

**MEDIDAS DE FLUXO DE NÊUTRONS TÉRMICOS
UTILIZANDO CERÂMICAS PIROELÉTRICAS DO TIPO
PZT COM CONVERSORES DE BORO**

EDSON ANTÔNIO DE SOUZA

**Dissertação apresentada como parte
dos requisitos para obtenção do Grau
de Mestre em Ciências na Área de
Tecnologia Nuclear.**

**Orientador:
Dr. Luiz Paulo Geraldo**

**São Paulo
1995**

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES

Autarquia associada à Universidade de São Paulo

**MEDIDAS DE FLUXO DE NÊUTRONS TÉRMICOS
UTILIZANDO CERÂMICAS PIROELETRICAS DO TIPO PZT
COM CONVERSORES DE BORO**

EDSON ANTÔNIO DE SOUZA



**Dissertação apresentada como parte
dos requisitos para obtenção do grau
de Mestre em Ciências na Área de
Tecnologia Nuclear**

**Orientador:
Dr. Luíz Paulo Geraldo**

**São Paulo
1995**

Agradecimentos

Inicialmente, gostaria de agradecer ao Prof. Luíz Paulo Geraldo do IPEN, que orientou este trabalho. Sua orientação e contribuição para o bom andamento deste trabalho foram importantes e decisivas.

Agradeço também aos Professores Reynaldo Pugliesi e José Mestnik, pela utilização dos canais de irradiação onde foram realizados os experimentos e também pelas sugestões apresentadas que foram de grande valia.

Ao professor Mauro da Silva Dias do Laboratório de Metrologia Nuclear do IPEN, pela colaboração nas medidas do fluxo de nêutrons térmicos dos canais de irradiação utilizados.

Aos professores e amigos da divisão de física nuclear do IPEN, aos amigos do RT e da COPESP, aos amigos do departamento de eletrônica do IPEN, e a todos pesquisadores e amigos do IPEN que de maneira direta ou indireta colaboraram na execução deste trabalho.

Ao IPEN e a COPESP pelo incentivo e apoio proporcionado durante o desenvolvimento deste trabalho.

A minha família e aos meus amigos pela compreensão que tiveram e principalmente pelo encorajamento que me deram para desenvolver este trabalho.

E finalmente a Deus por ter me dado saúde para concluir este trabalho.

MEDIDAS DE FLUXO DE NÊUTRONS TÉRMICOS UTILIZANDO CERÂMICAS
PIROELÉTRICAS DO TIPO PZT COM CONVERSORES DE BORO

Edson Antônio de Souza

Resumo

Neste trabalho é descrito um método para a detecção de nêutrons térmicos com cerâmicas piroelétricas. O sistema detector consiste, basicamente, de uma cerâmica PZT (Titanato Zircanato de Chumbo), comercialmente disponível na forma de disco com ambas as faces prateadas, para permitir os contactos elétricos, um conversor de boro na forma de pastilha, para induzir a variação de temperatura na cerâmica PZT através da energia liberada na reação $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$, e um sistema amplificador de pulsos apropriado para a amplificação do sinal gerado pelo detector. Dois tipos de conversores na forma de H_3BO_3 foram empregados: um com abundância isotópica natural e outro enriquecido em 92,41% do isótopo ^{10}B . Em nossa aplicação, utilizamos dois espectros de nêutrons pulsados diferentes, obtidos nos canais de extração de nêutrons BH-3 e BH-8 do reator IEA-R1. A amplitude de sinal obtida, com este sistema detector, mostrou ser proporcional ao enriquecimento isotópico em ^{10}B do conversor e altamente linear com a intensidade do fluxo de nêutrons térmicos, no intervalo de calibração entre aproximadamente $1,8 \times 10^6$ a 10^4 n/cm² seg.

MEASUREMENT OF THERMAL NEUTRON FLUX USING PYROELECTRIC CERAMIC
OF THE PZT TYPE WITH BORO CONVERTER

Edson Antônio de Souza

Abstract

A method for detecting thermal neutrons using pyroelectric ceramic is described. The neutron detector system consists of a commercially available PZT (Lead Zirconate Titanate) ceramic disk, silvered on both faces to provide electrical contact, a pellet of boron converter to induce the temperature variation in the ceramic through the energy released in the $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ reaction, and an appropriate pulse amplifier system for amplification and stabilization of the signal generated by the detector. Two types of H_3BO_3 converters have been employed : one with natural isotopic abundance and another with 92.41% enrichment in ^{10}B isotope. In our application two different neutron spectra extracted from the BH-3 and BH-8 beam tubes of the IEA-R1 reactor have been used. The signal amplitude obtained with this detector system has shown to be proportional to the ^{10}B enrichment of the boron converts and remarkably linear with the thermal neutron flux intensity within the calibration interval from 1.8×10^6 to 10^4 n/cm² seg.

ÍNDICE

CAPÍTULO 1 - Introdução	01
1.1 - Câmaras de ionização	01
1.2 - Câmaras de fissão	02
1.3 - Termopar	02
1.4 - Câmara compensada.....	02
1.5 - Técnica de atiração.....	02
1.6 - Detectores de nêutrons térmicos utilizando cerâmica PZT	03
CAPÍTULO 2 - Considerações teóricas	05
2.1 - Introdução	05
2.2 - Efeito piroelétrico	05
2.3 - Interação dos nêutrons com a matéria	13
2.3.1 - Reações nucleares	13
2.3.2 - Atenuação do fluxo de nêutrons	14
2.4 - Estimativa da mínima intensidade de fluxo de nêutrons térmicos detectável pelo sistema detector	15
CAPÍTULO 3 - Aspectos experimentais	17
3.1 - Introdução	17
3.2 - Princípio de funcionamento	17
3.3 - Canais de irradiação	19
3.4 - Chopper de cádmio	19
3.5 - Detector piroelétrico	20
3.5.1 - Cerâmica PZT	21
3.5.2 - Conversor de boro	22

3.6 - Câmara para blindagem de ruído	22
3.7 - Módulos eletrônicos	23
3.7.1 - Amplificador	23
3.7.2 - Retificador de precisão e circuito de amostragem e retenção	25
CAPÍTULO 4 - Resultados experimentais e discussões	28
4.1 - Introdução	28
4.2 - Reprodutibilidade do sistema de detecção de nêutrons	28
4.3 - Resposta do sistema detector em função da intensidade do fluxo de nêutrons	31
4.4 - Resposta do sistema detector em função da frequência de modulação do chopper de cádmio	35
CAPÍTULO 5 - Conclusões	38
5.1 - Introdução	38
5.2 - Principais características e vantagens	38
5.3 - Aplicações e desenvolvimento futuro	39
Referências bibliográficas	40

Capítulo 1 : Introdução

Desde a sua descoberta em 1932 por Chadwick⁽¹⁾, previa-se que o nêutron, devido às suas características de partícula pesada e sem carga, poderia ser utilizado em várias aplicações científicas e tecnológicas. Estas previsões foram sendo comprovadas com o passar dos anos e hoje em dia, dentre as mais importantes aplicações que se utilizam dos nêutrons podemos citar : produção de radioisótopos, neutrongrafia, reação (n,f) na geração de energia, etc. Portanto, a monitoração de fluxo de nêutrons em qualquer área da ciência ou tecnologia nuclear, é sempre muito importante.

A ionização produzida pelos nêutrons é praticamente desprezível, pois essas partículas não possuem cargas elétricas. Portanto, a sua detecção direta é muito difícil⁽²⁾. No entanto, a detecção de nêutrons torna-se possível devido aos efeitos secundários resultantes da interação destas partículas com o núcleo atômico. Dentre estas interações podemos destacar⁽¹⁾ :

- absorção do nêutron pelo núcleo e posterior emissão de partículas pronta carregadas;
- absorção do nêutron pelo núcleo formando um núcleo excitado que decai emitindo radiação- γ ;
- absorção do nêutron pelo núcleo formando um núcleo composto⁽²⁾ que se fissiona, produzindo fragmentos de fissão altamente energéticos;
- espalhamento elástico de nêutrons onde a partícula de recuo tem carga.

Várias técnicas e detectores têm sido utilizados na monitoração de fluxos de nêutrons e os mais importantes, são descritos de maneira sucinta nas próximas seções.

1.1 - Câmaras de ionização

Esses detectores baseiam-se na reação $^{10}\text{B} (n,\alpha) ^7\text{Li}$ que apresenta uma alta secção de choque⁽²⁾ (3840 b) para nêutrons térmicos. Esta reação é exotérmica liberando uma energia de aproximadamente 2,8 MeV⁽³⁾.

A grande vantagem dos detectores que utilizam esta reação é que a partícula alfa liberada é muito mais ionizante que os raios gama⁽⁴⁾ e com isso é possível detectarmos nêutrons na presença de um alto fluxo de radiação gama.

Os detectores mais comuns que utilizam essa reação são os detectores proporcionais de BF_3 . Podemos também detectar nêutrons rápidos com esta câmara. Para isto precisamos envolver o detector com parafina, a fim de que consigamos a moderação destes nêutrons até atingirem a energia na região térmica (0,025 eV)

Uma outra reação importante que usualmente é utilizada para esta finalidade é $^3\text{H}_e (n,p) ^3\text{H}$. Esta reação também é exotérmica ($Q = 0,77 \text{ MeV}$) e apresenta uma secção de choque para nêutrons térmicos da ordem de 5400 b⁽⁵⁾.

1.2 - Câmaras de fissão

Câmaras de fissão são câmaras de ionização^(4, 6, 7, 8) as quais incorporamos materiais físeis tais como : ^{238}U , ^{235}U , ^{239}Pu e ^{232}Th .

As câmaras de fissão, do mesmo modo que as câmaras de ^{10}B , podem detectar nêutrons na presença de um alto fluxo de radiação gama⁽⁴⁾, pois os fragmentos de fissão são muito mais ionizantes que os raios gama.

Para detectar nêutrons térmicos utiliza-se ^{235}U , ^{233}U e ^{239}Pu , que possuem alta secção de choque para a reação (n,f) em torno, de 500 b, 600 b e 900 b respectivamente. No caso da detecção de nêutrons rápidos utiliza-se ^{238}U e ^{232}Th , pois apresentam limiares para a reação (n,f) acima de 500 keV.

Um problema apresentado por estes detectores é que os materiais físeis são emissores de partícula alfa, e se um grande número dessas partículas forem detectadas, podemos ter um efeito de empilhamento que pode ser confundido com os sinais produzidos pelos fragmentos de fissão.

1.3 - Termopar

Para fluxos extremamente altos podemos utilizar um termopar. Este detector baseia-se no efeito de Seebeck⁽⁹⁾.

Ao recobrirmos uma das junções do termopar com um material, que apresenta uma grande secção de choque para reações com nêutrons, como por exemplo o ^{235}U , teremos produção de calor devido ao grande número de reações nucleares. Este calor provoca uma diferença de potencial diretamente proporcional ao número de nêutrons incidentes no termopar.

1.4 - Câmara compensada

Esse instrumento é muito utilizado em controle de reatores nucleares⁽⁶⁾. A câmara compensada é formada por duas câmaras de ionização, sendo apenas uma sensível à nêutrons enquanto ambas são sensíveis à radiação gama. Esta câmara é calibrada em um fluxo onde só existe radiação gama^(4, 6), de modo que a diferença de leitura entre as duas câmaras seja zero. Assim, quando a câmara for exposta à um fluxo de nêutrons na presença de radiação gama, como é o caso de reatores nucleares, a diferença entre as leituras obtidas com as duas câmaras representará a contribuição devido somente à nêutrons.

1.5 - Técnica de ativação

Ao irradiar um material com nêutrons o mesmo pode ficar excitado e em seguida decair, com uma meia-vida característica, emitindo radiações beta ou gama. A contagem dessas radiações permite determinar o número de átomos que foram inicialmente ativados ou excitados, que é diretamente proporcional à intensidade de nêutrons incidente na amostra.

As vantagens apresentadas por este método são :

- intervalo de medida muito grande^(4, 10), possibilitando determinar fluxos de nêutrons de várias intensidades. Para isto é necessário escolher materiais com secções de choques adequadas à medida;
- o material tem dimensões pequenas, podendo ser utilizado em mapeamento de fluxo de nêutrons dentro do núcleo do reator;
- permite medir a intensidade do fluxo de nêutrons em uma região de energia desejada, escolhendo materiais que apresentam reações com limiares apropriados na faixa de energia de interesse.

A principal desvantagem desse método, é que o mesmo não pode ser utilizado em medidas instantâneas do fluxo de nêutrons.

Além dos detectores abordados anteriormente podemos ainda citar: o SPND^(6,11) (Self Powered Neutron Detectors), os filmes monitores^(7,8,12), detectores radiofotoluminescentes⁽⁸⁾, detectores termoluminescentes⁽⁸⁾ e os detectores sólidos de traços nucleares.

Maiores detalhes sobre os sistemas detectores aqui abordados podem ser encontrados nas referências 4, 7 e 8, 11, 13 e 14.

1.6 - Detectores de nêutrons térmicos utilizando cerâmica PZT

Este trabalho dá continuidade às pesquisas em dosimetria anteriormente desenvolvidas no Grupo de Biofísica e Dosimetria do IFQSC-USP, de São Carlos, sob orientação do Professor Sérgio Mascarenhas.

Recentemente, o Professor Silvério Crestana desenvolveu no IPEN, em parceria com o Laboratório de Biofísica do IFQSC-USP e da COPESP, uma nova técnica para a detecção de nêutrons térmicos utilizando cerâmicas piroelétricas do tipo PZT (Titanato Zircanato de Chumbo), fabricadas pela Edon-Western Corp. (U.S.A), em conjunto com conversores de urânio enriquecido a 20% do isótopo ^{235}U . Detalhes sobre este sistema podem ser obtidos nas referências 11 e 15.

O objetivo principal do trabalho apresentado nesta dissertação, foi desenvolver um outro sistema detector de nêutrons térmicos, similar ao desenvolvido pelo Professor Silvério Crestana, com as seguintes vantagens adicionais :

- utilização de cerâmicas nacionais fabricadas pela Thorton Inpec. Elet. S/A. de Valinhos-SP
- utilização de conversores de ^{10}B . Este material, quando utilizado na detecção de nêutrons térmicos em conjunto com cerâmicas do tipo PZT mostrou desempenho muito próximo ao dos conversores de ^{235}U . Dentre as vantagens apresentadas pelos conversores de ^{10}B podemos citar : disponibilidade de amostras com alto teor isotópico em ^{10}B além da

facilidade de manuseio, quando comparados com a toxidez e radioatividade natural dos conversores de urânio.

- utilização de uma eletrônica mais simples e de menor custo.
- sistema de leitura mais prático, através de um voltímetro digital.

Convém ressaltar que a principal contribuição deste trabalho, para a técnica de detecção de nêutrons térmicos com cerâmicas PZT, foi o desenvolvimento de um novo sistema eletrônico de medida, de menor custo, operação mais simples e portátil.

No capítulo 2 descrevemos os aspectos teóricos considerados mais relevantes para este trabalho, tais como : o efeito piroelétrico e a interação do nêutron com a matéria. Neste capítulo é ainda apresentado um cálculo matemático onde relacionamos a amplitude do sinal gerado pelo detector piroelétrico em função da frequência de modulação, da intensidade do fluxo de nêutrons térmicos e outros parâmetros físicos inerentes ao sistema detector.

