



CNEN/SP

BL 9533661  
INIS-BR -- 3555

**ipen** Instituto de Pesquisas  
Energéticas e Nucleares

AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE  
DE SÃO PAULO

**DESENVOLVIMENTO DE UM MONITOR DE ÁREA  
PARA NÉUTRONS UTILIZANDO DETECTOR  
SÓLIDO DE TRAÇOS NUCLEARES**

**GUILHERME SOARES ZAHN**

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

**Orientadora: Dra. Marília T. F. C. Khouri**

**VOL 26 Nº 23**

**São Paulo**

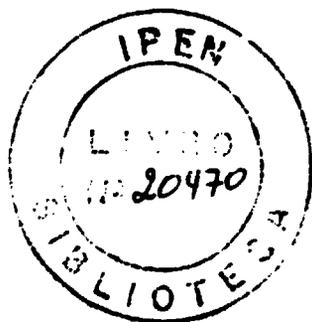
**1994**

1.074.8

**INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES**  
**AUTARQUIA LIGADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO**

**Desenvolvimento de um Monitor de Área Para Nêutrons**  
**Utilizando Detector Sólido de Traços Nucleares**

**Guilherme Soares Zahn**



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

**Orientador: Dra. Marília T. F. C. Khouri**

**São Paulo**

**1994**

*Este trabalho é dedicado à minha mãe,  
ao meu pai, à memória do meu avô  
e a tudo o que eles significam  
no que fui,  
sou  
e serei.*

## **Agradecimentos**

**Antes de mais nada, gostaria de agradecer à Dra. Marília C. Khouri, sem a qual não só tudo isto seria muito mais difícil (quase impossível), como também muito menos agradável.**

**Gostaria também de agradecer às seguintes pessoas, cuja colaboração, direta ou indireta, se fez notar no decorrer deste trabalho:**

**-Ao Dr. Sílvio Bruni Herdade, pela sugestão do projeto que resultou neste trabalho;**

**-À Bayer do Brasil, pela doação do material detector;**

**-Ao CAPES, pelo apoio financeiro;**

**-Aos Drs. Marília Cruz e Luciano Fraim (IFUSP), pela colaboração nas irradiações com nêutrons rápidos;**

**-À Eng. Sumair Gouveia de Araújo, do acelerador Ciclotron, pelo apoio durante os teste com o monitor;**

**-À Bel. Elisabeth E. de M. Oliveira, pela confecção das pastilhas de ácido bórico;**

**-À Meire, tanto pela companhia mais que agradável por todo este tempo como pelas famosas figuras;**

**-Ao Eudice, por seus palpites (alguns foram até aceitos!), discussões companhia *et cetera*;**

**-Ao Jacó, ao Planck (desculpe, Mário), ao Gregório e ao Pocotó pelas incontáveis horas no estudo do fenômeno do espalhamento elástico;**

**-Ao Hércules, pela amizade, companhia e discussões regadas a café;**

**-A Kátia, Sabrina, Paulo César, Roseli, Papagaio, Coroinha, Odair, Babalu e Mosquinha, pela amizade e companheirismo;**

**-A Felícia, Roberta, Sônia, Marlete, Eliane, Cinthia, Willi, Agostinho, Verônica, Artur, André, Edson e a todos os bolsistas que passaram pelo TFF nestes anos;**

**-A todos os funcionários e pesquisadores do TFF;**

**-A Odair Marchi Gonçalves e Newton Domingues Corradi, sem a colaboração dos quais eu nem estaria aqui;**

**-A todos aqueles que, em algum momento destes (até agora) 24 anos me honraram com sua amizade, pois sem amigos não há o que faça algo valer a pena;**

**-À minha família, por ser tudo aquilo que alguém pode esperar de melhor;**

**-Ao Shin, por ter tido a paciência necessária para desenvolver e adaptar o Sistema Analisador de Imagens;**

**-À Elisa, afinal suportar alguém em época de finalização de uma dissertação é, por si só, uma grande demonstração de amor.**

**A todos aqueles que porventura tenham sido esquecidos, meus mais sinceros agradecimentos, acompanhados de envergonhadas desculpas...**

# Índice

<b>Agradecimentos</b> .....	<b>iii</b>
<b>Índice</b> .....	<b>vi</b>
<b>Resumo</b> .....	<b>ix</b>
<b>Abstract</b> .....	<b>xi</b>
<b>Capítulo I - Introdução</b> .....	<b>1</b>
<b>1.1 Detectores sólidos de traços nucleares</b> .....	<b>2</b>
<b>1.1.1 Detecção de nêutrons com SSNTD's</b> .....	<b>3</b>
<b>1.2 Objetivos</b> .....	<b>3</b>
<b>Capítulo II - Considerações teóricas</b> .....	<b>5</b>
<b>II.1 Formação do traço latente e ataque químico</b> .....	<b>5</b>
<b>II.2 Ataque eletroquímico</b> .....	<b>6</b>
<b>II.3 Saturação do detector</b> .....	<b>8</b>
<b>II.4 Background intrínseco</b> .....	<b>8</b>
<b>II.5 Fontes de nêutrons</b> .....	<b>9</b>
<b>II.6 Interação do nêutron com a matéria</b> .....	<b>10</b>

II.6.1	Moderação.....	11
II.6.2	Deteccção de nêutrons térmicos.....	12
II.6.3	Deteccção de nêutrons rápidos .....	13
II.6.3.1	O método da esfera .....	14
<b>Capítulo III</b>	<b>- Deteccção de nêutrons térmicos com o Makrofol DE .....</b>	<b>17</b>
III.1	O material Makrofol DE.....	17
III.2	A conversão ( $n,\alpha$ ).....	17
III.3	O processo de revelação.....	18
III.3.1	A solução reveladora PEW .....	20
III.4	A leitura dos detectores.....	20
III.5	O arranjo experimental para irradiações com nêutrons térmicos.....	20
III.6	Desenvolvimento experimental .....	22
III.6.1	Determinação das condições de revelação .....	22
III.6.2	Verificação da sensibilidade e dos limites operacionais .....	26
<b>Capítulo IV</b>	<b>- Deteccção de nêutrons com o monitor.....</b>	<b>29</b>
IV.1	O monitor de nêutrons .....	29
IV.2	Procedimentos para a análise da resposta do monitor a nêutrons rápidos	29
IV.2.1	Método semi-empírico .....	33
IV.2.2	Método do cone de sombra .....	34
IV.2.3	Variação da fluência para uma distância fixa.....	34

<b>IV.3 O arranjo experimental utilizado para as irradiações com nêutrons rápidos .....</b>	<b>34</b>
<b>IV.4 Procedimento experimental .....</b>	<b>35</b>
<b>IV.5 Resultados e análise .....</b>	<b>36</b>
<b>IV.6 Testes com o monitor em situações práticas.....</b>	<b>39</b>
<b>Capítulo V - Conclusões .....</b>	<b>43</b>
<b>Apêndice A - Fundamentos de Dosimetria .....</b>	<b>44</b>
<b>A.1 Grandezas e unidades .....</b>	<b>44</b>
<b>Referências .....</b>	<b>48</b>

# **Desenvolvimento de um monitor de área para nêutrons utilizando detector sólido de traços nucleares**

**Guilherme Soares Zahn**

## **Resumo**

Neste trabalho é desenvolvido um monitor de área para nêutrons composto pelo detector sólido de traços nucleares (SSNTD) Makrofol DE, produzido pela Bayer, Alemanha, associado a um conversor ( $n,\alpha$ ), no centro de uma esfera de polietileno de 25cm de diâmetro.

As condições ótimas de revelação para a detecção de nêutrons térmicos pelo Makrofol DE, utilizando-se o processo eletroquímico, são examinadas utilizando-se o conversor BN, produzido pela Kodak Pathé, chegando-se a 55min de revelação, a 30°C, sob um campo elétrico de 44,2kV.cm<sup>-1</sup> com frequência de oscilação de 2,0kHz. A resposta deste sistema para nêutrons térmicos, nas condições ótimas, é de  $2,76(10)\times 10^{-3}$ tr/n. Utilizando-se como conversor uma pastilha de ácido bórico prensado de 2,73(3)g este valor desce para  $3,88(17)\times 10^{-4}$ tr/n.

O desempenho do monitor completo na detecção de nêutrons rápidos é verificado utilizando-se o conversor BN e nêutrons provenientes de uma fonte de  $^{241}\text{AmBe}$ , obtendo-se uma resposta de  $4,4(2) \times 10^3 \text{tr.mSv}^{-1}.\text{cm}^{-2}$  e limites de operação entre  $7(3) \mu\text{Sv}$  e  $5,6(2) \text{mSv}$ . A resposta projetada supondo a utilização da pastilha de ácido bórico no lugar do conversor BN ficaria em  $6,1(3) \times 10^2 \text{tr.mSv}^{-1}.\text{cm}^{-2}$ , com uma faixa de operação entre  $50(20) \mu\text{Sv}$  e  $40(2) \text{mSv}$ . Assim sendo tem-se que o primeiro conjunto se adequa à integração de dose por períodos entre uma quinzena e um mês e o segundo a períodos entre 6 meses e um ano.

São apresentados também resultados obtidos pelo monitor na monitoração da sala de controle do acelerador Ciclotron do IPEN como um teste final da viabilidade do seu uso em situações reais

# **Development of an area monitor for neutrons using solid state nuclear track detector**

**Guilherme Soares Zahn**

## **Abstract**

**In this work an area monitor for neutrons composed of the solid state nuclear track detector (SSNTD) Makrofol DE, produced by Bayer, Germany, together with a (n, $\alpha$ ) converter, in the center of a 25cm diameter polyethylene sphere, is developed.**

**The optimal electrochemical etching conditions for the detection of thermal neutrons by the Makrofol DE using the BN converter, produced by Kodak Pathé, are studied, leading to the choice of 55min, at 30°C, under a 44,2kV.cm<sup>-1</sup> electric field with oscillation frequency of 2,0kHz. The response of this system to thermal neutrons, in the optimal conditions, is of 2,76(10)x10<sup>-3</sup>tr/n. Changing from the BN converter to a 2,73(3)g compressed boric acid tablet this value lowers to 3,88(17)x10<sup>-4</sup>tr/n.**

**The performance of the whole monitor in the detection of fast neutrons is examined using the BN converter and neutrons from a <sup>241</sup>AmBe source, with a response of 4,4(2)x10<sup>3</sup>tr.mSv<sup>-1</sup>.cm<sup>-2</sup> and operational limits between 7(3) $\mu$ Sv and**

**5,6(2)mSv. The projected response of the monitor supposing the boric acid tablet replacing the BN converter would be  $6,1(3)\text{tr.mSv}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}$ , with a detection range between  $50(20)\mu\text{Sv}$  and  $40(2)\text{mSv}$ . This values lead to the choice of dose integration periods of 15 days to one month with the use of the first converter and 6 months to one year with the second one.**

**The results of the monitoring of the control room of the IPEN Cyclotron accelerator are also presented as a final test for the viability of the practical use of the monitor.**

# Capítulo I

## Introdução

Dentre os vários tipos de detectores de nêutrons, aqueles compostos por um detector de nêutrons térmicos envolvido por um meio moderador são os que apresentam resposta a nêutrons dentro de uma faixa maior de energia, detectando desde nêutrons térmicos até nêutrons rápidos com energias da ordem de 15 MeV ou mais.

Na monitoração de ambientes em que o espectro de nêutrons consista, basicamente, de nêutrons espalhados e de baixa energia, como em ambientes próximos a blindagens de reatores, aonde o espectro exato dos nêutrons e a sua direção de incidência não são conhecidos, este tipo de detector é de grande utilidade.

Dentre os tipos possíveis de detectores de nêutrons envolvidos por um meio moderador, os mais utilizados são os compostos por uma ou mais esferas, como o espectrômetro das esferas de Bonner [1], por exemplo.

Bramblett *et. al.*, em 1960 [1], propuseram que, mesmo não sendo capaz de fornecer informações sobre o espectro dos nêutrons, um detector de nêutrons térmicos envolvido por uma esfera de material moderador de grande diâmetro (em torno de 10 a 12 polegadas) deveria apresentar uma resposta a nêutrons próxima à

do corpo humano, fornecendo então, uma vez calibrado em uma única energia, leituras diretamente em dose.

