UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS

- CÂMARA DE IONIZAÇÃO DE ELETRETOS -
UM NOVO MÉTODO PARA DETECÇÃO E DO
SIMETRIA DE NEUTRONS TÉRMICOS.

Antonio José Pio Ghilardi

Tese apresentada ao Instituto de Física
e Química de São Carlos para obtenção do
título de Doutor em Ciências (Física Apli-
cada).

Orientador: Prof. Dr. Robert Lee Zimmerman

SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO - IFQSC
FÍSICA

DEPARTAMENTO DE FÍSICA E CIÊNCIA DOS MATERIAIS

- SÃO CARLOS -

(1988)

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE DOUTORADO DE _____
Antonio José Pio Ghilardi APRESENTADA AO INSTITUTO DE
FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS, DA UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO,
EM 14 DE abril DE 1989

Comissão Julgadora:

Prof. Dr. Robert Lee Zimmerman (orientador)

Prof. Dr. José Alberto Giacometti

Prof. Dr. Guilherme F. Leal Ferreira

Prof. Dr. Oswaldo Baffa Filho

Prof. Dr. Gian-Maria A.A. Sordi

À,

Mamãe, Marilene minha esposa, manos

e

minhas filhas Andrea e Alessandra

À memória de meu pai.

AGRADECIMENTOS

Primeiramente, gostaríamos de expressar nossa gratidão a "minha esposa" que tem sido uma fonte de constante incentivo desde o início de nossa carreira científica e especialmente durante a realização deste trabalho.

Sinceros agradecimentos ao Prof.Dr.Robert Lee Zimmerman pelo seu apoio, orientação e continuado interesse e pelas uteis discussões no conteúdo desta tese.

Aos Professores Drs. Thomaz Ghilardi Netto e Carlos Alberto Pelá que pela dedicação e incentivo ao grupo de Física da USP de Ribeirão Preto, tornaram possível a execução deste trabalho.

O autor ainda deseja expressar seus agradecimentos aos Professores Sérgio Mascarenhas de Oliveira, Diretor da UAPDIA da EMBRAPA, Guilherme Leal Ferreira e Bernard Gross do IFQSC - USP, pelo apoio e incentivo.

Aos Doutores Cláudio Rodrigues, Superintendente do IPEN, Carlos Parente, Joel Alvarenga, Letícia Campos Rodrigues, Linda V.E. Caldas e Gian Maria Sordi também do IPEN - CNEN - SP, pelo interesse e apoio na execução deste trabalho.

Ao CNPq, CAPES e FINEP pelo apoio financeiro durante a realização deste trabalho.

Aos professores, colegas e funcionários do IFQSC-USP,
pelo apoio recebido durante o tempo em que passei entre eles.

Nossos agradecimentos são ainda dirigidos aos colegas do Departamento de Geologia, Física e Matemática da Faculdade de Filosofia, Ciências e Letras de Ribeirão Preto-USP, em especial

aos colegas Oswaldo Baffa Filho e Antonio Caliri pelo apoio, interesse e valiosas discussões no decorrer de nosso trabalho. Aos funcionários pela assistência nos equipamentos, trabalhos de desenho e xerografia e particularmente a Eldereis de Paula, no auxílio com os trabalho de computação.

Finalmente queremos agradecer a Sonia Aparecida Nali, pela paciência e excelente trabalho de datilografia.

I N D I C E

CAPÍTULO I - INTRODUÇÃO	001
CAPÍTULO II - GRANDEZAS E UNIDADES DAS RADIAÇÕES	
2.1 - Exposição	006
2.2 - Taxa de Exposição	007
2.3 - Energia Transferida	007
2.4 - Dose Absorvida	008
2.5 - Taxa da Dose Absorvida	008
2.6 - Kerma	009
2.7 - Ionização Específica	009
2.8 - Stopping Power	009
2.9 - A Efetividade Biológica Relativa	010
2.10 - Fator de Qualidade	011
2.11 - Dose Equivalente	012
2.12 - Taxa da Dose Equivalente	013
2.13 - Dose Populacional	013
CAPÍTULO III - INTERAÇÃO DE NEUTRONS COM A MATÉRIA	
3.1 - Espalhamento Elástico	015
3.2 - Espalhamento Inelástico	016
3.3 - Captura Radioativa	016
3.4 - Reações Partícula-Carregada	016
3.5 - Reações Produzindo Neutrons	016
3.6 - Reações de Fissão	016
3.7 - Secção de Choque	017
3.8 - Atenuação de Neutrons	019
CAPÍTULO IV - NEUTRONS TÉRMICOS OU LENTOS	
4.1.1 - Neutrons Térmicos ou Lentos	022
4.1.2 - Neutrons Intermediários	022
4.1.3 - Neutrons Rápidos	023
4.2 - Moderação de Neutrons	023

4.3 - Difusão de Neutrons	023
4.3.1 - Fluxo de Neutrons	024
4.3.2 - A Lei de Fick	027
4.3.3 - Equação de Continuidade	029
4.3.3.1 - Fluxo de Neutrons Dentro e Fora do Volume V.....	030
4.3.4 - Equação de Difusão	031
4.3.4.1 - Condições de Contorno da Equação de Difusão	032
CAPÍTULO V - DETECÇÃO DE NEUTRONS TÉRMICOS OU LENTOS (REA- ÇÕES BÁSICAS E DETECTORES) .	
5.1 - A Reação $^{10}\text{B}(n,\alpha)$	036
5.2 - A Reação $^6\text{Li}(n,\alpha)$	039
5.3 - A Reação $^3\text{He}(n,p)$	039
5.4 - Reações de fissões induzidas por neutrons	040
5.5.1.1 - O Detector BF_3	042
5.5.1.2 - Pulsos do Tubo BF_3	042
5.5.1.3 - Discriminação de Raios γ	044
5.5.1.4 - Eficiência de Detecção de um Tubo BF_3	045
5.6 - Contadores Forrados com Boro	045
5.7 - Outros Tipos de Detectores	046
5.8 - Método de Ativação de Folhas	046
CAPÍTULO VI - DOSIMETRIA DE NEUTRONS	
6.1 - Determinação da Dose para Neutrons	048
6.2 - Medida da Dose de Neutrons	053
CAPÍTULO VII - CÂMARAS DE IONIZAÇÃO PARA DOSIMETRIA E A CÂ- MARA DE IONIZAÇÃO DE ELETRETOS.	
7.1 - Modelo de Dosímetros em Termos da Teoria da Cavi- dade	056
7.2 - Câmara de Ionização para Dosimetria	057
7.2.1 - Princípio de Operação da Câmara de Ionização ...	058
7.2.2 - Interação de Fótons Incidentes nas Câmaras de Io- nização	060

7.3 - Câmara de Ionização de Eletretos	061
7.4 - Como Carregar um Eletreto ou uma Câmara de Ionização de Eletretos	062
7.5 - Leitura da Carga	063
7.6 - Campo Elétrico da Câmara de Ionização de Eletretos	064
7.7 - A Resposta Teórica do Dosímetro de Eletreto à Radiação Ionizante.....	067
7.7.1 - Para um Dosímetro de Placas Paralelas	067
7.7.2 - Para um Dosímetro Cilindrico Coaxial	072
7.8 - Câmara de Ionização de Eletretos para Neutrons Rápidos	075
CAPÍTULO VIII - CÂMARA DE IONIZAÇÃO DE ELETRETOS PARA DETECÇÃO E DOSIMETRIA DE NEUTRONS TÉRMICOS.	
8.1.1 - O Novo Modelo	076
8.1.2 - Fundamentos Matemáticos do Modelo	082
8.2 - Materiais e Métodos	087
8.2.1 - Construção do Detector	087
8.2.2 - Preparação, Cuidados e Carregamento do Detector.	089
8.2.3 - Irradiação do Detector num Feixe de Neutrons Térmicos do Reator Nuclear do IPEN	089
8.2.4 - Irradiação dos Detectores usando a Fonte de Neutrons.	090
8.3 - Resultados	096
8.3.1 - Análise dos Resultados	102
8.4 - Conclusões e Sugestões	108
8.5 - Trabalhos Futuros	110
APÊNDICE I	111
APÊNDICE II	116
APÊNDICE III	126
APÊNDICE IV	129
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	134