No capítulo 3 descrevemos com detalhes a técnica de detecção de nêutrons utilizando cerâmicas piroelétricas e apresentamos os principais componentes que constituem o aparato experimental utilizado neste trabalho.

No capítulo 4 são apresentados e discutidos os resultados experimentais obtidos neste trabalho. Mostramos ainda uma análise do comportamento da estabilidade e reprodutibilidade do sinal gerado pelo detector, bem como um estudo da variação da amplitude deste sinal com a intensidade do fluxo de nêutrons e com a frequência de modulação do chopper, para conversores de boro com enriquecimentos isotópicos diferentes.

No capítulo 5 apresentamos as conclusões obtidas com os resultados experimentais deste trabalho, enfocamos as principais vantagens e aplicações deste detector e também discutimos algumas sugestões para futuros trabalhos que podem ser realizados com esta técnica de detecção de nêutrons.

Capítulo 2 : Considerações Teóricas

2.1 - Introdução

Neste capítulo descrevemos de forma sucinta os aspectos teóricos considerados mais relevantes para este trabalho, referentes ao efeito piroelétrico e a interação do nêutron com a matéria. É apresentado ainda um cálculo matemático para exprimir de maneira relativamente simples a amplitude do sinal gerado pelo detector piroelétrico em função da frequência de modulação, da intensidade do fluxo de nêutrons térmicos e outros parâmetros físicos inerentes ao sistema detector.

2.2 - Efeito piroelétrico

Um estudo detalhado do efeito piroelétrico pode ser encontrado em vários trabalhos na literatura (11, 16 a 23), de modo que o assunto será abordado aqui de forma apenas sumária.

Uma maneira simples de entender a piroeletricidade é considera-la como sendo uma propriedade que determinados tipos de materiais possuem de gerarem cargas elétricas superficiais em uma direção específica, quando são submetidos à uma variação de temperatura.

A piroeletricidade é um fenómeno que ocorre apenas em determinados tipos de materiais. Observou-se⁽¹⁶⁾ que das 32 classes cristalográficas existentes, o efeito piroelétrico ocorre somente em 10, sendo estas classes aquelas que possuem apenas um eixo polar, isto é, somente um momento de dipolo elétrico.

Outro fato observado à respeito destes materiais é que além de gerarem cargas elétricas, devido à variação da temperatura interna ou superficial, o tensionamento mecânico também pode contribuir para este efeito. Daí conclui-se que todo material piroelétrico é também piezoelétrico.

Ao efeito piroelétrico resultante somente da variação da temperatura foi dado o nome de efeito piroelétrico primário⁽¹⁶⁾ ou efeito piroelétrico verdadeiro⁽¹⁷⁾. No entanto, como todo material piroelétrico é também piezoelétrico, é de se esperar que tenhamos também polarizações de origem piezoelétricas.

As polarizações, produzidas pelas tensões mecânicas que a variação da temperatura pode causar na rede cristalina do material, recebem o nome de efeitos piroelétricos secundários⁽¹⁷⁾ ou efeitos piroelétricos falsos⁽¹⁸⁾.

Os efeitos piroelétricos falsos podem ser subdivididos em efeitos piroelétricos falsos de primeira espécie⁽¹⁶⁾, quando o efeito é produzido por aquecimento não uniforme, e em efeitos piroelétricos falsos de segunda espécie⁽¹⁶⁾, quando o efeito é produzido por aquecimento uniforme.

Capítulo 2 : Considerações Teóricas

2.1 - Introdução

Neste capítulo descrevemos de forma sucinta os aspectos teóricos considerados mais relevantes para este trabalho, referentes ao efeito piroelétrico e a interação do nêutron com a matéria. É apresentado ainda um cálculo matemático para exprimir de maneira relativamente simples a amplitude do sinal gerado pelo detector piroelétrico em função da frequência de modulação, da intensidade do fluxo de nêutrons térmicos e outros parâmetros físicos inerentes ao sistema detector.

2.2 - Efeito piroelétrico

Um estudo detalhado do efeito piroelétrico pode ser encontrado em vários trabalhos na literatura (11, 16 a 23), de modo que o assunto será abordado aqui de forma apenas sumária.

Uma maneira simples de entender a piroeletricidade é considera-la como sendo uma propriedade que determinados tipos de materiais possuem de gerarem cargas elétricas superficiais em uma direção específica, quando são submetidos à uma variação de temperatura.

A piroeletricidade é um fenómeno que ocorre apenas em determinados tipos de materiais. Observou-se⁽¹⁶⁾ que das 32 classes cristalográficas existentes, o efeito piroelétrico ocorre somente em 10, sendo estas classes aquelas que possuem apenas um eixo polar, isto é, somente um momento de dipolo elétrico.

Outro fato observado à respeito destes materiais é que além de gerarem cargas elétricas, devido à variação da temperatura interna ou superficial, o tensionamento mecânico também pode contribuir para este efeito. Daí conclui-se que todo material piroelétrico é também piezoelétrico.

Ao efeito piroelétrico resultante somente da variação da temperatura foi dado o nome de efeito piroelétrico primário⁽¹⁶⁾ ou efeito piroelétrico verdadeiro⁽¹⁷⁾. No entanto, como todo material piroelétrico é também piezoelétrico, é de se esperar que tenhamos também polarizações de origem piezoelétricas.

As polarizações, produzidas pelas tensões mecânicas que a variação da temperatura pode causar na rede cristalina do material, recebem o nome de efeitos piroelétricos secundários⁽¹⁷⁾ ou efeitos piroelétricos falsos⁽¹⁸⁾.

Os efeitos piroelétricos falsos podem ser subdivididos em efeitos piroelétricos falsos de primeira espécie⁽¹⁶⁾, quando o efeito é produzido por aquecimento não uniforme, e em efeitos piroelétricos falsos de segunda espécie⁽¹⁶⁾, quando o efeito é produzido por aquecimento uniforme.

Supondo que tenhamos somente o efeito piroelétrico primário, então o efeito, pode ser descrito de acordo com a seguinte equação⁽¹⁶⁾ :

$$p = \frac{\Delta P}{\Delta T} \quad (1)$$

Onde p é o coeficiente piroelétrico do material, ΔT é a variação de temperatura no material e ΔP é a variação da polarização espontânea.

Caso tenhamos a presença dos efeitos piroelétricos falsos de primeira e segunda espécies, junto com o efeito piroelétrico verdadeiro, então o coeficiente piroelétrico pode ser representado por um vetor $\vec{p} = (p_1, p_2, p_3)$, equivalente à soma dos coeficientes referentes aos efeitos primários e secundários (de primeira e segunda espécie).

Graficamente, a dependência da polarização em função da temperatura pode ser vista na figura 1⁽¹⁹⁾.

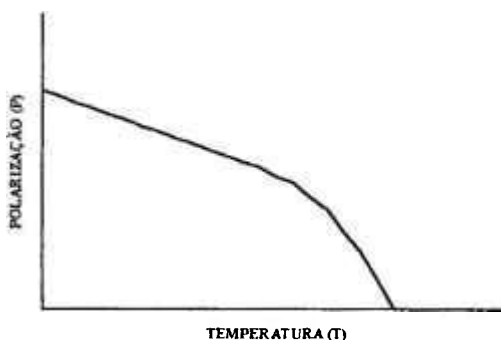


Figura 1 - Variação da polarização em função da temperatura para um material piroelétrico

Observa-se que o coeficiente piroelétrico também pode ser representado pelo gradiente da curva da figura 1, e a equação 1 pode ser reescrita como :

$$p = \frac{\delta P}{\delta T} \quad (2)$$

Foi constatado na prática⁽¹⁶⁾ que a determinação dos efeitos piroelétricos verdadeiros é muito difícil, pelo fato de que os efeitos piroelétricos falsos de segunda espécie apresentam, quase sempre, amplitudes muito maiores, fazendo com que estes efeitos superponham os efeitos piroelétricos verdadeiros. Em casos extremos pode acontecer que o efeito piroelétrico verdadeiro seja tão pequeno, quando comparado aos efeitos piroelétricos falsos, que se torna impossível a sua observação.

O único cristal onde o efeito piroelétrico verdadeiro foi observado é a turmalina. Entretanto a presença do efeito neste material é ainda muito contestado⁽¹⁶⁾.

Os detectores piroelétricos são materiais que quando submetidos à variação de temperatura geram cargas elétricas superficiais (Q) proporcionais à estas variações de temperatura⁽²⁴⁾. Este efeito é descrito pela seguinte equação :

$$Q = pA\Delta T \quad (3)$$

Onde p e A são respectivamente, o coeficiente piroelétrico e a área do material submetido à variação de temperatura ΔT .

Estas cargas são geradas devido à mudança de polarização dos momentos de dipolos elétricos deste material, provocadas pela variação de temperatura⁽¹⁶⁾.

Os valores de p à temperatura ambiente, de alguns sensores piroelétricos tais como: o PZT, o titanato de bário, o niobato de lítio e o sulfato de triglicina variam⁽¹¹⁾ de 10^{-3} a $10^{-4} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{k}^{-1}$

Os materiais normalmente utilizados na confecção de detectores piroelétricos podem ser divididos em três classes, a saber : cristais, cerâmicas e polímeros.

Dentre os materiais pertencentes a cada classe podemos destacar :

- cristais : TGS, TGFB, DTGFB, LiTO_3 , LiNbO_3 , etc...
- cerâmicas : PZT, BaTiO_3 , PLZT, etc...
- polímeros : PVF, PVC, PVF_2 , PAN, etc...

Neste trabalho dedicamos a um estudo detalhado do comportamento da cerâmica PZT (titanato, zircanato de chumbo), como um elemento sensor para a detecção de nêutrons térmicos.

As cerâmicas piroelétricas vem apresentando excelentes resultados quando utilizadas como detectores piroelétricos em diversas aplicações da ciência e tecnologia como pode se observado nas referências [15, 24 a 29].

De acordo com a referência 20 os detectores piroelétricos construídos com cerâmicas PZT, apresentam grandes vantagens , quando comparadas com detectores de cristais e polímeros, devido à sua robustez e capacidade de suportar altas temperaturas.

Outra vantagem apresentada pela cerâmica PZT é a possibilidade de sua fabricação na forma de pastilhas com diversos tamanhos e formatos⁽¹¹⁾

O processo básico para a confecção de uma cerâmica piroelétrica do tipo PZT⁽¹¹⁾, inicia-se fazendo o material cerâmico reagir com vários óxidos. A seguir este material é submetido a um tratamento térmico à altas temperaturas, aproximadamente 500°C ⁽³⁰⁾. Neste processo, vários domínios são criados nos locais onde os dipolos elétricos possuem orientação, no entanto, a orientação entre esses domínios é aleatória.

A figura 2 é uma representação esquemática da forma como estão orientados os domínios de uma cerâmica não polarizada.

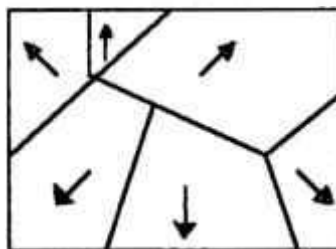


Figura 2 - Orientação dos domínios em uma cerâmica PZT não polarizada

A polarização da cerâmica é conseguida através da reordenação dos domínios aplicando ao material um campo elétrico externo em uma direção previamente definida e suficientemente intensa para vencer o campo coercivo do material. O campo coercivo é um campo de força responsável pela orientação aleatória dos domínios em uma cerâmica PZT não polarizada.

Após este processo os domínios ficam todos orientados em uma direção preferencial, conforme é mostrado na figura 3.

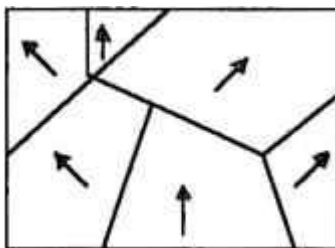


Figura 3 - Orientação dos domínios em uma cerâmica PZT polarizada

Ao retirarmos o campo elétrico aplicado à cerâmica a mesma não perde a polarização induzida por esse campo. O único modo de rompermos essa polarização⁽¹¹⁾ é aplicando um campo elétrico externo ou um esforço mecânico, cuja intensidade seja muito maior do que a das forças que mantêm os domínios orientados.

A fim de se utilizar a cerâmica PZT como detector piroelétrico, as faces da pastilha são usualmente recobertas por uma fina camada de prata. Um dos métodos mais utilizados para a deposição dessa camada de prata, é a difusão⁽³¹⁾. Estas duas faces recobertas pela camada de prata formarão os eletrodos da pastilha.

Como foi discutido anteriormente, quando há variação da temperatura na superfície da cerâmica PZT, ocorre a produção de cargas elétricas e estas por sua vez são responsáveis pelo aparecimento de uma pequena corrente entre os eletrodos da pastilha. Assim, o circuito elétrico representando o detector piroelétrico é formado basicamente por uma fonte de corrente I_d , em paralelo com uma capacitância C_d e uma resistência R_d , conforme pode ser visto na figura 4.

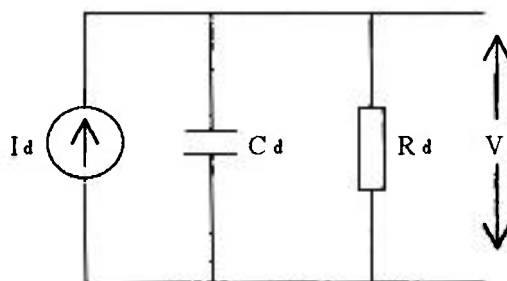


Figura 4 - Circuito elétrico equivalente de um detector piroelétrico

Quando conectamos o detector piroelétrico à uma carga de alta impedância, por exemplo à um amplificador com alta impedância de entrada, aparece em seus terminais uma diferença de potencial, dada por⁽¹⁸⁾ :

$$V = \frac{Q}{C_d} \quad (4)$$

Nesta equação, a carga Q armazenada no capacitor C_d , que é produzida devido à uma variação de temperatura ΔT , pode ser determinada pela equação 3.

Um cuidado importante que devemos tomar no processo de produção da variação de temperatura no detector, é garantir que este seja pulsado ou modulado. Caso isso não ocorra as cargas superficiais (Q) geradas devido ao efeito piroelétrico, serão neutralizadas por cargas espúrias⁽¹⁹⁾.

Neste trabalho, produzimos uma variação de temperatura suficiente para a formação do sinal piroelétrico irradiando uma amostra sólida de boro (H_3BO_3) em contato com a cerâmica PZT, em um feixe de nêutrons térmicos, modulado por um chopper de cádmio com frequência de rotação ω_0 . A interação dos nêutrons com o boro (^{10}B) produz a reação $^{10}B(n, \alpha)^7Li$, onde é liberado uma certa quantidade de energia, aproximadamente 2,8 MeV^(26, 27). Como a amostra de boro esta devidamente acoplada à cerâmica PZT ocorre a transferência do calor gerado na reação para a cerâmica, produzindo assim uma diferença de potencial entre os eletrodos da cerâmica, em consequência do efeito piroelétrico.

A modulação do fluxo de nêutrons gera um campo variável e senoidal de temperatura $T(x)$ na cerâmica PZT e a carga média induzida pelo efeito piroelétrico é dado por ⁽¹⁷⁾ :

$$\langle Q \rangle = \left(\frac{p}{L_p} \right) \text{Re} \left[\left(\int_{L_p} T(x) dx \right) e^{i\omega_0 t} \right] \quad (5)$$

Onde ω_0 é a frequência de modulação do fluxo de nêutrons térmicos ou frequência de rotação do chopper e L_p é espessura da cerâmica.

