

**MEDIDA DA RAZÃO β/Λ E CALIBRAÇÃO DE POTÊNCIA
DO REATOR IPEN-MB-01 UTILIZANDO A
TÉCNICA DE RUIÍDO**

Fernando Ramos Martins
João M. L. Moreira

Divisão de Física de Reatores (RTF)
Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares (IPEN)
Comissão Nacional de Energia Nuclear (CNEN)

Resumo

Este trabalho trata da calibração da instrumentação de monitoração do nível de potência e a medida da razão β/Λ da Unidade Crítica IPEN-MB-01 utilizando técnicas de ruído. O método para a obtenção desses parâmetros foi a determinação da densidade espectral de potência auto e cruzada dos sinais de duas câmaras de ionização colocadas próximo ao núcleo do reator. Os resultados de calibração de potência obtidos para os canais 5 e 6 encontram-se na Tabela 2. Para uma fração efetiva de neutrons atrasados de 0,00788 o tempo de geração de neutrons prontos obtido foi de 65 microssegundos.

Abstract

The ratio β/Λ and power level for the the IPEN-MB-01 critical facility are obtained experimentally through the noise analysis technique. This technique is based on the determination of the auto and cross-power spectral density of two ionization chambers. The power measurement results obtained for channels 5 and 6 are shown in Table 2. For an effective neutron fraction of 0.00788 a prompt mean generation time of 65 microseconds was obtained.

1. Introdução

Sendo os processos nucleares que ocorrem num reator nuclear de natureza estatística, as flutuações da população neutrônica ou outras funções de estado do reator podem fornecer informações sobre o comportamento e características do reator. A técnica de análise de ruído estuda estas variações permitindo a obtenção de parâmetros nucleares básicos de reatores nucleares. A técnica de ruído apresenta uma vantagem intrínseca, comparada com outras técnicas, de não necessitar perturbar o reator ou provocar transientes. Ela fornece resultados com o reator operando em seu estado crítico de operação.

O conhecimento de parâmetros básicos de reatores nucleares é necessário para uma operação segura dos mesmos, como também é uma norma de licenciamento. Entre eles encontram-se os parâmetros cinéticos que devem ser calculados e, se possível, medidos. Uma das técnicas possíveis de se medir a razão β/A é baseada na análise do ruído neutrônico proveniente dos processos nucleares que ocorrem no núcleo[1-3].

A calibração de potência de um reator nuclear é necessária para se conhecer o nível de fluxo neutrônico do reator, taxa de calor gerado, etc. Várias técnicas são utilizadas para a calibração de potência, normalmente baseada na ativação de folhas ou em balanços térmicos. Em um reator de potência zero, como é a Unidade Crítica IPEN-MB-01, o nível de fluxo é muito baixo não gerando calor sensível suficiente para medidas baseadas em balanço térmico e tornando difícil a ativação de folhas. Esta técnica baseada na análise de ruído neutrônico torna-se bastante interessante para se medir potência neste tipo de instalação[1-3], principalmente devido a inexistência de ruídos de origem mecânica e termo-hidráulica.

Com o objetivo de calibrar o nível de potência e de obter a razão β/A da Unidade Crítica IPEN-MB-01 foram realizadas medidas de ruído com câmaras de ionização, que fornecem sinais proporcionais à população neutrônica. O presente artigo descreve o embasamento teórico, as medidas realizadas e os resultados obtidos para a Unidade Crítica IPEN-MB-01.

2. Análise de Ruído em Reatores Nucleares de Potência Zero

Para uma análise correta dos dados experimentais, precisa-se inicialmente estabelecer um modelo matemático que descreva o sistema reator-detector-instrumentação[1-3]. Consideremos o esquema da Figura 1 que ilustra um experimento de medida de ruído em um reator de potência zero. Seja $g(t)$ a função impulso que representa o reator nuclear que está sendo perturbado com uma entrada representada por $s(t)$. O sinal de saída, proporcional à população neutrônica, está sendo medido por uma câmara de ionização com um sistema eletrônico associado. O sinal $x(t)$, resposta da câmara, é amplificado, filtrado e finalmente gravado para posterior análise em um analisador Fourier. A função impulso da câmara de ionização e da eletrônica associada a ela são representadas, respectivamente, por $h(t)$ e $k(t)$.