LISTA DAS FIGURAS

FIGURA 3.1 - Feixe de neutrons incidentes num alvo	017
FIGURA 4.1 - Alvo exposto a vários feixes de neutrons	024
FIGURA 4.2 - Fluxo de neutrons $\phi(x)$ em função da distância x , E a corrente $\hat{J}_x$	027
FIGURA 4.3 - Distância- d de extrapolação numa superfície .	033
FIGURA 5.1 - Secção de choque versus energia do neutron pa ra algumas reacções de interesse na detecção de neutrons	038
FIGURA 5.2 - Secções de choque dos nuclídeos mais comuns usados em câmaras de fissão	041
FIGURA 6.1 - Dose equivalente em função da penetração no tecido	050
FIGURA 6.2 - Fluxo de neutrons que dá a razão equivalente de 1 mrem/h como uma função de energia do neu tron	051
FIGURA 6.3 - Intensidade de raios γ requerido para dar a ra zão de exposição de 1 mR/h como uma função de energia do raios γ	052
FIGURA 6.4 - Dose de neutrons em rem/n.cm ² como uma função de energia do neutron	053
FIGURA 7.1 - Representação esquemática de um dosímetro com um volume sensível V contendo um meio q en volvido por uma parede de raio w e espessura x . .	056
FIGURA 7.2 - Esquema do funcionamento de uma câmara de io nização	058
FIGURA 7.3 - Ionização versus intensidade de campo elêtri co	059
FIGURA 7.4 - Interação de fótons nas câmaras de ionização.	060

FIGURA 7.5 - Câmara de ionização de eletretos.....	062
FIGURA 7.6 - Carregamento corona	062
FIGURA 7.7 - Eletrômetro	063
FIGURA 7.8 - Guia metálico com capacitor cilíndrico	063
FIGURA 7.9 - Secção transversal da câmara de ionização de eletretos	064
FIGURA 7.10 - Dosímetro de placas paralelas	067
FIGURA 8.1 - Espalhamento da partícula α na camada de ver niz e boro	077
FIGURA 8.2 - Energia da partícula α versus o alcance mé- dio no ar	086
FIGURA 8.3 - Curva de ionização de Bragg	086
FIGURA 8.4 - Câmara de ionização de eletreto com a câmara seca adaptada	087
FIGURA 8.4a - Corte transversal da câmara de ionização de eletreto mostrando as paredes externas e a fi na camada de boro pintada internamente	088
FIGURA 8.5 - Sistema fonte e moderador para irradiação do dosímetro	091
FIGURA 8.6 - Sistema de irradiação visto de cima	092
FIGURA 8.7 - A fotografia mostrando o carregamento do do- símetro.....	093
FIGURA 8.8 - Corte vertical do sistema de irradiação	095
FIGURA 8.9 - Decaimento de carga das câmaras de ionização de eletretos expostos a um feixe monoenergê- tico	098
FIGURA 8.10 - Decaimento de carga da câmara de ionização de eletretos expostos a fonte de neutrons com moderador	100
FIGURA 8.11 - Decaimento de carga das câmaras de ionização de eletretos expostos a fonte de neutrons sem moderador	101

LISTA DAS TABELAS

TABELA 2.I	Fator de qualidade como função do LET	011
TABELA 2.II	Fatores de qualidade para vários tipos de <u>ra</u> diação	012
TABELA 2.III	Grandezas e Unidades	014
TABELA 4.I	Parâmetros de difusão de neutrons térmicos .	034
TABELA 6.I	Fluxo de neutrons máximo permissível	055
TABELA 8.I	Medidas do decaimento de carga das câmaras de ionização de eletretos expostos a um feixe térmico	097
TABELA 8.II	Medidas de decaimento da carga - As câmaras são irradiadas num meio difusor	099
TABELA 8.III	Medidas de decaimento de cargas das câmaras de ionização de eletretos expostos a neutrons energéticos no ar	099
TABELA 8.IV	Variação da carga compensada no eletreto pe- la variação do tempo de irradiação das câma- ras de eletretos	103
TABELA 8.V	Sensitividades das câmaras de ionização de eletretos	106

RESUMO

Nesta tese, uma câmara de ionização de eletretos com uma camada fina de boro depositada em sua parede interna, é apresentada como um novo método para detectar neutrons térmicos. As respostas dessas câmaras a um feixe de neutrons monoenergético de um reator crítico e a um fluxo de neutrons térmicos em difusão num meio moderador homogêneo são mostradas. A eficiência das câmaras de ionização de eletretos tendo diferentes paredes como eletrodo externo foi inferida dos resultados obtidos. A seletividade desses materiais em face do campo misto de neutrons e γ foi verificada. A estabilidade de carga num período de tempo longo, bem como o decaimento de carga devido a radiação ambiental foram estudadas. O decaimento de carga com a umidade foi eliminada através de uma câmara seca construída e adaptada ao detector.

Uma análise numérica foi desenvolvida utilizando um micro-computador PC-XT. Esta análise e os resultados experimentais obtidos mostraram que as sensibilidades das câmaras de ionização de eletretos a neutrons térmicos são comparáveis com as da câmara de ionização BF_3 . Estes resultados ainda mostraram que novas tecnologias de deposição de camadas finas de boro devem ser usadas para que detetores com melhor eficiência possam ser construídos.

ABSTRACT

In this thesis, an electret ionization chamber with boron coated walls is presented as a new method for detecting thermal neutrons. Its response to a monoenergetic thermal neutron beam from a critical reactor and to thermal neutron flux in diffusion through a homogeneous moderator medium are determined. The efficiency of electret ionization chambers with different wall materials for the external electrode was inferred from the results. Detection of slow neutrons with discrimination against the detection of γ -rays and energetic neutrons was shown to depend on the selection of these materials. The charge stability over a long period of time and the charge decay owing to natural radiation were studied. The charge decay owing to humidity was eliminated through a drying chamber constructed and adapted to the detector. Numerical analysis was developed by the use of a micro-computer PC-XT. Both the experimental and numerical results show that the sensitivity of the electret ionization chamber for detection of thermal neutrons is comparable with that of the BF_3 ionization chamber. These results demonstrate that new technologies for deposition of the boron layer will produce higher efficiency detectors. Other topics for future research are suggested.

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

Um eletreto é um material dielétrico que contém uma polarização permanente ou um excesso de cargas permanente^(1,2). Campos internos e externos são produzidos devido ao estado do eletreto. Um medidor da dose da radiação que utiliza um campo elétrico para coletar cargas produzidas na ionização por radiação é o que foi chamado um dosímetro de eletreto⁽³⁻⁵⁾. A redução da carga do eletreto pode ser medida e assim a dose acumulada da radiação pode ser continuamente monitorada. Um dosímetro de eletreto é altamente sensível para dose da radiação e pode detectar a radiação ionizante incluindo neutrons que produzem α pela reação (n,α) ou prótons de recuo pela reação (n,p) . Experimentos para medir a radioatividade da atmosfera também tem sido realizadas mais recentemente. As propriedades do eletreto foram descritas pela primeira vez por Gray em 1732⁽⁶⁾. As primeiras teorias sobre as propriedades dos eletretos foram apresentadas por Faraday em 1839⁽⁷⁾. O nome em inglês "electret" foi chamado por Heaviside em 1892⁽⁸⁾ fazendo uma analogia com os magnetos. Uma pesquisa sistemática de eletretos iniciou-se em 1919 por Eguchi⁽⁹⁾, quando praticamente começou a história do eletreto. Eguchi descobriu que quando era aplicado um campo elétrico a cera de carnaúba fundida e resfriada à temperatura ambiente, esta mostrava propriedades de carga permanente. Quase uma década mais tarde em 1928 Selenyi⁽¹⁰⁾ usou uma técnica pioneira para carregar eletreto que dependia da injeção de elétrons ou íons em isolantes. Estudos subsequentes levaram ao desenvolvimento de discos eletrostáticos⁽¹¹⁾ e investigações posteriores da formação de imagem por fotocondutividade por Carlson⁽¹²⁾, culminaram com a descoberta da xerografia em 1940.

Métodos para carregar eletretos dependendo da radiação ionizante de alta energia, foram desenvolvidos a partir de 1950^(13,14,15). Foi mostrado por Gross que até mesmo sem campo elétrico é possível carregar-se um eletreto com radiação γ ⁽¹⁶⁾. Um dos métodos de destaque de carregamento do eletreto que apareceu com o desenvolvimento da xerografia foi usado e é bastante conhecido nos dias de hoje como descarga corona^(12,17). Carregamento através de campos magnéticos e calor aplicados num dielétrico também foram usados⁽¹⁸⁾. Desde a década de 1970 têm sido usados elétrons de baixa energia⁽¹⁹⁾ e os chamados contactos líquidos⁽²⁰⁾ para carregar camadas finas de eletretos. Propriedades físicas, descargas, efeitos piezo e piro-elétricos de eletretos, estudos de biomateriais e polímeros eletretos e as mais variadas aplicações, tais como fones de ouvido, microfones, transdutores, filtros, motores eletrostáticos e geradores, seguiram por mais de sessenta anos após o estudo de Eguchi. Uma completa revisão até 1980 pode ser encontrada no livro "ELECTRETS", editado por Sessler⁽²⁾. Em especial neste livro, Gross apresenta um estudo detalhado dos efeitos do armazenamento e polarização de carga induzida pela radiação.