De acordo com a literatura⁽¹⁷⁾ podemos escrever :

$$\theta_p(\omega_0) = \frac{1}{L_p} \int T_p(\omega_0, x) dx \quad (6)$$

Onde T_p é o campo de temperatura no volume do transdutor piroelétrico e θ_p é a temperatura média para um cerâmica de espessura L_p . Portanto, a equação 5 pode ser reescrita como :

$$\langle Q \rangle = p \text{Re}[\theta_p(\omega_0) e^{i\omega_0 t}] \quad (7)$$

Neste caso a variação de potencial médio na cerâmica, equação 4, pode ser escrita como :

$$V(\omega_0) = \frac{\langle Q \rangle}{C_d} = \frac{pA}{C_d} \text{Re}[\theta_p(\omega_0)] e^{i\omega_0 t} \quad (8)$$

Onde C_d é a capacitância por unidade de área, para uma cerâmica PZT com espessura L_p . Deste modo, a equação 8 pode ser reescrita como :

$$V(\omega_0) = \frac{pL_p}{\kappa \epsilon_0} \text{Re}[\theta_p(\omega_0)] e^{i\omega_0 t} \quad (9)$$

Onde ϵ_0 é a constante de permissividade no vácuo e vale $8,85418 \times 10^{-12} \text{cm./Vm}$ e κ é a constante dielétrica da capacitância C_d .

Segundo A. Mandelis e M. M. Zver⁽¹⁷⁾, o campo de temperatura T_p pode ser determinado pela equação :

$$T_p = C e^{\mathbf{n}_p x} \quad (10)$$

Onde: $\mathbf{n}_p = -(1+i)\mathbf{a}_p$ e

$$\mathbf{a}_{(s,p)} = \left(\frac{\omega_0}{2\alpha_{(s,p)}} \right)^{\frac{1}{2}} : \text{é o coeficiente de difusividade térmica para a amostra (s) e cerâmica (p).}$$

A constante C está relacionada com o calor transferido no sentido conversor-PZT, α_p é a difusividade térmica do transdutor piroelétrico e x é a espessura do material piroelétrico.

Uma análise teórica mais realista do sinal gerado pelo detector piroelétrico deve levar em conta o efeito de auto-absorção de nêutrons na amostra de boro. Para uma mesma espessura, este efeito é tanto maior quanto maior for o enriquecimento do isótopo ^{10}B na amostra de boro. Logo, o campo de temperatura produzido na reação $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$, devido aos núcleos de ^{10}B que estão mais distantes da cerâmica do que o comprimento de absorção do nêutron, não contribuirá para a geração do sinal piroelétrico, como pode ser visto esquematicamente na figura 5 (11).

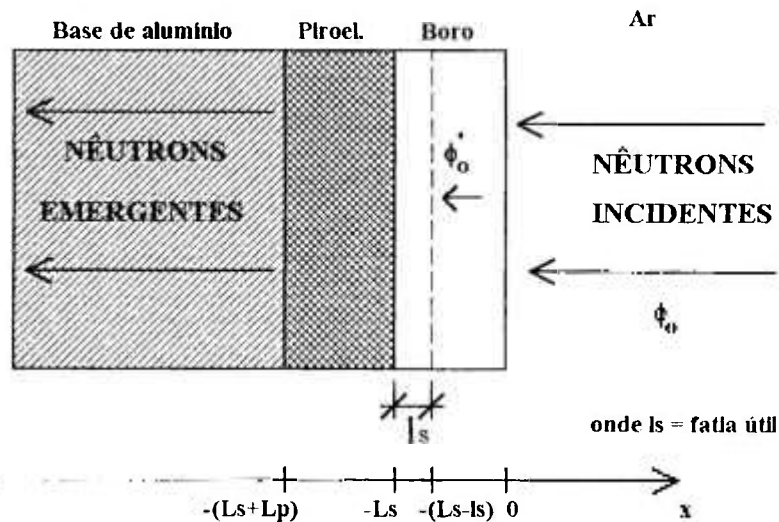


Figura 5 - Efeito da auto-absorção de nêutrons e fatia útil para geração de calor na amostra de boro

Portanto, no cálculo teórico da amplitude do sinal gerado pelo sistema detector é necessário fazermos as devidas correções para a espessura da amostra de boro, pois a camada

útil é l_s e não L_s e para o fluxo de nêutrons térmicos, já que o fluxo de nêutrons incidentes sobre a amostra de boro (ϕ_0), é atenuado pela camada $-(L_s - l_s)$ que não contribui para a geração do sinal piroelétrico. Maiores detalhes sobre atenuação do fluxo de nêutrons são dados na seção 2.3.3.

O fluxo de nêutrons térmicos que realmente contribui para a geração do sinal piroelétrico, é dado por :

$$\phi_0' = \phi_0 e^{-\Sigma_t (L_s - l_s)} \quad (11)$$

Onde Σ_t é o coeficiente de auto absorção ou secção de choque macroscópica na amostra de boro.

Quando uma amostra com alto teor de enriquecimento em ^{10}B é submetida a um fluxo de nêutrons modulado com baixa frequência, como é o caso deste trabalho, o sinal gerado pelo sistema detector é muito estreito, praticamente um pulso. Neste caso este sinal pode ser dado, de acordo com o modelo teórico de Rosenzweig e Gersho ⁽³²⁾, por :

$$V(\omega_0, \phi) = \left[\frac{\rho \phi_0' E}{2\epsilon} \right] \frac{e^{-i\omega_0 t}}{\kappa_s \eta_s \eta_p (b_{|ps|} + 1)} \quad (12)$$

onde : $b_{|ps|} = \frac{\kappa_s \alpha_p}{\kappa_p \alpha_s}$

ϕ_0' : fluxo de nêutrons atenuado pela amostra.

E : é a energia térmica liberada na reação $^{10}\text{B}(n, \alpha) ^7\text{Li}$.

ϵ : é o coeficiente de permissividade do meio.

$$\eta_{s,p} = -(1+i) \alpha_{(s,p)}$$

$\alpha_{s,p}$: difusividade térmica da amostra (s) e cerâmica (p).

κ_s : condutividade térmica da amostra.

De acordo com a equação 12, pode-se observar que a resposta gerada por um detector piroelétrico é diretamente proporcional ao fluxo de nêutrons incidentes no conversor e

equações 9, 10 e 12, que $V(\omega_0, \phi)$ é proporcional à variação de temperatura na cerâmica PZT, ao contrário de outros detectores térmicos, tais como os termistores ou termopares que apresentam resposta proporcional à temperatura^(6, 9). Esta característica faz com que os detectores piroelétricos apresentem respostas mais rápidas do que a dos outros detectores térmicos.

Outra característica importante dos detectores piroelétricos é sua alta sensibilidade, sendo capazes de medir níveis de potência de até 10^{-10} Watts^(33, 34). Devido à esta grande sensibilidade, os detectores piroelétricos podem responder à uma ampla faixa espectral em intensidade para partículas e radiações eletromagnéticas. Vários trabalhos têm sido apresentados na literatura, descrevendo as aplicações dos detectores piroelétricos em medidas deste tipo, como por exemplo: Astheimer and Schwarz⁽²⁵⁾ e Putley⁽³⁵⁾ (detectores de infravermelho); Bekner et all⁽²⁶⁾ e M. W. Geis et all⁽²⁴⁾ (detectores de partículas neutras); A. A. Carvalho⁽¹⁹⁾ e S. Mascarenhas et all⁽³⁶⁾ (dosímetros de raio-X); Strakovskaya and Kremenchugskii⁽²⁹⁾ (detectores de radiação gama); Curvinel et all⁽²⁷⁾ (detector de feixe de prótons); S. B. Crestana⁽¹¹⁾ (detector de nêutrons térmicos).

2.3. - Interação dos nêutrons com a matéria

2.3.1 - Reações Nucleares

Por ser eletricamente neutro, os nêutrons não conseguem interagir com a nuvem eletrônica do átomo ou com a carga positiva dos prótons presentes no núcleo. Desta forma o nêutron penetra no átomo e alcança o núcleo onde ocorre as interações devido às forças nucleares (1).

Basicamente podemos dividir as reações nucleares com nêutrons em reações de absorção e reações de espalhamento⁽¹⁰⁾.

As reações de espalhamento podem ser do tipo elástico ou inelástico. No espalhamento elástico há conservação da energia cinética do sistema enquanto no espalhamento inelástico não há conservação desta energia cinética.

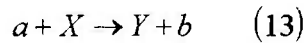
As reações de absorção por outro lado podem ser divididos em : reações de captura radioativa (n, γ); reações com produção de partículas carregadas (n, p), (n, α); reações ($n, 2n$) ou ($n, 3n$); e fissão (n, f). Destas reações a de maior interesse para o presente trabalho é a reação (n, α), pois no sistema detector é essa a reação responsável pela detecção dos nêutrons térmicos.

O parâmetro que mede a probabilidade de ocorrência para um determinado tipo de reação nuclear é denominado secção de choque microscópica (σ_j).

Assim, para cada reação temos uma σ_j tal que a secção de choque total pode ser representada como $\sigma_T = \sum \sigma_j$. A unidade de secção de choque microscópica⁽¹⁾ é o barn, e é igual a 10^{-24} cm^2 . No presente trabalho a secção de choque para a reação de interesse, $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$, é da ordem de 3800 barn⁽²⁾, na região térmica ($\approx 0,025 \text{ eV}$).

Qualquer reação nuclear pode ser estudada em termos da massa e da energia das partículas envolvidas na reação. O balanço em energia para as reações nucleares é obtido de

forma semelhante ao das reações químicas onde devemos levar em conta os efeitos relativísticos⁽²⁾. Tomando como exemplo a seguinte reação nuclear genérica :



o balanço energético é dado por :

$$\left(E_a + m_a C^2 \right) + \left(E_X + M_X C^2 \right) = \left(E_Y + M_Y C^2 \right) + \left(E_b + m_b C^2 \right) \quad (14)$$

Onde E_a e m_a são respectivamente energia cinética e massa da partícula incidente, E_X e M_X são respectivamente energia cinética e massa do núcleo alvo, E_Y e M_Y são respectivamente energia cinética e massa do núcleo produto, E_b e m_b são respectivamente energia cinética e massa da partícula emergente e C é a velocidade da luz no vácuo.

Considerando que o núcleo alvo esteja em repouso temos :

$$Q = E_Y + E_b + E_a = (M_X + m_a + M_Y + m_b) C^2 \quad (15)$$

O valor de Q da equação 15 recebe o nome de energia de balanço da reação nuclear ou simplesmente valor Q da reação.

Se o valor Q for positivo ocorre liberação de energia na reação, isto significa que a reação é energeticamente possível e é denominada exotérmica.

Quando o valor Q for negativo, a reação só ocorre com fornecimento de energia, e é denominada endotérmica. Para a reação de interesse, $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$, a energia liberada é positiva e da ordem de 2,8 MeV⁽²⁾.

2.3.2 - Atenuação do fluxo de nêutrons

O fluxo de nêutrons ao atravessar um determinado material pode sofrer atenuação significativa em sua intensidade, devido às reações nucleares discutidas na seção anterior.

Podemos determinar a intensidade do fluxo de nêutrons atenuado $\phi(x)$ em um certo material da seguinte forma. Suponhamos que um feixe de nêutrons monoenergético de intensidade ϕ_0 incida sobre um material com superfície A e espessura x . Então para uma pequena fatia dx desse material temos um fluxo $d\phi$, que é determinado pela seguinte equação :

$$-d\phi = \phi_{(x)} N \sigma_T dx \quad (16)$$

Onde N , é o número de átomos por unidade de volume presente no material. Integrando a equação 16 obtemos :

$$\phi_{(x)} = \phi_0 e^{-N\sigma_T x} \quad (17)$$

O produto $N\sigma_T$ é usualmente conhecido como secção de choque macroscópica (Σ_t).

2.4 - Estimativa da mínima intensidade de fluxo de nêutrons térmicos detectável pelo sistema detector.

Através da energia liberada na reação $^{10}\text{B} (n, \alpha) ^7\text{Li}$ podemos estimar qual a menor intensidade de fluxo de nêutrons, teoricamente detectável pelo sistema detector piroelétrico.

O número de reações nucleares, que ocorrem por segundo, quando o feixe de nêutrons incide sobre a amostra é determinado por (2).

$$R_{(n,\alpha)} = N_{\text{B}^{10}}^{(\text{atm})} \phi_n \sigma_{(n,\alpha)} \quad (18)$$

Onde $N_{\text{B}^{10}}^{(\text{atm})}$ é o número de núcleos de ^{10}B presentes na amostra, ϕ_n é a intensidade do fluxo de nêutrons térmicos que incide sobre a amostra e $\sigma_{(n,\alpha)}$ é a secção de choque microscópica para a reação (n,α) . Considerando⁽²⁾ $\sigma_{(n,\alpha)} = 3840$ barn a equação 18 pode ser escrita como :

$$R_{(n,\alpha)} = 231,17 m_{^{10}\text{B}} \phi_n \quad (19)$$

Em nossas medidas utilizamos conversores de boro com enriquecimento natural (19,18 % em ^{10}B) e conversores com 92,41 % de enriquecimento em ^{10}B . Os dois tipos de conversores possuem uma massa de aproximadamente 115 miligramas em H_3BO_3 .

Como foi discutido anteriormente, segundo Roundy e Byer⁽³³⁾ e J. Copper⁽³⁴⁾ é possível de se detectar potências de até 10^{-10} Watts com os detectores do tipo piroelétrico.

Sabendo que em uma reação nuclear $^{10}\text{B} (n, \alpha) ^7\text{Li}$ são liberados 2,8 MeV ⁽²⁾ em energia, então para produzirmos com os conversores de boro uma potência mínima de 10^{-10} Watts, a seguinte condição deve ser satisfeita para a intensidade do fluxo de nêutrons térmicos :

$$\phi_n > 2,6 \times 10^2 \text{ n/cm}^2.\text{seg.} \quad \text{para conversores de boro natural}$$

$$\phi_n > 5,6 \times 10^1 \text{ n/cm}^2.\text{seg.} \quad \text{para conversores de boro enriquecido}$$

Portanto, teoricamente, a menor intensidade de fluxo de nêutrons térmicos que podemos monitorar, com o nosso sistema detector piroelétrico, seria da ordem de $5,6 \times 10^1 \text{ n/cm}^2.\text{seg.}$

Capítulo 3 : Aspectos Experimentais

3.1 - Introdução

Neste capítulo descrevemos com alguns detalhes os componentes principais que constituem o aparato experimental utilizado na detecção de nêutrons térmicos, a saber : canais de irradiação com nêutrons, pastilha conversora de boro, cerâmica PZT, chopper de cádmio e eletrônica associada ao sistema detector. O princípio de funcionamento deste sistema detector, para medidas de fluxo de nêutrons térmicos, é também discutido, dando ênfase aos recursos eletrônicos utilizados para a estabilização do sinal de saída.

3.2 - Princípio de funcionamento

O diagrama em blocos do sistema detector de nêutrons térmicos desenvolvido neste trabalho é apresentado na figura 6.