Considerando cada sistema linear, a sua resposta pode ser escrita como a integral de convolução entre a entrada que perturba o sistema e a função impulso que representa o sistema. No domínio da frequência, o quadrado do módulo da transformada de Fourier da função impulso do sistema, isto é, a função de transferência[1], relaciona as densidades espectrais de potência da entrada e da saída do sistema. Para o reator tem-se

$$\Phi_{nn}(\omega) = |G(\omega)|^2 \Phi_{ss}(\omega) \quad (1)$$

onde a terminologia segue o corrente em publicações da área.

A relação entre os processos nucleares que ocorrem em um reator e os sinais gravados por detectores pode ser obtida encadeando todos os processos intermediários[1]. A auto-densidade espectral de potência do sinal gravado do detector relaciona-se com a perturbação $s(t)$ da seguinte forma:

$$\Phi_{xx}(\omega) = |K(\omega)|^2 |H(\omega)|^2 |G(\omega)|^2 \Phi_{ss}(\omega) \quad (2)$$

onde $K(\omega)$ e $H(\omega)$ representam as funções de transferência da instrumentação associada.

A flutuação estatística apresentada pela resposta dos detectores não se deve somente às flutuações dos processos nucleares que ocorrem no reator mas, também, ao próprio processo de detecção que é estocástico[1-3]. O ruído da resposta do detector é formado por uma componente correlacionada proveniente dos processos nucleares do reator e outra "branca" não correlacionada proveniente do processo de detecção. Portanto, um termo a mais deve ser adicionado à Eq. (2) que se torna:

$$\Phi_{xx}(\omega) = |K(\omega)|^2 \left\{ |H(\omega)|^2 |G(\omega)|^2 \Phi_{ss}(\omega) + \Phi_{dd}(\omega) \right\} \quad (3)$$

onde $\Phi_{dd}(\omega)$ é a auto-densidade espectral de potência do ruído branco proveniente do processo de detecção de nêutrons. Nas seções seguintes cada um dos termos da Eq. (3) é definido matematicamente de acordo com a teoria de física de reatores.

2.1 Função de Transferência do Reator

O comportamento dos nêutrons no reator nuclear pode ser aproximado pela equação de cinética pontual. Para se levar em consideração as flutuações estatísticas dos processos nucleares que ocorrem no reator deve-se escrever a equação de cinética pontual em termos da taxa líquida da produção de nêutrons no reator

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{\beta}{\Lambda} N(t) + S(t) + \sum_1 \lambda_1 C_1(t) \quad (4)$$

$$\frac{dC_1}{dt} = -\lambda_1 C_1(t) + \frac{\beta}{\Lambda} N(t) \quad (5)$$

onde $S(t)$ representa a produção líquida de nêutrons no reator devida aos processos de fissão, absorção, espalhamento e fuga do reator. Em termos da cinética pontual tradicional $S(t)$ é dada por

$$S(t) = \frac{\rho}{\Lambda} N(t) \quad (6)$$

onde ρ é a reatividade do núcleo.

Para um reator crítico encontraríamos para $S(t)$ um valor nulo pois a reatividade é nula. Entretanto, como os processos nucleares que ocorrem no

reator são de natureza estocástica, a população neutrônica é variável no tempo tendo como média um valor constante. Pode-se, portanto, escrever:

$$N(t) = N_0 + n(t) \quad (7)$$

$$C_1(t) = C_{10} + c_1(t) \quad (8)$$

$$S(t) = S_0 + s(t) \quad (9)$$

onde N_0 , C_{10} e S_0 são os valores médios no tempo e $n(t)$, $c_1(t)$ e $s(t)$ são variações em torno desses valores médios, devidas ao comportamento estocástico dos processos envolvidos. Com estas considerações obtém-se a função de transferência do reator $G(\omega)$ que está sendo perturbado por um sinal de entrada $s(t)$ cuja auto-densidade espectral de potência é $\Phi_{ss}(\omega)$:

$$G(\omega) = \frac{1}{j\omega - \frac{\rho_0}{\Lambda} + \frac{1}{\Lambda} \sum_1 \frac{j\omega \beta_1}{j\omega + \lambda_1}} \quad (10)$$