A dosimetria de eletretos foi patenteada em 1954 por Marvin nos Estados Unidos⁽³⁾. Vários dosímetros de radiação de eletretos concebíveis naquela época são descritos naquela patente. Porém as publicações científicas sobre dosimetria de eletretos depois de Marvin, mostraram que, o eletreto era de baixa sensibilidade para que pudesse ser usado em detecção e dosimetria das radiações. A densidade de carga de um eletreto de cêra de carnaúba era reduzida à metade por uma dose de radiação bastante alta^(21,24). Assim não havia uma utilização prática para detectores ou dosímetros utilizando eletretos, pois os mesmo somente detectariam doses muito altas suficientes para causar a morte de uma pessoa. No

entanto o trabalho de Fabel e Henisch em 1970 alcançou um limite de detecção de mrad utilizando folhas de eletretos^(25,26). Altas sensibilidades através das medidas de corrente termicamente estimuladas foram também notificadas pelos pesquisadores Podgorsak e Moran^(27,28). Doses menores do que 0,1 mrad puderam ser detectadas utilizando folhas de Teflon e fluoreto de polivinilideno(PVDF)^(29,30). A sensibilidade é tão alta ou até mais alta do que as sensibilidades dos dosímetros termoluminescentes. As publicações surgidas no fim da década de 1970 e início de 1980⁽³⁰⁻³⁸⁾ trouxeram um progresso considerável à dosimetria de eletretos. Este progresso foi acrescido com os trabalhos de Bauser, Ronge, Ikeya e Miki que nesta época mostraram que a câmara de ionização de eletreto servia como um dosímetro integrador^(39,40,41). Na mesma ocasião a câmara de ionização com geometria cilíndrica onde o eletreto é colocado ao longo do eixo do cilindro foi introduzida por Zimmerman, Mascarenhas e Cameron^(42,43). O dosímetro de neutrons rápidos, utilizando a câmara de ionização de eletretos, baseando-se no princípio de compensar as cargas do eletreto através da ionização produzida pelos prótons originados num material hidrogenado, foram descritos por Campos e al para uma câmara cilíndrica em 1982^(44,45) e Pretsch para uma câmara plana^(46,47,48). A resposta de um dosímetro de eletreto para uma atmosfera contendo trítio foi mostrada por Miki e al⁽⁴⁹⁾. Medidas da atividade do trítio⁽⁵⁰⁾ e radônio⁽⁵¹⁾ no ar foram também realizadas. Uma boa análise teórica das câmaras de ionização de eletreto planas e cilíndricas pode ser encontrada também nos trabalhos de Miki e Ikeya⁽⁵²⁾. Afim de colocar em prática o uso do dosímetro, Cruvinel e Mascarenhas⁽⁵³⁾ desenvolveram um sistema dosimétrico digital computadorizado para o dosímetro de eletreto. Estudos de estabilidade de cargas para um longo período de tempo (por mais do que 2,5 anos), e umidade

foram publicados mais recentemente por Pelá e Ghilardi^(54,55). Para neutrons térmicos experiências com uma câmara de gás contendo junto a sua parede folhas de plástico cobertas de borato de lítio são relatadas por Ikeya no capítulo 8 do livro "Techniques of Radiation Dosimetry" editado por Mahesh em 1985⁽⁵⁶⁾. Muitos outros trabalhos tem sido publicados ou estão em fase de publicação sobre dosimetria com eletretos tanto com câmaras de ionização planas ou cilíndricas e outros tipos de sistema tem sido usados em diferentes atmosferas⁽⁵⁷⁻⁶⁶⁾.

Embora Marvin tenha patenteado a utilização do eletreto como um medidor das radiações em 1954, o aumento das pesquisas tecnológicas e básicas em torno das propriedades dos eletretos e seu próprio desenvolvimento como dosímetro e detector tem tido grande impulso mais recentemente. Em fins de 1984, pouco ou quase nada tinha sido desenvolvido com esta técnica para detectar neutrons térmicos e mesmo rápidos nos grupos que já haviam desenvolvidos pesquisas com eletretos. Havia, como ainda hoje, pouco desenvolvimento da tecnologia de detectores de neutrons no Brasil. Este fato acrescido de nosso interesse pessoal em física de neutrons, levou-nos a desenvolver um novo modelo experimental a fim de detectar neutrons térmicos ou mesmo medir a dose induzida por essas partículas, utilizando uma tecnologia bastante simples e nacional.

Assim, o objetivo principal desta tese é introduzir um novo modelo experimental para detecção de neutrons térmicos utilizando eletretos depositando uma camada fina de boro na superfície interna da parede do detector. Os decaimentos de carga dos detectores obtidos experimentalmente são analisados em face das reações nucleares de absorção e espalhamento de neutrons pelos componentes do detector.

Além disso apresentamos os princípios básicos da inte

ração de radiação nuclear com a matéria, os principais métodos de detecção de neutrons térmicos e uma revisão da dosimetria de eletretos.

CAPÍTULO II

GRANDEZAS E UNIDADES DE RADIAÇÃO

Para um bom entendimento dos problemas de dosimetria das radiações, é necessário ter um conjunto de unidades de modo que os campos da radiação, e os efeitos da radiação, possam ser expostos quantitativamente. Dois sistemas de unidades são conhecidos internacionalmente:

- o sistema convencional - que por várias décadas tem sido usado.
- o sistema SI (Sistema Internacional) - que gradualmente está substituindo o sistema convencional.

As unidades das radiações que foram promulgados pela Comissão Internacional de Unidades e Medidas de Radiação ("International Commission of Radiation Units and Measurements - ICRU) serão discutidas baseada no "ICRU report 19" (1971)⁶⁷ para o sistema convencional e ICRU report 33 (1980) para o sistema SI⁶⁸ e podem também ser encontrados de uma forma suscinta nos textos dos autores Lamarsh⁶⁹ e Attix⁷⁰.

2.1 - Exposição

Podemos definir exposição pela expressão:

$$X = \frac{\Delta q}{\Delta m}$$

onde Δq é a soma das cargas elétricas de mesmo sinal de todos os íons produzidos no ar quando todos os elétrons positivos e negativos, liberados por fótons num volume de ar cuja massa é Δm , são completamente freados no ar.

A unidade de exposição no sistema convencional é o Roentgên (R). O Roentgên é definido no sistema convencional como:

$$1 R = 2,58 \times 10^{-4} \text{ C/kg}$$

que é equivalente a produção de uma unidade eletrostática de carga (esu $3,3 \times 10^{-10}$ C) de mesmo sinal da interação da radiação com 0,001293 g de ar (1 cm³ de ar na pressão de 1 atmosfera a 0° C):

2.2 - Taxa de exposição

É definida pela expressão:

$$\dot{X} = \frac{dX}{dt} \quad (2.2)$$

que é a razão na qual Δq na equação (2.1) é liberada num tempo dt como o resultado das interação na massa Δm .

A unidade da taxa de exposição no sistema convencional é o Roentgên por unidade de tempo, por exemplo, R/s, mR/h, etc...

Observação: O conceito de exposição e a taxa de exposição são aplicados somente para raios γ (ou raios x) num ponto no ar.

2.3. Energia Transferida

Se considerarmos o volume ΔV que contém a massa Δm de qualquer substância, e E_{in} e E_{em} a soma das energias cinéticas de todas as partículas fótons, neutrons, ou partículas carregadas incidentes e emergentes de ΔV respectivamente, a energia

transferida ΔE_t é definida como:

$$\Delta E_t = E_{in} - E_{em} + Q \quad (2.3)$$

onde Q é a soma dos valores Q das energias de todas reações nucleares ocorridas no volume ΔV .

Observação: No caso do fóton suas energias E_{in} , E_{em} são dadas por $E = h\nu$.

2.4 - Dose Absorvida

A dose absorvida pela massa Δm é definida pela expressão:

$$D = \frac{\Delta E_t}{\Delta m} \quad (2.4)$$

A unidade de dose absorvida no sistema convencional é o rad.

$$\begin{aligned} 1 \text{ rad} &= 0,01 \text{ J/kg} \\ &= 100 \text{ ergs/g} \end{aligned}$$

No SI a unidade de D é chamada gray (Gy) ou seja,
 $1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg}$

Da definição de rad segue que:

$$1 \text{ Gy} = 100 \text{ rad}$$

2.5 - Taxa da Dose Absorvida ($\dot{D}$)

$\dot{D}$ é a razão pela qual a dose é recebida.

A unidade da razão de dose absorvida no sistema con-

vencional é o rad/s, mrad/h e no SI Gy/s, mGy/h, etc.

2.6 - Kerma (K)

Kerma (K) é um conceito muito encontrado principalmente em cálculos envolvendo neutrons rápidos.

É definido como a soma das energias cinéticas iniciais de todas as partículas ionizantes carregadas produzidas pela radição ionizante indireta, por unidade de massa da substância.

