuclear Engineering Department, University of Florida, 1969. (Internal report).
- [23] PEREZ, R.B.; UHRIG, R.E. Propagation of neutron waves in moderation media. Nuclear Science and Engineering, Hinsdale, 17: 90-100, 1963.
- [24] PINHEIRO, R.B. Preparação de dados de entrada para o código CRUEL-III-bis - particularização ao

cálculo de reticulado CAPITU. Belo Horizonte, NUCLEBRAS/IPR, 1975. (GARA 052/75).

- [25] POMBO, J.B.S.M. Código LAPPAD; ajuste por mínimos quadrados da função fluxo radial em montagem de geometria cilíndrica (Não publicado).
- [26] PEREZ, R.B. et alli. Propagation of thermal neutron waves in heavy water. In: - Neutron Thermalization and Reactor Spectra. Vienna, IAEA, 1968. v.2 p. 363-378.
- [27] CAMPAN, J.L. et alli. Determinação do comprimento de difusão da água pesada de CAPITU. Belo Horizonte, CBTH/IPR, 1973 (GNA 12/73).
- [28] RIBEIRO, L.M.V. Cálculo dos Parâmetros dos reticulados de CAPITU. Belo Horizonte, Nota OT-99, Maio, 1969.

APÊNDICE A

SOLUÇÃO DAS EQUAÇÕES DE BALANÇO

A-1 Equação para Nêutrons Rápidos

A equação do fluxo rápido, de acordo com o modelo da difusão-idade de Fermi, pode ser escrita como:

$$-D(u)\nabla^2 \phi(x,u,t) + \Sigma_a(u)\phi(x,u,t) = \frac{1}{v(u)} \frac{\partial \phi(x,u,t)}{\partial t} + S(x,u,t) - \frac{\partial q(x,u,t)}{\partial t} \quad (A-1)$$

Supondo que os nêutrons apareçam com letargia zero na superfície da vareta, o número total de nêutrons rápidos produzidos por absorção de nêutrons térmicos na vareta combustível é dado por:

$$S(x,u,t) = \eta J(x,t) \frac{\Sigma_s(0)}{\Sigma_t(0)} \delta(u)\delta(r - r_0) \quad (A-2)$$

A partir da definição da constante térmica:

$$\gamma = \frac{2\pi r_0 J(x,t)}{\phi^{th}(x,t)} \quad (A-3)$$

Logo o termo de fonte pode ser escrito como:

$$S(x,u,t) = \delta(u) \frac{\Sigma_s(0)}{\Sigma_t(0)} \frac{\delta(r - r_0)}{2\pi r_0} \eta \gamma \phi^{th}(x,t) \quad (A-4)$$

Para a densidade de moderação, é válida a relação de meio infinito pois as medidas foram feitas em D_2O , que é um fraco absorvedor de nêutrons. Assim:

$$q(x,u,t) = \xi \Sigma_t(u) \phi(x,u,t) \quad (A-5)$$

onde

ξ : ganho médio em letargia por colisão,
 $\Sigma_t(u)$: seção de choque total.

Substituindo as expressões para $S(x,u,t)$ e $q(x,u,t)$ na equação

(A-1) e removendo a dependência temporal da equação resultante, através de uma transformada de Fourier, com as condições de contorno de fluxo nulo para $t < 0$, resulta:

$$\{-D(u)\nabla^2 + \Sigma_a(u) + \frac{i\omega}{v(u)}\} \frac{q(x,u,\omega)}{\Sigma_t(u)} = -\frac{\partial q(x,u,t)}{\partial u} + \delta(u) \frac{\Sigma_s(0)}{\Sigma_t(0)} \frac{\delta(r-r_0)}{2\pi r_0} \eta \gamma \phi^{th}(x,\omega) \quad (A-6)$$

onde ω é o parâmetro de transformação.

As relações da teoria da idade permitem escrever a equação (A-6) como:

$$\{-\nabla^2 + \beta(\tau,\omega)\} q(x,\tau,\omega) = -\frac{\partial q(x,\tau,\omega)}{\partial \tau} + \delta(\tau) \frac{\Sigma_s(0)}{\Sigma_t(0)} \eta \gamma \phi^{th}(x,\omega) \quad (A-7)$$

Multiplicando a equação (A-7) pelo fator integrante

$$\exp\left[\int_0^\tau \beta(\tau',\omega) d\tau'\right] = \frac{1}{pe^{i\omega L_s}} \quad (A-8)$$

e fazendo a remoção da dependência da idade através de uma transformada de Laplace resulta:

$$\nabla^2 \theta(x,s,\omega) - s\theta(x,s,\omega) = -\delta(\tau) \frac{\Sigma_s(0)}{\Sigma_t(0)} \eta \gamma \frac{\delta(r-r_0)}{2\pi r_0} \phi^{th}(x,\omega) \quad (A-9)$$

onde s é o parâmetro de transformação, e

$$\theta(x,s,\omega) = \frac{q(x,s,\omega)}{p(s,\omega)}$$

As condições de contorno aplicadas nessa transformada foram:

$$\begin{aligned} \theta(x,\tau=0,\omega) &= 0 \\ p(\tau=0,\omega) &= 1 \end{aligned}$$

pois nenhum nêutron é moderado para idade zero e a probabilidade de escape à ressonância para idade zero é 1.