Posteriormente, vários autores desenvolveram detectores utilizando como moderador esferas de polietileno, seja de 10 ou 12 polegadas de diâmetro [2, 3], os quais fazem parte de um grupo conhecido como *rem detectors*, ou seja, detectores com leitura proporcional à dose.

## **1.1 Detectores sólidos de traços nucleares**

Detectores sólidos de traços nucleares (SSNTD's - Solid State Nuclear Track Detectors) são dielétricos nos quais a passagem de radiação ionizante pode causar uma série de danos localizados, os quais, dessa forma, marcam a trajetória da mesma no material.

Ao conjunto de danos localizados causados pela passagem da radiação pelo detector dá-se o nome de *traço latente*. Estes traços latentes são extremamente difíceis de serem observados diretamente, embora Young [4] e Barnes [5], por exemplo, já o tenham feito.

Para tornar estes traços latentes mais facilmente observáveis usam-se tratamentos diversos que podem ser, por exemplo, a revelação do material em uma solução química abrasiva, com ou sem a presença de um campo elétrico, ou a coloração dos traços. A técnica de se efetuar a revelação do detector sob a influência de um campo elétrico, proposta por Tommasino [6,7] como um meio de se aumentar o contraste do traço e de se reduzir o tempo de revelação, dá-se o nome de *ataque eletroquímico*.

As formas de radiação que podem ser registradas por um SSNTD variam de acordo com o material detector e com o tipo e características do processo de revelação empregado, sendo, portanto, uma característica do conjunto, assim como a energia limiar da radiação incidente para que esta deixe um registro revelável no detector.

### **1.1.1 Detecção de nêutrons com SSNTD's**

Como nêutrons são partículas com carga elétrica total nula, sua detecção por SSNTD's tem que ser feita de forma indireta, detectando-se partículas carregadas provenientes de reações nucleares como  $(n,\alpha)$ ,  $(n,p)$  e  $(n, \text{fissão})$  ou produzidas pelo espalhamento elástico do nêutron, por exemplo.

No presente trabalho a detecção de nêutrons térmicos é feita através do registro de partículas alfa provenientes da reação  $^{10}\text{B} (n,\alpha) ^7\text{Li}$ , empregando-se para isto um conversor de boro natural em contato com o detector.

## **1.2 Objetivos**

O objetivo deste trabalho foi o de desenvolver um monitor de área para nêutrons baseado em um detector de traços nucleares associado a um conversor  $(n,\alpha)$  no centro de uma esfera de polietileno de 25cm de diâmetro.

O detector escolhido foi o Makrofol DE pois, se comparado com o SSNTD universalmente mais empregado, o CR-39, ele apresenta características ópticas muito semelhantes, desempenho na detecção de partículas  $\alpha$  equivalente ou

mesmo superior e preço cerca de 20 vezes menor, além de apresentar menos problemas relacionados ao *background*.

A aplicabilidade deste monitor enquanto dosímetro de área depende da adequação da sua resposta às exigências impostas pela publicação número 60 do ICRP [8], as quais são expostas no apêndice A.

As vantagens deste sistema detector são as suas dimensões relativamente reduzidas, o seu baixo custo, a dispensa de manutenção, a sua total insensibilidade à radiação gama e a possibilidade de utilização em campos pulsados, as quais o tornam de interesse na monitoração rotineira de ambientes próximos a blindagens de reatores ou a aceleradores de partículas.

Seu principal inconveniente decorre do fato de ser este um detector passivo, de forma que os resultados das medidas com ele efetuadas não são obtidos imediatamente. Assim sendo, este monitor não deve ser utilizado em áreas de risco, aonde a ocorrência de uma dose elevada deve ser sabida de imediato.

# Capítulo II

## Considerações teóricas

### II.1 Formação do traço latente e ataque químico

Na passagem de radiação ionizante pesada por um meio sólido, esta pode interagir tanto com os elétrons como com os núcleos presentes no meio, seja através de colisões elásticas ou inelásticas.

Ao interagir com um elétron, a radiação pode excitar ou mesmo ejetar este de sua órbita atômica. Dessa forma, as excitações e ionizações numa estreita faixa em torno da trajetória da radiação no meio sólido devem ser bastante numerosas.

Se somarmos a estes danos os produzidos pelo espalhamento da radiação incidente nos núcleos do meio, temos então uma trilha contínua de deposição de energia em torno da trajetória da radiação no meio, à qual se dá o título de *traço latente*. Em materiais orgânicos várias cadeias são quebradas e diversas espécies ativas são criadas, resultando em uma grande redução do peso molecular na região do traço latente, de forma que uma solução abrasiva deve atacar com mais velocidade esta região que o restante do material.

Ao processo pelo qual efetua-se este ataque, que tem o intuito de facilitar a visualização dos traços, dá-se o nome de *ataque químico*.

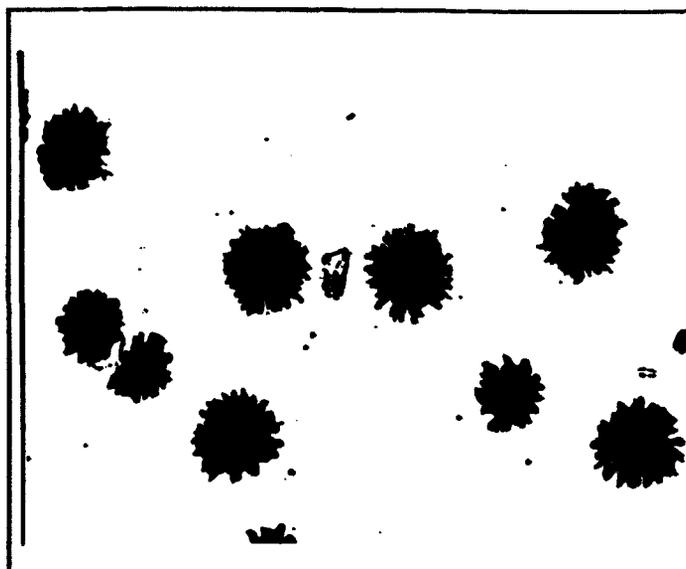
## II.2 Ataque eletroquímico

No processo de ataque eletroquímico efetua-se a revelação dos traços sob a influência de um campo elétrico oscilante.

Tommasino e colaboradores [9] propuseram um modelo para explicar o fenômeno da revelação eletroquímica pelo qual a revelação dos traços ocorreria em duas etapas: formação do cone e da arborescência.

Numa primeira etapa, a revelação ocorre identicamente à revelação química, com a região do traço latente sendo atacada mais velozmente que o resto, assumindo assim uma forma cônica.

A partir daí, como o detector é isolante e a solução reveladora é condutora, os traços passam a se comportar como eletrodos, ampliando a magnitude do campo elétrico na região próxima ao vértice do cone. O efeito da ação combinada do campo amplificado, da solução reagente e da alta frequência de oscilação do campo é o surgimento de rachaduras no plástico, numa geometria conhecida por arborescência, em um raio pelo menos duas ordens de grandeza maior que o do traço cônico original (figura 2.1).



**Figura 2.1: Visualização em microscópio de uma região de um detector revelado eletroquimicamente. Na região inferior, à esquerda, pode-se notar um traço com arborescência deformada pela proximidade de outro.**

A arborescência pode ser atribuída, ao menos em parte, à formação de micro-rachaduras produzidas por moléculas de água que, submetidas à ação das forças eletromagnéticas, penetram violentamente no corpo do detector e quebram ligações.

Em frequências da ordem das utilizadas na revelação dos detectores (~kHz) ocorre a vaporização da água, preferencialmente na região do vértice do cone, devido ao efeito Joule. Este fenômeno também pode causar mais micro-rachaduras na estrutura do material, aumentando ainda mais a eficiência da revelação do traço.

O processo de revelação eletroquímica apresenta, basicamente, três vantagens em relação ao ataque químico:

- aumento do diâmetro do traço, facilitando sua visualização;

- redução na duração do processo de revelação;
- aumento do contraste entre o traço e o fundo do detector.

### **II.3 Saturação do detector**

Diz-se que um detector está saturado quando a taxa de contagens observada deixa de ser diretamente proporcional à fluência de radiação incidente.

Este efeito é devido, basicamente, ao fato de que, para altas fluências, aumenta em muito a probabilidade de um traço ocupar o mesmo espaço de outro já registrado no material.

Na revelação eletroquímica traços extremamente próximos podem, normalmente, ser distingüidos entre si, pois o campo elétrico na região de um dos traços gerará uma interferência no campo no outro traço. O resultado dessa interferência é uma distorção na distribuição espacial do campo na região do traço e uma redução na sua magnitude, o que faz com que haja uma separação entre as arborescências dos traços e uma redução nos seus diâmetros (figura 2.1).

Finalmente, para taxas de fluência suficientemente altas, o fenômeno supracitado não é mais suficiente para evitar a perda de contagens no detector, de forma que a sua resposta deixa de ser linear, caracterizando então a saturação do detector.

### **II.4 Background intrínseco**

Após o processo de revelação, mesmo detectores não-irradiados apresentam uma certa densidade de traços, à qual chamamos de *background* intrínseco do

detector. Isso pode ocorrer devido a uma série de fatores, entre os quais pode-se destacar a presença de emissores alfa, como o  $^{222}\text{Rn}$ , no ar e defeitos no material detector, sejam estes devidos ao processo de fabricação ou à manipulação dos detectores.

## II.5 Fontes de nêutrons [10]

Embora nêutrons possam ser emitidos por quaisquer núcleos com energia de excitação maior que a energia de ligação do nêutron, estes estados altamente excitados não são produzidos por qualquer processo de decaimento que permita sua utilização prática<sup>1</sup>, limitando bastante a obtenção de fontes neutrônicas.

Ainda assim, nêutrons podem ser removidos do núcleo por processos de transmutação nuclear, que podem ser reações induzidas ou fissão espontânea, emergindo basicamente com energias na faixa de 100 keV a 14 MeV.

Na obtenção de nêutrons a partir de reações nucleares induzidas, são três os tipos de fontes utilizadas: aceleradores de partículas, reatores nucleares e fontes mistas.

Nos aceleradores, partículas carregadas positivamente são aceleradas a altas energias, incidindo sobre alvos nos quais ocorrem reações tipo (d,n) ou (p,n), por exemplo, gerando feixes monoenergéticos de nêutrons.

Nos reatores, nêutrons emitidos na fissão de um núcleo são utilizados para causar a fissão de outros núcleos, resultando em uma reação em cadeia.

---

<sup>1</sup>O decaimento beta de maior meia-vida que leva à formação de um isótopo metaestável que, por sua vez, decaia por emissão neutrônica é:  $^{87}\text{Br} \rightarrow ^{87}\text{Kr} + \beta^- \rightarrow ^{86}\text{Kr} + n + \beta^-$ . Como sua meia-vida é de apenas 55s, seu uso como fonte de nêutrons é inviável [10].

As fontes mistas são compostas por um radionuclídeo misturado a um material-alvo adequado, de forma que a radiação proveniente do primeiro ( $\alpha$  ou  $\gamma$ ) cause uma reação nuclear no alvo, liberando, dessa forma, nêutrons. Algumas fontes comuns deste tipo são:  $^{241}\text{Am-Be}$ ,  $^{210}\text{Po-Be}$ ,  $^{124}\text{Sb-Be}$ .

Na obtenção de nêutrons através da fissão espontânea, destaca-se o  $^{252}\text{Cf}$ , o qual emite nêutrons em um espectro aproximadamente Maxwelliano, com energia média de 2,1 MeV, e tem meia-vida de 2,646(4) anos [11].