Pela própria definição vemos que as unidades de Kerma são as mesmas de dose absorvida, isto é, rad ou gray.

Veremos mais adiante que as interações de neutrons e radiação γ com a matéria, são descritas através das secções de choque. Podemos assim também definir as secções de choque de interação para partículas carregadas. Contudo, é mais conveniente considerar que as partículas carregadas interagem com a matéria em termos de sua ionização específica ou seu stopping power (poder de freamento).

2.7 - Ionização Específica

É o número de pares de íons produzidos por unidade de caminho percorrido pela partícula.

2.8 - Stopping Power*

É a razão de diminuição na energia das partículas ao longo de seu caminho.

Se nenhuma reação nuclear envolve a partícula, o stopping power pode ser escrito como:

$$S = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{col}} + \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{rad}} \quad (2.5)$$

* Mantemos o termo em inglês que é mais comumente falado do que poder de freamento.

onde

$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{col}$ é a energia perdida devido a colisões, chamada de energia linear transferida - LET*.

$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad}$ é a energia perdida devido a emissão de radiação.

Observação: O LET aumenta com a massa e carga de uma partícula em movimento.

2.9 - A Efetividade Biológica Relativa - RBE

Simplificaria muito a questão se o efeito biológico da radiação fosse diretamente proporcional à energia depositada pela radiação num organismo. Poder-se-ia assim, mudar a dose absorvida correspondente ao dano biológico sem considerar o tipo de radiação incidente ou sua energia. Contudo os efeitos biológicos dependem não só da energia total depositada por grama ou cm³, mas também do modo em que esta energia é distribuída ao longo do caminho da radiação. O efeito biológico de qualquer tipo de radiação aumenta com o LET da radiação. Assim para uma mesma dose absorvida, o dano biológico da radiação com alto LET (partícula alfa, neutrons) é muito maior do que a radiação com baixo LET (raios β ou raios γ).

O termo qualidade é usado para descrever o fato que a energia pode ser depositada pela radiação ao longo de seu caminho em diferentes modos. Radiações de diferentes tipos e/ou energias diferem em qualidade. O fato que radiações de di

* Usaremos a simbologia LET (Linear Energy Transfer) do inglês, por conveniência.

ferentes tipos e/ou energias, dão diferentes efeitos biológicos para a mesma dose absorvida é descrita em termos de um fator conhecido como a efetividade biológica relativa (do inglês *Relative Biological Effectiveness* - RBE). O RBE é determinado com a seguinte experiência:

Um tecido ou órgão é irradiado com raios γ de 200 keV, e o RBE correspondente é tomado como unidade e o resultado é observado para uma dose absorvida. A experiência é repetida com um outro tipo de radiação, se é encontrado que o mesmo efeito biológico ocorre com 1/10 da dose anterior, o segundo tipo de radiação é 10 vezes mais efetiva que a primeira.

2.10 - Fator de Qualidade: Q

Levando em conta os diferentes efeitos biológicos devido aos diferentes tipos de radiação e para simplificar os estudos de proteção, o fator de qualidade Q foi introduzido pelo ICRU. É uma aproximação arbitrária dos valores do RBE como uma função do LET. A Tabela 2.I mostra o fator Q como uma função LET.

TABELA 2.I - Fator de Qualidade como função do LET*

LET, keV/micron	Q
3,5 ou menos	1
7	2
23	5
53	10
175 e acima	20

* Baseado no NCRP.REPORT nº 39

A Tabela 2.II mostra os valores de Q para os vários tipos de radiação.

TABELA 2.II - Fatores de Qualidade para os vários tipos de radiação*.

Tipo de Radiação	Q
Raios-x e raios γ	1
Raios- β , $E_{max} > 0,03$ Mev	2 ⁺
Raios- β , $E_{max} < 0,03$ Mev	2 ⁺
Partículas α ocorrência natural	10
Núcleos de recuo pesados	20
Neutrons: lentos até 1 keV	2
10 keV	2,5
100 keV	7,5
500 keV	11
1 Mev	11
2,5 Mev	9
5 Mev	8
7 Mev	7
10 Mev	6,5
14 Mev	7,5
20 Mev	8
energia não específica	10

* Baseado no NCRP.REPORT nº 39

+ Recomendado no ICRU publicação nº 40

2.11 - Dose Equivalente: (H)

$$H(\text{dose equivalente}) = D(\text{dose absorvida}) \times Q(\text{fator de qualidade}) \quad (2.6)$$

Observação: a) H é também chamada de dose biológica e era chamada antigamente de dose-RBE; b) A unidade de dose equivalente no sistema tradicional é o rem (roentgen equivalent man). No SI a unidade de dose equivalente é o sievert (Sv) e a dose absorvida de 1 gray. Como

$$1 \text{ Gy} = 100 \text{ rad}$$

segue que

$$1 \text{ Sv} = 100 \text{ rem}$$

2.12 - Taxa da Dose Equivalente: ($\dot{H}$)

É definida como a razão pela qual a dose equivalente é recebida. Portanto podemos escrever:

$$\dot{H} = \dot{D} \times Q$$

A razão da dose equivalente é expressa em rem/s, mrem/h, etc.

2.13 - Dose Populacional ou H_{pop} (a dose é específica a um grupo de pessoas)

De um modo geral: $N(H)dH$ é o número de pessoas numa população total N que recebe doses equivalentes entre H e dH . Portanto:

$$N = \int_0^{\infty} N(H) dH$$

definimos assim a dose populacional como:

$$H_{pop} = \int_0^{\infty} N(H) H dH$$

A unidade de H_{pop} no sistema tradicional é homem-rem ou pessoa-rem; no sistema SI, pessoa-sieverts.

Na página seguinte a tabela 2.III apresenta um resumo das grandezas e unidades apresentadas neste capítulo.

TABELA 2.III-GRANDEZAS E UNIDADES

	DEFINIÇÕES	UNIDADES SISTEMA CONVENCIONAL	UNIDADES SISTEMA INTERNACIONAL	<u>SIST.CONV.</u> <u>SIST.INT.</u>
Exposição	$X = \frac{\Delta q}{\Delta m}$	roentgen = R	C/kg	$2,58 \times 10^{-4}$
Razão de Exposição	$\dot{X} = \frac{dX}{dt}$	R/s	C/kg.s	
Energia Transferida	$\Delta E_t = E_{in} - E_{em} + Q$			
Dose Absorvida	$D = \frac{\Delta E_t}{\Delta m}$	rad (100 erg/g)	J/kg gray (Gy)	0,01
Razão da Dose Absorvida	$\dot{D} = \frac{D}{\Delta t}$	$\frac{\text{rad}}{\text{s}}$	Gy/s	
Kerma	$K = \frac{\Delta E_c}{\Delta m}$	rad	Gy	0,01
Stopping Power	$S = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{col} + \left(\frac{dE}{dx} \right)_{rad}$	erg/cm	J/m	10^{-3}
Dose Equivalente	$H = D \times Q$	rem	sievert (Sv)	0,01
Razão de Dose Equivalente	$\dot{H} = \dot{D} \times Q$	rem/s	sievert/s	0,01
Dose populacional	$H_{pop} = \int_0^{\infty} N(H) H dH$	homem-rem ou pessoa-rem	homem-Sv ou pessoa-Sv	
Atividade	$A = \frac{dN}{dt}$	Curie (Ci) = $3,70 \times 10^{10}$ des/s	Becquerel Bq = 1 des/s	$3,7 \times 10^{10}$

CAPÍTULO III

INTERAÇÃO DE NEUTRONS COM A MATÉRIA

Todos os estudos de um sistema que envolve radiação depende fundamentalmente do modo como a radiação interage com a matéria. Assim não poderia ser diferente quando pretendemos desenvolver um projeto da detecção e dosimetria de neutrons. Apresentaremos de uma forma sucinta essas interações para neutrons.

De início devemos reconhecer que os neutrons não são eletricamente carregados, portanto não são afetados pelos elétrons do átomo e pela carga do núcleo central. Uma consequência disso é que o neutron atravessa a nuvem eletrônica do átomo para interagir somente com o núcleo.

O neutron pode interagir com os núcleos através de um ou mais dos seguintes processos:

- Espalhamento Elástico (n,n)
- Espalhamento Inelástico (n,n')
- Captura Radioativa (n,γ)
- Reações Partículas-carregadas (n,α) , (n,p)
- Reações de produção de neutrons $(n,2n)$, $(n,3n)$
- Reações de Fissão $(n,\text{fissão})$

3.1 - Espalhamento Elástico

O núcleo está quase sempre em seu estado fundamental. O neutron atinge o núcleo e reaparece deixando o núcleo ainda em seu estado fundamental. Esta reação é simbolizada por (n,n) .