As funções $\theta(x, s, \omega)$ e $\phi^{th}(x, \omega)$ são expandidas em termos de autofunções $J_0(B_n r)$, dadas pela solução da equação de Helmholtz

$$(\nabla^2 r + B_n^2)J_0(B_n r) = 0,$$

sendo que $J_0(B_n r)$ deve se anular no contorno extrapolado. Essas expansões são escritas como:

$$\begin{aligned}\theta(x, s, \omega) &= \sum_n \theta_n(z, s, \omega) J_0(B_n r) \\ \phi^{th}(x, \omega) &= \sum_n \phi_n^{th}(z, \omega) J_0(B_n r)\end{aligned}\quad (A-10)$$

Substituindo as expansões na equação (A-9) e escrevendo-a em coordenadas cilíndricas:

$$\begin{aligned}\theta_n(z, s, \omega) [-B_n^2 J_0(B_n r)] + J_0(B_n r) + \frac{\partial^2 \theta_n(z, s, \omega)}{\partial z^2} - \\ - s \theta_n(z, s, \omega) J_0(B_n r) = \frac{\Sigma_s(o)}{\Sigma_t(o)} n \gamma \frac{\delta(r - r_0)}{2\pi r_0} \phi_n^{th}(z, \omega) J_0(B_n r)\end{aligned}\quad (A-11)$$

Multiplicando a equação (A-11) por $2\pi r_0 J_0(B_p r)$, integrando em relação a r , a partir da superfície da vareta combustível e lembrando que a condição de ortogonalidade das funções de Bessel estabelece que

$$\int_{r_0}^R J_0(B_n r) J_0(B_p r) \cdot 2\pi r dr = N_n \delta_{np},\quad (A-12)$$

a equação pode ser escrita como:

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 \theta_n(z, s, \omega)}{\partial z^2} - (B_n^2 + s) \theta_n(z, s, \omega) = \\ = - \frac{\Sigma_s(o)}{\Sigma_t(o)} \frac{n \gamma}{N_n} \sum_n \phi_n^{th}(z, \omega) J_0(B_n r_0) J_0(B_p r_0)\end{aligned}\quad (A-13)$$

A remoção da dependência axial na equação (A-13) é feita através de uma transformada de Laplace e finalmente, a solução para os coeficientes da expansão do fluxo rápido tem a

forma:

$$\theta_p(\rho, s, \omega) = \frac{1}{s + (B_p^2 - \rho^2)} \frac{\Sigma_s(o)}{\Sigma_t(o)} \frac{n\gamma}{N_p} \sum_n \phi_n^{th}(\rho, \omega) J_0(B_n r_o) J_0(B_p r_o) \quad (A-14)$$

onde ρ é o parâmetro de transformação.

Para que essa solução possa ser usada na solução do fluxo térmico é necessário transformá-la novamente do domínio s para o domínio τ . Da transformada inversa da equação (A-14) resulta:

$$\theta_p(\rho, \tau, \omega) = e^{-(B_p^2 - \rho^2)\tau} \frac{\Sigma_s(o)}{\Sigma_t(o)} \frac{n\gamma}{N_p} \sum_n \phi_n^{th}(\rho, \omega) J_0(B_n r_o) J_0(B_p r_o) \quad (A-15)$$

onde

$$n = p = 1, 2, \dots, k.$$

A-2 Equação para Nêutrons Térmicos

A equação de balanço para o fluxo térmico pode ser escrita como:

$$-D^{th} \nabla^2 \phi^{th}(x, t) + \Sigma_a^{th} \phi^{th}(x, t) = -\frac{1}{v^{th}} \frac{\partial \phi^{th}}{\partial t} + q(x, u^{th}, t) - A(x, t) \quad (A-16)$$

onde o termo de absorção é dado por:

$$A(x, t) = \gamma \frac{\delta(r - r_o)}{2\pi r_o} \phi^{th}(x, t) \quad (A-17)$$

A solução da equação para o fluxo térmico é semelhante à do fluxo rápido. A remoção da dependência axial da equação (A-16) é feita através de uma transformada de Laplace, ou seja:

$$\begin{aligned} & \{-D^{th} \rho^2 - D^{th} \nabla^2 r + \Sigma_a^{th}\} \phi^{th}(r, \rho, t) + D^{th} \rho \phi^{th}(r, z=0, t) + \\ & + D^{th} \frac{\partial \phi^{th}(r, z=0, t)}{\partial t} = \frac{1}{v^{th}} \frac{\partial \phi^{th}(r, \rho, t)}{\partial t} + q(r, \rho, \tau^{th}, t) - \\ & - \gamma \frac{\delta(r - r_0)}{2\pi r_0} \phi^{th}(r, \rho, t) \end{aligned} \quad (A-18)$$

Nesse caso, o fluxo na origem $\phi^{th}(r, z=0, t)$ é considerado como sendo uma superposição de funções $J_0(B_n r)$:

$$\phi^{th}(r, z=0, t) = \sum_n c_n(t) J_0(B_n r) \quad (A-19)$$

e em sua derivada considera-se apenas a contribuição do modo fundamental, ou seja:

$$\frac{\partial \phi^{th}(r, z=0, t)}{\partial t} = S_0(t) J_0(B_1 r) \quad (A-20)$$