2.2 Ruído dos Processos Nucleares

A auto densidade espectral de potência da fonte de ruído $s(t)$, que no nosso caso é proveniente dos processos nucleares, depende da natureza estocástica dos processos envolvidos. A densidade espectral de potência do sinal $s(t)$ pode ser obtida por meio da fórmula de Schottky[4]. No caso de um reator nuclear a densidade espectral da fonte de ruído aparece na forma

$$\Phi_{ss}(\omega) = 2 \sum_1 q_1^2 m_1 \quad (11)$$

onde q_1 é o número de nêutrons produzidos em uma reação nuclear do tipo i , m_1 é o número médio de reações do tipo i ocorrendo por segundo no reator. A somatória é realizada para todos os tipos de reação que ocorrem no reator. A Tabela 1 apresenta as reações que contribuem para a fonte de ruído $s(t)$ no escopo da cinética pontual. Uma reação de absorção ou fuga do reator absorve um neutron, uma reação de fissão retira um neutron e introduz ν nêutrons no reator e uma reação de espalhamento não altera o número de nêutrons no reator.

Substituindo os valores da Tabela 1 na Eq. (4), levando em consideração que o reator encontra-se no estado crítico e depois de alguma manipulação algébrica, encontra-se para a auto densidade espectral de potência do ruído $s(t)$

$$\Phi_{ss}(\omega) = 2 \frac{N}{\Lambda} \frac{\nu(\nu-1)}{\nu^2} \quad (12)$$

2.3 Ruído de Detecção de Nêutrons não Correlacionados

O ruído de detecção de nêutrons não correlacionados pela câmara de ionização é branco devido a aleatoriedade com que os nêutrons a atingem. A corrente produzida pela câmara de ionização pode ser escrita como

$$I = Q \epsilon \frac{N}{\bar{\nu} \Lambda} \quad (13)$$

Tabela 1. Contribuições das Reações Nucleares ao Ruído da Fonte

Natureza do Processo	Taxa Média de Ocorrência	Número Líquido de Nêutrons Produzidos
Captura e Fuga	$\frac{N}{\Lambda} \frac{A}{A+F}$	- 1
Fissão produzindo nêutrons	$\frac{N}{\Lambda} \frac{F}{A+F} P(\nu)$	$\nu - 1$

$P(\nu)$ é a probabilidade que na fissão surjam ν nêutrons
 A representa a secção de choque de captura mais fuga
 F representa a secção de choque de fissão
 Λ é o tempo de geração de nêutrons e
 N é a população neutrônica do reator

onde ϵ [nêutrons detetados por fissão], é a eficiência da câmara de ionização e Q [Coulomb/deteção] é a carga produzida na câmara por neutron detetado. Utilizando novamente a fórmula de Schottky obtem-se para a auto-densidade espectral de potência deste ruído[4,5]

$$\Phi_{dd}(\omega) = 2 Q^2 \epsilon \frac{N}{\bar{\nu} \Lambda} \quad (14)$$

onde $\epsilon N/(\bar{\nu} \Lambda)$ é o número médio de nêutrons detetados por segundo pela câmara de ionização.

2.4 Funções de Transferência da Instrumentação

Assume-se neste trabalho que a instrumentação não altera o espectro do sinal sendo medido ou processado mas, apenas, sua magnitude[7]. Desta forma, a função de transferência da eletrônica associada é dada por

$$|K(\omega)|^2 = a^2 \quad (15)$$

onde a é o fator de amplificação de toda a instrumentação.

Similarmente, a câmara de ionização altera a amplitude da população neutrônica sendo medida. A função de transferência da câmara é portanto dada por

$$|H(\omega)|^2 = Q^2 \epsilon^2 \frac{1}{(\bar{\nu} \Lambda)^2} \quad (16)$$

onde $\epsilon Q/(\bar{\nu} \Lambda)$ é o fator de conversão entre população neutrônica e corrente da câmara de ionização.