De uma forma muito sucinta é descrito a seguir, o princípio de operação de todo o sistema detector desenvolvido neste trabalho.

O feixe de nêutrons térmicos, modulado por um chopper de cádmio, incide sobre o conversor de H_3BO_3 . A energia total liberada nas reações $^{10}B(n, \alpha)^7Li$, que é diretamente proporcional ao fluxo de nêutrons térmicos, é então transferida à cerâmica PZT adequadamente acoplada ao conversor⁽¹¹⁾. A variação de temperatura na cerâmica induz uma polarização na mesma⁽¹⁶⁾ que por sua vez dá origem a um sinal elétrico⁽¹⁶⁾. O sinal na saída do detector é enviado, através de cabos coaxiais de 50 Ω , a um amplificador de pulso com um ganho de tensão igual a 435 e uma impedância de entrada alta (aproximadamente 1,5 T Ω). Após essa amplificação o sinal passa por um retificador de precisão⁽³⁷⁾ e finalmente por um circuito de amostragem e retenção⁽³⁸⁾. A finalidade básica destes circuitos é detectar o pico do pulso na saída do amplificador e manter a amplitude desse pico praticamente constante, por um tempo suficientemente longo de forma a permitir sua leitura em um voltímetro digital comum.

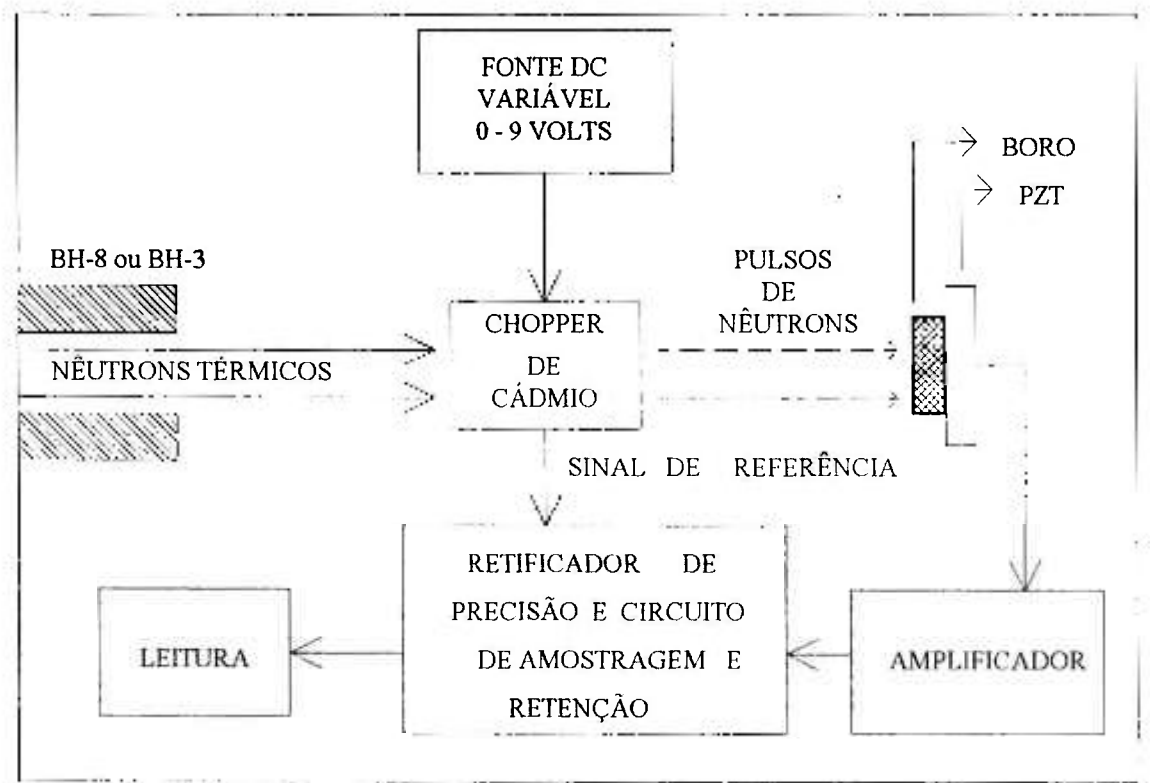


Figura 6 - Diagrama em blocos do sistema utilizado na detecção de nêutrons térmicos

3.3 - Canais de irradiação

Inicialmente, as medidas foram realizadas no canal de irradiação BH-8, do reator de pesquisa IEA-R1 (2 MW) do IPEN-CNEN/SP, em uma posição onde a intensidade do fluxo de nêutrons térmicos é da ordem de 2×10^6 n/cm²seg. O espectro de nêutrons térmicos extraído neste canal é do tipo Maxwelliano, muito distorcido em relação ao espectro térmico próximo ao núcleo do reator, devido à presença de filtros de Bismuto (20 cm) dentro do colimador⁽³⁹⁾.

A segunda série de medidas com o sistema detector foi realizada no canal de irradiação BH-3, do mesmo reator, em uma posição onde a intensidade do feixe de nêutrons térmicos é da ordem de 6×10^4 n/cm²seg. O espectro de nêutrons extraído neste canal, é do tipo obtido com um filtro de Berílio metálico⁽⁴⁰⁾, isto é, um espectro praticamente de nêutrons frios com uma largura da ordem de 0,002 eV e energia média da ordem de 0,0035 eV.

O fluxo de nêutrons térmicos, na posição de irradiação do conversor de boro, foi medido pela técnica de ativação com folhas de ouro⁽⁴¹⁾ e os resultados obtidos foram $1,84 \times 10^6$ n/cm²seg e $5,8 \times 10^4$ n/cm²seg respectivamente para os canais BH-8 e BH-3.

3.4 - Chopper de cádmio

Para modulação do feixe de nêutrons térmicos utilizamos o chopper de cádmio desenvolvido por S. B. Crestana⁽¹¹⁾, que mostrou ser adequado e conveniente para este sistema detector.

O chopper é constituído por uma hélice de cádmio, com espessura de 1 mm, a qual é movimentada através de um motor D.C. de 9 volts, cuja rotação é controlada por uma fonte D.C. variável de 0 a 9 volts, capaz de fornecer uma corrente de saída da ordem de 1,5 A.

Existe acoplado a este chopper um diafragma de cádmio, também com 1 mm de espessura, situado na frente da hélice, que permite a interrupção do feixe de nêutrons térmicos quando necessário.

Uma chave óptica, composta por um foto-diodo e um foto-transistor foi introduzido ao sistema. Este dispositivo, além de permitir a monitoração da rotação da hélice do chopper envia ao circuito de amostragem e retenção um trem de pulso, como referência, de aproximadamente 1,5 V de amplitude (figura 7).

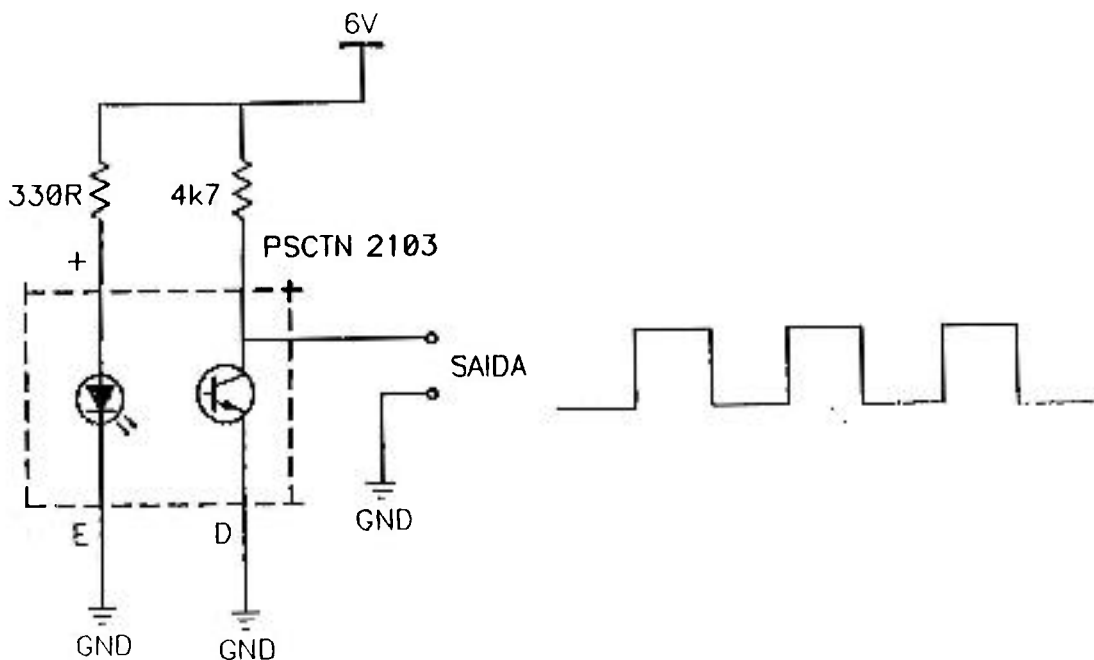


Figura 7 - Esquema elétrico da chave óptica que gera o sinal de referência para o circuito de amostragem e retenção (referência S.B.Crestana⁽¹¹⁾)

3.5 - Detector piroelétrico

O detector piroelétrico utilizado neste trabalho, figura 8, é similar ao construído por S. B. Crestana⁽¹¹⁾. É constituído por uma cerâmica PZT, em formato de disco, montada sobre um corpo cilíndrico de alumínio. As duas faces da cerâmica, recobertas com uma camada fina de prata, são isoladas nas extremidades. Uma destas faces, é conectada eletricamente ao corpo de alumínio, através de pintura com uma tinta prata condutora, enquanto a outra é ligada ao pólo positivo do conector tipo BNC.

Para fixarmos a cerâmica ao corpo de alumínio, utilizamos uma cola do tipo Silastic (borracha de silicone).

Sobre a cerâmica PZT foi montado o elemento conversor, constituído por uma pastilha de boro na forma de H_3BO_3 . A fixação do conversor à cerâmica, foi feita através de uma graxa de vácuo, tipo Apiezon L, fabricada pela Associated Electrical Industries Ltd (Inglaterra). Esta graxa permite uma fácil remoção da pastilha de boro quando necessário e ao mesmo tempo, proporciona um excelente contato térmico ao conjunto.

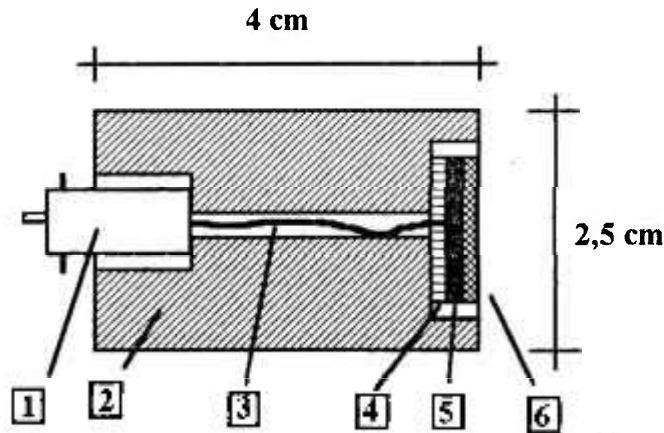


Figura 8 - Conjunto detector piroelétrico utilizado neste trabalho : 1- conector BNC; 2- corpo do detector (Al); 3- eletrodo de medida (positivo); 4- isolante; 5- PZT; 6- boro (referência S.B. Crestana⁽¹¹⁾)

3.5.1 - Cerâmica PZT

A cerâmica PZT utilizada neste trabalho, tem o formato de um disco com 22 mm de diâmetro, aproximadamente 1 mm de espessura, e foi fabricada pela Thorton Inpec. Eletrônica S.A. (Valinhos - S.P.). R. C. Ibrahim et all⁽³⁰⁾ realizaram recentemente um estudo para a caracterização das propriedades físicas destas cerâmicas e alguns resultados obtidos são apresentados abaixo :

- composição química mais provável : $Pb(Zr_{0,52}, Ti_{0,48})O_3$
- tamanho médio do grão : $1,2 \mu m$
- densidade média do material : $7,48 \frac{g}{cm^3}$
- porosidade : 18,4%
- temperatura de despolarização : $500^\circ C$ durante 2 horas

Estas cerâmicas, normalmente utilizadas na confecção de sistemas acústicos, já são fornecidas pelo fabricante com ambas as faces recobertas com o depósito de prata.

3.5.2 - Conversor de boro

As pastilhas empregadas como conversor foram confeccionadas com H_3BO_3 na forma natural e enriquecidas em 92,41 % do isótopo ^{10}B .

A fim de tornar mínimo o efeito de auto absorção no conversor, inicialmente, foi utilizado a técnica de pintura^(42, 43) para depositar o H_3BO_3 sobre a cerâmica PZT. Entretanto, os resultados não foram satisfatórios principalmente, por não ter sido possível a utilização de temperaturas adequadas (acima de $200\text{ }^{\circ}C$) para a fixação do depósito, devido ao risco de despolarização da cerâmica.

Os melhores resultados obtidos com este sistema detector, foram conseguidos com conversores de boro confeccionados na forma de pastilhas com 13 mm de diâmetro, 0,5 mm de espessura e massa total de aproximadamente 115 mg. Estas pastilhas foram construídas com uma pressão de compactação em torno de 5000 psi.

3.6 - Câmara para blindagem de ruído

A fim de evitar que ondas elásticas de ruídos acústicos interferissem na resposta do detector (pois toda pastilha piroelétrica é também piezoelétrica), utilizamos uma câmara para blindagem.

A câmara foi construída com alumínio que é um material praticamente transparente a nêutrons.

Inicialmente esta câmara foi construída para ser utilizada como uma câmara de vácuo. Entretanto, a resposta apresentada pelo sistema detector sem a presença de vácuo na câmara foi satisfatória, não havendo portanto a necessidade de produzirmos vácuo.

Na figura 9 é apresentada um esquema desta câmara onde foi incluído o detector piroelétrico.

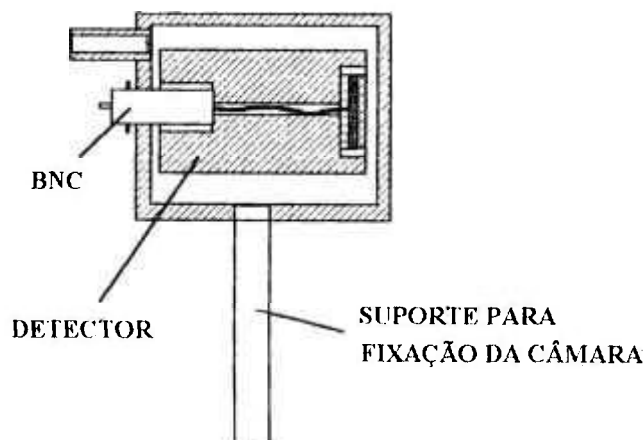


Figura 9 - Esquema da câmara de alumínio para blindagem (referência S.B. Crestana⁽¹¹⁾)

O conjunto câmara, detector e conversor foi apoiado sobre um cubo de espuma de nylon, a fim de evitarmos que vibrações mecânicas atingissem o detector PZT, durante as realizações das medidas

3.7 - Módulos eletrônicos

3.7.1 - Amplificador

O amplificador que se mostrou mais adequado ao sistema detector, figura 10, é uma adaptação do circuito utilizado por A.A. Carvalho⁽¹⁹⁾.