Expandindo as funções $\phi^{th}(r, \rho, t)$ e $q(r, \rho, \tau^{th}, t)$ em autofunções de $J_0(B_n r)$, usando a propriedade de ortogonalidade das funções de Bessel e removendo a dependência temporal da equação resultante através de uma transformada de Fourier, obtém-se:

$$\begin{aligned} & \{-\rho^2 + B_p^2 + \frac{\Sigma_a^{th} + i\omega/v^{th}}{D^{th}}\} \phi_p^{th}(\rho, \omega) + \rho c_p(\omega) + S_0(\omega) \delta_{p1} = \\ & - \frac{\gamma}{D^{th} N_p} \sum_n \phi_n^{th}(\rho, \omega) J_0(B_n r_0) J_0(B_p r_0) + \frac{p(\tau^{th}, \omega)}{D^{th}} \theta_p(\rho, \tau^{th}, \omega) \end{aligned} \quad (A-21)$$

onde

$$q_p(\rho, \tau^{th}, \omega) = p(\tau^{th}, \omega) \theta_p(\rho, \tau^{th}, \omega).$$

Substituindo na equação acima, a solução encontrada para o fluxo rápido resulta:

$$\begin{aligned} & \{-(B_p^2 - \rho^2) - \frac{1}{L^{th}} - \frac{i\omega}{D_0^{th}}\} \phi_p^{th}(\rho, \omega) + \frac{\gamma}{D^{th} N_p} \{np(\tau^{th}, \omega) \frac{\Sigma_S(0)}{\Sigma_T(0)} \\ & \exp[-(B_p^2 - \rho^2) \tau^{th}] - 1\} \sum_n \phi_n^{th}(\rho, \omega) J_0(B_n r_0) J_0(B_p r_0) = \end{aligned}$$

$$= \rho c_p(\omega) + S_o(\omega) \delta_{pl} \quad (\text{A-22})$$

onde

$$n = p = 1, 2, \dots, k$$

$$\frac{\sum a^{\text{th}}}{D^{\text{th}}} = \frac{1}{L^{\text{th}}}$$

$$D^{\text{th}} v^{\text{th}} = D_o^{\text{th}}.$$

APÊNDICE B

DETERMINAÇÃO DO COMPRIMENTO DE DIFUSÃO DA D_2O DE CAPITU

B-1 Introdução

Para a determinação do comprimento de difusão da água pesada de CAPITU, foi utilizado o mesmo método descrito em [27].

Para um sistema cilíndrico, que possui na base uma fonte de nêutrons térmicos tem-se, numa zona isenta de perturbações de fronteira:

$$\phi(Z) = K e^{-Z/L'} \quad (B-1)$$

onde

L' : distância de relaxação

A relação entre L' e o comprimento de difusão L é dada pela equação:

$$\frac{1}{L^2} = \frac{1}{L'^2} - \left[\frac{2,405}{R_e} \right]^2 \quad (B-2)$$

onde

R_e : raio extrapolado do sistema

A distribuição axial de fluxo, a uma distância de 40 cm do eixo central do tanque, foi determinada pelo Método de Ativação com detetores de manganês-cobre.

B-2 Procedimento Experimental

Foram utilizados 16 detetores de Mn-Cu com 12,7 mm de diâmetro, montados sobre uma fita de "mylar", espaçados de 10 cm até 25,0 cm do fundo do tanque.

A fita foi colocada sobre a vigota principal na posição $r=40$ cm. O nível de D_2O atingiu a marca de 202 cm, a ir

radiação durou cerca de 35 minutos e o contador registrou cerca de 15.000.000 de contagens.

Para a contagem dos detetores foi utilizado o sistema "Adolphe", cujo funcionamento e operação estão descritos em [25].

B-3 Resultados

A Figura B-1 representa a distribuição axial de fluxo relativo. Através de um ajuste para a função seno hiperbólico, pelo Método dos Mínimos Quadrados, obteve-se:

$$L' = (34,24 \pm 0,45) \text{ cm}$$

Substituindo na equação B-2 o valor encontrado para o raio extrapolado, resulta:

$$L' = (82,35 \pm 6,46) \text{ cm}$$

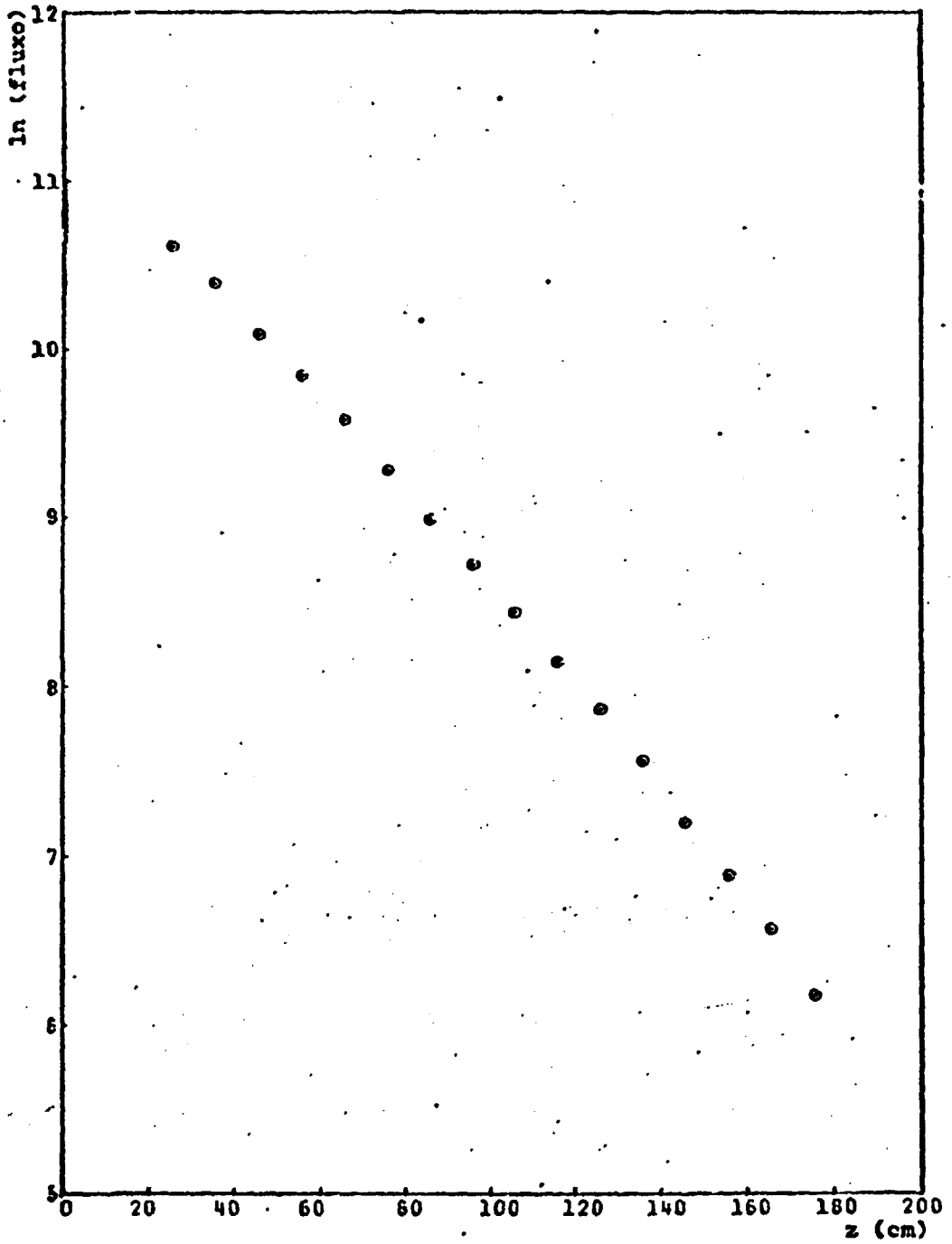


Figura B-1 Distribuição Axial de Fluxo Relativo.

APÊNDICE C

**TABELAS DAS AMPLITUDES E FASES DAS ONDAS NEUTRÔNICAS
COMO FUNÇÃO DA FREQUÊNCIA**

Frequência (Hz)	Amplitude (rel.)	Fase (rad)
0	416,65 ± 0,29	0
10	402,96 0,26	- 306,61 ± 0,32
20	368,51 0,22	- 585,36 0,52
30	325,54 0,20	- 824,47 0,63
40	282,68 0,20	-1024,86 0,72
50	243,86 0,21	-1191,65 0,82
60	210,30 0,21	-1330,35 0,94
70	181,94 0,21	-1446,18 1,08
80	158,15 0,21	-1543,00 1,25
90	138,31 0,21	-1623,81 1,43
100	121,78 0,21	-1691,56 1,63
110	108,00 0,21	-1748,71 1,84
120	96,44 0,21	-1797,53 2,07
130	86,63 0,21	-1691,56 1,63
140	78,15 0,21	-1748,71 1,84
150	70,87 0,21	-1797,53 2,07
160	64,72 0,21	-1840,03 2,31
170	59,50 0,21	-1876,41 2,56
180	55,03 0,21	-1905,55 2,83
190	51,04 0,21	-1929,30 3,10
200	47,46 0,21	-1949,72 3,38

Tabela C-1 - Sistema Moderador Puro - Posição Axial = 35cm

Frequência (Hz)	Amplitude (rel.)	Fase (rad) x 10 ³
0	292,78 ± 0,22	0
10	281,14 0,19	- 372,87 ± 0,40
20	252,22 0,16	- 711,44 0,61
30	217,16 0,16	- 1001,55 0,71
40	183,29 0,16	- 1244,87 0,81
50	153,60 0,16	- 1448,01 0,95
60	128,75 0,16	- 1617,96 1,14
70	108,36 0,16	- 1760,89 1,37
80	91,79 0,16	- 1882,16 1,63
90	78,28 0,16	- 1985,87 1,94
100	67,22 0,16	- 2074,58 2,27
110	58,15 0,16	- 2151,05 2,64
120	50,64 0,16	- 2217,27 3,05
130	44,38 0,16	- 2274,40 3,49
140	39,17 0,16	- 2323,74 3,96
150	34,76 0,16	- 2367,98 4,47
160	30,99 0,16	- 2404,87 5,02
170	27,81 0,16	- 2434,42 5,60
180	25,20 0,16	- 2458,45 6,18
190	23,05 0,16	- 2483,48 6,76
200	21,15 0,16	- 2510,67 7,37