3. Calibração de Potência :

A potência do reator pode ser obtida de

$$P = \frac{\gamma N}{\Lambda \nu} \quad (17)$$

onde γ [Joules/fissão] é a energia liberada por fissão e $(N/\Lambda)[1/s]$ é a taxa total de fissões no reator. Substituindo na Eq. (3) as Eqs. (10), (11), (12), (13) e (14) obtém-se $\Phi_{xx}(\omega)$ em função da potência do reator [5,6]

$$\Phi_{xx}(\omega) = 2 a^2 \left\{ \frac{I^2 \gamma}{P \Lambda^2} |G(\omega)|^2 \frac{\nu(\nu-1)}{\nu^2} + I Q \right\} \quad (18)$$

Realizando medidas absolutas de $\Phi_{xx}(\omega)$ em frequências maiores que β/Λ e entre λ_1 e β/Λ , isto é, nos patamares inferior e superior de $\Phi_{xx}(\omega)$, pode-se obter a potência do reator. A função de transferência do reator para altas frequências é nula e na faixa do patamar superior seu módulo reduz-se a $(\beta/\Lambda)^2$. Portanto a potência do reator pode ser obtida de

$$P = \frac{2 I^2 \gamma (\nu(\nu-1)/\nu^2)}{\beta^2 \left[\Phi_{xx}(\lambda_1 < \omega < \beta/\Lambda) - \Phi_{xx}(\omega \rightarrow \infty) \right]} \quad (19)$$

onde $\Phi_{xx}(\omega)$ foi dividida por a para ter unidade de $[\Lambda^2 s]$.

Uma expressão semelhante pode ser obtida para a potência a partir da densidade espectral cruzada de dois detectores:

$$P = \frac{2 I_x I_y \gamma \nu(\nu-1)/\nu^2}{\beta^2 \Phi_{xy}(\lambda_1 < \omega < \beta/\Lambda)} \quad (20)$$

onde I_x e I_y são as correntes das câmaras de ionização e $\Phi_{xy}(\omega)$ é a densidade espectral de potência cruzada dos sinais das duas câmaras. O valor do fator de Diven considerado é para fissões no U-235

$$D_\nu = \frac{\nu(\nu-1)}{\nu^2} = 0,786. \quad (21)$$

Para a fração efetiva de nêutrons atrasados considerou-se o valor calculado para a Unidade Crítica, 0,00788.

4. Medida da razão β/Λ

A razão β/Λ é a frequência de corte da função de transferência de um reator de potência zero crítico. A auto-densidade espectral de potência do sinal de uma câmara de ionização pode ser ajustado em torno da frequência de corte $\beta/\Lambda = \alpha$ a uma função do tipo

$$\Phi_{xx}(\omega) = A + \frac{B}{\alpha^2 + \omega^2} \quad (22)$$

tendo como parâmetros de ajuste A , B e α^2 . A função densidade espectral da

equação (22) é um aproximação da equação (18) válida na região onde $\omega \approx \beta/\lambda$. Sendo a Eq. (22) não linear em α realiza-se um ajuste iterativo por mínimos quadrados. Do melhor ajuste obtém-se a razão β/λ .

5. Aparato e Condições Experimentais

O diagrama em blocos do equipamento usado para medir as densidades espectrais de potência auto e cruzada está mostrada na Figura 1. Foram utilizados 2 câmaras de ionização posicionadas no núcleo conforme mostra a Figura 2. Foram realizadas 3 horas de gravações dos sinais das câmaras de ionização dos canais 5 e 6 da Unidade Crítica. Esta encontrava-se crítica durante toda a gravação. A fonte de nêutrons externa foi retirada do núcleo.

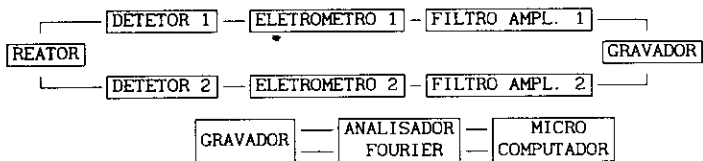


Figura 1. Diagrama Esquemático da Instrumentação utilizada no Experimento de Análise de Ruído no Reator IPEN-MB01.

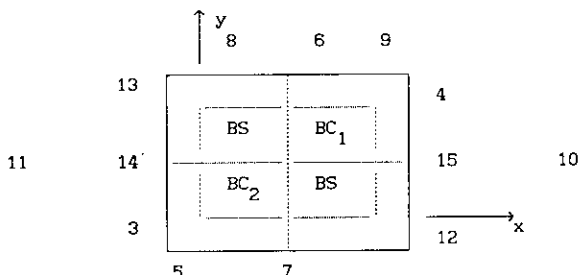


Figura 2. Posição dos Detetores em Relação ao Núcleo do Reator.