3.2 - Espalhamento Inelástico

Este processo é similar ao anterior somente que o neutron reaparece deixando o núcleo num estado excitado. É uma reação endotérmica por que a energia é retirada pelo núcleo e é simbolizada por (n,n') . O núcleo decai, emitindo raios γ que são chamados "raios γ inelásticos".

3.3 - Captura Radioativa

O neutron é capturado pelo núcleo, e raios γ são emitidos (um ou mais). Estes raios γ são chamados "raios γ de captura". A reação simbolizada por (n,γ) .

3.4 - Reações partícula-carregada

O neutron é absorvido e desaparece dentro do núcleo. Uma partícula carregada (α ou p) é emitida. A reação é simbolizada por (n,α) ou (n,p) . Essas reações podem ser exotérmicas ou endotérmica.

3.5 - Reações produzindo neutrons

Um neutron atinge o núcleo, dois ou três neutrons são emitidos. São simbolizados por $(n,2n)$, $(n,3n)$.

3.6 - Fissão

O neutron colide com alguns núcleos que podem ser partidos em duas partes emitindo os chamados fragmentos de fissão e neutrons. Esta reação é responsável pela principal fonte de energia nuclear que é o reator de fissão.

3.7 - Secção de Choque

A secção de choque é um dos conceitos mais importante no entendimento da interação da radiação com a matéria. Para uma boa visualização deste conceito imaginemos a seguinte experiência: um feixe monoenergético de n neutrons por unidade de volume* e velocidade v , incide sobre um alvo de espessura X , área A , como pode ser visto na Figura 3.1.

Figura 3.1 - Feixe de neutrons incidindo num alvo

Ao produto $nv = I$ chamamos de intensidade do feixe**. Como os neutrons viajam a distância l em 1 seg, os neutrons do volume lA atingirão o alvo em 1 seg. Assim podemos escrever que $nvA = IA$ e que $\frac{IA}{A} = I$ ou seja, o número de neutrons que atingem o alvo por cm^2 por segundo. Sendo os núcleos muito pequenos e é suposto que o alvo seja de uma espessura muito fina, muitos neutrons nesta experiência atravessarão o alvo sem interagir com

* De um modo geral é utilizado o conceito de secção de choque no sistema c.g.s.

** Veremos mais adiante que a intensidade de neutrons têm as mesmas dimensões do fluxo de neutrons.

qualquer dos núcleos. O número de neutrons que sofrem colisão é proporcional à intensidade I do feixe, a densidade atômica N , a área A e a espessura X do alvo. Ou seja:

O número de colisões por segundo = $\sigma \cdot I \cdot N \cdot A \cdot X$ (no alvo todo) onde σ é a constante de proporcionalidade e é chamada de secção de choque. O produto NAX é o número total de núcleos do alvo. σI é o número de colisões por segundo com um único núcleo. Assim podemos definir σ como sendo igual ao número de colisões por segundo com um núcleo por unidade de intensidade do feixe. Há uma outra maneira de se ver o conceito da secção de choque:

IA é o número total de neutrons que atingem o alvo por segundo. Deste número total σI interagem com núcleos. A probabilidade que tem um neutron do feixe de colidir com um núcleo pode ser escrita como:

$$\frac{\sigma I}{IA} = \frac{\sigma}{A}. \quad (3.1)$$

A secção de choque é expressa em barns. (1 barns = 10^{-24} cm²).

Cada um dos processos vistos anteriormente são associados a uma secção de choque, assim temos:

- secção de choque de espalhamento elástico σ_s
- secção de choque de espalhamento inelástico σ_i
- secção de choque de captura radioativa σ_γ
- secção de choque de fissão σ_f

e assim por diante.

A secção de choque total (σ_t) é definida como:

$$\sigma_t = \sigma_s + \sigma_i + \sigma_\gamma + \sigma_f \quad (3.2)$$

Observação: a secção de choque total mede a probabilidade que uma interação de qualquer tipo ocorrerá quando neutrons atingirem um núcleo.

Secção de choque de absorção (σ_a) é definida como:

$$\sigma_a = \sigma_\gamma + \sigma_f + \sigma_p + \sigma_\alpha \quad (3.3)$$

onde σ_p , σ_α são as secções de choque para as reações (n,p) e (n, α).

Secções de choque macroscópica (Σ) é definida como:

$$\Sigma = \sigma \cdot N \quad (3.4)$$

a unidade de Σ é expressa em cm^{-1} .

3.8 - Atenuação de Neutrons

Seja $I(x)$ a intensidade dos neutrons que não colidiram após penetrar uma distância x dentro do alvo.

A intensidade do feixe de neutrons que não colidem, é diminuída por um número de neutrons que não colidiram com uma placa de 1 cm^2 de área e uma espessura dx . Este decréscimo de intensidade pode ser escrito matematicamente assim:

$$- dI(x) = N \sigma_t I(x) dx \quad (3.5)$$

e como vimos anteriormente N é o número de núcleos-alvo. E σ_t é a secção de choque microscópica. Como Σ_t é a secção de choque macroscópica e igual ao produto $N\sigma_t$ temos

$$- dI(x) = \Sigma_t I(x) dx \quad (3.6)$$

Integrando esta equação vem:

$$I(x) = I_0 e^{-\Sigma_t x} \quad (3.7)$$

que é a intensidade do feixe que não colide e emerge do alvo.

Na equação (3.6) $\Sigma_t \cdot dx$ é a probabilidade que um neutron interagirá em dx . Podemos então concluir que Σ_t é a probabilidade por unidade de comprimento que um neutron submeterá a alguma espécie de colisão quando move-se num meio. A probabilidade de um neutron mover-se em uma distância x sem ter nenhuma colisão é:

$$\frac{I(x)}{I_0} = e^{-\Sigma_t x} \quad (3.8)$$

O caminho livre médio é:

$$\lambda = \frac{1}{\Sigma_t} \quad (3.9)$$

Para uma mistura homogênea de duas espécies nucleares X, Y :

$$\begin{aligned} \Sigma &= \Sigma_X + \Sigma_Y \\ &= N_X \sigma_X + N_Y \sigma_Y \end{aligned} \quad (3.10)$$

onde N_x e N_y são os números de núcleos/cm³, σ_x e σ_y as secções de choque microscópicas de cada espécie. A expressão (3.10) pode ser usada para definir a secção de choque macroscópica de uma molécula quando as espécies acima estão ligadas quimicamente.

Basta dividir Σ por N (número de moléculas por unidade de volume) levando em conta a proporção do número de espécies em cada molécula, ou seja para a molécula $X_m Y_n$,

$$\sigma = \frac{\Sigma}{N} = m\sigma_x + n\sigma_y \quad (3.11)$$

onde

$$N_x = m N$$

$$N_y = n N$$

As secções de choque de espalhamento para baixas energias são determinadas experimentalmente.⁽⁷⁰⁾

No próximo capítulo faremos uma análise da moderação e difusão de neutrons. Enquanto que no capítulo V serão vistas as principais reações nucleares utilizadas nos detectores de neutrons térmicos, bem como os principais detectores baseados nestas reações.

CAPÍTULO IV

NEUTRONS, MODERAÇÃO E DIFUSÃO

4.1.1 - Neutrons Térmicos ou Lentos⁽⁷⁰⁾

Neutrons térmicos são conhecidos como aqueles que têm uma distribuição Maxwelliana, ou seja, têm uma distribuição do movimento térmico que é uma característica da temperatura do meio que subexistem. A energia cinética mais provável para esses neutrons a 20° C é 0,0253 eV*. A lei de distribuição de Maxwell-Boltzmann derivada da teoria cinética dos gases é dada por

$$\frac{n(E)}{N} = \frac{2\pi}{(\pi k T)^{3/2}} e^{-\frac{E}{kT}} E^{1/2}$$

onde

$n(E)$ = número de neutrons de energia E por unidade de intervalo de energia.

N = número total de neutrons térmicos

k = constante de Boltzmann

T = temperatura, °K

4.1.2 - Neutrons Intermediários

Neutrons intermediários são aqueles com energias cinéticas maiores que 0,5 eV e menores que 10 keV. Abaixo desse valor os neutrons podem ser absorvidos pelo hidrogênio emitindo radiação γ , contudo os neutrons com energias acima de 10 keV produzem um próton de recuo aumentando assim o fator de qualidade devido a efetivi

* Experimentalmente pode-se considerar neutrons térmicos aqueles com energia até 0,5 eV.

dade biológica das partículas pesadas carregadas.

4.1.3 - Neutrons Rápidos

Neutrons rápidos são os neutrons com energias acima de 10 keV.