Tabela C-2 - Sistema Moderador Puro - Posição Axial = 50 cm

Frequência (Hz)	Amplitude (rel.)	Fase (rad) x 10 ³
0	193,29 ± 0,16	0
10	184,30 0,13	- 444,07 ± 0,51
20	162,42 0,12	- 848,01 0,71
30	132,46 0,12	-1195,55 0,80
40	112,05 0,13	-1388,82 0,93
50	91,27 0,12	-1736,11 1,17
60	74,33 0,12	-1945,83 1,48
70	60,74 0,12	-2124,95 1,86
80	49,95 0,12	-2277,68 2,30
90	41,46 0,12	-2409,07 2,79
100	34,74 0,12	-2524,54 3,34
110	29,36 0,12	-2628,18 3,96
120	24,98 0,12	-2721,26 4,65
130	21,43 0,12	-2805,85 5,42
140	18,47 0,12	-2886,14 6,28
150	15,93 0,12	-2957,45 7,27
160	13,86 0,12	-3019,26 8,35
170	12,16 0,12	-3079,00 9,51
180	10,70 0,12	-3136,38 10,80
190	9,46 0,12	-3191,52 12,20
200	8,38 0,12	-3249,86 13,77

Tabela C.3 - Sistema Moderador Puro - Posição Axial = 65 cm

Frequência (Hz)	Amplitude () x 10 ³	Fase (rad) x 10 ³
0	1412,42 ± 1,29	0
10	1337,29 1,01	- 520,15 ± 0,60
20	1156,34 0,93	- 994,22 0,77
30	946,46 1,01	-1403,77 0,85
40	754,52 0,99	-1751,46 1,09
50	595,65 0,95	-2046,96 1,47
60	469,93 0,92	-2299,55 1,93
70	372,44 0,90	-2517,68 2,47
80	297,08 0,90	-2708,10 3,10
90	238,59 0,90	-2875,65 3,85
100	193,23 0,90	-3022,28 4,74
110	158,15 0,90	-3152,61 5,78
120	130,96 0,90	-3272,07 6,97
130	109,32 0,90	-3387,25 8,34
140	91,44 0,90	-3498,25 9,96
150	76,56 0,90	-3601,59 11,90
160	64,33 0,90	-3698,88 14,16
170	54,05 0,90	-3791,97 16,86
180	45,40 0,90	-3875,92 20,07
190	38,23 0,90	-3954,45 23,84
200	32,23 0,90	-4025,58 28,28

Tabela C.4 - Sistema Moderador Puro - Posição Axial = 80 cm

Frequência (Hz)	Amplitude (rel.) x 10 ³	Fase (rad) x 10 ³
0	934,69 ± 0,95	0
10	879,09 0,71	- 595,08 ± 0,71
20	746,28 0,72	-1138,79 0,83
30	595,27 0,75	-1609,36 0,97
40	461,15 0,71	-2009,55 1,37
50	353,94 0,67	-2351,08 1,90
60	271,71 0,66	-2646,03 2,51
70	209,67 0,67	-2903,70 3,24
80	163,09 0,67	-3132,20 4,14
90	127,69 0,67	-3338,67 5,26
100	100,52 0,67	-3523,65 6,68
110	79,77 0,67	-3690,29 8,42
120	63,86 0,67	-3840,68 10,53
130	51,78 0,67	-3977,41 12,99
140	42,64 0,67	-4113,61 15,79
150	35,02 0,67	-4256,13 19,22
160	28,53 0,67	-4383,73 23,59
170	23,75 0,67	-4496,11 28,32
180	20,03 0,67	-4634,76 33,59
190	16,40 0,67	-4781,39 41,01
200	13,32 0,67	-4904,43 50,48

Tabela C-5 - Sistema Moderador Puro - Posição Axial = 95 cm

Frequência (Hz)	Amplitude (rel.) $\times 10^3$	Fase (rad) $\times 10^3$
0	615,03 \pm 0,69	0
10	575,01 0,50	- 671,13 \pm 0,83
20	479,78 0,55	-1286,17 0,88
30	373,46 0,54	-1820,96 1,16
40	281,25 0,50	-2278,76 1,73
50	209,17 0,48	-2672,41 2,38
60	155,32 0,49	-3013,08 3,18
70	115,99 0,49	-3310,35 4,23
80	87,54 0,49	-3575,91 5,60
90	66,50 0,49	-3819,72 7,39
100	50,52 0,49	-4039,97 9,74
110	38,65 0,49	-4230,90 12,74
120	30,11 0,49	-4399,37 16,35
130	23,98 0,49	-4558,32 20,53
140	19,38 0,49	-4721,49 25,39
150	15,73 0,49	-4892,05 31,27
160	12,61 0,49	-5070,65 38,99
170	9,90 0,49	-5222,60 49,64
180	8,02 0,49	-5344,99 61,34
190	6,68 0,49	-5490,83 73,56
200	5,49 0,49	-5669,95 89,58

Tabela C.6 - Sistema Moderador Puro - Posição Axial = 110 cm

Frequência (Hz)	Amplitude (rel.) $\times 10^1$	Fase (rad) $\times 10^3$
0	379,84 \pm 0,49	0
10	384,22 0,34	- 745,46 \pm 0,98
20	286,03 0,39	- 1430,72 0,97
30	217,60 0,36	- 2029,77 1,47
40	159,45 0,34	- 2544,89 2,18
50	115,24 0,34	- 2988,69 2,98
60	83,24 0,34	- 3375,60 4,10
79	60,47 0,34	- 3717,39 5,65
80	44,30 0,34	- 4025,13 7,75
90	32,68 0,34	- 4304,35 10,53
100	24,39 0,34	- 4556,73 14,09
110	18,40 0,34	- 4791,76 18,66
120	14,04 0,34	- 5014,46 24,44
130	10,79 0,34	- 5233,33 31,73
140	8,34 0,34	- 5430,19 41,14
150	6,53 0,34	- 5624,43 52,51
160	5,16 0,34	- 5812,51 66,54
170	4,11 0,34	- 5991,35 83,53
180	3,41 0,34	- 6191,59 100,66
190	2,73 0,34	- 6400,43 125,48
200	2,19 0,34	- 6646,87 156,40