Os sinais dos detetores são convertidos de flutuações decorrente para flutuações em tensão nos eletrômetros Keithley modelo 614. Os sinais de saída dos eletrômetros passam pelos amplificadores isoladores que são responsáveis pelo corte da componente dc dos sinais e pela amplificação dos mesmos. Os sinais amplificados são gravados no gravador Hewlett-Packard modelo HP em canais separados. Os sinais gravados são analisados no instrumento Dynamical Signal Analyzer modelo HP.

Os amplificadores isoladores apresentam uma resposta de frequência uniforme na região de interesse para o experimento, 1 Hz a 1000 Hz. Nesta faixa, a função de transferência dos amplificadores é igual ao quadrado de sua amplificação. Deve-se observar que as expressões obtidas no item anterior relacionam as funções densidade espectral com o sinal de corrente.

Entretanto os sinais gravados, para posterior análise são sinais de tensão. Portanto, torna-se necessário conhecer os fatores de conversão dos eletrômetros e ganhos dos amplificadores caracterizados no parâmetro a.

As principais condições de operação do gravador para este experimento foram: modulação do tipo FM, velocidade de gravação de 4,59 cm/s e intervalo de frequência com resposta uniforme até 1000 Hz.

As condições de operação do analisador de Fourier neste experimento foram intervalo de frequência de 1Hz a 1kHz, 3000 médias, média do tipo estável, alisamento Hanning e resolução linear. A calibração do analisador Fourier é necessária para se medir as auto-densidades espectrais de potência absolutas. A calibração foi realizada utilizando um gerador de sinal senoidal com amplitude conhecida conectado ao analisador Fourier.

Alguns cuidados são necessários para a obtenção de bons resultados: i) detetores de alta eficiência de modo que torne possível uma boa diferenciação entre os eventos correlacionados e não correlacionados. Este fator é muito importante em medidas de densidade espectral de potência; ii) um cabo terra eficiente de maneira a evitar interferência de sinais externos ao sistema em estudo; iii) instrumentação de boa qualidade com resposta bastante estável. Para a medida de densidade espectral cruzada a instrumentação associada a cada detetor deve operar de maneira idêntica.

6. Resultados e Análises

As Figuras 3 e 4 mostram as curvas obtidas para as densidades espectrais de potência de cada um dos detetores e a Figura 5 mostra a curva obtida para a densidade espectral cruzada. Os valores dos patamares, requeridos pelas Eqs. (19) e (20), foram determinados diretamente das figuras acima.

A Tabela 2 mostra os resultados obtidos para a calibração de potência da Unidade Crítica. A medida de potência apresenta um erro de 16 % baseado no desvio que os resultados apresentam em relação a média de 17 mW obtida. O canal 6 apresenta um nível corrente 13 % inferior ao valor apresentado pelo canal 5 devido ao fato de os detetores não estarem localizados em posições simétricas em relação ao núcleo do reator. Os erros nestas medidas estão associados à fração de nêutrons atrasados, às medidas de corrente das câmaras de ionização, e à amplificação da instrumentação. Erros nestes parâmetros são elevados ao quadrado na determinação de potência e devem ser minimizados.

A Tabela 3 mostra os resultados obtidos para a razão β/Λ a partir dos ajustes às curvas mostradas nas Figuras 2 e 3. As medidas da razão β/Λ é cotado um erro de 10 % proveniente do ajuste de mínimos quadrados. Erros de calibração da instrumentação não afetam esta medida pois requerem apenas o valor relativo de $\Phi_{xx}(\omega)$. Com um valor calculado 0,00788 para a fração efetiva de nêutrons atrasados o tempo de geração de nêutrons prontos estimado é de 65 microsegundos.

Os tempos de geração de nêutrons prontos são discrepantes para os dois detetores e ainda diferem do valor calculado, 32 microsegundos. Essa discrepância, bem como a diferenças entre os espectros apresentados pelos dois detetores, pode ser explicada pela existência de efeitos especiais que tornam a comparação entre os valores experimental e calculado inconsistente. Para a verificação do valor β/Λ obtido experimentalmente devemos compara-lo com um valor β/Λ calculado para a posição dos detetores. [9-10]

Tabela 2. Calibração de Potência na Unidade Crítica

IPEN-MB01.