4.2 - Moderação de Neutrons⁽⁶⁹⁾

Quando os neutrons são intermediários ou rápidos existe uma tendência natural destes moderarem ou termalizarem através de espalhamentos dos núcleos do meio que incidem. Estes espalhamentos podem ser elásticos ou inelásticos. Num sistema onde secções de choque de espalhamento são muito maiores, que as secções de choque de absorção, ou seja, quando predominam os processos de espalhamento, uma grande quantidade de neutrons sofrerá uma moderação até atingir equilíbrio térmico com o meio, antes de serem absorvidos. Esse meio é chamado de moderador. Materiais cujos átomos contém baixo número de massa podem absorver uma maior fração de energia do neutron por colisão. Materiais contendo uma grande quantidade de hidrogênio são considerados bons moderadores. Água e parafina são os materiais mais comumente usados como moderadores. Outros bons moderadores menos comuns são água pesada, berílio e carbono.

4.3 - Difusão de Neutrons⁽⁶⁹⁾

Qualquer projeto utilizando neutrons, faz-se necessário prever como esses neutrons serão distribuídos através do sistema. Em geral, isto é muito complicado para neutrons movendo num moderador em caminhos resultantes das repetidas colisões nucleares. Contudo, o efeito dessas colisões faz com

que os neutrons se difundem através do meio como a difusão de um gás em outro.

Assim o valor aproximado de uma distribuição de neutrons pode ser encontrada resolvendo a equação de difusão. Este procedimento é chamado aproximação de difusão. Outros métodos mais sofisticados tem sido desenvolvidos^(71,72). Veremos assim o primeiro procedimento e mostraremos os princípios destes métodos a fim de podermos fazer uma análise detalhada do nosso problema.

4.3.1 - Fluxo de Neutrons

Já mostramos que quando um feixe de neutrons de intensidade I atinge um alvo fino, o número de colisões por cm^3/seg é dado por

$$F = \Sigma_t I \quad (4.1)$$

onde Σ_t é a secção macroscópica total.

Consideremos como experiência onde um alvo pequeno (veja figura 4.1) é exposto ao mesmo tempo a vários feixes de neutrons.

Figura 4.1 - Alvo exposto a vários feixes de neutrons.

As intensidades dos feixes são diferentes, mas todos têm a mesma energia. A interação dos neutrons com os núcleos não depende do ângulo de colisão com os núcleos. A taxa de interação total é:

$$F = \Sigma_t (I_A + I_B + I_C + \dots). \quad (4.2)$$

Se supormos que os neutrons são monoenergéticos, da equação (4.1) podemos escrever:

$$F = \Sigma_t (n_A + n_B + n_C + \dots)v \quad (4.3)$$

n_A , n_B , n_C são as densidades dos neutrons nos diferentes feixes e v é a velocidade do neutron. Desde que

$$n = n_A + n_B + n_C + \dots$$

e a densidade total de neutrons que atinge o alvo será:

$$F = \Sigma_t nv \quad (4.4)$$

A situação em qualquer ponto em um meio difusor é uma generalização do exemplo visto acima, mas com os neutrons movendo em todas as direções. Assim é válido para nosso meio, onde n é a densidade de neutrons no ponto F é calculado.

O produto nv é chamado de fluxo de neutrons, e é representado por ϕ ou seja:

$$\phi = nv \quad (4.5)$$

Em termos de fluxo a densidade de colisão pode ser escrita de (4.4) como

$$F = \Sigma_t \phi.$$

Considerando os neutrons com uma certa distribuição de energia, definimos a sua densidade por unidade de energia $n(E)dE$, como sendo o número de neutrons por cm^3 com energias entre E e $E+dE$. De (4.4), a razão de interações para essas partículas monoenergéticas pode ser dada por

$$dF = \Sigma_t(E) \times n(E)dE \times v(E) \quad (4.7)$$

onde todos os parâmetros são dependentes da energia.

A interação total dos neutrons é então dada por:

$$F = \int_0^{\infty} \Sigma_t(E) n(E) v(E) dE \quad (4.8)$$

$$= \int_0^{\infty} \Sigma_t(E) \phi(E) dE \quad (4.9)$$

onde $\phi(E) = n(E) v(E)$, chamado fluxo dependente da energia ou fluxo por unidade de energia.

Podemos escrever expressões similares a (4.9) para certas interações particulares, tais como

a) número de neutrons espalhados por cm^2/s

$$F_s = \int_0^{\infty} \Sigma_s(E) \phi(E) dE \quad (4.10)$$

b) número de neutrons absorvidos por cm^3/seg

$$F_a = \int_0^{\infty} \Sigma_a(E) \phi(E) dE \quad (4.11)$$

4.3.2 - A Lei de Fick

Se a densidade (ou fluxo) de neutrons é maior em uma parte do meio do que em outra, existe um fluxo líquido de neutrons fluindo para a região de mais baixa densidade neutrônica.

Suponhamos que o fluxo de neutrons varia ao longo da direção x como pode ser visto na Figura 4.2.

Figura 4.2 - Fluxo de neutrons $\phi(x)$ em função da distância (x). E a corrente J_x .

A lei de Fick é escrita assim

$$J_x = -D \frac{d\phi}{dx} \quad (4.12)$$

J_x $\equiv$ número de neutrons líquido que passa por unidade de tempo através de uma unidade de área perpendicular à direção x .

(Note que J_x tem a mesma unidade de fluxo $\frac{n}{\text{cm}^2 \cdot \text{seg}}$)

$D \equiv$ coeficiente de difusão (em cm)

Podemos escrever o fluxo como função de três variáveis espaciais e neste caso a lei de Fick pode ser escrita assim:

$$\begin{aligned}\hat{J} &= - D \text{grad } \phi = \\ &= - D \bar{V} \phi\end{aligned}\quad (4.13)$$

onde.

$\hat{J} \equiv$ vetor densidade de corrente de neutrons.

O coeficiente de difusão pode ser calculado aproximadamente por:

$$D \approx \frac{\lambda_{tr}}{3} \quad (4.13a)$$

onde

$\lambda_{tr} \equiv$ é o caminho livre médio de transporte, que por sua vez pode ser calculado por

$$\lambda_{tr} = \frac{1}{\Sigma_{tr}} = \frac{1}{\Sigma_s (1 - \bar{\mu})} \quad (4.13b)$$

$\Sigma_{tr} \equiv$ secção de choque macroscópica de transporte

$\Sigma_s \equiv$ secção de choque macroscópica de espalhamento

$\mu \equiv$ valor médio do cosseno do ângulo em que os neutrons são espalhados no meio. (Pode ser calculado em várias energias de interesse em cálculos experimentais pela fórmula $\bar{\mu} = \frac{2}{3A}$, onde A é o número de massa atômica do meio).

Observação: A lei de Fick não é válida:

- a) num meio que seja altamente absorvedor de neutrons;
- b) numa distância que esteja dentro de três vezes o caminho livre médio de uma outra fonte de neutrons ou na superfície do meio;

c) quando o espalhamento de neutrons é altamente anisotrópico.

4.3.3 - Equação de Continuidade

Seja o volume arbitrário V dentro de um meio contendo neutrons. O número de neutrons em V pode mudar se houver um fluxo de neutrons líquido fora ou dentro de V , ou ainda, se fontes estão emitindo neutrons dentro de V . A equação de continuidade é uma expressão matemática que deve descrever os seguintes processos:

$$\left[\begin{array}{l} \text{Taxa de variação do} \\ \text{nº de neutrons em } V \end{array} \right] = \left[\begin{array}{l} \text{Taxa de produção de} \\ \text{neutrons em } V \end{array} \right] - \left[\begin{array}{l} \text{Taxa de absorção de} \\ \text{neutrons em } V \end{array} \right] - \left[\begin{array}{l} \text{Taxa de fuga de neu} \\ \text{trons de } V \end{array} \right] \quad (4.14)$$

Seja n a densidade de neutrons em um ponto num dado instante dentro do volume V . O número total de neutrons em V é:

$$\int_V n \, dV,$$

A taxa de variação no número de neutrons é

$$\frac{d}{dt} \int_V n \, dV = \int_V \frac{\partial n}{\partial t} \, dV. \quad (4.15)$$

Observação: quando movemos a derivada para o integrando mudamos para derivada parcial porque os neutrons podem depender tanto da posição como do tempo.

Seja s a taxa em que os neutrons são emitidos das fontes

por cm^3 por segundo dentro de V .

$$\text{A taxa de produção} = \int_V s \, dV. \quad (4.16)$$

A taxa em que neutrons são absorvidos por cm^3/s é $\Sigma_a \phi$.

$$\text{A taxa de absorção} = \int_V \Sigma_a \phi \, dV. \quad (4.17)$$

4.3.3.1 - Fluxo de Neutrons Dentro e Fora do Volume V .

Se $\hat{J}$ é o vetor densidade de corrente de neutrons na superfície de V e $\hat{n}$ é o vetor unitário normal apontando para fora da superfície. Sabemos que $\hat{J} \cdot \hat{n}$ é o número líquido de neutrons passando de dentro para fora através da superfície por cm^2/s .