Tabela C.7 - Sistema Moderador Puro - Posição Axial = 125 cm

Frequência (Hz)	Amplitude (rel.) x 10 ¹	Fase (rad) x 10 ²
0	239,31 ± 0,34	0
10	221,35 0,24	- 81,60 ± 0,11
20	179,58 0,28	-156,97 0,11
30	133,94 0,25	-223,32 0,18
40	95,71 0,24	-280,70 0,26
50	64,25 0,24	-330,39 0,36
60	47,11 0,24	-373,96 0,51
70	33,10 0,24	-412,27 0,73
80	23,58 0,24	-446,21 1,03
90	17,06 0,24	-477,63 1,42
100	12,42 0,24	-507,04 1,95
110	9,10 0,24	-534,49 2,67
120	6,67 0,24	-560,46 3,64
130	4,88 0,24	-583,47 4,97
140	3,65 0,24	-601,84 6,65
150	2,94 0,24	-620,43 8,24
160	2,39 0,24	-646,11 10,17
170	1,83 0,24	-673,52 13,22
180	1,33 0,24	-696,17 18,16
190	0,97 0,24	-707,99 24,97
200	0,84 0,24	-717,56 28,98

Tabela C.8 - Sistema Moderador Puro - Posição Axial = 140 cm

Frequência (Hz)	Amplitude (rel.) $\times 10^1$	Fase (rad) $\times 10^2$
0	149,93 \pm 0,29	0
10	138,52 0,21	- 88,04 \pm 0,15
20	111,31 0,24	-169,74 0,15
30	81,81 0,20	-242,08 0,25
40	57,44 0,21	-305,17 0,35
50	39,59 0,21	-360,51 0,51
60	27,08 0,21	-409,58 0,76
70	18,49 0,20	-453,39 1,11
80	12,67 0,21	-492,03 1,63
90	8,89 0,21	-526,42 2,31
100	6,34 0,21	-559,58 3,25
110	4,54 0,21	-589,92 4,53
120	3,31 0,21	-618,87 6,22
130	2,47 0,21	-646,99 8,32
140	1,85 0,21	-678,30 11,14
150	1,27 0,21	-705,06 16,19
160	0,88 0,21	-718,40 23,13
170	0,76 0,21	-724,31 26,90
180	0,71 0,21	-753,22 28,92
190	0,56 0,21	-789,69 36,43
200	0,43 0,21	-812,92 47,57

Tabela C.9 - Sistema Moderador Puro - Posição Axial = 155 cm

Frequência (Hz)	Amplitude (rel.) $\times 10^3$	Fase (rad) $\times 10^2$
0	89,97 \pm 0,22	0
10	83,15 0,16	- 93,32 \pm 0,18
20	66,33 0,18	-180,24 0,19
30	48,18 0,15	-257,83 0,32
40	33,28 0,16	-326,03 0,45
50	22,46 0,15	-386,37 0,68
60	15,03 0,15	-440,11 1,02
70	10,14 0,15	-488,01 1,52
80	6,78 0,15	-530,65 2,25
90	4,67 0,15	-568,69 3,27
100	3,36 0,15	-603,54 4,55
110	2,46 0,15	-639,71 6,19
120	1,76 0,15	-673,84 8,68
130	1,29 0,15	-699,82 11,25
140	1,02 0,15	-725,29 14,97
150	0,83 0,15	-751,55 18,34
160	0,71 0,15	-782,85 21,47
170	0,55 0,15	-825,21 27,99
180	0,33 0,15	-846,71 46,56
190	0,26 0,15	-835,52 59,31
200	0,28 0,15	-853,03 52,69

Tabela C.10 - Sistema Moderador Puro - Posição Axial = 170 cm

Frequência (Hz)	Amplitude (rel.)	Fase (rad) x 10 ³
0	318,09 ± 0,25	0
10	306,56 0,23	- 307,03 ± 0,37
20	279,62 0,19	- 584,04 0,59
30	246,59 0,18	- 819,64 0,73
40	214,02 0,18	-1015,72 0,83
50	184,75 0,18	-1178,16 0,95
60	159,58 0,18	-1313,00 1,09
70	138,30 0,18	-1424,97 1,25
80	120,54 0,18	-1518,34 1,43
90	105,79 0,18	-1596,05 1,63
100	93,51 0,18	-1662,13 1,85
110	83,21 0,18	-1718,39 2,08
120	74,46 0,18	-1766,39 2,34
130	67,06 0,18	-1806,39 2,60
140	60,77 0,18	-1839,95 2,87
150	55,45 0,18	-1869,90 3,16
160	50,80 0,18	-1895,59 3,45
170	46,85 0,18	-1917,33 3,75
180	43,44 0,18	-1937,48 4,05
190	40,39 0,18	-1956,36 4,36
200	37,72 0,18	-1972,08 4,67