## II.6 Interação do nêutron com a matéria [12]

O nêutron, embora não apresente carga elétrica líquida e, portanto, seja insensível à força Coulombiana, pode interagir com a matéria via colisões ou interações nucleares. As principais formas de interação do nêutron com a matéria são:

a) **Espalhamento elástico:** Neste processo a energia do sistema (nêutron / núcleo-alvo) se conserva, ou seja, não há excitação do núcleo-alvo. Este processo é de fundamental importância na detecção de nêutrons rápidos, que ao colidir com núcleos  $^1\text{H}$  podem perder até 100% da sua energia, gerando um *próton de recuo* capaz de ionizar o meio.

b) **Espalhamento inelástico:** O nêutron incide sobre um núcleo, o qual absorve parte da sua energia cinética e passa para um estado excitado, devendo decair com a emissão de um ou mais fótons ( $\gamma$ ).

c) **Captura radioativa:** Processo pelo qual um núcleo absorve um nêutron, habitualmente de baixa energia, emitindo um fóton ( $\gamma$ ).

d) **Interações nucleares com a produção de partículas carregadas:** Neste tipo de processo o núcleo captura um nêutron e emite uma ou mais partículas carregadas. Embora mais provável para núcleos leves interagindo com nêutrons rápidos, este processo também pode ocorrer, com grande secção de choque, com nêutrons térmicos, como nas reações  $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$  e  $^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$ , por exemplo, muito úteis na detecção de nêutrons nessa faixa de energia por produzirem partículas altamente ionizantes ( $\alpha$ ).

e) **Fissão nuclear:** Neste caso o núcleo-alvo, após absorver um nêutron, quebra-se em dois (ou, eventualmente, mais) núcleos menores, chamados *fragmentos de fissão*, mais um certo número de nêutrons (usualmente entre 2 e 3). Este processo normalmente só ocorre com alguns núcleos pesados, como o  $^{235}\text{U}$  ou o  $^{239}\text{Pu}$ , por exemplo.

### II.6.1 Moderação [12, 13]

Quando nêutrons penetram em um material com secção de choque para captura muito menor que a secção de choque para espalhamento, estes começam a perder energia em colisões com os núcleos do meio. Sob condições favoráveis, ou seja, se os nêutrons não forem absorvidos nem escaparem do meio, este processo prossegue até que os nêutrons atinjam energias da ordem da energia de agitação térmica do meio, usualmente entre 0,01 eV e 0,5 eV [13]. Nêutrons nessa faixa de energia são chamados de nêutrons térmicos.

Devido às exigências de conservação de energia e momento linear, este processo é mais eficaz para colisões com núcleos mais leves, os quais têm massa

mais próxima da do nêutron [13], o que faz com que materiais ricos em hidrogênio, como o polietileno ou a parafina, por exemplo, sejam ótimos moderadores de nêutrons.

### II.6.2 Detecção de nêutrons térmicos

Como os nêutrons não possuem carga líquida, sua detecção é usualmente feita de forma indireta, através da ionização causada pelos produtos das suas interações com a matéria.

A baixa energia dos nêutrons térmicos ( $E \leq 0,5$  eV) inviabiliza a detecção de eventuais prótons de recuo resultantes do espalhamento elástico por núcleos  $^1\text{H}$ . Interações que produzam radiação  $\gamma$  também não são de grande utilidade, pois esta têm um grande poder de penetração e, portanto, uma pequena probabilidade de interação com o detector, que tem espessuras usualmente menores que 1mm.

Dessa forma utilizam-se interações pelas quais são produzidas partículas carregadas, incluindo-se aí a fissão nuclear. Este último processo apresenta o inconveniente de que os materiais físseis são, via de regra, radioativos, assim como os produtos de fissão, sendo seu uso portanto muito restrito e perigoso. Restam as interações tipo  $(n,p)$ ,  $(n,d)$ ,  $(n,\alpha)$ , etc..., das quais normalmente se usa as interações tipo  $(n,\alpha)$  pela sua maior seção de choque e pelo maior poder de ionização das partículas  $\alpha$ . As duas reações mais usadas são [14]:





das quais a segunda é mais utilizada não só por sua maior secção de choque como pelo fato do trítio ( $^3\text{H}$ ), produzido pela reação com energia de 2,74 MeV, também poder causar registros no detector, o que dificultaria a análise dos resultados, além de ser radioativo. O  $^7\text{Li}$  produzido na segunda reação, embora também possa causar danos no detector, tem uma energia de 0,9 MeV e um alcance muito pequeno, o que o torna de detecção muito mais difícil que o  $^3\text{H}$  [15].

### II.6.3 Detecção de nêutrons rápidos

Assim como para a detecção de nêutrons térmicos, também ao se detectar nêutrons rápidos deve-se empregar meios indiretos, pois o nêutron por si só não forma traços latentes no material detector.

Para nêutrons rápidos, com energias da ordem de MeV, as secções de choque para reações são, na média, algumas ordens de grandeza menores que para nêutrons térmicos, além de apresentarem ressonâncias, o que as torna muito dependentes da energia do nêutron incidente. O processo normalmente utilizado para a detecção de nêutrons rápidos com SSNTD's é o do registro dos *prótons de recuo* gerados pelo espalhamento elástico dos nêutrons por núcleos de  $^1\text{H}$ . Este método apresenta dois inconvenientes: I) A eficiência de detecção é, em média, duas ordens de grandeza menor que para a detecção de nêutrons térmicos pelo processo já citado [16] e; II) Por se tratar da detecção de outro tipo de partícula, com outra energia, as condições de revelação são diferentes das determinadas para

a detecção de nêutrons térmicos, demandando outro estudo para a sua determinação.

Uma forma de se superar estes inconvenientes é a utilização de um moderador para termalizar os nêutrons rápidos, sendo então detectados nêutrons térmicos.

### II.6.3.1 O método da esfera

O polietileno, sendo um material rico em hidrogênio, é um bom moderador de nêutrons. Dessa forma, se colocarmos um detector de nêutrons térmicos no interior de um bloco de polietileno (como uma esfera ou um cilindro, por exemplo), esse sistema poderá ser útil na detecção de nêutrons rápidos.

Assim sendo, se temos que:

$A$  : posição do centro da esfera;

$\Phi_T$  : fluência térmica em  $A$  ( $\text{cm}^{-2}$ );

$\phi_T$  : fluxo térmico em  $A$  ( $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ );

$R$  : resposta do detector a nêutrons térmicos (traços/nêutron);

$D$  : densidade de traços no detector (traços. $\text{cm}^{-2}$ );

$t$  : tempo de irradiação (s), então:

$$\Phi_T = \frac{D}{R} \Rightarrow \phi_T = \frac{D}{R \cdot t} \quad (2.1)$$

Por outro lado, se o fluxo rápido na posição do centro da esfera, na ausência da mesma, é  $\phi_R$  ( $\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ ), então pode-se definir um fator de conversão,  $C$ , a ser verificado experimentalmente, dependente do espectro energético de  $\phi_R$ , tal que:

$$\phi_R = \phi_T \cdot C \Rightarrow C = \frac{\phi_R}{\phi_T} \quad (2.2)$$

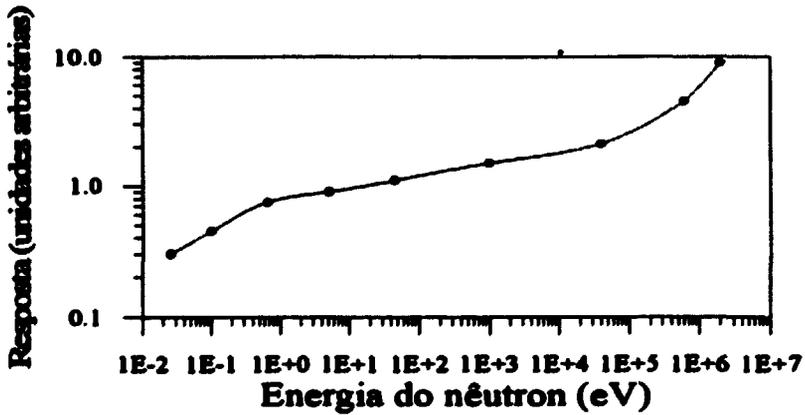
Assim sendo, temos que, em uma medida feita por um detector de nêutrons térmicos no centro de uma esfera (esta geometria apresenta a vantagem de tornar  $C$  praticamente independente da direção de incidência dos nêutrons [3]), a resposta do sistema detector a nêutrons rápidos é dada por:

$$D = \left( \frac{R}{C} \right) \cdot \phi_R \quad (2.3),$$

ou seja,  $R/C$  é a sensibilidade do sistema detector a nêutrons rápidos.

A dependência energética da resposta deste tipo de detector é função das probabilidades de termalização e de absorção dos nêutrons incidentes. Embora a falta de feixes monoenergéticos de nêutrons dificulte uma verificação experimental desta dependência, Hankins, em 1964 [2], fez uma simulação por computador da resposta de um detector de  $\text{LiI}$  no centro de uma esfera de polietileno de 10 polegadas ( $\sim 25\text{cm}$ ) de diâmetro em função da energia do nêutron incidente, obtendo a curva apresentada na figura 2.2. A dependência energética verificada é, segundo o mesmo autor, satisfatória o bastante para permitir a utilização do detector como monitor de área para nêutrons sem incorrer em erros acima do

aceitável, o que deve se estender também ao monitor aqui desenvolvido, mesmo levando-se em conta que a reação de conversão aqui utilizada é outra.



**Figura 2.2:** Resposta calculada para um detector de LiI no centro de uma esfera de polietileno de 10 polegadas (25,4cm) de diâmetro em função da energia do nêutron incidente (*in* [2]).

## Capítulo III

# Detecção de nêutrons térmicos com o Makrofol DE

### III.1 O material Makrofol DE

O material utilizado como detector foi o Makrofol DE 1-1 CC, um policarbonato produzido originalmente como isolante elétrico pela Bayer, Alemanha, com 475  $\mu\text{m}$  de espessura.

Este material vem recoberto por duas películas plásticas de 60 $\mu\text{m}$  de espessura, uma de cada lado, sendo uma verde e uma transparente. Neste trabalho foi sempre utilizada a face recoberta pela película transparente, a qual demonstrou, em um estudo desenvolvido pelo grupo, apresentar maior reprodutibilidade do *Background* intrínseco[17], o que implica em uma dose mínima detectável menor.

### III.2 A conversão (n, $\alpha$ )

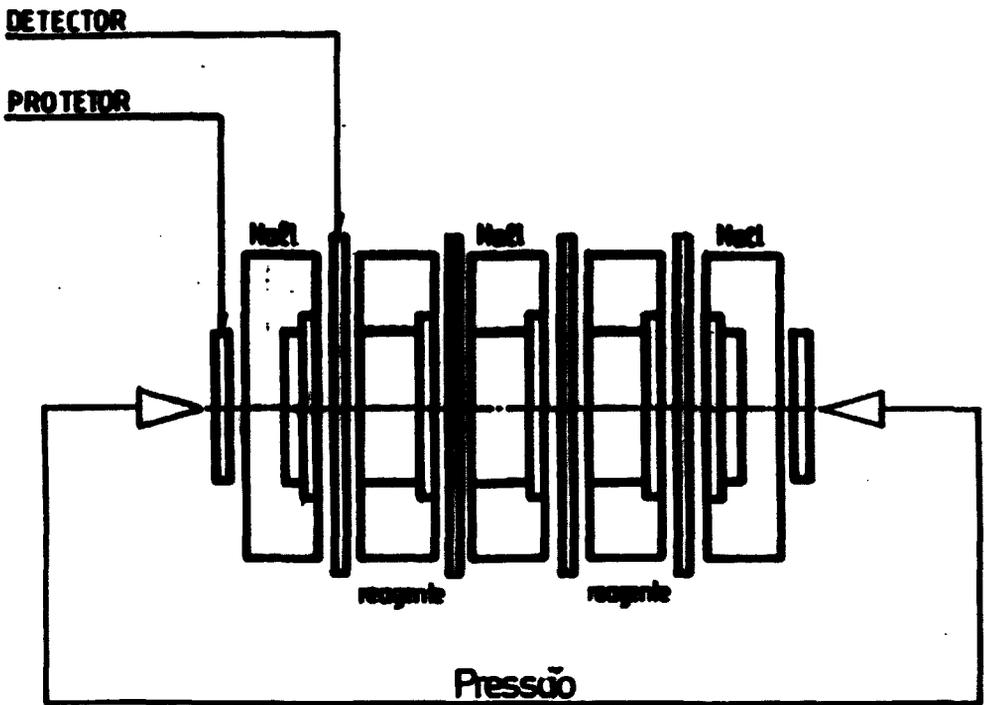
Para efetuar a conversão nêutrons térmicos - partículas alfa, de forma a viabilizar sua detecção, foi utilizado o conversor BN, produzido pela Kodak Pathé, França, composto por uma camada de 65 $\mu\text{m}$  de espessura de boro natural (19,8%  $^{10}\text{B}$  e 80,2%  $^{11}\text{B}$ ; secção de choque efetiva para a absorção de nêutrons térmicos  $\sigma=759(2)$  b [14]) depositada por evaporação sobre uma película plástica de 105 $\mu\text{m}$

de espessura, o qual apresenta eficiência de conversão para nêutrons térmicos de 22% [18].