Assim a

$$\text{taxa de fuga} = \int_A \hat{J} \cdot \hat{n} \, dA.$$

Usando o teorema da divergência

$$\int_A \hat{J} \cdot \hat{n} \, dA = \int_V \text{div } \hat{J} \, dV, \text{ e então}$$

podemos escrever que

$$\text{taxa de fuga} = \int_V \text{div } \hat{J} \, dV. \quad (4.18)$$

Portanto a equação de continuidade pode ser obtida in troduzindo (4.15), (4.16), (4.17) e (4.18) em (4.14):

$$\int_V \frac{\partial n}{\partial t} dV = \int_V s dV - \int_V \Sigma_a \phi dV - \int_V \text{div } \hat{J} dV$$

ou seja:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = s - \Sigma_a \phi - \text{div } \hat{J} \quad (4.19)$$

A equação (4.19) é a forma geral da equação da continuidade.

Se a densidade de neutrons não depender do tempo obtemos a chamada equação de continuidade do estado estacionário ou seja:

$$\text{div } \hat{J} + \Sigma_a \phi - s = 0. \quad (4.20)$$

4.3.4 - Equação de Difusão

Utilizando a lei de Fick (4.12) e a equação da continuidade (4.19), obtemos a equação de difusão como

$$D \bar{\nabla}^2 \phi - \Sigma \phi + s = \frac{\partial n}{\partial t}. \quad (4.21)$$

Supondo que D não seja dependente da posição e

$$\begin{cases} \bar{\nabla}^2 = \text{div grad} \\ \phi = nv \end{cases},$$

obtemos a equação geral de difusão

$$D \bar{V}^2 \phi - \Sigma_a \phi + s = \frac{1}{V} \frac{\partial \phi}{\partial t}, \quad (4.22)$$

e a equação de difusão estacionária

$$D \bar{V}^2 \phi - \Sigma_a \phi + s = 0. \quad (4.23)$$

Por conveniência, dividimos a equação (4.23) por D e definindo $L^2 = \frac{D}{\Sigma_a}$, obtemos

$$\bar{V}^2 \phi - \frac{1}{L^2} \phi = -\frac{s}{D} \quad (4.24)$$

onde L é o comprimento de difusão e L^2 é a área de difusão.

4.3.4.1 - Condições de contorno da equação de difusão

Resolvendo a equação de difusão podemos encontrar o fluxo de neutrons. Para isso precisamos especificar as condições de contorno que devem ser satisfeitas pela solução ϕ , obrigatoriamente uma função real, não negativa, finita, exceto em pontos singulares de uma distribuição da fonte.

De um modo geral os neutrons difundem-se num meio que tem uma superfície externa entre o meio e o ar. A lei de Fick não vale na vizinhança próxima a esta superfície, o mesmo acontecendo com a equação de difusão.

A figura 4.3 mostra que o fluxo no meio calculado pela equação de difusão é aproximadamente igual ao fluxo calculado exatamente (usando métodos de não difusão) se aquele fluxo (calculado pela equação de difusão) desaparecer a uma distância

d além da superfície, e não é igual ao fluxo exatamente próximo da superfície.

Figura 4.3 - Distância-d de extrapolação numa superfície.

A distância d é chamada "distância de extrapolação" e pode ser calculada de modo geral pela fórmula:

$$d = 0,71 \lambda_{tr}$$

onde λ_{tr} é o caminho livre médio e foi visto (4.13a) que

$$\lambda_{tr} = 3D$$

portanto,

$$d = 2,13 D \quad (4.25)$$

Os valores de D devido aos moderadores mais usados podem ser vistos na tabela 4.1.

Tabela 4.I - Parâmetros de difusão de neutrons térmicos para moderadores a uma temperatura de 20° C.

Moderador	Densidade g/cm ³	$\bar{D}$, cm	$\bar{\Sigma}_a$, cm ⁻¹	L_T^2 , cm ²	L_T , cm
H ₂ O	1,00	0,16	0,0197	8,1	2,85
D ₂ O	1,10	0,87	$9,3 \times 10^{-5}$	$9,4 \times 10^3$	97
Be	1,85	0,50	$1,04 \times 10^{-3}$	480	21
Grafite	1,60	0,84	24×10^{-4}	3500	59

Na tabela 4.I os valores de D são menores que 1,0 implicando que a distância d é pequena em relação às dimensões do meio difusor, portanto podemos considerar que o fluxo desaparece na superfície do sistema.

Soluções da equação de difusão e o método de difusão de grupo podem ser encontrados nas referências 71,72,93.

CAPÍTULO V

DETECÇÃO DE NEUTRONS TÉRMICOS OU LENTOS
(REAÇÕES BÁSICAS E DETETORES)

Sabemos que os neutrons são detectados com base nas reações nucleares que tem como produto essencialmente prótons e partículas α . Cada tipo de detector para neutrons envolve uma combinação entre o alvo adequadamente projetado para cada particular reação e um dos detectores convencionais utilizados na detecção das radiações. As secções de choque para interações de neutrons na maioria dos materiais depende da energia do feixe neutrônico. Assim uma grande variedade de detectores tem sido desenvolvido para detecção de neutrons em diferentes intervalos de energia. Neste trabalho pretendemos discutir os métodos existentes que são de fundamental importância para a detecção de neutrons cujas energias estão abaixo de 0,5 eV, região esta chamada, como vimos, de região de neutrons térmicos ou lentos.

Uma revisão mais detalhada dos diferentes métodos e técnicas para a detecção de neutrons lentos (térmicos) pode ser vista nas referências^(75,76,85,86,87,88)

As propriedades que um determinado alvo deve possuir para que ocorra uma reação nuclear são:

- a) secção de choque maior possível;
- b) alta abundância isotópica no elemento natural;
- c) ser uma material cuja reação com o neutron obtém-se um alto valor de Q discriminando assim de qualquer raio γ que possa coexistir com os neutrons;
- d) ser um alvo cujas reações resultem partículas carregadas pesadas como núcleos de recuo, prótons, α ou mesmo fragmentos de fissão.

Os detectores mais comuns citados na literatura até os dias de hoje podem ser listados na seguinte ordem:

I. Detectores baseados na reação com boro

I.1. BF_3 (Trifluoreto de Boro)

I.2. Contadores proporcionais forrados com boro

I.3. Cintiladores carregados com boro

II. Detectores baseados em outras reações de conversão

II.1. Detectores contendo lítio

II.2. Contadores proporcionais de ^3He

II.3. Contadores de fissão

Para utilização em reatores, uma série de detectores como os citados acima são adaptados, e diferentes métodos são utilizados visto que os neutrons térmicos têm um papel fundamental no funcionamento desses reatores. ^(75,76,84)

5.1 - A reação $^{10}\text{B}(n, \alpha)$

Esta reação é a mais conhecida e usada para a conversão de neutrons lentos em partículas que podem ser medidas diretamente. Pode ser escrita:

O lítio excitado retorna rapidamente (meia vida de aproximadamente 10^{-13} s) a seu estado fundamental com emissão de um raio γ de 0,48 MeV. É sempre suposto que este fóton esca-

pe e não contribui para a resposta do detector. Quando neutrons térmicos (0,025 eV) são utilizados para induzir a reação nuclear, aproximadamente 94% de todas as reações conduzem ao estado excitado e somente 6% conduzem diretamente ao estado fundamental. ^(73,74)

Em qualquer caso o valor de Q da reação é muito grande (2,310 e 2,792 MeV) em comparação com a energia dos neutrons lentos, tal que a energia dividida entre os produtos (${}^7_3\text{Li}$ e α) é essencialmente o valor de Q. A energia de entrada do neutron térmico (lento) desaparece diante do valor muito grande de energia da reação, e é impossível extrair qualquer informação sobre seu valor original. A quantidade de movimento linear é também muito pequena, e assim os produtos da reação devem mostrar também um "momentum" resultante essencialmente zero. Em consequência os dois produtos da reação devem ser emitidos em direções opostas, e a energia da reação será sempre dividida de um mesmo modo entre eles. Energias individuais das partículas α e o núcleo de lítio podem ser calculadas simplesmente pela conservação da energia e "momentum" como segue:

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{L_i} + E_{\alpha} = Q = 2,31 \text{ MeV} \\ M_{L_i} V_{L_i} = m_{\alpha} V_{\alpha} \end{array} \right. \quad (5.2)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{L_i} + E_{\alpha} = Q \\ \sqrt{2M_{L_i}E_{L_i}} = \sqrt{2m_{\alpha}E_{\alpha}} \end{array} \right. \quad (5.3)$$

considerando as massas de M_{L_i} e m_α e $Q = 2,310$ MeV achamos os valores de

$$E_{L_i} = 0,84 \text{ MeV}$$

$$E_\alpha = 1,47 \text{ MeV}$$

Os cálculos executados acima são para o caso das reações que levam ${}^7_3\text{Li}$ ao estado excitado. Os mesmos cálculos podem ser feitos para o estado fundamental⁽⁷⁵⁾.