O primeiro estágio desse amplificador (composto por R_1, R_2, C_1 e C_2), tem como função principal providenciar uma impedância alta de entrada necessária ao funcionamento correto do detector piroelétrico. Esta impedância alta é conseguida através de um C.I. C.A 3140, cuja impedância de entrada é aproximadamente $1,5 T\Omega$.

O segundo estágio do módulo, é um circuito amplificador C.A., não inversor, com um ganho de tensão de 435. Este circuito é largamente utilizado em vários outros sistemas eletrônicos e uma descrição detalhada pode ser facilmente encontrada na literatura⁽⁴⁴⁾. O ganho desse circuito amplificador (A_v) pode ser calculado através da equação⁽⁴⁴⁾

$$A_v = 1 + \frac{R_4}{R_3} \quad (20)$$

Onde R_4 e R_3 são os valores dos resistores em ohms.

Os capacitores C_3 e C_4 têm a função de bloquear a componente C.C. que eventualmente possa aparecer no sinal de saída, e o resistor R_3 garante a polarização da entrada não inversora, condição fundamental para o funcionamento deste circuito⁽⁴⁴⁾.

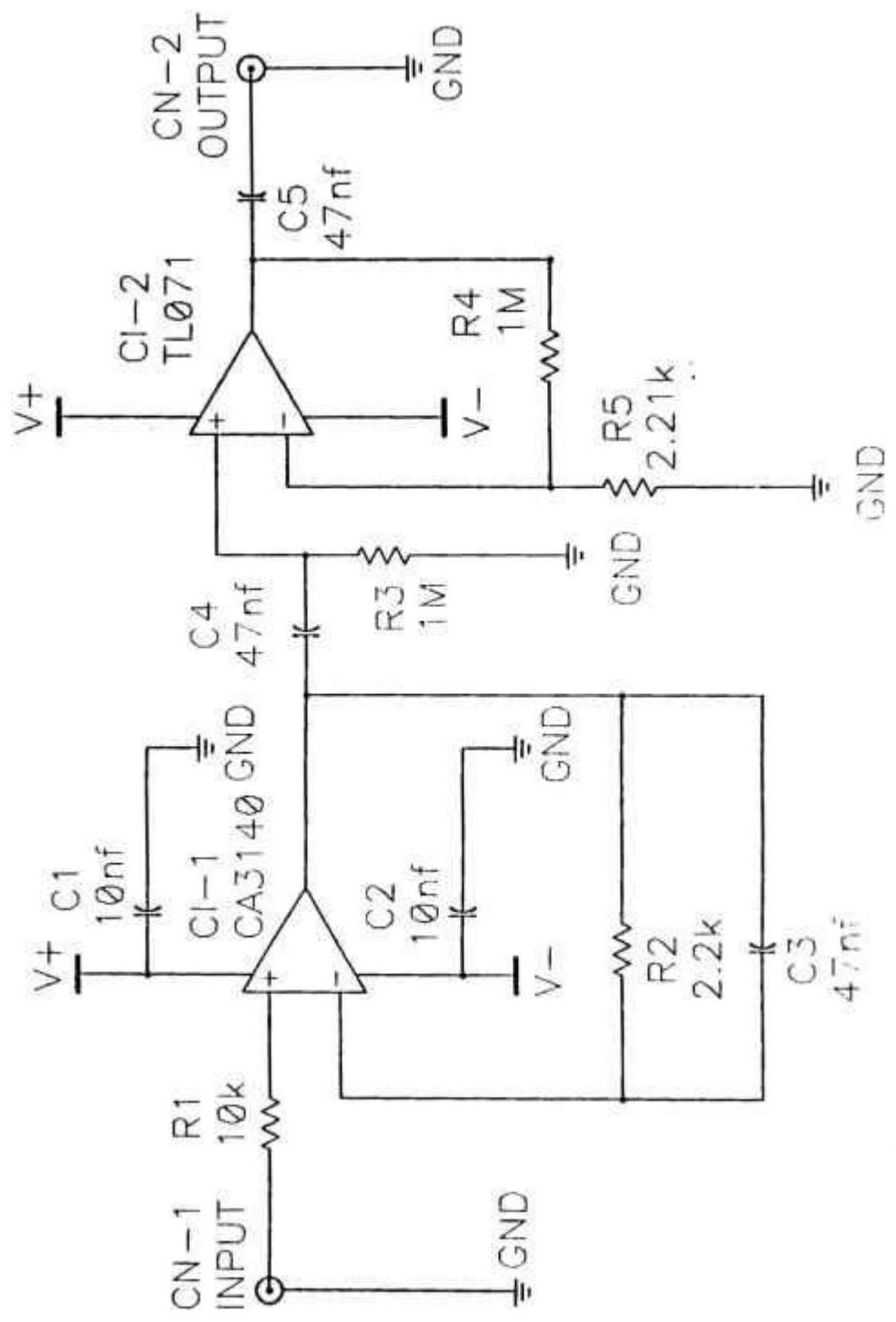


Figura 10 - Amplificador de pulsos utilizado no sistema detector de nêutrons térmicos desenvolvido neste trabalho

O sinal apresentado na saída do amplificador é formado por pulsos bipolares de amplitude proporcional à intensidade do fluxo de nêutrons, com um período de aproximadamente 1,5 segundos e largura a meia altura de alguns milissegundos, figura 11.

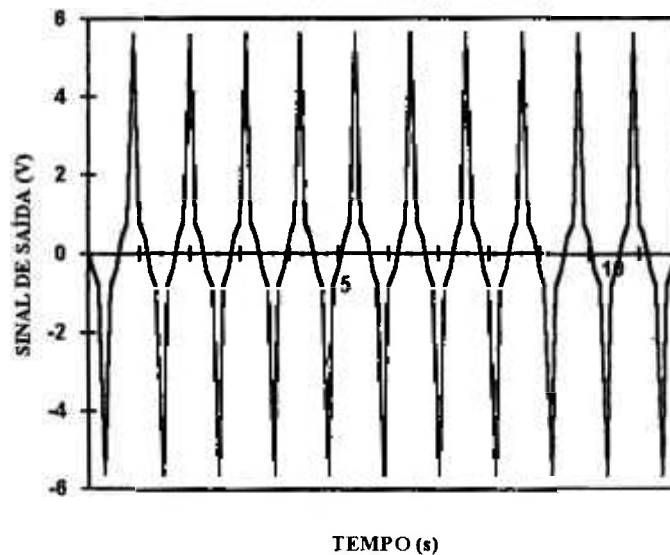


Figura 11 - Sinal apresentado na saída do amplificador de pulso

3.7.2 - Retificador de precisão e circuito de amostragem e retenção

Um sinal como o obtido na saída do amplificador de pulso, figura 11, antes de ser enviado a um voltímetro digital para leitura necessita ser estabilizado. Para esta finalidade utilizamos o circuito eletrônico apresentado na figura 12.

Para entender melhor o funcionamento deste dispositivo, podemos dividi-lo em dois circuitos básicos : o primeiro deles, formado por CI-1, R1 e D1, é um retificador de precisão⁽³⁷⁾ enquanto o segundo, formado por CI-2, CI-3, C1 e R2, é um circuito de amostragem e retenção⁽³⁸⁾.

O retificador de precisão tem como função básica retificar o sinal bipolar apresentado na saída do amplificador.

O sinal retificado é em seguida enviado à um circuito de amostragem e retenção. Este circuito faz uma amostragem do sinal retificado armazenando o valor de pico dos pulsos, até a próxima amostragem. O intervalo entre duas amostragens é dado pelo sinal de referência que comanda um chaveamento eletrônico. No presente caso esse chaveamento tem a mesma frequência de rotação do chopper de cádmio.

O sinal característico obtido na saída do circuito de amostragem e retenção, mostrado na figura 13, é um nível D.C. que pode ser facilmente lido em um voltímetro ou multímetro

digital. Neste experimento utilizamos o multímetro MIC-2000 fabricado pela Icel no entanto, outros multímetros ou voltímetros podem ser experimentados.

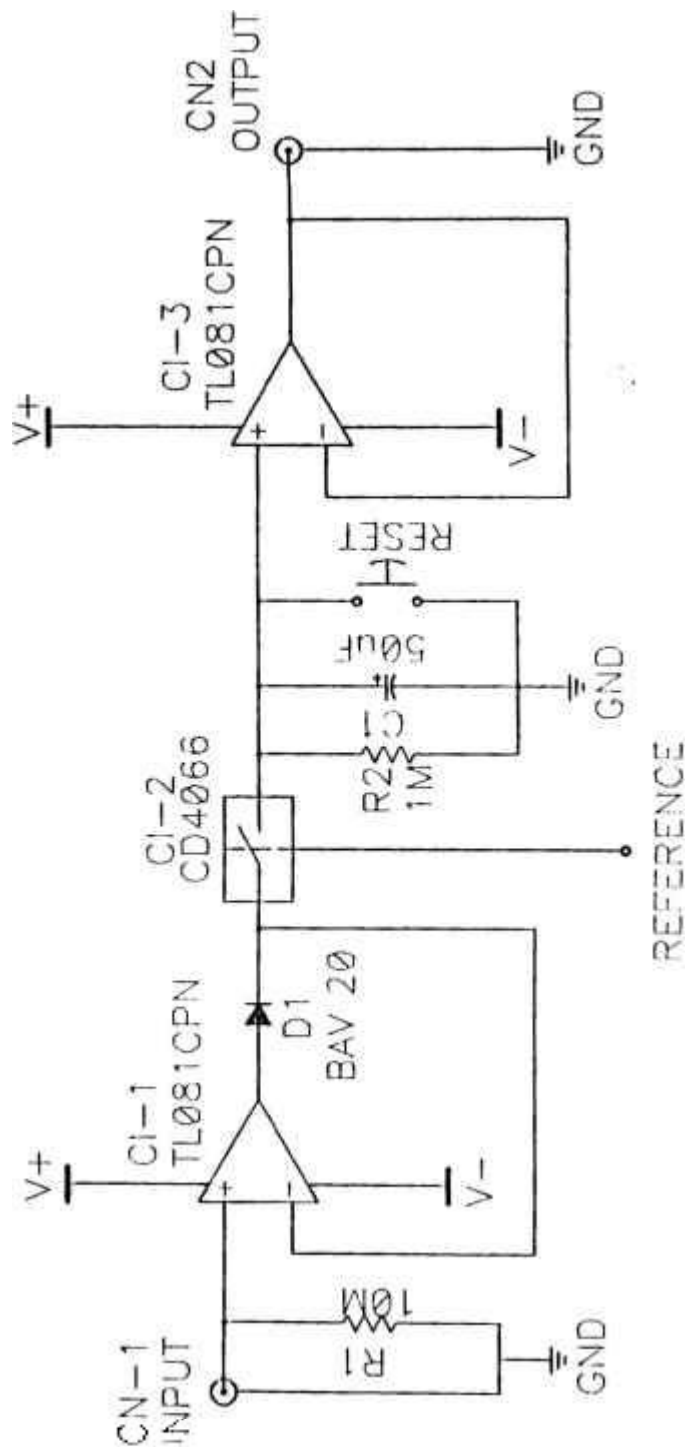


Figura 12 - Diagrama elétrico do circuito utilizado na estabilização do sinal de saída

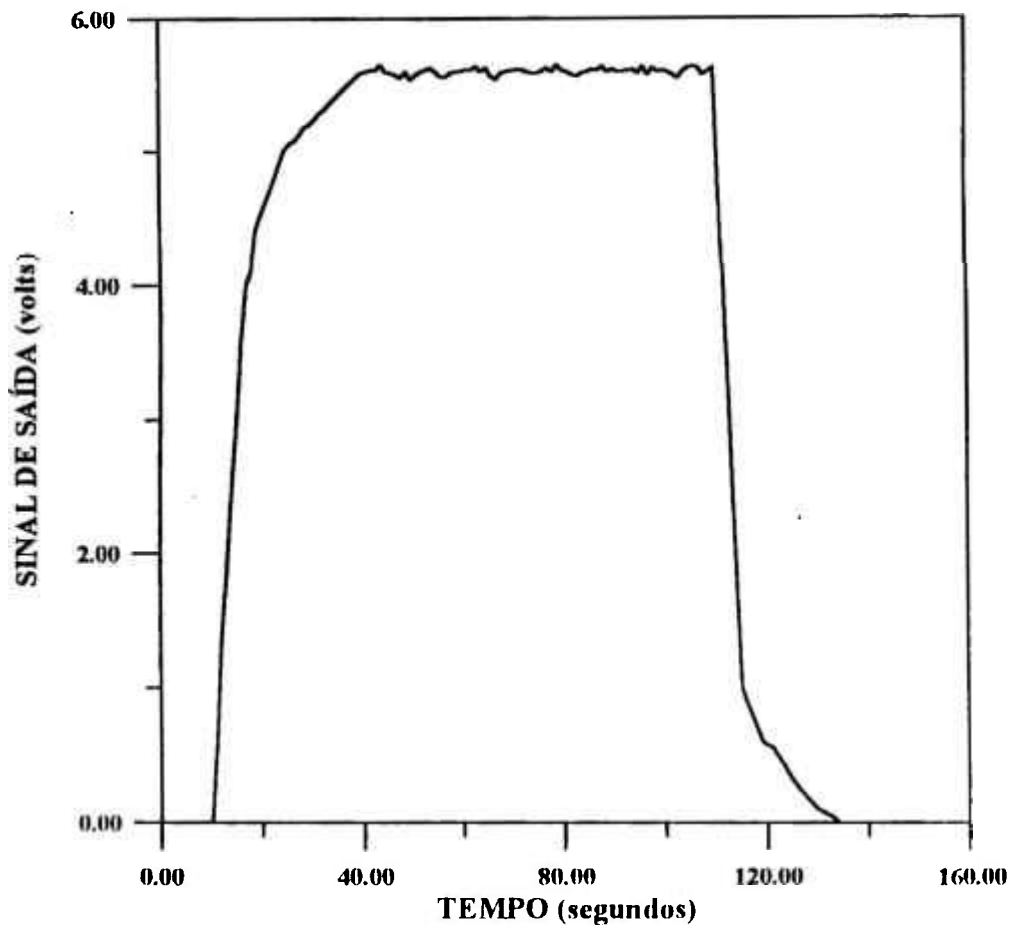


Figura 13 - Sinal obtido na saída do circuito de amostragem e retenção, com detector de boro enriquecido (92,41% em ^{10}B), para um fluxo de nêutrons térmicos de $1,84 \times 10^6 \text{ n/cm}^2 \text{ seg}$ e frequência de modulação do chopper de 3 Hz.

Capítulo 4 - Resultados Experimentais e Discussões

4.1 - Introdução

Neste capítulo, são apresentados e discutidos os principais resultados obtidos com o sistema detector de nêutrons térmicos desenvolvido neste trabalho, tais como : a verificação da reprodutibilidade e estabilidade do sinal gerado, avaliação da resposta do sistema em função da frequência de modulação do feixe de nêutrons, bem como, um estudo detalhado do comportamento da resposta do detector em função da intensidade do fluxo de nêutrons.