Posteriormente foram construídos conversores compostos por pastilhas cilíndricas de ácido bórico prensado, com 25mm de diâmetro, 4mm de espessura e massa média de 2,73(3)g, com o intuito de, reduzindo a sensibilidade, aumentar a fluência máxima detectável. Estes conversores foram utilizados unicamente em uma série de medidas visando a obtenção da sensibilidade a nêutrons térmicos deste conjunto conversor-detector tendo sido utilizado em todas as outras ocasiões o conversor BN.

### **III.3 O processo de revelação**

Para a revelação dos detectores, feita pelo método do ataque eletroquímico, foi utilizado um arranjo desenvolvido especialmente para este fim, o qual está esquematizado na figura 3.1. Este arranjo permite a revelação simultânea de vários detectores, podendo-se variar a magnitude do campo elétrico, a sua frequência e a temperatura da revelação, além da duração do processo.



( LIGAÇÃO DOS ELETRODOS )

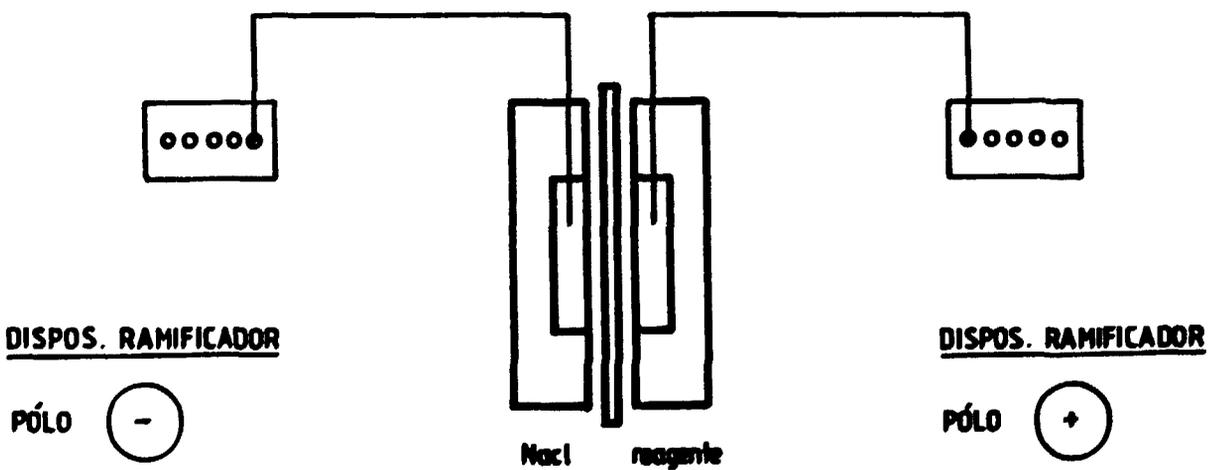


Figura 3.1: Esquema do arranjo empregado na revelação dos detectores.

### **III.3.1 A solução reveladora PEW**

Na revelação de detectores plásticos são utilizadas soluções alcalinas em diversas concentrações [19].

Neste trabalho optou-se pela solução conhecida por PEW, composta por 15% KOH, 40% álcool etílico e 45% água, em peso, pois esta se mostra bastante eficaz na revelação de traços em plásticos [20, 21] e tem sido amplamente estudada e utilizada em nosso laboratório [16, 22, 23, 24].

### **III.4 A leitura dos detectores**

Após revelados os detectores são examinados em um microscópio de projeção, com magnificação de 140,5 vezes, sendo então medido o número de traços por unidade de área que o detector apresenta, sendo contados, sempre que possível, em torno de 1000 traços por detector, o que permite uma incerteza nas contagens em torno de 3%. A este processo dá-se o nome de leitura do detector.

### **III.5 O arranjo experimental para irradiações com nêutrons térmicos**

O arranjo utilizado para as irradiações com nêutrons térmicos é composto por uma fonte de  $^{252}\text{Cf}$  dentro de um tambor com parafina, no qual há três O arranjo utilizado para as irradiações com nêutrons térmicos é composto por uma fonte de  $^{252}\text{Cf}$  dentro de um tambor com parafina, no qual há três orifícios para irradiação (figura 3.2). Foi utilizado sempre o mesmo orifício, no qual o fluxo térmico, em

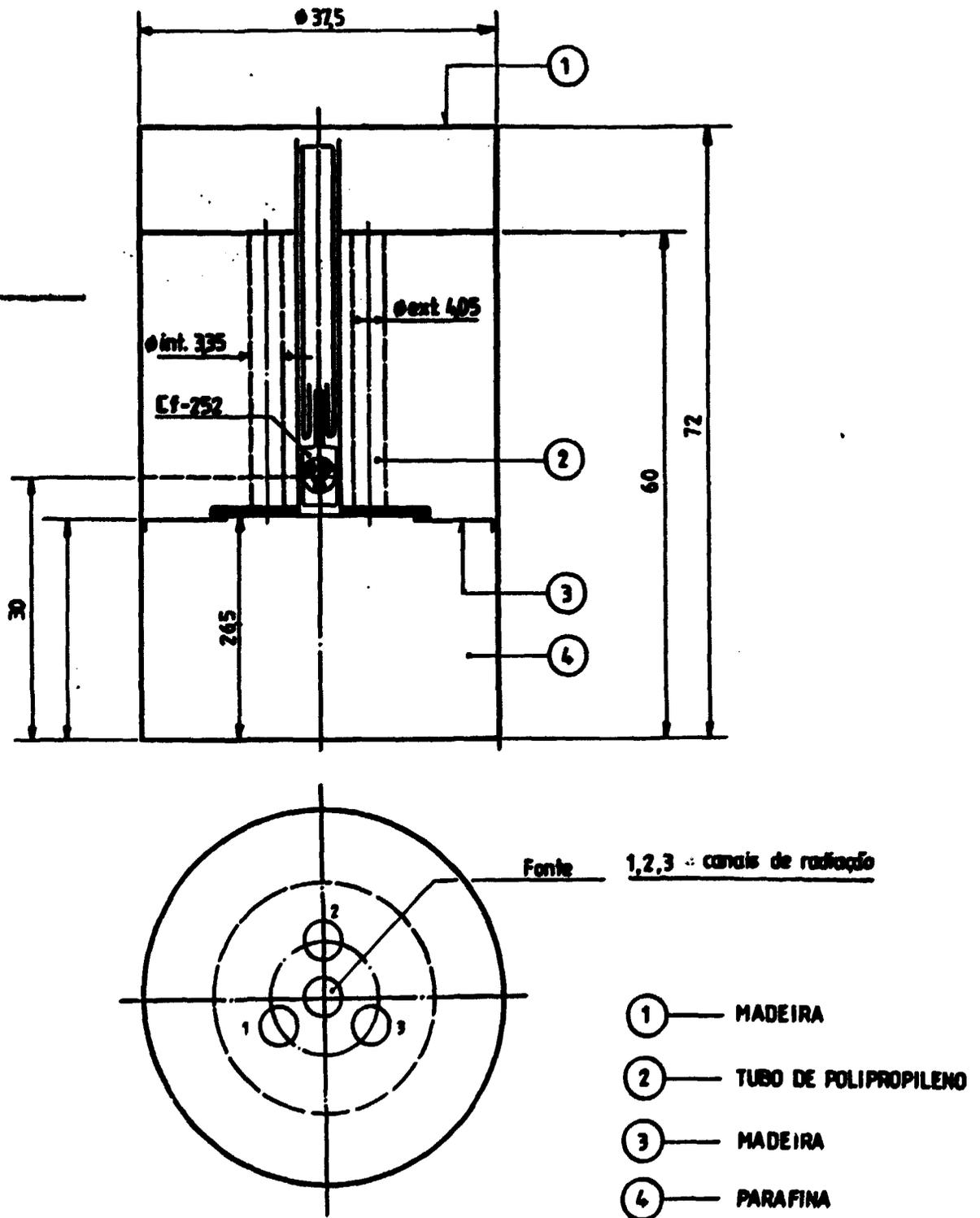


Figura 3.2: Arranjo utilizado na irradiação de detectores com nêutrons térmicos

01/7/1993 [25], era de:  $\phi = 1,17 (6) \times 10^4 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ . As irradiações foram efetuadas fixando-se o detector, em contacto com o conversor, a uma haste de alumínio, a qual era então introduzida no orifício de irradiação.

### **III.6 Desenvolvimento experimental**

A descrição dos procedimentos experimentais, juntamente com a discussão dos resultados, foi dividida em duas partes: a verificação das condições de revelação ideais para a detecção de nêutrons térmicos com o Makrofol DE e o estudo da resposta e dos limites operacionais do detector nessas condições.

#### **III.6.1 Determinação das condições de revelação**

Para se determinar as condições ótimas para a detecção das partículas alfa provenientes do conversor partiu-se das condições determinadas em nosso laboratório para a revelação do Makrofol E com o mesmo objetivo [23]:

temperatura: 30°C

freqüência de oscilação do campo: 2,0 kHz

campo elétrico: 40,0 kV.cm<sup>-1</sup>

tempo de revelação: 60 minutos

Nessa etapa, cada detector utilizado, justaposto ao conversor BN, foi irradiado por 4 minutos, sendo revelado juntamente com um detector não-irradiado

para a determinação do valor de *background* associado às condições de revelação empregadas.

Fixando-se os dois primeiros parâmetros nos valores acima, primeiramente variou-se o valor do campo elétrico mantendo-se o tempo de revelação em 60 minutos, obtendo-se os resultados apresentados nas figuras 3.3 e 3.4<sup>1</sup>.

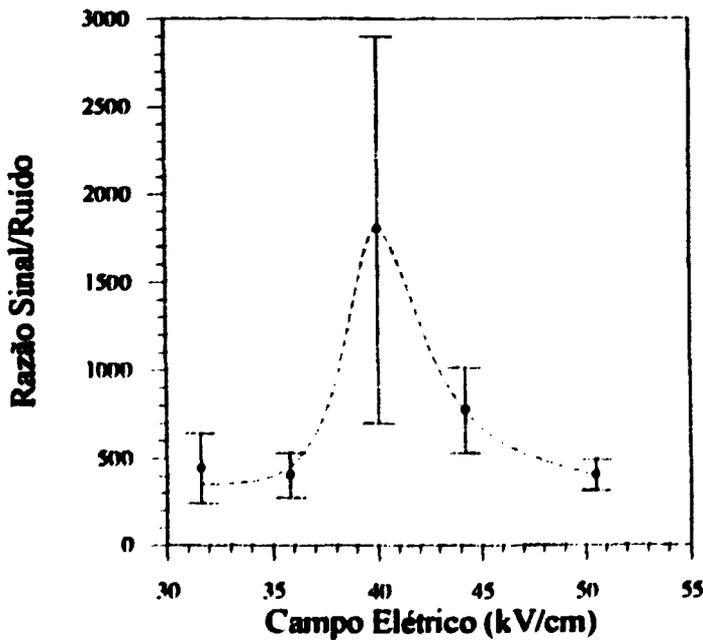
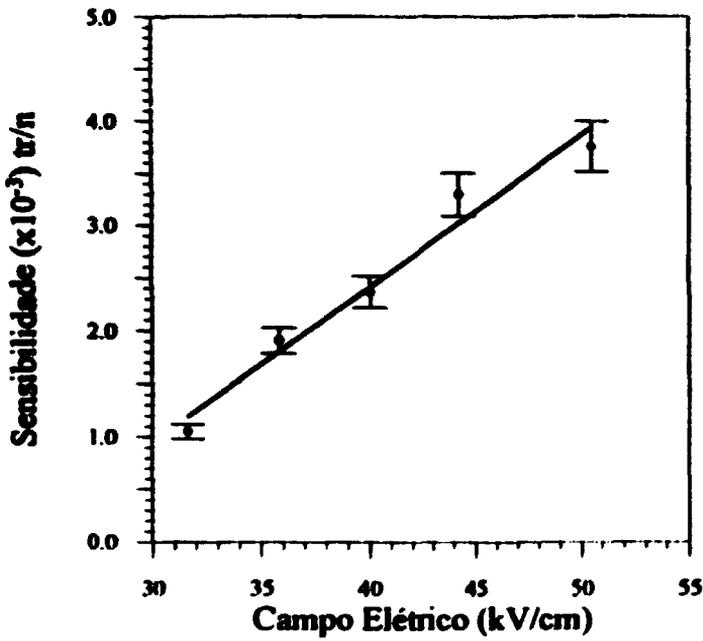
Deve ser citado que as curvas apresentadas nos gráficos desta secção (III.6.1) são apenas guias de vista para facilitar a visualização dos mesmos.