Canal	Corrente (nA)	Patamar Superior (A ² s)	Patamar Inferior (A ² s)	Potência (mW)
Φ ₅₅	3,53	$5,62 \times 10^{-22}$	$1,43 \times 10^{-24}$	18
Φ ₆₆	3,01	$5,23 \times 10^{-22}$	$1,07 \times 10^{-24}$	14
Φ ₅₆		$4,53 \times 10^{-22}$	-	19
Valor Médio da Potência - $17,0 \pm 2,7$ mW				

Tabela 3. Medida da Razão β/Λ.

	Razão β/Λ	Λ *
Φ ₅₅	$133,7 \pm 13 \text{ s}^{-1}$	$59 \pm 6 \text{ } \mu\text{s}$
Φ ₆₆	$109,3 \pm 10 \text{ s}^{-1}$	$72 \pm 6 \text{ } \mu\text{s}$
tempo de geração médio - 65 ± 6 microsegundos		

* β = 0,00788 (valor calculado)

7. Conclusões

Foram realizadas medidas de ruído na Unidade Crítica IPEN-MB-01 visando calibrar os canais de instrumentação de nível de potência e medir a razão β/Λ. Os resultados de calibração apresentados na Tabela 2 indicam que em 17 mW o canal 5 terá um nível de corrente de 3,5 nA e o canal 6, de 3 nA. O tempo de geração de nêutrons prontos obtido foi de 65 microsegundos para uma fração efetiva de nêutrons atrasados calculada de 0,00788.

Encontrou-se discrepâncias nas estimativas de potência e razão β/Λ pelos canais 5 e 6. É necessário realizar novas medidas para resolver as diferenças de espectro e entender melhor o efeito espacial apresentado pelas duas câmaras de ionização. Medidas de potência por ativação de folhas serão também realizadas com o objetivo de quantificar melhor a incerteza desta técnica na estimativa de potência.

Agradecimentos

Gostaríamos de expressar nosso agradecimento ao pessoal responsável pela operação da unidade crítica IPEN-MB-01 e reator de pesquisa IEA-R1.

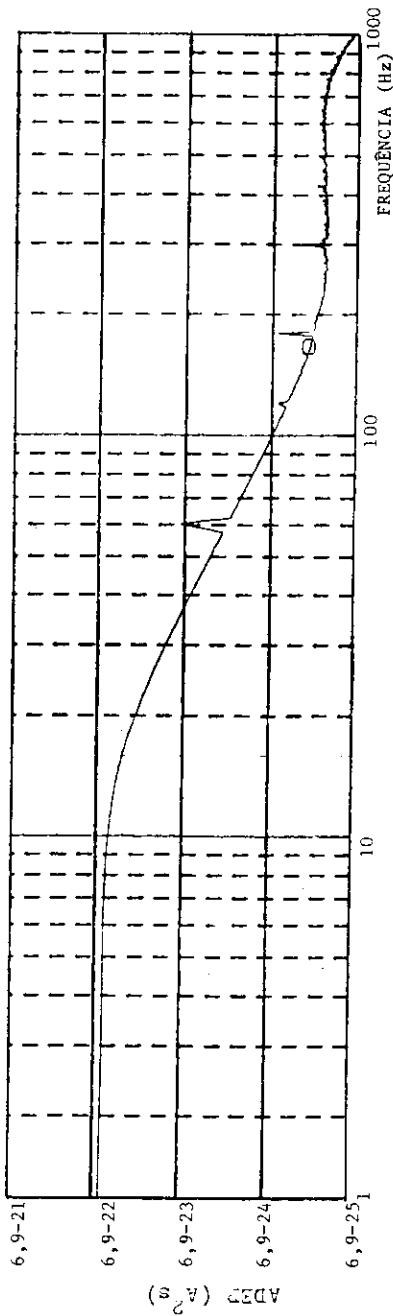
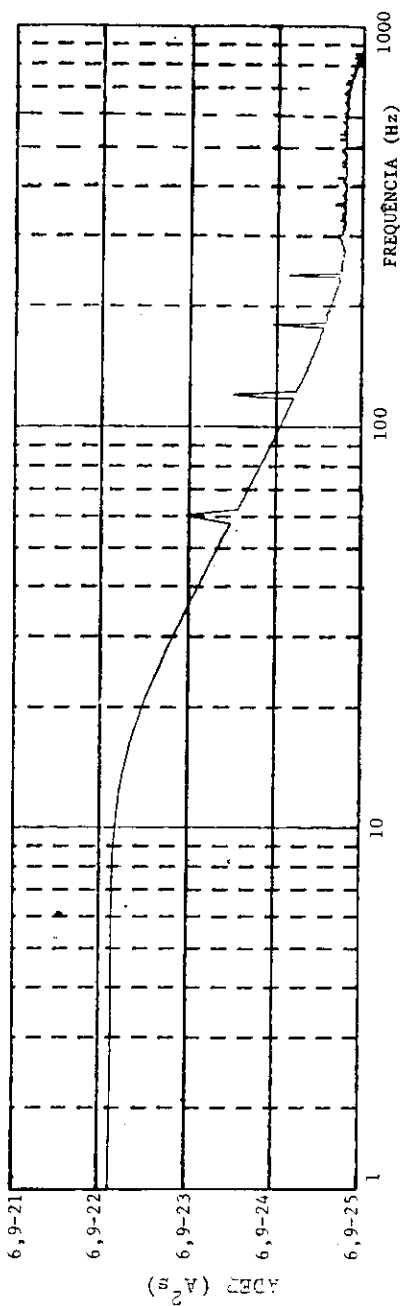