4.2 - Reprodutibilidade do Sistema de Detecção de Nêutrons

Um sistema detector para ser confiável deve apresentar uma resposta que seja estável e sobretudo, com uma reprodutibilidade aceitável ou compatível com a aplicação de interesse.

A estabilização do sinal gerado pelo detector foi conseguida com a implantação dos circuitos eletrônico (figura 12) discutido no capítulo anterior. Como um exemplo na figura 14 é apresentada a resposta do sistema detector, submetido a um fluxo de nêutrons térmicos da ordem de 2×10^6 n/cm²seg por um período de tempo de 18 minutos. Como pode ser visto a estabilidade do sinal é boa e mantém-se assim por período de tempo muito mais longo, se necessário.

Para avaliar a reprodutibilidade do sistema detector, foram realizadas diversas medidas em intervalos de aproximadamente 100 segundos, em vários períodos durante a operação do reator. Os resultados obtidos indicam uma reprodutibilidade excelente (aproximadamente 2%) para o sistema de detecção desenvolvido neste trabalho como pode ser observado na figura 15, para um caso particular destes estudos. Esta reprodutibilidade mantém-se, inclusive, para intervalos de tempo entre avaliações muito longos como por exemplo: medidas efetuadas com o detector, utilizando conversores de boro natural, no início (9:33 H) e no final (16:35 H) da operação do reator apresentaram respectivamente os seguintes resultados $1,83 \pm 0,06$ V e $1,89 \pm 0,05$ V.

O tempo de subida dos gráficos das figuras 14 e 15 são aparentemente diferentes, o que não é verdade, esta aparente diferença dos tempos de subida dos dois sinais se deve ao fato de que a escala de tempo escolhida para os dois gráficos são diferentes.

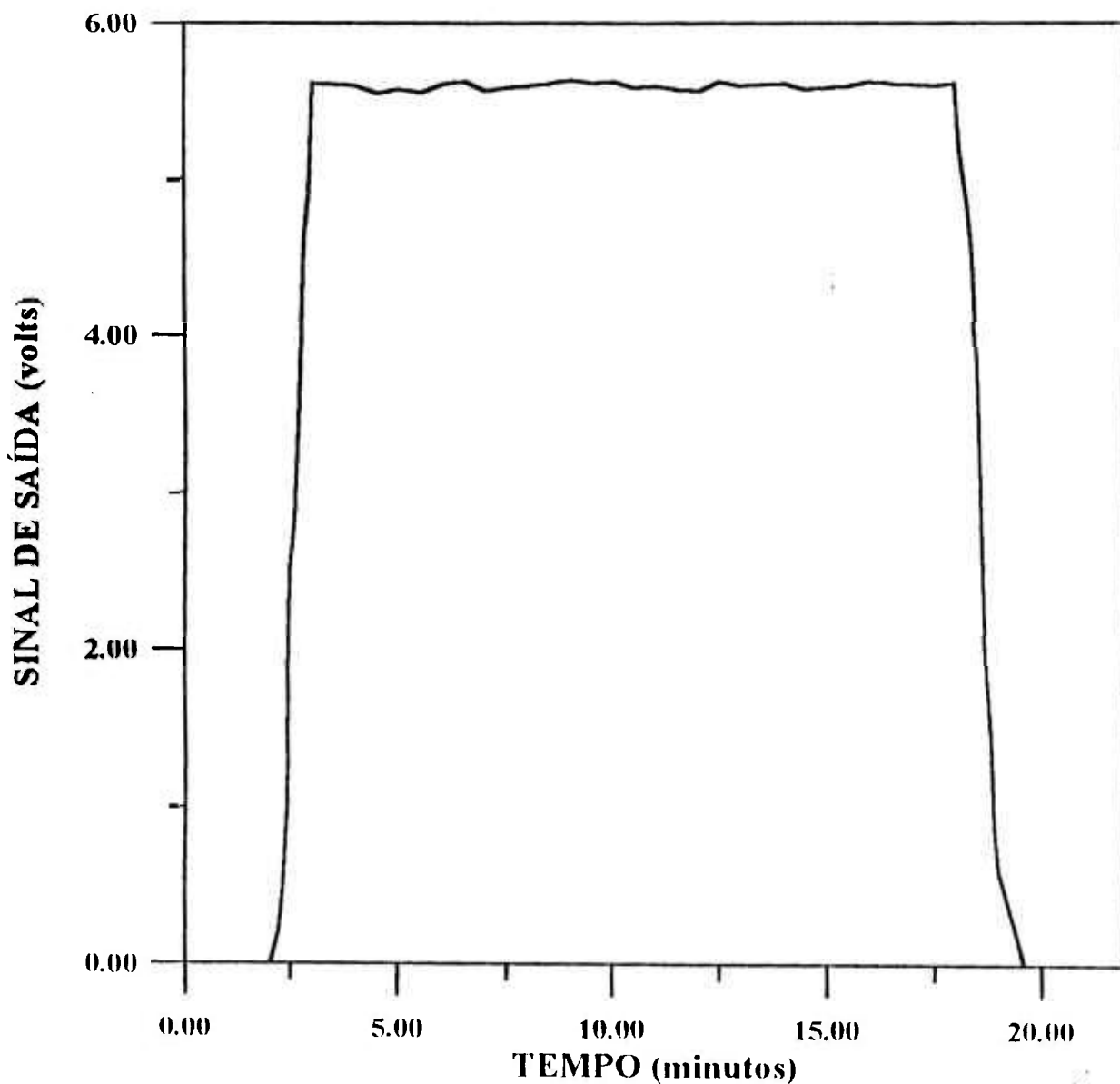


Figura 14 - Resposta do sistema detector para um período de aproximadamente 18 minutos. Esta resposta foi obtida com um conversor de boro enriquecido (92,41% em ^{10}B), fluxo de nêutrons térmicos de $1,84 \times 10^6 \text{ n/cm}^2 \text{ seg}$ e frequência de modulação do chopper de 3 Hz. Observa-se uma boa estabilidade do sistema detector.

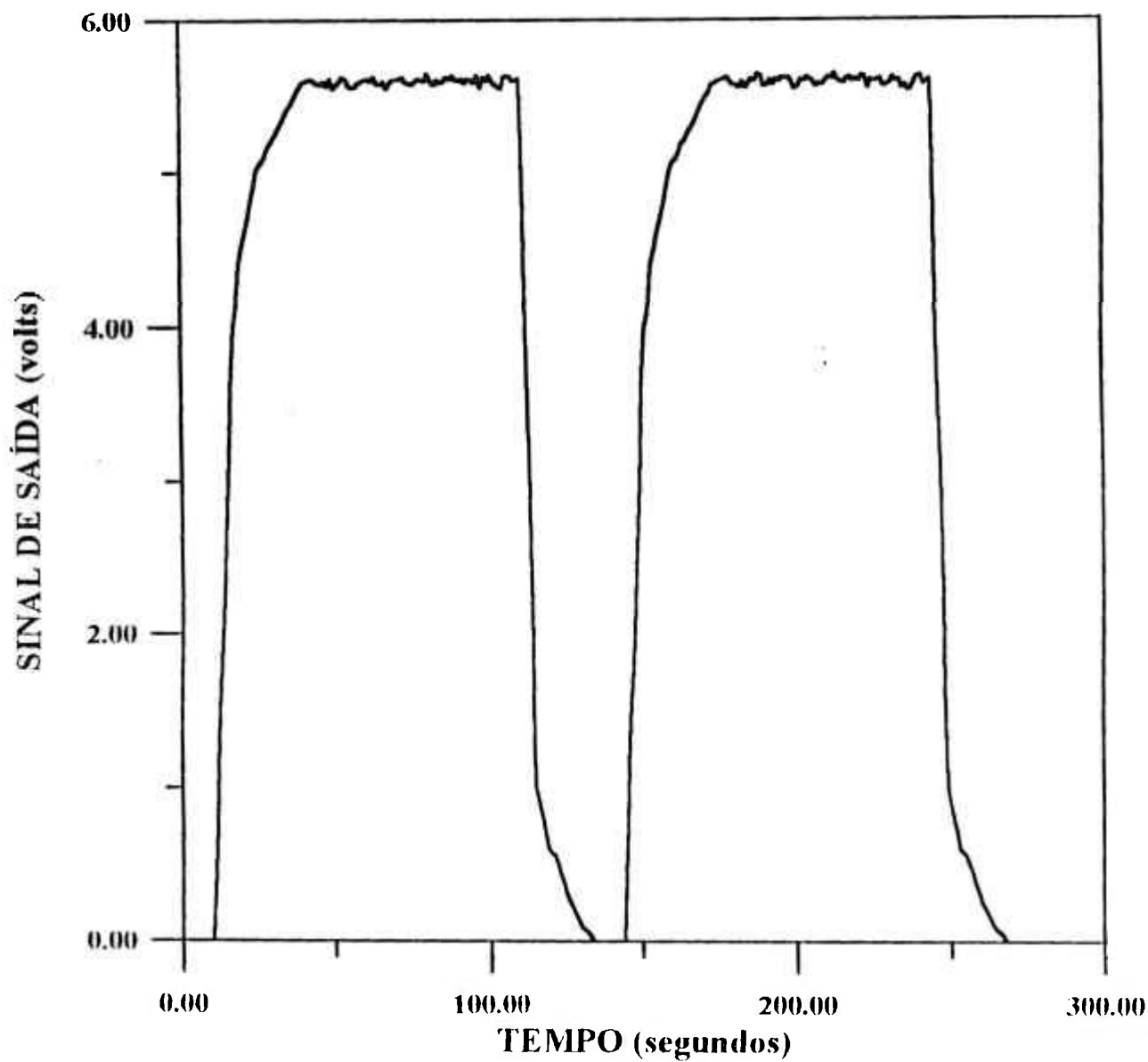


Figura 15 - Resposta do sistema detector para duas leituras consecutivas.

Esta resposta foi obtida com um conversor de boro enriquecido (92,41% em ^{10}B), fluxo de nêutrons térmicos de $1,84 \times 10^6 \text{ n/cm}^2 \text{ seg}$ e frequência de modulação do chopper de 3 Hz. Observa-se neste gráfico a boa reprodutibilidade do sinal

4.3 - Resposta do sistema detector em função da intensidade do fluxo de nêutrons

Para avaliar o comportamento da resposta do sistema detector para diferentes intensidades de fluxos de nêutrons térmicos, foi utilizada a técnica de atenuação de feixe. Esta atenuação foi conseguida empregando folhas de um plástico policarbonato denominado Makrofol-E com 200 μm de espessura ($\text{C}_{16}\text{H}_{14}\text{O}_3$, $\rho = 1,21 \text{ g/cm}^3$), nos dois canais de irradiação B.H-8 e B.H-3, de acordo com a geometria apresentada na figura 16. Curvas de calibração amplitude de sinal versus intensidade do fluxo de nêutrons foram construídas, tanto para os conversores de boro natural como para os de boro enriquecido em 92,32% do isótopo ^{10}B . Neste estudo utilizamos, para ambos os conversores, uma frequência de modulação para o chopper em torno de 3 Hz.

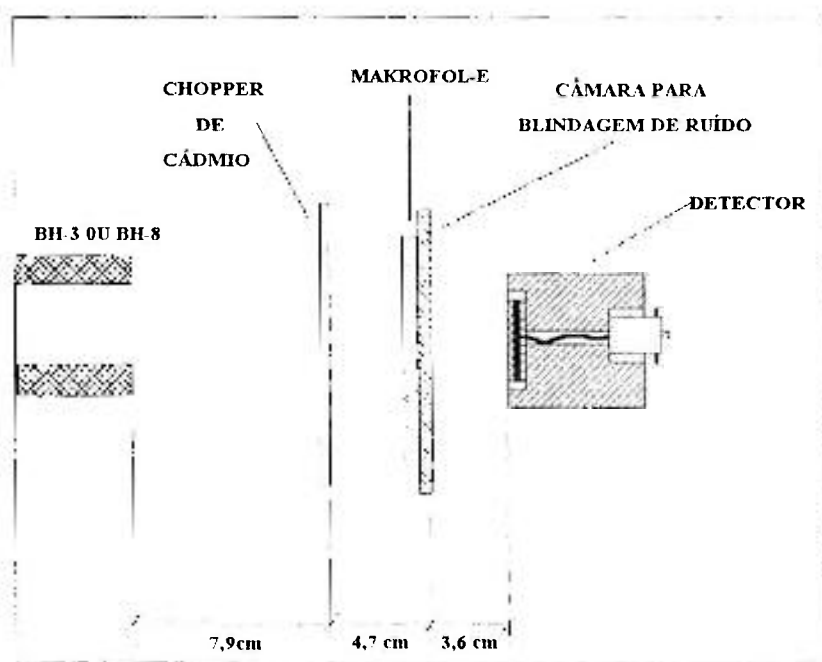


Figura 16 - Geometria da atenuação do fluxo de nêutrons com folhas de Makrofol-E

A medida que a intensidade do fluxo de nêutrons térmicos, proveniente do canal BH-8, era atenuada através do aumento da espessura da camada de Makrofol-E, ocorria uma diminuição proporcional da amplitude do sinal de saída do sistema detector. No entanto, após uma espessura de aproximadamente 14 mm de Makrofol-E, observou-se que o sinal gerado pelo detector era praticamente constante, como pode ser observado pela figura 17. Isto é provavelmente uma consequência do efeito de multiespalhamento no Makrofol-E de forma que nêutrons que deveriam ser desviados do detector acabam retornando e contribuindo na geração do sinal.