Tendo em vista um compromisso entre a sensibilidade e a razão sinal / ruído (definida como a razão entre a densidade líquida de traços observada no detector e a densidade de traços de *background*), decidiu-se por fazer duas séries de medidas variando o tempo de revelação, uma com o valor do campo elétrico de 40,0 kV.cm<sup>-1</sup> e outra com 44,2 kV.cm<sup>-1</sup>. Os resultados obtidos nestas séries podem ser observados nas figuras 3.5 e 3.6.

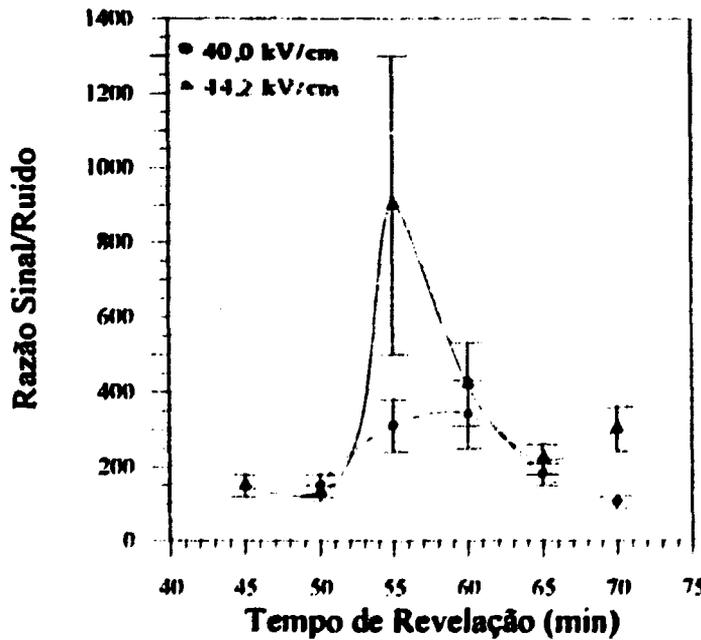
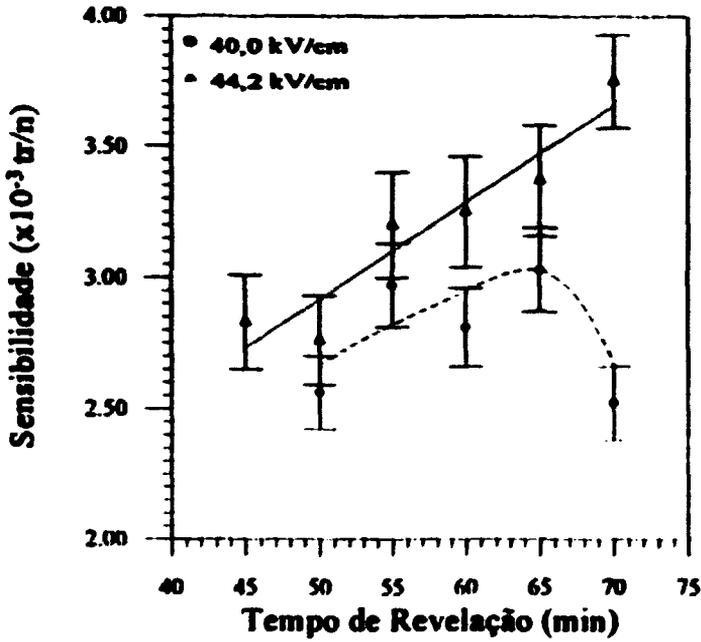
A análise destes resultados levou à escolha de 55 minutos de revelação, sob um campo de 44,2 kV.cm<sup>-1</sup>, como condições ideais para a detecção de nêutrons térmicos com o Makrofol DE, uma vez que sob estas condições o detector alia uma boa sensibilidade a uma excepcional razão sinal/ruído.

---

<sup>1</sup> -Os erros associados a cada ponto experimental, assim como os erros associados a todos os valores calculados neste trabalho, foram determinados pela propagação de todos os erros associados a todos os parâmetros envolvidos nos cálculos.



**Figuras 3.3 e 3.4:**  
**Varição da**  
**sensibilidade do**  
**detector e da sua razão**  
**sinal/ruído em função**  
**da magnitude do campo**  
**elétrico.**



**Figuras 3.5 e 3.6: Variação da sensibilidade e da razão sinal/ruído com o tempo de revelação para os dois valores escolhidos de campo elétrico.**

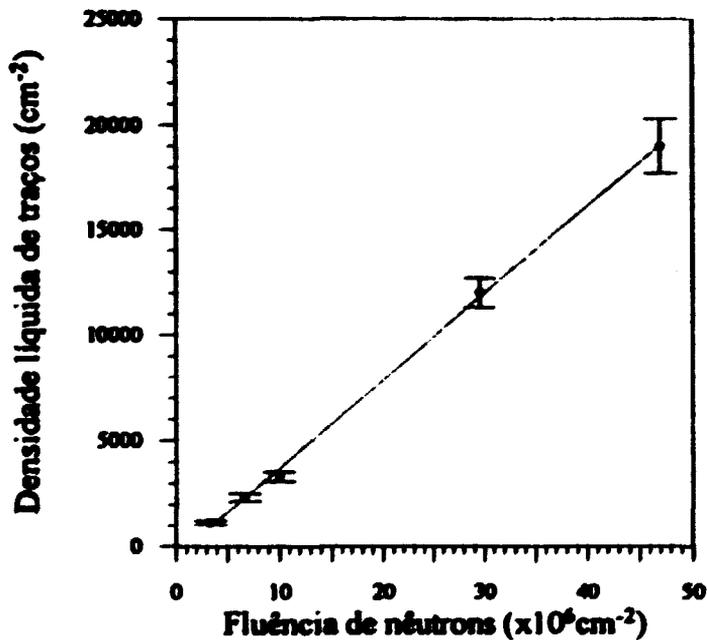
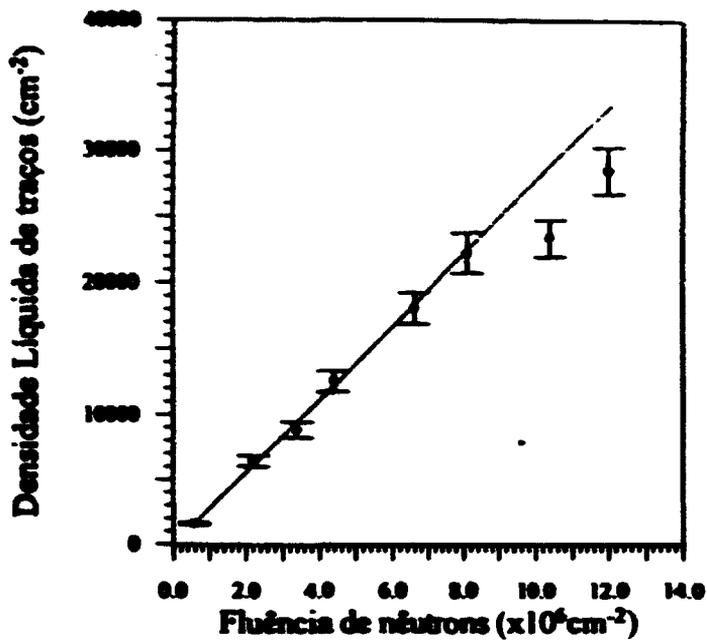
**Em ambas as figuras os dados referentes a 40,0kV.cm<sup>-1</sup> estão representados por círculos e unidos por uma linha tracejada, sendo os demais referentes a 44,2kV.cm<sup>-1</sup>.**

### III.6.2 Verificação da sensibilidade e dos limites operacionais

Após a determinação das condições ideais para a revelação do Makrofol DE foram feitas duas séries de irradiações, uma com o conversor BN e outra com a pastilha de ácido bórico, nas quais se variou o valor da fluência de nêutrons, de forma a se determinar a sensibilidade de cada conjunto conversor-detector e seus limites de fluência detectável. Também foi feita uma série de revelações de detectores não-irradiados para a determinação de um valor mais preciso para o *background*.

Os resultados aqui obtidos podem ser vistos nas figuras 3.7 e 3.8 e na tabela 3.1.

Uma segunda série de revelações de detectores não-irradiados, em 01/94 (a primeira foi feita em 05/93), mostrou um crescimento no valor do *background*, de 49(16) tr.cm<sup>-2</sup> para 89(7) tr.cm<sup>-2</sup>. Este crescimento já era esperado e deve-se basicamente aos efeitos cumulativos da radiação de fundo.



**Figura 3.7 (no topo):** Resposta do detector, associado ao conversor BN, a nêutrons térmicos em função da fluência. **Figura 3.8 (embaixo):** Idem para o conversor composto pela pastilha de ácido bórico. Em ambas as figuras as retas apresentadas foram ajustadas pelo método dos mínimos quadrados.

	conversor BN	pastilha de ácido bórico
<b>sensibilidade (traços/nêutron)</b>	$2,76 (10) \times 10^{-3}$	$3,88 (17) \times 10^{-4}$
<b>fluência mínima (<math>\text{cm}^{-2}</math>)<sup>2</sup></b>	$1,2 (6) \times 10^4$	$8 (4) \times 10^4$
<b>fluência máxima (<math>\text{cm}^{-2}</math>)</b>	$8,9 (4) \times 10^6$	$6,3 (3) \times 10^7$

**Tabela 3.1: Resposta do detector a nêutrons térmicos com cada um dos conversores.**

Na determinação dos valores da sensibilidade não foram levados em conta os detectores que apresentaram indícios de saturação (aqueles com fluência maior que  $10^7 \text{ cm}^{-2}$  na figura 3.7).

A fluência mínima detectável foi determinada, conforme indicado por Piesch *et al.* [26], como sendo a correspondente a uma densidade de traços igual ao dobro do desvio-padrão do *background* (por garantia utilizou-se o maior valor obtido, 16 traços. $\text{cm}^{-2}$ ).

A fluência máxima foi estimada a partir da densidade máxima de traços que se pode obter antes que ocorra a saturação. A partir dos resultados apresentados na figura 3.7 decidiu-se estipular este limite em 24.500(500) traços. $\text{cm}^{-2}$ , valor este independente do conversor utilizado.

<sup>2</sup> -O desvio-padrão do desvio-padrão foi calculado, conforme Helene e Vanin [27], como sendo:

$$\sigma(\sigma_m) = \sigma_m / \sqrt{2 \times (N - 1)}$$

# **Capítulo IV**

## **Deteccção de nêutrons com o monitor**

### **IV.1 O monitor de nêutrons**

O monitor de nêutrons desenvolvido é composto por um detector, em contacto com um conversor, fixado em uma haste de polietileno. Esta haste, por sua vez, é introduzida em um orifício radial de uma esfera de polietileno de 25cm de diâmetro, de forma que o conjunto conversor-detector fique exatamente no centro da mesma (figura 4.1).

### **IV.2 Procedimentos para a análise da resposta do monitor a nêutrons rápidos [28, 29, 30]**

Na análise dos resultados obtidos para a obtenção da resposta do monitor a nêutrons rápidos são necessários alguns cuidados especiais.