Tabela C.11 - Sistema Moderador-Combustível - Posição Axial =
35 cm

Frequência (Hz)	Amplitude (rel.)	Fase (rad) x 10 ³
0	225,71 ± 0,19	0
10	215,34 0,17	- 380,78 ± 0,47
20	192,20 0,14	- 724,70 0,71
30	164,53 0,14	-1018,14 0,83
40	137,96 0,14	-1263,57 0,95
50	114,76 0,14	-1467,72 1,13
60	95,37 0,14	-1636,87 1,37
70	79,60 0,14	-1777,91 1,66
80	66,76 0,14	-1895,76 2,00
90	56,32 0,14	-1994,16 2,39
100	47,82 0,14	-2073,70 2,84
110	40,96 0,14	-2136,73 3,33
120	35,49 0,14	-2186,62 3,85
130	32,04 0,14	-2227,43 4,41
140	27,37 0,14	-2260,97 5,02
150	24,36 0,14	-2286,69 5,64
160	21,87 0,14	-2306,84 6,29
170	19,83 0,14	-2321,30 6,94
180	18,16 0,14	-2334,96 7,58
190	16,77 0,14	-2351,01 8,22
200	15,53 0,14	-2368,38 8,87

Tabela C.12 - Sistema Moderador-Combustível - Posição Axial =
50 cm

Frequência (Hz)	Amplitude (rel.)	Fase (rad) x 10 ³
0	156,02 ± 0,15	0
10	147,75 0,12	- 447,17 ± 0,58
20	129,58 0,11	- 851,24 0,82
30	108,34 0,11	-1195,98 0,92
40	88,62 0,11	-1484,79 1,09
50	71,98 0,11	-1726,79 1,36
60	58,48 0,11	-1930,88 1,72
70	47,74 0,11	-2102,82 2,16
80	39,27 0,11	-2249,09 2,66
90	32,58 0,11	-2374,62 3,24
100	27,28 0,11	-2482,47 3,88
110	23,06 0,11	-2577,21 4,60
120	19,72 0,11	-2663,95 5,39
130	16,91 0,11	-2744,56 6,28
140	14,51 0,11	-2813,30 7,31
150	12,63 0,11	-2866,48 8,39
160	11,13 0,11	-2919,52 9,51
170	9,86 0,11	-2976,63 10,72
180	8,73 0,11	-3037,93 12,12
190	7,70 0,11	-3083,17 13,71
200	6,83 0,11	-3125,18 15,45

Tabela C.13 - Sistema Moderador-Combustível - Posição Axial =
65 cm

Frequência (Hz)	Amplitude (rel.) $\times 10^1$	Fase (rad) $\times 10^3$
0	1060,18 \pm 1,12	0
10	996,13 0,87	- 519,74 \pm 0,70
20	857,25 0,81	- 990,12 0,90
30	698,94 0,87	-1392,38 1,09
40	556,14 0,85	-1730,80 1,29
50	439,22 0,82	-2016,40 1,72
60	347,59 0,80	-2259,58 2,25
70	276,42 0,78	-2469,99 2,88
80	221,25 0,78	-2652,56 3,61
90	178,48 0,78	-2811,48 4,47
100	145,67 0,78	-2951,09 5,47
110	119,82 0,78	-3080,98 6,63
120	98,77 0,78	-3196,31 8,02
130	82,24 0,78	-3295,65 9,62
140	69,38 0,78	-3386,24 11,40
150	58,88 0,78	-3477,29 13,43
160	49,98 0,78	-3563,21 15,81
170	42,67 0,78	-3638,98 18,51
180	36,67 0,78	-3707,99 21,55
190	31,82 0,78	-3782,55 24,83
200	27,41 0,78	-3858,46 28,83

Tabela C.14 - Sistema Moderador-Combustível - Posições Axial =
80 cm

Frequência (Hz)	Amplitude (rel.) $\times 10^1$	Fase (rad) $\times 10^3$
0	821,95 \pm 0,92	0
10	756,33 0,69	- 599,68 \pm 0,79
20	646,66 0,69	-1143,90 0,93
30	513,90 0,73	-1611,54 1,09
40	395,90 0,69	-2007,31 1,55
50	302,88 0,65	-2344,02 2,15
60	231,64 0,64	-2634,03 2,85
70	178,02 0,64	-2883,75 3,70
80	137,99 0,64	-3103,06 4,75
90	107,92 0,64	-3296,84 6,04
100	85,30 0,64	-3470,65 7,64
110	67,82 0,64	-3630,48 9,60
120	54,27 0,64	-3774,05 12,00
130	43,67 0,64	-3900,99 14,92
140	35,72 0,64	-4007,04 18,25
150	30,04 0,64	-4112,04 21,72
160	25,30 0,64	-4239,79 25,77
170	20,98 0,64	-4373,39 31,06
180	17,10 0,64	-4489,65 38,12
190	13,94 0,64	-4572,10 46,75
200	11,73 0,64	-4640,45 55,57

Tabela C.15 - Sistema Moderador-Combustível - Posição Axial =
95 cm

Frequência (Hz)	Amplitude (rel.) x 10 ²	Fase (rad) x 10 ³
0	558,49 ± 0,69	0
10	516,01 0,50	- 674,75 ± 0,93
20	427,80 0,55	-1289,01 0,99
30	330,91 0,54	-1819,39 1,31
40	247,97 0,50	-2269,96 1,95
50	183,83 0,48	-2653,86 2,70
60	136,54 0,49	-2984,23 3,61
70	102,14 0,49	-3272,89 4,79
80	77,07 0,49	-3530,19 6,34
90	58,70 0,49	-3759,52 8,33
100	45,07 0,49	-3969,18 10,86
110	34,75 0,49	-4160,89 14,10
120	27,16 0,49	-4328,39 18,05
130	21,55 0,49	-4485,03 22,72
140	17,24 0,49	-4640,97 28,39
150	13,71 0,49	-4786,82 35,74
160	11,07 0,49	-4211,72 44,26
170	9,37 0,49	- 504,77 52,24
180	7,53 0,49	-5216,20 64,99
190	6,05 0,49	-5334,53 80,89
200	5,02 0,49	-5433,51 97,55