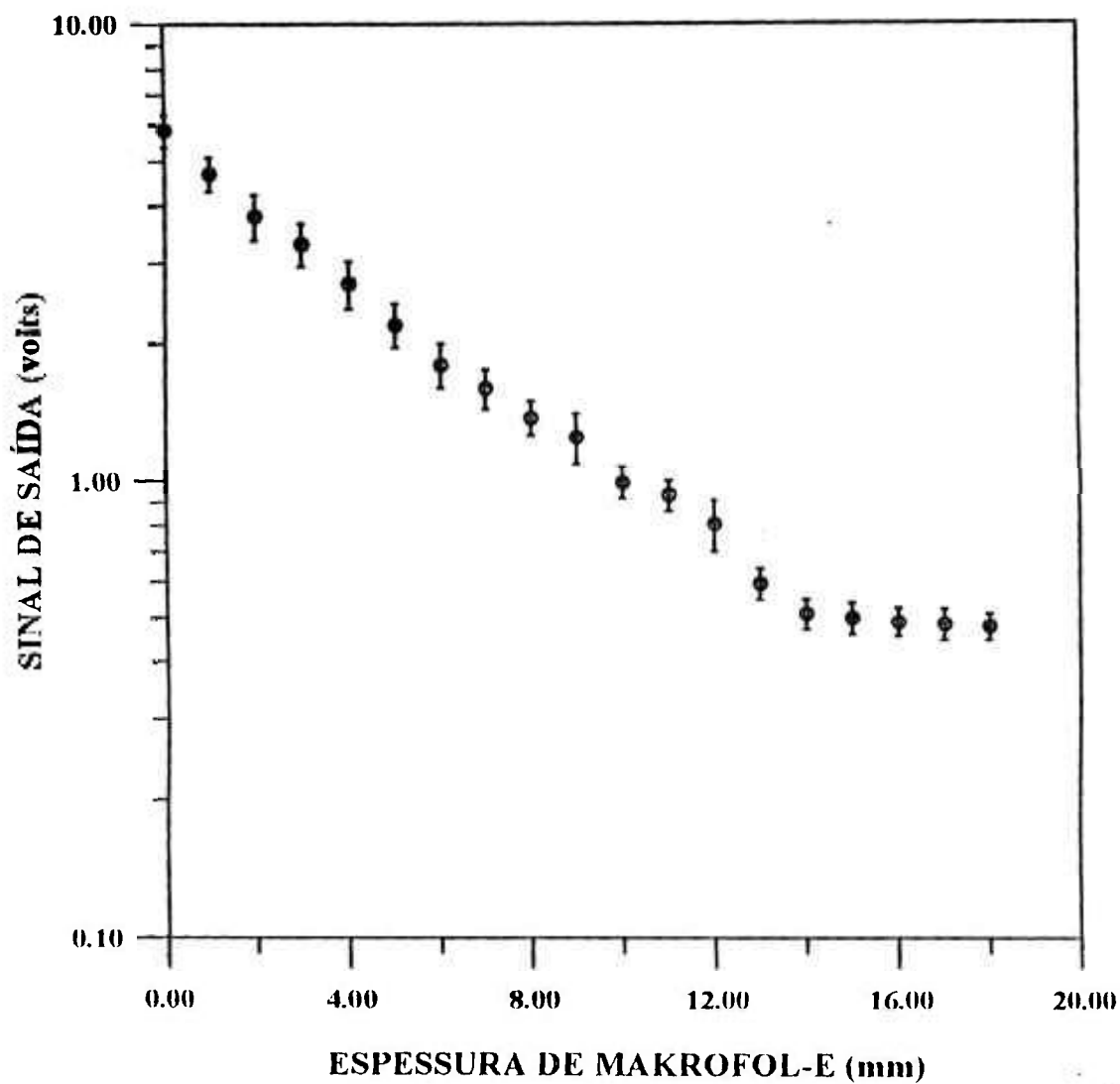


Figura 17- Curva amplitude de sinal de saída versus espessura de Makrofol-E para o canal de irradiação B.H-8. Dados obtidos com conversor de boro enriquecido (92,41% em ^{10}B) e frequência de modulação do chopper de 3 Hz. Observa-se que para espessuras maiores que 14 mm o sinal é praticamente constante.

A fim de realizar as medidas com o sistema detector, em intensidades de fluxo de nêutrons inferiores àqueles obtido no B.H-8, após 14 mm de espessura de Makrofol-E, utilizou-se um segundo canal de irradiação o B.H-3. Neste canal, a intensidade do feixe de nêutrons é aproximadamente 35 vezes inferior ao obtido no B.H-8, sem atenuação com Makrofol-E, permitindo assim, a avaliação do sistema detector em um intervalo muito maior de fluxos de nêutrons térmicos. Fica claro portanto que o efeito de multiespalhamento quando utilizamos o canal B.H-3 fica bastante reduzido, pois para este canal necessitamos de uma espessura menor de atenuadores de Makrofol-E no para produzir o mesmo fluxo que seria produzido no B.H-8. Empregando também atenuadores de Makrofol-E, no canal de irradiação B.H-3, foi possível estender as medidas de calibração até a uma intensidade de fluxo de nêutrons térmicos da ordem de $10^4 \text{ n/cm}^2 \text{ seg}$ ou de forma equivalente, até a uma espessura de Makrofol-E em torno de 22 mm, conforme é apresentado na figura 18.

A utilização dos 2 canais de irradiação permitiu ainda avaliar o comportamento da resposta do sistema detector, em 2 espectros ou campos de nêutrons térmicos completamente diferentes. Os dados obtidos para o canal B.H-8 e B.H-3 foram agrupados, após uma normalização na espessura da camada de Makrofol-E para os resultados obtidos no canal B.H-3, e são apresentados na figura 18. Como pode ser visto nesta figura existe um excelente acordo entre o comportamento linear dos resultados das medidas efetuadas nos dois canais.

A normalização na espessura da camada de Makrofol-E para o canal B.H-3, foi a mesma para os dois tipos de conversores de boro utilizados em nosso experimento. Esta normalização foi feita da seguinte forma. Inicialmente, determinamos a espessura de Makrofol-E capaz de atenuar o feixe de nêutrons no canal B.H-8 até que o sistema detector gerasse um sinal com a mesma amplitude daquele obtido no canal B.H-3 sem qualquer atenuação, isto é, 433 mV para conversores de boro enriquecido e 178 mV para conversores de boro natural. Como a geometria e o detector utilizados nas medidas não foram alterados nos dois canais de irradiação, conclui-se que ambos os fluxos de nêutrons tenham a mesma intensidade, pois geraram sinais de mesma amplitude. Logo a espessura de Makrofol-E associada a essas amplitudes de sinais, ou seja, 433 mV para conversores de boro enriquecido e 178 mV para conversores de boro natural, podem ser considerados como pontos de união entre os dados obtidos nos dois canais de irradiação.

Para a construção da curva amplitude de sinal versus espessura de Makrofol-E (figura 18), foi feito um deslocamento linear de todos os pontos experimentais obtidos no B.H-3 de forma dar continuidade às curvas a partir dos pontos de união.

Os dados experimentais apresentados na figura 18 foram obtidos após o desconto do "background" que se manteve praticamente constante em todo intervalo de atenuação do feixe de nêutrons e igual para os dois tipos de conversores de boro utilizado em nosso experimento. Este "background" foi determinado mantendo as mesmas condições experimentais das medidas de calibração, mas com o feixe de nêutrons térmicos interrompido por uma placa de cádmio de 1 mm de espessura. Os valores obtidos para os sinais gerados pelo detector foram $135,1 \pm 5,4 \text{ mV}$ e $20,0 \pm 1,0 \text{ mV}$ respectivamente para os canais B.H-8 e B.H-3. A geração deste sinal de "background" com o feixe interrompido pode ser explicada se levamos em conta que nestas condições apenas nêutrons epitérmicos, rápidos e radiação γ devem contribuir para a formação do sinal no sistema detector. Com o reator desligado, a amplitude do sinal gerado pelo detector foi de apenas $6,0 \pm 0,9 \text{ mV}$ para os dois canais de irradiação.

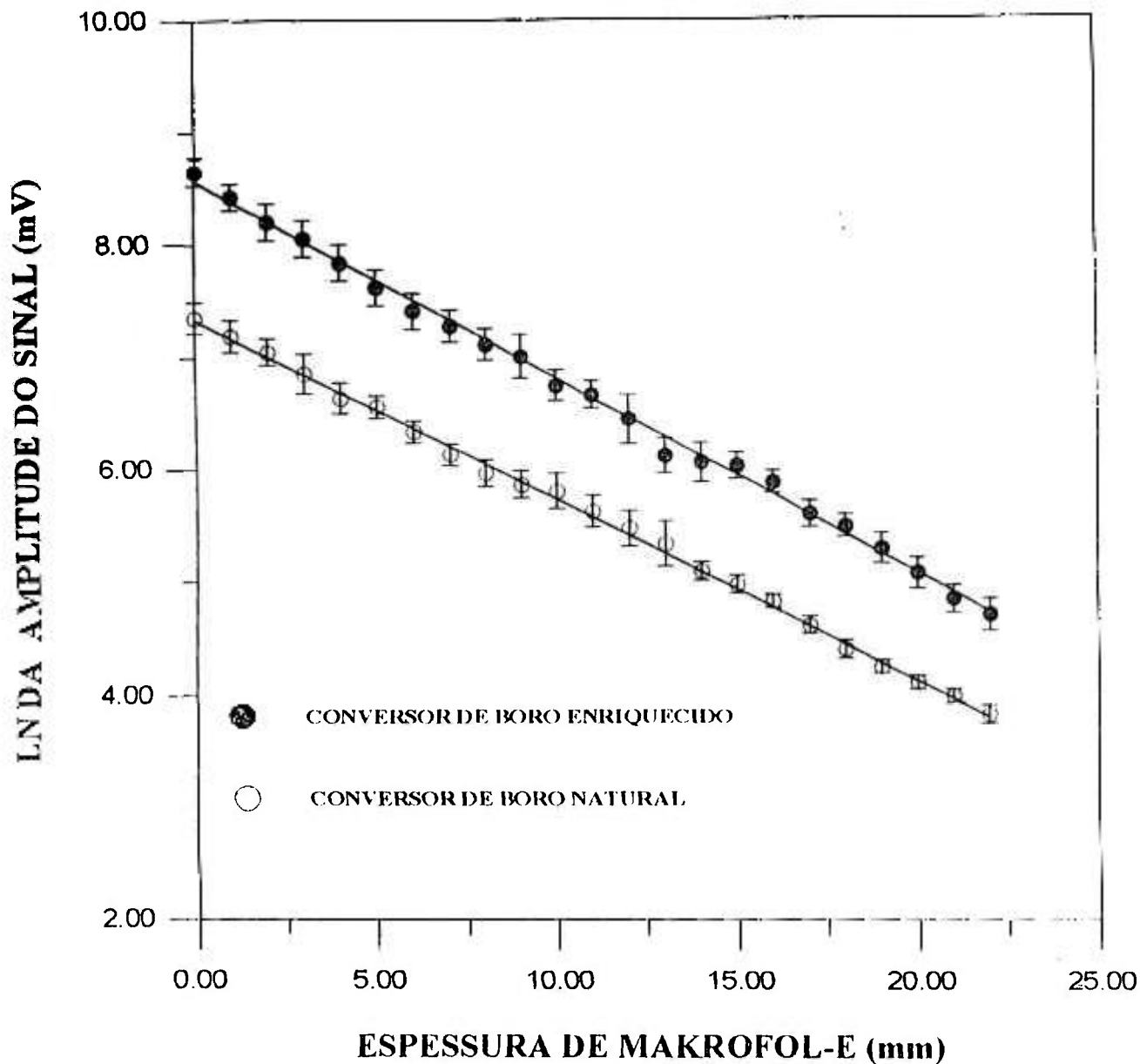


Figura 18 - Curva de calibração amplitude do sinal versus espessura de Makrofol-E, para conversores de boro enriquecido e boro natural e frequência de modulação do chopper de 3 Hz.

Na figura 18 as curvas sólidas representam os resultados dos ajustes por mínimos quadrados aos dados experimentais⁽⁴¹⁾ e são expressas pelas seguintes equações:

$$\ln(V) = 8,566(\pm 0,027) - 0,174(\pm 0,002)x \quad (21)$$

$$\ln(V) = 7,339(\pm 0,025) - 0,160(\pm 0,001)x$$

respectivamente para o conversor de boro enriquecido a 92,41% em ^{10}B e conversor de boro natural. Nestas retas V representa a amplitude do sinal gerado pelo detector em volts e x é a espessura da camada de Makrofol-E em milímetros.

Podemos verificar pela figura 18 e equação 21 que, dentro de aproximadamente 8%, as retas ajustadas são paralelas entre si, indicando portanto que o detector apresentou uma resposta proporcional ao enriquecimento isotópico do conversor em aproximadamente todo intervalo de intensidade de feixe de nêutrons empregado neste trabalho, de forma similar ao observado anteriormente com conversores de urânio⁽²⁸⁾. A forma como se dá essa proporcionalidade não foi estudada neste trabalho, no entanto ela merece um estudo mais detalhado, pois esse comportamento sugere que esta técnica pode ser utilizada para medidas da porcentagem do isótopo ^{10}B em amostras de boro ou do isótopo ^{235}U em amostras de urânio

Como pode ser visto na figura 18 os resultados experimentais obtidos com atenuadores de Makrofol-E, apresentam um comportamento compatível a previsão teórica⁽⁴⁵⁾ expressa pela equação abaixo :

$$\phi = \phi_0 e^{-\beta x} \quad (22)$$

Onde ϕ e ϕ_0 são respectivamente o fluxo que emerge e o fluxo que incide em uma camada de Makrofol-E de espessura x , com um coeficiente de atenuação para nêutrons térmicos β (secção de choque macroscópica média total).

4.4- Resposta do sistema detector em função da frequência de modulação do chopper de cádmio.

No capítulo II vimos que para a cerâmica piroelétrica gerar um sinal elétrico é necessário que ocorra a polarização da mesma⁽²⁴⁾. Esta polarização é conseguida modulando o feixe de nêutrons que incide sobre o conversor de boro. Vimos também que a amplitude do sinal gerado por um detector piroelétrico (V) está relacionado com a frequência de modulação (ω) e com o fluxo de nêutrons (ϕ), de acordo com a equação :

$$V(\omega, \phi) = \frac{C p \phi E}{2 \varepsilon \omega} \quad (23)$$

Onde C contém termo de correção para auto absorção no conversor e termos dependentes das características térmicas da cerâmica e do conversor.

De acordo com a equação anterior, o sinal gerado por um detector piroelétrico deve ser diretamente proporcional ao fluxo de nêutrons e inversamente proporcional à frequência de modulação deste fluxo. Na seção anterior verificamos que o sinal gerado pelo nosso sistema é diretamente proporcional ao fluxo de nêutrons (figura 18) estando portanto de acordo com as previsões teóricas.

A avaliação do comportamento da resposta do sistema detector em função da frequência de modulação, para os dois tipos de conversores de boro, foi realizado no canal B.H-8 sem a utilização de atenuadores de Makrofol-E. Como pode ser visto na figura 19, a amplitude do sinal gerado pelo detector (V) é inversamente proporcional a frequência de modulação do chopper de cádmio (ω), estando portanto também em conformidade com a equação 23. Através de um osciloscópio, que monitorava o sinal enviado pela chave óptica ao circuito de amostragem e retenção, foi possível a medida da frequência de modulação do chopper.

Na figura 19, as curvas sólidas representam os resultados dos ajustes por mínimos quadrados aos dados experimentais⁽⁴¹⁾ e são expressas pelas seguintes equações :

$$V(mV) = -527,70(\pm 39,09) + 19,27(\pm 0,48)\omega^{-1} \quad (24)$$

$$V(mV) = -214,17(\pm 9,68) + 6,25(\pm 0,13)\omega^{-1}$$

respectivamente para conversores de boro enriquecido a 92,41% em ^{10}B e conversores de boro natural.

Através da figura 19 e equação 24, observamos que as curvas ajustadas também são aproximadamente ($\pm 7\%$) paralelas entre si, demonstrando novamente que a resposta do detector é proporcional ao enriquecimento em ^{10}B .