Como as fontes de nêutrons em geral não têm emissão absolutamente isotrópica, o fluxo de nêutrons calculado deve ser multiplicado por um fator,  $F_1(\Theta)$ , o qual corrige este efeito. Como as irradiações foram feitas sempre

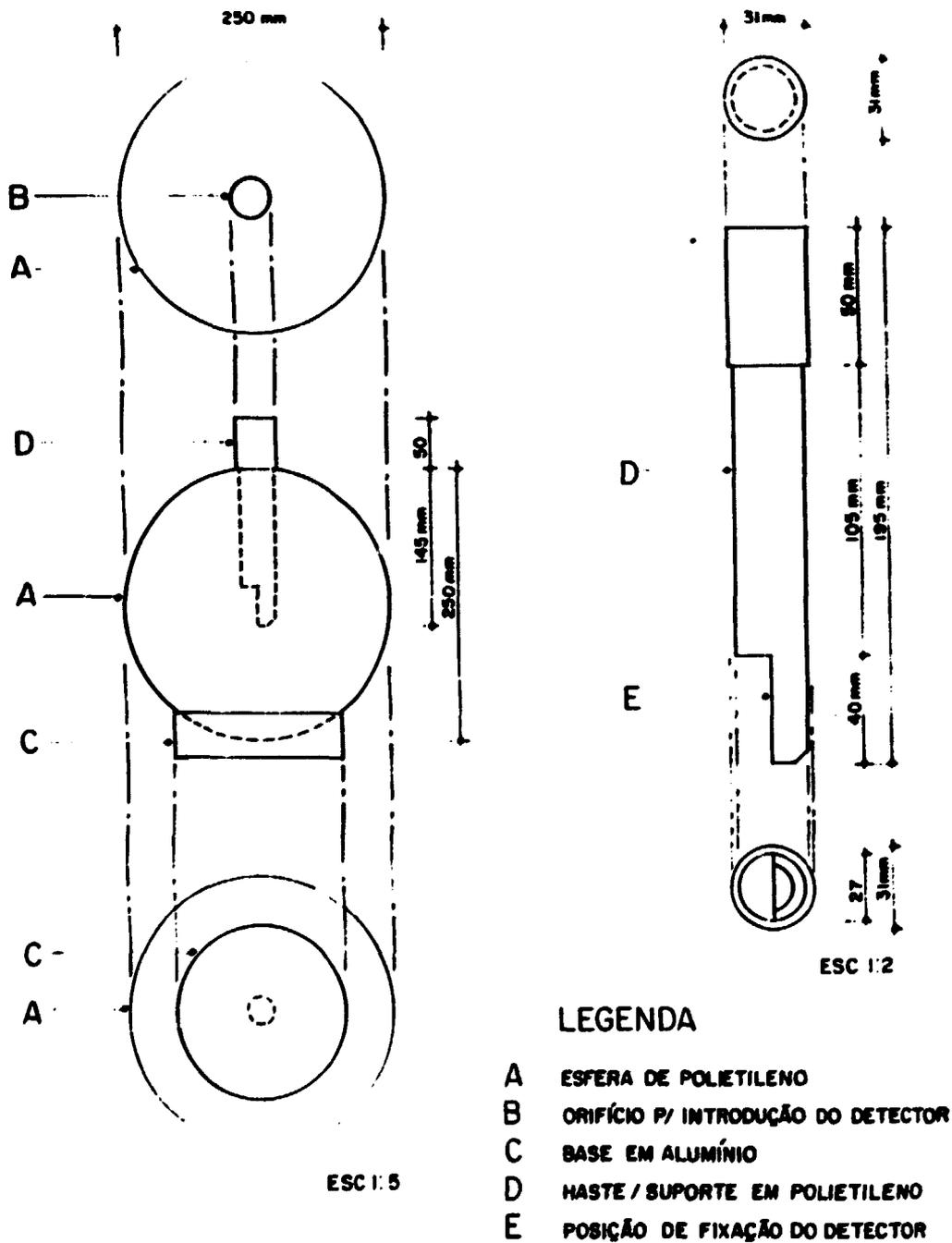


Figura 4.1 Esquema do Monitor de Nêutrons Desenvolvido

perpendicularmente ao eixo de simetria das fontes (que são cilíndricas), o valor adotado para  $F_1(\Theta)$  foi de 1,04 para a fonte de  $^{241}\text{AmBe}$  e de 1,012 para a fonte de  $^{252}\text{Cf}$ . Estes valores foram determinados por Eisenhauer *et. al.* [31] para fontes de  $^{241}\text{Am-Be}$  e  $^{252}\text{Cf}$  com mesma geometria e procedência (Amersham International) que as aqui utilizadas.

Como o ar absorve uma parte dos nêutrons emitidos pela fonte, o fluxo de nêutrons deve ser corrigido de acordo com a distância fonte-detector. O fator de atenuação do feixe é dado por:

$$F_{AT} = \exp(-\bar{\Sigma} \cdot L) \tag{4.1},$$

aonde  $\bar{\Sigma}$  é a secção de choque macroscópica para a absorção de nêutrons no ar integrada por todo o espectro de emissão da fonte. O valor de  $\bar{\Sigma}$  para as duas fontes utilizadas é de [29]:

	$^{252}\text{Cf}$	$^{241}\text{Am-Be}$
$\bar{\Sigma} \text{ (m}^{-1}\text{)}$	$1,060 \times 10^{-2}$	$8,80 \times 10^{-3}$

Dessa forma, o fluxo de nêutrons a uma distância  $L$  da fonte é de:

$$\phi(L) = \left[ \frac{E}{4 \cdot \pi \cdot L^2} \right] \cdot \frac{F_1(\Theta)}{F_{AT}(L)} \tag{4.2},$$

aonde  $E$  é a emissão da fonte, em  $s^{-1}$ .

Além disso, a leitura obtida deve ser corrigida para levar em conta tanto o fato de que a fonte e o detector têm dimensões físicas não-desprezíveis quanto o espalhamento na sala de irradiação.

Assim sendo, se  $M_T(L)$  é a densidade líquida de traços observada no detector irradiado a uma distância  $L$  da fonte dividida pelo tempo de irradiação (em traços.cm<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>) e  $R$  é a sensibilidade do monitor (em traços/nêutron), então [30]:

$$R = \frac{M_T(L)}{[\phi(L) \cdot F_G(L) \cdot F_S(L)]} \quad (4.3),$$

onde  $\phi(L)$ ,  $F_G(L)$  e  $F_S(L)$  são, respectivamente, o fluxo de nêutrons (em cm<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>) e os fatores geométrico e de espalhamento.

Quando a distância fonte-detector for maior que o diâmetro da esfera, o fator geométrico é dado por [29]:

$$F_G = 1 + 0,5 \cdot \left( \frac{r}{2 \cdot L} \right)^2 \quad (4.4),$$

onde  $r$  é o raio da esfera.

O fator de espalhamento,  $F_S(L)$ , deve ter a seguinte forma [29]:

$$F_S(L) = 1 + A \cdot L + S \cdot L^2 \quad (4.5),$$

onde  $A$  é o fator devido ao espalhamento no ar, o qual, para a fonte e o detector utilizados, vale  $0,009 \text{ m}^{-1}$ . [29] e  $S$  é o fator devido ao espalhamento nas paredes do ambiente de irradiação.

O cálculo de  $R$  e  $S$  pode ser feito de diversas maneiras. Neste trabalho foram empregados três métodos distintos, embora não totalmente independentes, de forma a se poder verificar a confiabilidade dos resultados obtidos. Os métodos aqui empregados foram os seguintes:

#### IV.2.1 Método semi-empírico

Se considerarmos pequena a contribuição do espalhamento no ar, podemos fazer a seguinte aproximação para  $F_s(L)$ :

$$F_s(L) = (1 + A \cdot L) \cdot (1 + S \cdot L^2) \quad (4.6)$$

de forma que podemos obter  $R$  e  $S$  a partir da relação:

$$R \cdot (1 + S \cdot L^2) = \frac{M_T(L)}{[\phi(L) \cdot F_0(L) \cdot (1 + A \cdot L)]} \quad (4.7)$$

Dessa forma, ajustando-se uma reta para a resposta corrigida em função do quadrado da distância, obtém-se os valores de ambas as grandezas.

### IV.2.2 Método do cone de sombra

Neste método utiliza-se um cone de material absorvedor, no caso parafina borada com um disco de cádmio na extremidade mais próxima ao detector, entre a fonte e o mesmo, de forma a se medir apenas a radiação espalhada. Este cone deve ter dimensões tais que o ângulo sólido por ele compreendido seja maior que o ocupado pelo monitor e menor que o dobro deste valor [29].

Se  $M_s(L)$  é a contagem obtida utilizando-se o cone, então [29]:

$$R = \frac{[M_T(L) - M_s(L)]}{\phi(L)} \quad (4.8)$$

### IV.2.3 Variação da fluência para uma distância fixa

Este método exige uma série de irradiações de diferentes durações a uma distância fonte-detector fixa.

Dessa forma, se construirmos o gráfico da densidade líquida de traços em função da fluência de nêutrons corrigida pelos fatores geométrico e de espalhamento (este calculado através do método semi-empírico), então a sensibilidade  $R$  pode ser obtida através do coeficiente angular da reta ajustada.

## IV.3 O arranjo experimental utilizado para as irradiações com nêutrons rápidos

As irradiações com nêutrons rápidos foram feitas em uma sala construída no Instituto de Física da USP com o propósito de permitir irradiações com nêutrons

com baixo espalhamento, a qual tem telhado em aço inox e dimensões 14m x 10m x 4m.

O sistema de irradiação consiste de uma estrutura metálica sobre a qual é posicionado um suporte também metálico, resultando em uma altura total, do monitor ao chão, de 3,2 m. Neste arranjo a distância fonte-detector pode ser variada de 12,5 cm (o raio do monitor) a 2,0 m, aproximadamente.

Foi utilizada uma fonte calibrada de  $^{241}\text{AmBe}$  (energia média do nêutron de 4,3 MeV) com emissão, em  $4\pi$ , de  $1,13(2)\times 10^7 \text{ s}^{-1}$  e taxa de dose, a 1,0 m, de  $5,4\times 10^{-8} \text{ Sv}\cdot\text{s}^{-1}$  [28].

Para a verificação da dependência energética da resposta do monitor foi utilizada uma fonte de  $^{252}\text{Cf}$  de emissão ( $4\pi$ )  $1,29(15)\times 10^7 \text{ s}^{-1}$  (em 07/91 [16]).

#### **IV.4 Procedimento experimental**

A determinação da resposta do monitor a nêutrons rápidos foi feita através dos três métodos citados. Para a utilização do método semi-empírico foram realizadas irradiações com o monitor a distâncias entre 0,5m e 2,0m da fonte. As irradiações com e sem cone de sombra foram feitas com o monitor a 2,0m da fonte.

Também foram feitas irradiações com o monitor a 1,0m da fonte, variando-se o tempo de irradiação entre 6 e 26 horas, de forma a se aplicar o método descrito em IV.2.3.

Além disto, foram feitas medidas complementares variando-se a orientação do material detector dentro da esfera (nas medidas em geral este foi posicionado

frontalmente à fonte), de forma a se verificar uma possível dependência da resposta em função da direção de incidência dos nêutrons e medidas com a fonte de  $^{252}\text{Cf}$  para se verificar, ainda que de maneira restrita, a independência energética da resposta do monitor.

Deve ser destacado que em todas as medidas feitas com o monitor foi utilizado o conversor BN.

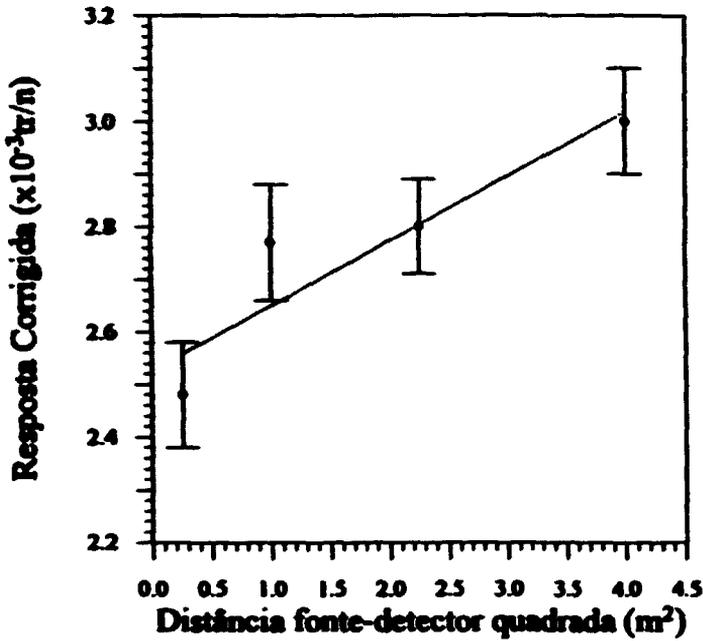
## IV.5 Resultados e análise

As curvas utilizadas para os métodos descritos em IV.2.1 e IV.2.3 são apresentadas nas figuras 4.2 e 4.3, respectivamente

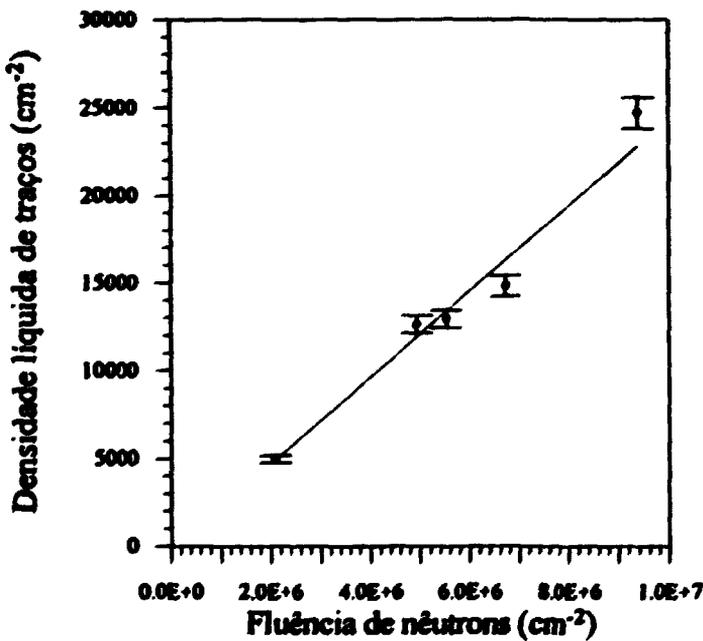
Os resultados obtidos, apresentados na tabela 4.1, mostram que todos os três métodos são coerentes, dentro dos desvios experimentais, o que permite-nos considerar satisfatório o desempenho do monitor na detecção de nêutrons rápidos.