Tabela C.16 - Sistema Moderador-Combustível - Posição Axial =
110 cm

Frequência (Kz)	Amplitude (rel.) x 10 ¹	Fase (rad) x 10 ³
0	347,44 ± 0,49	0
10	319,16 0,34	- 747,78 ± 1,07
20	260,26 0,40	-1431,51 1,08
30	196,52 0,36	-2023,58 1,63
40	143,08 0,34	-2528,25 2,43
50	102,98 0,34	-2960,21 3,35
60	74,21 0,34	-3333,94 4,61
70	53,77 0,34	-3659,33 6,37
80	39,59 0,34	-3944,01 8,68
90	29,62 0,34	-4208,62 11,62
100	22,20 0,34	-4460,50 15,50
110	16,67 0,34	-4684,69 20,63
120	12,69 0,34	-4883,81 27,10
130	9,85 0,34	-5063,86 34,89
140	7,84 0,34	-5249,75 43,79
150	6,25 0,34	-5447,87 54,98
160	4,86 0,34	-5670,71 70,68
170	3,60 0,34	-5868,58 95,37
180	2,58 0,34	-5987,88 133,31
190	2,11 0,34	-5984,34 162,98
200	1,83 0,34	-6063,86 187,59

Tabela C.17 - Sistema Moderador-Combustível - Posição Axial =
125 cm

Frequência (Kz)	Amplitude (rel.) x 10 ¹	Fase (rad) x 10 ²
0	216,58 ± 0,34	0
10	198,00 0,24	- 81,51 ± 0,12
20	159,68 0,28	-156,42 0,12
30	118,34 0,25	-221,90 0,20
40	84,06 0,24	-278,08 0,29
50	58,94 0,24	-326,44 0,41
60	41,26 0,24	-368,53 0,58
70	28,98 0,24	-405,27 0,83
80	20,76 0,24	-437,86 1,17
90	15,05 0,24	-468,46 1,61
100	10,90 0,24	-496,44 2,22
110	7,95 0,24	-521,60 3,04
120	5,89 0,24	-544,44 4,09
130	4,47 0,24	-566,18 5,39
140	3,37 0,24	-587,02 7,17
150	2,59 0,24	-606,15 9,31
160	2,05 0,24	-626,18 11,77
170	1,62 0,24	-648,34 14,95
180	1,14 0,24	-670,74 21,19
190	0,78 0,24	-675,15 31,09
200	0,72 0,24	-660,16 32,56

Tabela C.18 - Sistema Moderador-Combustível - Posição Axial =
140 cm

Frequência (Hz)	Amplitude (rel.) $\times 10^1$	Fase (rad) $\times 10^2$
0	140,78 \pm 0,25	0
10	129,85 0,18	- 87,74 \pm 0,13
20	103,83 0,21	-168,75 0,13
30	75,98 0,17	-240,14 0,23
40	53,13 0,18	-302,08 0,33
50	36,46 0,18	-355,94 0,47
60	24,91 0,18	-403,28 0,70
70	17,06 0,18	-445,16 1,03
80	11,72 0,18	-482,93 1,49
90	8,22 0,18	-517,49 2,14
100	5,74 0,18	-547,88 3,06
110	4,08 0,18	-574,59 4,30
120	3,07 0,18	-600,05 5,71
130	2,33 0,18	-627,77 7,54
140	1,70 0,18	-657,56 10,31
150	1,22 0,18	-685,60 14,40
160	0,85 0,18	-701,89 20,54
170	0,66 0,18	-714,48 27,19
180	0,53 0,18	-722,20 33,33
190	0,49 0,18	-745,08 35,96
200	0,43 0,18	-785,22 41,49

Tabela C.19 - Sistema Moderador-Combustível - Posição Axial =
140 cm

Frequência (Hz)	Amplitude (rel.) $\times 10^1$	Fase (rad) $\times 10^2$
0	90,81 \pm 0,18	0
10	82,55 0,13	- 92,80 \pm 0,15
20	65,54 0,15	-178,81 0,16
30	47,46 0,13	-255,11 0,27
40	32,74 0,13	-321,92 0,38
50	22,12 0,13	-380,60 0,58
60	14,86 0,13	-432,51 0,87
70	10,04 0,13	-478,75 1,28
80	6,91 0,13	-520,89 1,85
90	4,78 0,13	-560,93 2,68
100	3,33 0,13	-598,28 3,85
110	2,33 0,13	-632,69 5,49
120	1,63 0,13	-662,77 7,88
130	1,12 0,13	-686,43 11,43
140	0,90 0,13	-699,67 14,23
150	0,80 0,13	-729,09 16,05
160	0,64 0,13	-763,49 20,02
170	0,50 0,13	-795,94 25,83
180	0,34 0,13	-820,28 37,85
190	0,24 0,13	-846,26 53,16
200	0,14 0,13	-852,9 89,86

Tabela C.20 - Sistema Moderador-Combustível - Posição Axial =
170 cm