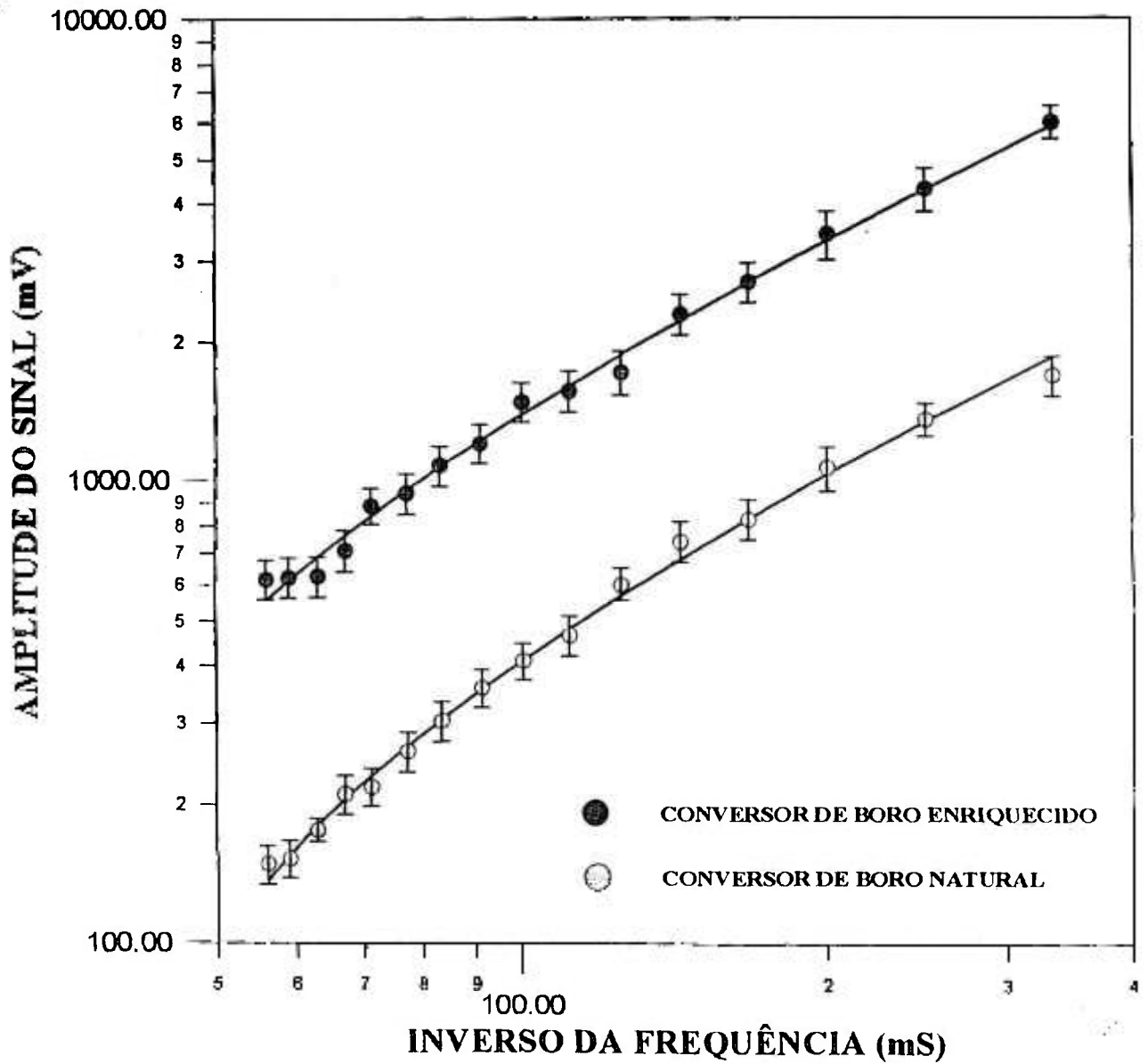


Figura 19 - Resposta do sistema detector em função da frequência de rotação do chopper para conversores de boro natural e de boro enriquecido e fluxo de nêutrons térmicos de $1,84 \times 10^6 \text{ n/cm}^2 \text{ seg}$.

Capítulo 5 - Conclusões

5.1 - Introdução

Neste capítulo como parte final desta dissertação são apresentadas as principais conclusões sobre o comportamento do sistema detector piroelétrico. Apresentamos também as vantagens da utilização e possíveis aplicações deste sistema. Para finalizar, sugerimos alguns trabalhos futuros que poderiam ser realizados objetivando o aperfeiçoamento desta técnica de detecção de nêutrons.

Para uma densidade de fluxo da ordem de 10^4 n/cm² seg a amplitude alta do sinal gerado pelo sistema detector, aproximadamente 111,05 e 46,06 milivolts respectivamente para conversores de boro enriquecido e boro natural, indica que fluxos de nêutrons com intensidades muito inferiores poderiam ser facilmente monitorados. Em princípios, este limite inferior esta condicionado apenas ao "background" eletrônico do sistema detector que é muito baixo (aproximadamente $6,0 \pm 0,9$ mV).

O limite superior de detecção por outro lado, pode ser considerado como ilimitado, uma vez que recursos tais como aumento de frequência de modulação, atenuação do feixe de nêutrons e modificações no sistema amplificador, podem ser empregados separadamente ou em conjunto quando necessário.

Em princípio podemos dizer que um mesmo sistema detector piroelétrico, tal como o desenvolvido neste trabalho, pode ser utilizado na monitoração de fluxo de nêutrons térmicos de qualquer intensidade.

5.2 - Principais características e vantagens

Dentre as principais características e vantagens apresentadas por este sistema detector podemos citar :

- simples construção e baixo custo;
- pode operar como um sistema portátil;
- não requer uma fonte de alta tensão externa;
- sinal de saída estável, mesmo em longos períodos de leitura;
- baixa sensibilidade a radiação gama;
- permite uma alteração rápida da sensibilidade (amplitude de pulso) através da variação da frequência de modulação;
- apresenta uma resposta proporcional ao enriquecimento em ¹⁰B do conversor.

5.3 - Aplicações e desenvolvimento futuro

O objetivo principal do trabalho desenvolvido nesta dissertação de mestrado, foi mostrar a viabilidade da técnica piroelétrica em conjunto com conversores de boro, para a detecção de nêutrons térmicos. Entretanto outras aplicações e estudos poderão ser desenvolvidos com esta técnica dentre as quais sugerimos :

- medidas de enriquecimento isotópico de amostras de boro, urânio e lítio;
- utilização de outros conversores como por exemplo o lítio (n,α), disprósio (n,γ), gadolínio (n,γ), etc.;
- desenvolvimento e utilização de outras cerâmicas piroelétricas;
- desenvolvimento de eletrônica digitalizadora de sinal, a fim de que os dados obtidos sejam tratados por um microcomputador do tipo PC.
- desenvolvimento do detector pulsado⁽¹¹⁾. Este detector, segundo S.B. Crestana⁽¹¹⁾, necessita de apenas um pulso para efetuar a medida do fluxo de nêutrons, portanto ele dispensa o uso do chopper de cádmio
- estudos experimentais para otimizar a combinação auto-absorção no conversor e amplitude do sinal gerado;
- estudo de danos de radiação na cerâmica piroelétrica submetidas a alto fluxo de nêutrons rápidos.

Referências Bibliográficas

- 01 - KAPLAN, I. *Física Nuclear*. Rio de Janeiro, Editora Guanabara Dois, 1984.
- 02 - SEGRÉ, E. *Experimental Nuclear Physics*. New York / London, John Wiley & Sons, 1961, v.2.
- 03 - GARDNER, M.A. & HOWETON, R.J. *Actl: Evaluated neutron activation cross section library - Evaluation techniques and reaction index*. California, Lawrence Livermore Laboratory, 1978.
- 04 - MAFRA, O.Y. *Introdução às técnicas e medidas nucleares*. São Paulo, Instituto de Energia Atômica, jan. 1973 (informação IEA 25).
- 05 - GERALDO, L.P. *Estudo de reações fotonucleares junto ao limiar para o ^{237}Np , com radiação- γ de captura de nêutrons térmicos*. São Paulo, 1982 (Tese de doutoramento, Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares).
- 06 - HARRER, J.M. & BERCKERLEY, J.G. *Nuclear power reactor instrumentation systems handbook*. U.S. Atomic Energy Commission, 1973, v.1 e 2.
- 07 - SNELL, A.H. *Nuclear instruments and their user*. New York / London, John Wiley & Sons, 1962, v.1
- 08 - BITELLI, T. *Dosimetria e higiene das radiações*. São Paulo, Editora do Grêmio Politécnico, 1982.
- 09 - BENEDICT, R.P. Thermoelectric thermometry. in: Benedict, R.P. *Fundamentals of temperature, pressure, and flow measurements*. New York, John Wiley & Sons, 1960, p.73-77.
- 10 - BECKURTS, K.H. *Neutron Physics*. New York, Springer-Verlag New York Inc., 1964.
- 11 - CRESTANA, S.B. *Detecção de nêutrons térmicos com técnica piroelétrica*. São Carlos, 1991 (Tese de doutoramento, Departamento de Física e Ciência do Material, Instituto de Física e Química de São Carlos, Univ. de São Paulo).
- 12 - MURRAY, R.L. *Engenharia Nuclear*. Rio de Janeiro, Editora Ao Livro Técnico, 1963.
- 13 - QUADROS, A.A. *Princípios da dosimetria das radiações*. Rio de Janeiro, Instituto Militar de Engenharia, CEN-1, 1962.
- 14 - GIBSON, J.A. & PIESCH E. *Neutron monitoring for radiological protection - Thecnical reports series number 252*. Vienna, International Atomic Energy Agency, 1985.

- 15 - CRESTANA, S.B.; MASCARENHAS, S.; GERALDO, L.P.; CARVALHO, A.A. A new technique for thermal neutron detection using pyroelectric ceramics. *Nucl. Instrum. Meth. in Phys. Res.*, sect. A, 311 : 558-562, 1992.
- 16 - CADY, W.G. *Piezoelectricity*. London, Mac Graw-Hill, 1946.
- 17- MANDELIS, A. & ZVER, M.M. Theory of photopyroelectric spectroscopy of solids. *J. Appl. Phys.*, 57(9) : 4421-4430, 1985.
- 18- LIU, S.T. & LONG, D. Pyroelectric detectors and materials. *Proceedings of the IEEE.*, 66(1) : 14-26, 1978.
- 19 - CARVALHO, A.A. *Dosimetria fotoacustica e piroeletrica de radiação X na faixa de diagnóstico*. São Carlos, 1987. (Tese de doutoramento, Instituto de física e química de São Carlos, Univ. de São Paulo).
- 20 - JOSHI, J.C. & DAWAR, A.L. Pyroelectric material, their properties and applications. *Phys. Status Solidi (A)*., 70(2) : 353-369, 1982.
- 21 - SIQUEIRA, C.A. *Construção de um radiometro de detector piroeletrico e apresentação de um modelo para projetos de detectores*. Belo Horizonte, 1987. (Dissertação de mestrado, Departamento de física, Univ. Federal de Minas Gerais).
- 22 - JACKSON, W. & AMER, N.M. Piezoelectric photoacoustic detection : theory and experiment. *J. Appl. Phys.*, 51(6) : 3343-3353, 1980.
- 23 - HESTER, D.L. & GLOWER, D.D. The charge release mechanism for ferroelectric radiation detectors. *Nucl. Appl.* v.2 : 41-43, 1966.
- 24 - GEIS, M.W. ; SMITH, K.A. ; RUNDEL, R.D. Absolute fast neutral beam flux measurements using a pyroelectric detector. *J. of Phys. E: Sci. Instrum.* v.8 : 1011-1014, 1975.
- 25 - ASTHEINER, R.W. & SCHWARZ, F. Thermal imaging using pyroelectric detectors. *Appl. Opt.*, 7(9) : 1687-1695, 1968.
- 26 - BERKNER, K.H. ; MYERS, B.R. ; PYLE, R.V. Pyroelectric ceramics as detector of fast atomic beams. *Rev. Sci. Instrum.*, 39(8) : 1204-1206, 1968.
- 27 - CURVINEL, P.E. ; MASCARENHAS, S. ; MIRANDA, J. ; FLOCCHINI, R.G. The use of a perovskite crystal as a detector for proton beam current. *IEEE Trans. on Nucl. Sci.*, 39(1) : 25-28, 1992.
- 28 - CARVALHO, A.A. ; CRESTANA, S.B. ; MELO, W.L. ; GERALDO, L.P. ; MASCARENHAS, S. Thermal neutron detection with a pyroelectrical detector : theory and results. *Physica Medica*, Bol. IX (2-3) : 191-194, April-September 1993.

- 29 - STRAKOVSKAYA, R.YA. ; KREMENCHUGSKII, L.S. ; DIMOGLO, G.A. Measurement of a pulse of γ radiation by means of a pyroelectric receiver. *Instrum. Exp. Tech.*, 19 : 1317-1319, 1976.
- 30 - IBRAHIM, R.C. ; JACON, R.H.B. ; IWASAKI, H. ; IWASAKI, F. ; ZAVAGLIA, C.A.C. Physical characterization of PZT type ferroelectric ceramics produced in Brazil. *Rev. de Fis. Apl. e Inst.*, 7(3) : 86-96, 1992.
- 31 - SLINKINA, M.V. ; DONTSOV, G.I. ; ZHUKOVSKY, V.M. Diffusional penetration of silver from electrodes into PZT ceramics. *J. Mater. Sci.*, 28 : 5189-5192, 1993.
- 32 - ROSENCWAIG, A. & GERSHO, A. Theory of photoacoustic effect with solids. *J. Appl. Phys.*, 47(1) : 64-69, 1976.
- 33 - ROUNDY, C.B. & BYER, R.L. Sensitive LiTaO₃ pyroelectric detector. *J. Appl. Phys.*, 44(2) : 929-931, 1973.
- 34 - COOPER, J. Minimum detectable power of a pyroelectric thermal receiver. *Rev. Sci. Instrum.*, 33(1) : 92-95, 1962.
- 35 - PUTLEY, E.H. *Semiconductors and semimetals*. R.K. Willardson and Beer, eds. New York : Academic Press, 1970. vol.5.
- 36 - MASCARENHAS, S. ; VARGAS, H. ; CEZAR, C.L. A photoacoustical radiation dosimeter. *Med. Phys.*, 11 : 73-74, 1984.
- 37 - MALVINO, A.P. Circuitos não lineares com amp op. em: MALVINO, A.P. *Eletrônica*. São Paulo, 1986. v.2, p.657-659.
- 38 - LANDO, R.A. & ALVES, S.R. Aplicações avançadas. em: LANDO, R.A. ; ALVES, S.R. *Amplificador operacional*. Livros Érica Editora Ltda, 1983. p.174-176.
- 39 - PUGLIESI, R. ; MENEZES, M.O. ; ASSUNÇÃO, M.P.M. Detection of aluminum corrosion products by neutron radiography. *Appl. Radiat. Isot.*, 43(5) : 663-665, 1992.
- 40 - GUVEREVICH, I.I. & TARASOV, L.V. *Low energy neutron physics*. New York, North-Holland Publishing Co., 1968.
- 41 - GERALDO, L.P. & SMITH, D.L. Covariance analysis fitting of germanium gamma-ray detector efficiency calibration data. *Nucl. Instrum. Meth. in Phys. Reas.*, sect. A, 290 : 499-508, 1990.
- 42 - LABEYRIE, J. ; LALLEMANT, C. ; WEILL, J. Chambre d'ionisation a dépôt de carbure de bore (B₄C) pour la mesure des flux de neutrons thermiques. *Le Journal de physique et le radium appliquée.*, 12 : 32A-36A, 1952.
- 43 - SANGIUST, V. ; TERRANI, M. ; TERRANI, S. Depositi per elettrodi di camere di ionizzazione. *Energia Nucleare.*, 10(1) : 26-28, 1963.

44 - PERTENCE Jr., A. Circuitos lineares básicos com AOP'S em: PERTENCE Jr., A.
Amplificadores operacionais, São Paulo, 1990. p.50-52.

45 - MORISSON, P. & FELD, B.T. *The neutron: experimental nuclear physics*. New York,
John Wiley & Sons, 1953.