Também na tabela 4.1 podem ser vistos os resultados obtidos para a sensibilidade nas irradiações com o detector posicionado paralelamente ao feixe de nêutrons incidente ( $90^\circ$ ) e com nêutrons provenientes da fonte de  $^{252}\text{Cf}$ . Estes resultados são, dentro dos erros experimentais, idênticos aos obtidos nas demais irradiações, com a fonte de  $^{241}\text{AmBe}$  e o detector perpendicular ao feixe incidente, o que avaliza a utilização do detector em campos neutrônicos de direção de incidência desconhecida e com espectro diverso do emitido pelo  $^{241}\text{AmBe}$ .

O valor obtido para o parâmetro  $S$ , pelo método semi-empírico, foi de  $3,6(12) \times 10^{-2} \text{ m}^{-2}$ .



**Figura 4.2 (no topo):**  
**Varição da resposta**  
**corrigida com o quadrado da**  
**distância fonte-detector.**



**Figura 4.3 (embaixo):**  
**Dependência da contagem do**  
**detector com a fluência de**  
**nêutrons, a 1m da fonte. As**  
**retas apresentadas**  
**representam ajustes pelo**  
**método dos mínimos**  
**quadrados.**

	conversor BN	pastilha de óxido bórico <sup>1</sup>
sensibilidade (tr/n) <sup>2</sup> I	2,53 (8) x 10 <sup>-3</sup>	3,6 (2) x 10 <sup>-4</sup>
II	2,63 (10) x 10 <sup>-3</sup>	3,7 (3) x 10 <sup>-4</sup>
III	2,45 (8) x 10 <sup>-3</sup>	3,5 (2) x 10 <sup>-4</sup>
IV	2,52 (5) x 10 <sup>-3</sup>	3,54 (15) x 10 <sup>-4</sup>
sensibilidade (tr/mSv.cm <sup>2</sup> )	4,4 (2) x 10 <sup>3</sup>	6,1 (3) x 10 <sup>2</sup>
fluência mínima (n/cm <sup>2</sup> )	1,3 (6) x 10 <sup>4</sup>	9 (4) x 10 <sup>4</sup>
fluência máxima (n/cm <sup>2</sup> )	9,7 (3) x 10 <sup>6</sup>	6,9 (3) x 10 <sup>7</sup>
dose mínima (μSv)	7 (3)	50 (20)
dose máxima (mSv)	5,6 (2)	40 (2)
<sup>90</sup> P (tr/n)	2,37 (11) x 10 <sup>-3</sup>	-----
<sup>252</sup> Cf (tr/n)	2,2 (3) x 10 <sup>-3</sup>	-----

**Tabela 4.1: Desempenho do monitor para nêutrons rápidos.**

Segundo Portal *et al* [32], baseado nas novas recomendações do ICRP constantes de sua publicação número 60 [8] (vide Apêndice A) é necessário, para fins de dosimetria de nêutrons, um limite mínimo de detecção menor que 80μSv para cada mês de exposição do detector. Embora este limite seja atingido com

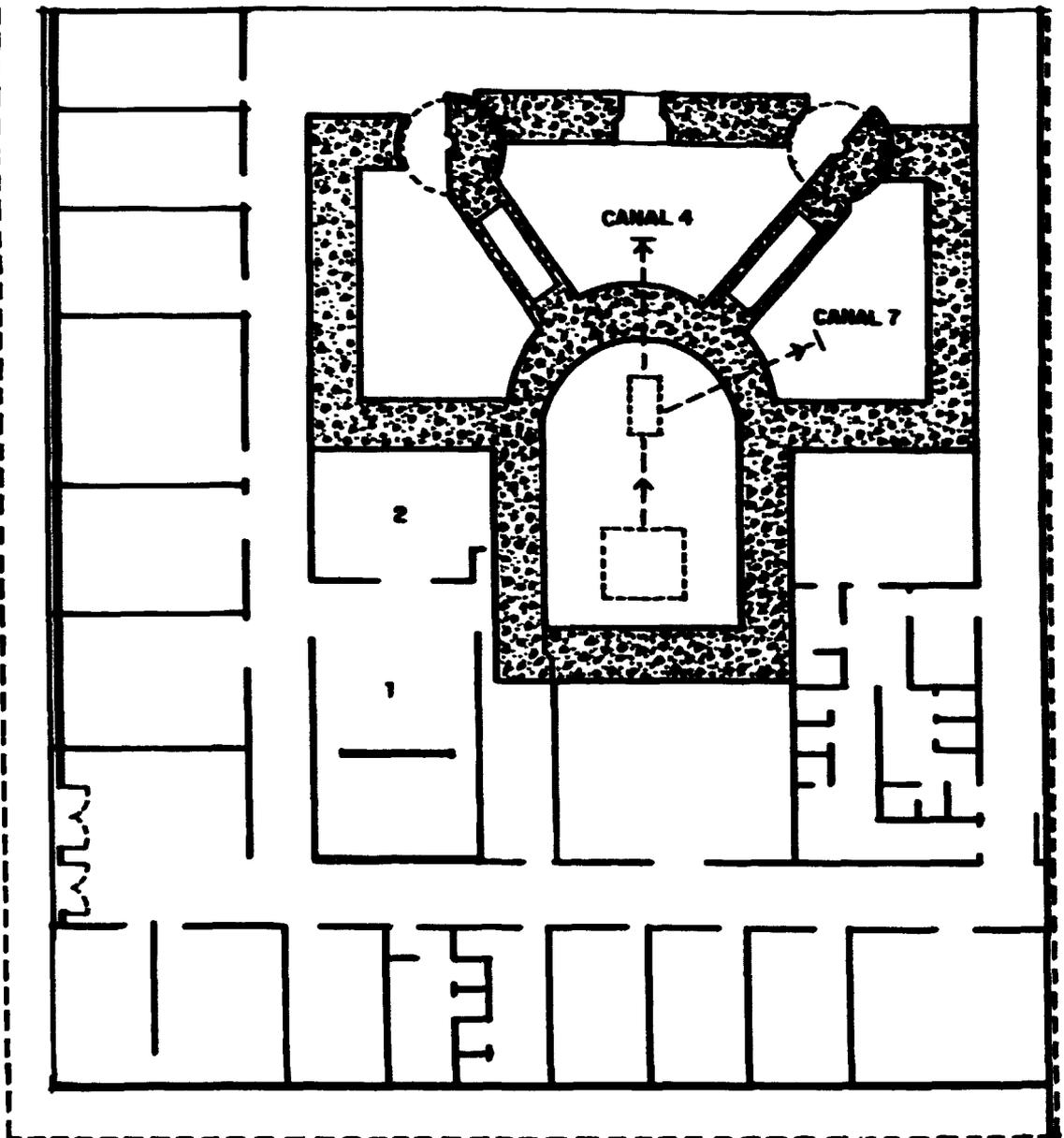
<sup>1</sup> - Valores estimados a partir da razão das sensibilidades a nêutrons térmicos com os dois detectores e dos resultados obtidos com o conversor BN.

<sup>2</sup> - As linhas referem-se aos resultados obtidos pelos diferentes métodos: I - Método semi-empírico; II - método do cone de sombra; III - método da variação do tempo de irradiação; IV - média dos valores obtidos pelos três métodos.

ambos os conversores, a utilização da pastilha de ácido bórico pode trazer problemas relacionados à baixa estatística de contagens, uma vez que os detectores apresentariam muito poucos traços. Dessa forma, este conversor se mostraria mais adequado para a integração de dose por períodos mais longos, como um semestre, por exemplo.

## **IV.6 Testes com o monitor em situações práticas**

Com o intuito de se verificar o desempenho do monitor desenvolvido em situações normais de uso, este foi aplicado na monitoração da sala de controle do acelerador Ciclotron do IPEN (identificada pelo número 2 na figura 4.4) durante três períodos de operação, apresentando os resultados constantes da tabela 4.2.



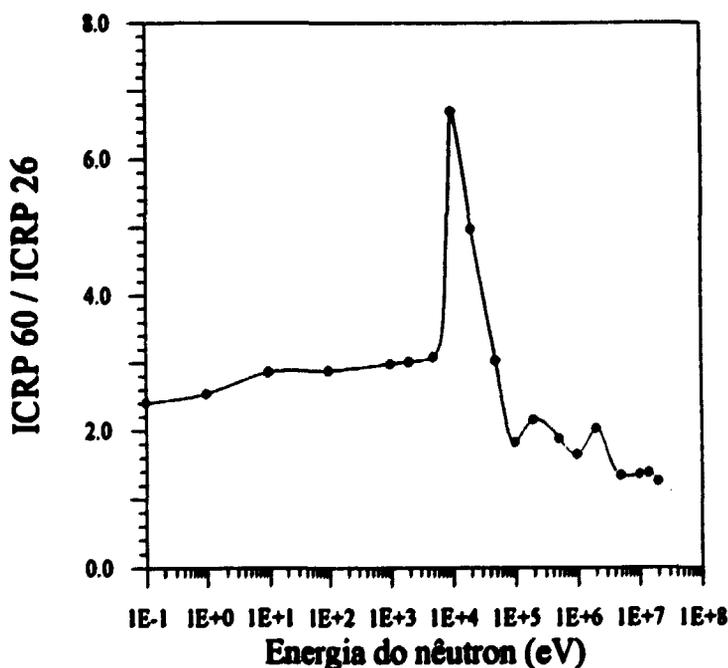
**Figura 4.4: Planta do andar térreo do edifício onde se encontra o acelerador Cíclotron do IPEN. A sala de controle, onde foram feitas as medidas, está indicada, assim como os canais de irradiação.**

detector n°	isótopo produzido	duração da operação	corrente de operação ( $\mu\text{A}$ )	canal de irradiação	dose medida ( $\mu\text{Sv}$ )
I	$^{123}\text{I}$	3h20	10	4	48 (5)
	$^{123}\text{I}$	4h52	10	4	
II	$^{67}\text{Ga}$	0h27	25	7	55 (5)
	$^{18}\text{F}$	1h30	25	4	
	$^{67}\text{Ga}$	24h40	30	7	
III	$^{123}\text{I}$	0h30	10	4	189 (11)
	$^{67}\text{Ga}$	0h25	20	4	

**Tabela 4.2: Resultados obtidos na monitoração da sala de controle do acelerador Cíclotron do IPEN.**

Apenas a título de controle, durante a operação monitorada pelo detector I foi verificada por outro detector, de nome comercial Dineutron, produzido pela Nardeaux, calibrado ainda conforme a norma ICRP 26 [33], uma taxa de dose de 3  $\mu\text{Sv}/\text{hora}$ , o que resulta em uma dose equivalente de 10  $\mu\text{Sv}$  durante o período de monitoração. Como o espectro de nêutrons presente não é conhecido, a conversão deste valor de dose para as exigências atuais, impostas pela ICRP 60 [8], não é possível. Ainda assim os valores calculados por Morstin *et al* [34] para as razões entre as doses equivalentes medidas conforme as publicações 26 e 60 do ICRP [33, 8] em função da energia, apresentados na figura 4.4, mostram que a dose

medida conforme a última é sempre maior, com a diferença chegando a atingir um fator maior que 6. Assim sendo, em uma análise qualitativa, vemos que o valor medido, de 48 (5)  $\mu\text{Sv}$ , é razoável, principalmente se lembrarmos que a norma ICRP 60 [8] considera aceitável uma superestimação de até 50% em medidas de doses baixas, como é o caso.