Figura 2 Densidade espectral de potência do detector. I



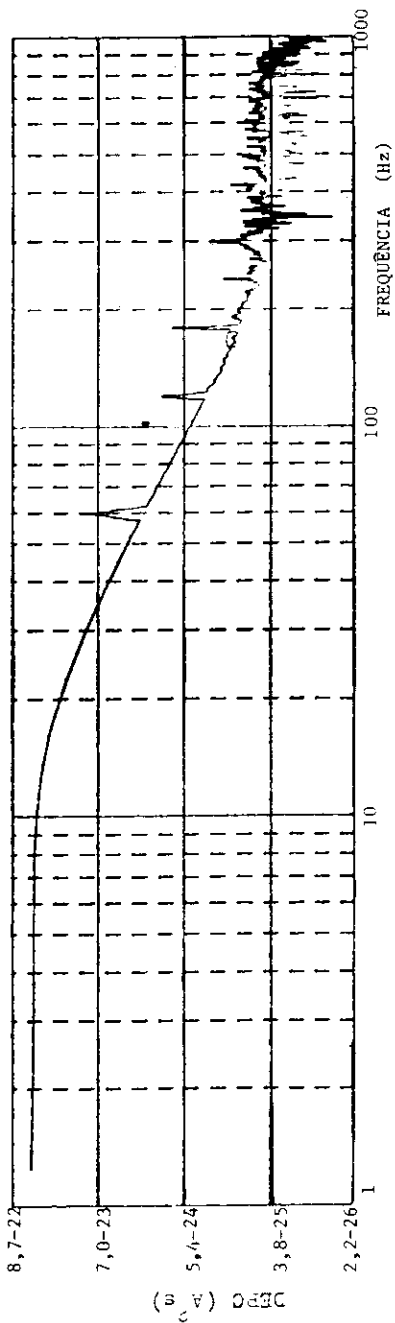


Figura 4 Densidade espectral cruzada entre os sinais dos dois detetores

Referências

- [1] R. E. Uhrig, Random Noise Techniques in Nuclear Reactor Systems, Ronald Press, 1970.
- [2] J. A. Thie, Reactor Noise, Rowman and Littlefield Inc, 1963.
- [3] M. M. R. Williams, Random Processes in Nuclear Reactors, Pergamon Press, 1974.
- [4] S. Goldman, Frequency Analysis, Modulation and Noise, Mc Graw Hill, New York, 1948.
- [5] C. E. Cohn, " A Simplified Theory of Pile Noise " Nucl. Sci. Eng., 7, 472-475, 1960.
- [6] D. Stegemann, Comunicação pessoal.
- [7] T. Nomura, "Reactivity Measurements by Reactor Noise using Two Detetor Correlation Method " Nucl. Sci. and Tech., 3[1], 14-19, 1965.
- [8] R. W. Badgley e R. E. Uhrig, " Power Spectral Density Measurements in a Subcritical Nuclear Reactor " Nucl. Sci. Eng., 19, 158-163, 1964.
- [9] G. I. Bell e S. Glasstone, Nuclear Reactor Theory, Krieger Publishing, 1979.
- [10] J. R. Lamarsh, Introduction to Nuclear Reactor Theory, Addison-Wesley Publishing Company, 1972.