**Figura 4.4: Razão entre os valores de dose efetiva medidos conforme as normas ICRP 60 e ICRP 26.**

# Capítulo V

## Conclusões

O desempenho do monitor de nêutrons desenvolvido na detecção de nêutrons rápidos foi satisfatório, principalmente quando empregado o conversor BN, com o qual verificou-se uma sensibilidade de  $4,4(2) \times 10^3 \text{mSv}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$  e limites de detecção  $7(3) \mu\text{Sv}$  e  $5,6(2) \text{mSv}$ , os quais são plenamente suficientes para suprir as necessidades impostas pela ICRP 60 [8] para períodos de integração de dose da ordem de uma quinzena ou um mês. Já o desempenho projetado supondo a utilização de uma pastilha de ácido bórico como conversor, com sensibilidade de  $6,1(3) \text{mSv}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$  e faixa de detecção de  $50(20) \mu\text{Sv}$  até  $40(2) \text{mSv}$ , embora consistente com as imposições para integração mensal constantes da referida norma, seria prejudicado neste caso pela baixa estatística decorrente do pequeno número de traços no detector a tão baixas doses. Ainda assim, para a medição por períodos mais longos, como seis meses ou um ano, este conjunto seria de grande utilidade.

Nos testes realizados com o monitor em situação de uso normal, no caso a monitoração da sala de controle do acelerador Ciclotron do IPEN, este apresentou resultados consistentes, demonstrando ter condições de ser utilizado rotineiramente nas funções para as quais foi desenvolvido, ou seja, a monitoração de ambientes com grande incidência de nêutrons espalhados.

# Apêndice A

## Fundamentos de Dosimetria [8]

Desde a criação, em 1928, do International X-Ray and Radium Protection Committee, hoje ICRP (International Commission on Radiation Protection), o enfoque e propósito das normas de proteção radiológica têm mudado progressivamente. Se no início as normas tratavam das doses individuais separadamente, com o intuito de evitar efeitos observáveis da exposição à radiação, hoje estas levam em consideração o conjunto das diversas formas de radiação a que um indivíduo se expõe, tendo em vista evitar conseqüências menos diretas da exposição à radiação, como o câncer ou as alterações hereditárias.

### A.1 Grandezas e unidades

A grandeza fundamental em dosimetria é a *dose absorvida*,  $D$ , definida como a energia média  $d\epsilon$  depositada pela radiação em um elemento de massa  $dm$  de um meio. Sua unidade no Sistema Internacional (SI) é o Gray (Gy), que equivale a um Joule por quilograma.

Como tipos distintos de radiação causam danos biológicos distintos, foram estabelecidos fatores de ponderação para as radiações, simbolizados por  $w_R$ , os quais são apresentados na tabela A1.

Radiação	$\omega_R$
fótons ( X ou $\gamma$ )	1
elétrons e múons	1
nêutrons, $E \leq 10$ keV	5
nêutrons, $10$ keV $< E \leq 100$ keV	10
nêutrons, $100$ keV $< E \leq 2$ MeV	20
nêutrons, $2$ MeV $< E \leq 20$ MeV	10
nêutrons, $E > 20$ MeV	5
prótons, energia maior que 2 MeV	5
partículas alfa	20
fragmentos de fissão	20
núcleos pesados	20

**Tabela A1: Fatores de ponderação da radiação (in [8]).**

À dose absorvida em um determinado órgão ponderada pelos fatores  $\omega_R$  dá-se o nome de *dose equivalente* no órgão,  $H_{T,R}$ , cuja unidade é o Sievert ( $1 \text{ Sv} = 1 \text{ J.kg}^{-1}$ ). Quando o campo de radiação é misto, a dose equivalente total é dada pela soma das doses equivalentes devidas a cada tipo de radiação isoladamente.

Uma outra grandeza relevante é a *dose efetiva*, a qual leva em conta o efeito global da radiação no organismo. Assim sendo, soma-se as doses equivalentes a que foram submetidos os diversos tecidos de um indivíduo, ponderadas por um

fator,  $\omega_T$ , que leva em conta os diferentes efeitos da radiação sobre os diversos tecidos. Os valores de  $\omega_T$  podem ser encontrados na tabela A2.

<b>Tecido</b>	<b><math>\omega_T</math></b>
<b>Gônadas</b>	<b>0,20</b>
<b>Medula óssea</b>	<b>0,12</b>
<b>Colo do útero</b>	<b>0,12</b>
<b>Pulmão</b>	<b>0,12</b>
<b>Estômago</b>	<b>0,12</b>
<b>Bexiga</b>	<b>0,05</b>
<b>Mamas</b>	<b>0,05</b>
<b>Fígado</b>	<b>0,05</b>
<b>Esôfago</b>	<b>0,05</b>
<b>Tireóide</b>	<b>0,05</b>
<b>Pele</b>	<b>0,01</b>
<b>Superfície do osso</b>	<b>0,01</b>
<b>Restante</b>	<b>0,05</b>

**Tabela A2: Fatores de ponderação do tecido (in [8]).**

Os limites de dose recomendados pela mais recente publicação do ICRP [8] são apresentados na tabela A3.

	Ocupacionais	Público
Dose efetiva	50 mSv / ano média de 20 mSv em 5 anos	1 mSv / ano

**Tabela A3: Limites máximos recomendados de dose efetiva (in [8]).**

Portal *et. al.* [32], estudando as implicações do ICRP 60 [8] na dosimetria de nêutrons, concluem que para a monitoração de nêutrons, o limite mínimo de detecção deve ser de 10% do limite permissível, ou seja, de 2mSv/ano ou 0,17mSv/mês. Como em campos neutrônicos, na prática, sempre há a presença de fótons, os autores recomendam um limite mínimo de detecção de metade do valor acima, ou seja, de 80 $\mu$ Sv/mês, pois a dose equivalente total será uma soma dos fatores devidos a nêutrons e a fótons. De acordo com os mesmos autores, as recomendações constantes da referida norma consideram aceitáveis erros de, no máximo, 50% na medida de pequenas doses em campos de radiação com energia e orientação desconhecidas, incluídas aí todas as possíveis fontes de incerteza.

## Referências

- [1] Bramblett, R. L., Ewing, R.I., and Bonner, T. W. A new type of neutron spectrometer. *Nucl. Instrum. Methods*, 9: 1-12, 1960.
- [2] Hankins, D. E. New methods of dose-rate evaluation. In: *Neutron Dosimetry*, vol 2. IAEA, Vienna, 1963.
- [3] Jasiak, J., Burgkhardt, B. and Piesch, E. A passive neutron dose equivalent meter for environmental and area monitoring in the low dose range. In: *5<sup>th</sup> Symposium on neutron dosimetry, held in Munich, Germany, sept. 17-21, 1984.*
- [4] Young, D. A. Etching of radiation damage in lithium fluoride. *Nature*, 182: 375-382, 1958.
- [5] Silk, E. & Barnes, R. S. Examination of fission tracks with electron microscope. *Philos. Mag.*, 4: 970-972, 1959.
- [6] Tommasino, L. Electrochemical etching of damaged track detectors by H. V. pulse and sinusoidal waveforms. CNEN Casaccia, Lab. Dosimetria e Standardizzazione, Rome, 1970. (internal report).
- [7] Tommasino, L. & Arnellini, C. A new etching technique for damage track detectors. *Radiat. Eff.*, 20: 253-258, 1973.

- [8] International Commission on Radiological Protection **Recommendations of the ICRP**. Oxford, 1990. (ICRP 60)
- [9] Tommasino, L.; Zapparoli, G. & Griffith, R. V. **Electrochemical etching interaction mechanisms**. *Nucl. Tracks*, 4: 191-6, 1981.
- [10] Knoll, G. F. **Radiation detection and measurement**, 2nd ed., New York, John Wiley & Sons, 1989.
- [11] Lederer, C. M. & Shirley, V. S. (Ed.) **Table of Isotopes**, 7th ed., New York, John Wiley & Sons, 1978.
- [12] Price, W. J. **Nuclear Radiation Detection**. New York, McGraw-Hill, 1958.
- [13] Curtiss, L. F. **Introduction to neutron physics**. New Jersey, Van Nostrand, 1959.
- [14] Mughabghab, S. F. & Garber, D. I. **Neutron Cross Sections**, vol 1. Brookhaven, Brookhaven National Laboratory, 1973 (BNL-325).
- [15] Monin, M. M. **Visualisation of latent damage trails**. *Nucl. Instrum. Methods*, 173: 1-14, 1980.
- [16] Padilha, M. C. **Deteção de nêutrons utilizando CR-39**. São Paulo, 1992. (Dissertação de mestrado apresentada ao Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares).

- [17] Vilela, E. C. & Beozzo, M. Study on the Makrofol DE material for fast neutron dosimetry applications. In: Proceedings of the Austrian-Italian-Hungarian radiation protection symposium, held in Obergurgl, Austria, April 28-30 1993, vol 1 : 99-3.
- [18] Pugliesi, R. Comunicação pessoal.
- [19] Durrani, S. A. & Bull, R. N. Solid State Nuclear Track Detection. Pergamon Press, Oxford, 1987.
- [20] Somogyi, G. Processing of plastic track detectors. Nucl. Track Detection 1: 3-15, 1977.
- [21] Sohrabi, M. & Khajeian, E. Some electrochemical etching studies on the registration of alpha particle tracks in polycarbonate. Nucl. Instrum. Methods 185: 193-6, 1986.
- [22] Vilela, E. C. Detecção de nêutrons rápidos utilizando detectores sólidos de traços nucleares., São Paulo, 1990. (Dissertação de mestrado apresentada ao Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares)
- [23] Zahn, G. S. e Khouri, M. C. Detecção de nêutrons térmicos utilizando o SSNTD Makrofol DE. In: Anais do II ENAN, held in Caxambu, Brazil, october 25- november 1, 1993, 39-40.

- [24] Cesar, M. F. & Franco, M. A. R. Some studies on the registration of particles on Makrofol E. *Nucl. Tracks*, 12: 193-6, 1986.
- [25] Laboratório de metrologia de nêutrons Relatório nº F004/93 IPEN, São Paulo, 1993.
- [26] Piesch, E., Al Najjar, S. A. R. and Ninomiya, K. Neutron dosimetry with CR 39 track detectors using electrochemical etching: Recent improvements, dosimetric characteristics and aspects of routine application. *Radiat. Prot. Dosim.* 27: 215-230, 1989.
- [27] Helene, O. M. e Vanin, V. Tratamento estatístico de dados em Física experimental. São Paulo, Edgard Blücher, 1981.
- [28] Fratin, L. Dosimetria de nêutrons, São Paulo, 1993. (Tese de doutoramento apresentada ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo).
- [29] Draft Standard Proposal Procedures for calibrating and determining the response of neutron measuring devices used for radiation protection, ISO TC85/SC2/WG2/SG3 (B), 1989.
- [30] Hunt, J. B. The calibration of neutron sensitive spherical devices. *Radiat. Prot. Dosim.* 8 (4): 239-251, 1984.

- [31] Eisenhauer, C. M., Hunt, J. B. and Schwartz, R. B. Calibration techniques for neutron personal dosimetry. *Radiat. Prot. Dosim.* 10 (1-4): 43-57, 1985.
- [32] Portal, G. and Dietze, G. Implications of new ICRP and ICRU recommendations for neutron dosimetry. *Radiat. Prot. Dosim.* 44 (1-4): 165-170, 1992.
- [33] International Commission on Radiological Protection Recommendations of the ICRP. Oxford, 1977. (ICRP26)
- [34] Morstin, K.; Kopec, M. & Schmitz, T. Equivalent dose versus dose equivalent for neutrons based on new ICRP recommendations. *Radiat. Prot. Dosim.* 44-1: 159-174, 1992.



X20670

Cidade Universitária - "ARMANDO DE SALES OLIVEIRA"  
Travessa R nº 489 - Caixa Postal 11040 - Piratuba  
Telefone (PABX) 211-0911 - End. Telegráfico IPERUCLEAR  
Telex (11) 00000 - IPEN - BR  
São Paulo - Brasil