A figura 5.1 é um gráfico das secções de choque versus energia do neutron para um número de reações nucleares de interesse na detecção do neutron. A secção de choque para a reação ${}^{10}\text{B}(n,\alpha)$ é 3837 barns. O valor da secção de choque cai rapidamente com o aumento da energia do neutron e é proporcional a $\frac{1}{v}$ ⁽⁷⁶⁾.

Figura 5.1 - Secção de choque versus energia do neutron para algumas reações de interesse na detecção de neutrons.

Boro-10 (^{10}B) tem a abundância de 19,8% no boro natural e são bem conhecidos e aplicáveis os métodos de enriquecimento tornando muito importante a sua utilização.

5.2 - A reação $^6\text{Li}(n,\alpha)$

Depois da reação $^{10}\text{B}(n,\alpha)$ a mais popular reação para detecção de neutrons lentos é a reação (n,α) em ^6Li . Esta reação conduz somente ao estado fundamental do produto e pode ser escrita

e o valor de Q é 4,78 MeV.

Os cálculos das energias considerando desprezível a energia do neutron lento fornece o seguinte resultado:

$$\begin{aligned} E_{(^3\text{H})} &= 2,73 \text{ MeV} \\ E_{(\alpha)} &= 2,05 \text{ MeV} . \end{aligned}$$

A secção de choque térmica para esta reação é 940 barns. A Figura 5.1 mostra que esta secção de choque permanece abaixo daquela para a reação do ^{10}B até a região de resonância próxima à 100 keV. A ocorrência de ^6Li na sua forma natural é 7,40% mas também pode ser encontrado em sua forma isotópica.

5.3 - A reação $^3\text{He}(n,p)$

O gás ^3He é também muito usado como um meio de detecção para neutrons através da reação

e o valor de $Q = 0,765$ MeV.

Da mesma forma calculamos as energias como no caso das outras reações e obtemos

$$E_p = 0,574 \text{ MeV}$$

$$E(^3\text{H}) = 0,191 \text{ MeV}$$

A secção de choque para esta reação é 5330 barns. O ^3He é disponível comercialmente, contudo o alto custo e restrições para compra torna proibitivo seu uso para estas aplicações.

5.4 - Reações de fissão induzidas por neutrons

As secções de choque de ^{233}U , ^{235}U e ^{239}Pu são relativamente grandes para neutrons de baixa energia e assim tornam esses materiais úteis com base de detectores de neutrons térmicos. Uma característica importante da reação de fissão é seu grande Q (aproximadamente 200 MeV) comparado com os valores das reações anteriores. A vantagem dos detectores baseados nestas reações é que estes podem dar pulsos de saída com uma ordem de grandeza maior que aqueles das outras reações ou mesmo de raios γ incidentes. E assim, uma boa discriminação pode ser feita. A figura 5.2 mostra um gráfico de secção de choque de fissão de uma variedade de nuclídeos físséis, incluindo alguns que são de uso fundamental como detectores de neutrons rápidos. A maioria dos nuclídeos físséis são radioativos α e em consequência qualquer detector que incorpora estes materiais mostra um sinal de saída devido ao decaimento α . Contudo a energia da partícula é muito menor que a energia liberada na fissão podendo assim também ser discriminada na reação de fissão.

Figura 5.2 - Secções de choque dos nuclídeos mais comuns usados em câmaras de fissão: a) região de neutrons moderados
b) região de neutrons rápidos

5.5.1.1 - O detector BF₃⁽⁷⁶⁾

Embora exista um número razoável de contadores contendo gases de boro, o mais encontrado universalmente é o detector BF₃, devido a suas excelentes propriedades como um gás proporcional e também pela sua alta concentração de boro. Neste detector o gás é altamente enriquecido com ¹⁰B (96,6%) resultando disso, uma eficiência até cinco vezes maior do que quando o gás contém somente boro natural (mistura de 80% de ¹¹B e 20% de ¹⁰B).

5.5.1.2 - Pulsos do tubo BF₃

O espectro ideal do tubo BF₃ de grandes dimensões é mostrado na figura 5.3a.

Para um grande tubo, quase todas as reações ocorrem suficientemente longe das paredes do detector a fim de depositar toda energia dos produtos dentro do gás proporcional. Toda a energia da reação é depositada no detector e a única variação é um resultado da subdivisão da reação entre o estado excitado e o estado fundamental do núcleo ⁷₃L₁.

Se o diâmetro do tubo não é suficientemente grande em relação ao alcance das partículas α, o núcleo de lítio produzido na reação ¹⁰B(n,α) não deposita a energia total no gás. Se as partículas atingem a parede da câmara, um pulso pequeno é produzido. O efeito acumulativo desse tipo de processo é conhecido como "efeito da parede" ("wall effect"). Como o alcance da partícula α produzida na reação é da ordem de um centímetro para o BF₃, quase todos os tubos em uso são suficientemente pequenos em diâmetro, assim o efeito da parede é significicante. Na figura 5.3b nota-se nitidamente o "continuum" devido ao efeito da parede, correspondente a deposição parcial de energia no gás do tu-

Figura 5.3 - Espectro do tubo BF_3 : a) mostra o espectro de um tubo suficientemente grande na qual todos os produtos da reação são completamente absorvidos; b) ilustra o "continuum" devido o efeito da parede.

bo. Os degraus que aparecem na curva pode ser explicado do seguinte modo: o neutron que provoca a reação possui um "momentum" muito pequeno (desprezível) e assim os produtos da reação: (${}^7\text{Li}_1$ e α) devem ter direções opostas. Se a partícula α choca-se com a parede o ${}^7\text{Li}_1$ tem direção oposta da parede e tem uma grande probabilidade de depositar toda sua energia no gás. Se o ${}^7\text{Li}_1$ choca-se com a parede, toda a energia da partícula α da mesma reação é totalmente absorvida. Espera-se que haja perda para a parede apenas para um produto da reação num determinado instante. Portanto existem duas possibilidades: 1) A partícula α atinge a parede depois de depositar alguma fração de sua energia no gás, enquanto que o lítio de recuo é absorvido totalmente no gás ou

- 2) O ${}^7\text{Li}$, atinge a parede depois de depositar parte de sua energia e a partícula α é totalmente absorvida.

No caso 1, a reação pode ocorrer entre uma distância da parede desde zero até ao alcance máximo da partícula α . A energia correspondente depositada no gás pode variar de $(E_{L_1} + 0)$ a $(E_{L_1} + E_\alpha)$.

No caso 2, com os mesmos argumentos pode-se ver que a energia depositada no gás varia de $(E_\alpha + 0)$ a $(E_\alpha + E_{L_1})$.

As reações localizadas nesta região são igualmente prováveis. Os esquemas abaixo justificam a curva de 5.3b. O efeito "continuum" estende-se de $E_{L_1} = 0,85$ MeV a $E_{L_1} + E_\alpha = 2,31$ MeV. Um completo estudo dos espectros de uma variedade de tubos BF_3 foi apresentado por Anderson e Malmskog^(76a). Um modelo teórico foi desenvolvido por Gerveldati e Kazimierski e comparado com as distribuições medidas^(76b). Além disso, tubos BF_3 foram construídos com diferentes diâmetros e comprimentos bem como pressões variando entre 100 a 600 torr. Estudos foram realizados testando diferentes materiais com cátodos externos e ânodos centrais. Alumínio é freqüentemente usado como cátodo devido sua baixa seção de choque, contudo aço inoxidável é preferido pois no alumínio é possível aparecer uma baixa atividade α num fluxo de neutrons térmicos.

5.5.1.3 - Discriminação de raios γ ⁽⁷⁶⁾

Uma característica muito importante do tubo BF_3 é sua habilidade para discriminar raios γ que com muita frequência são encontrados junto com o fluxo de neutrons a ser medido. Os pulsos

obtidos da ionização causada por elétrons secundários no gás podem ser eliminados sem causar danos na eficiência de detecção de neutrons. Contudo se o fluxo de raios γ for suficientemente alto aparecem complicações. Tem sido relatado que é possível discriminar raios γ até taxas de exposição de até 12 R/h usando apenas tubos de BF_3 convencionais. Tubos com carvão ativado foram desenvolvidos com boas características de operação em fluxos de até 1000 R/h.

5.5.1.4 - Eficiência de detecção de um tubo BF_3

Podemos calcular de um modo aproximado a eficiência (ϵ) de um tubo BF_3 ao longo de uma direção pela expressão:

$$\epsilon(E) = 1 - e^{-\Sigma_a(E) \cdot L} \quad (5.4)$$

onde

$\Sigma_a(E)$ = como vimos no capítulo IV é a seção de choque macroscópica de absorção do ^{10}B na energia E.

L = é o comprimento ativo do tubo.

Um tubo BF_3 exposto à diferentes energias responderá a neutrons térmicos havendo uma queda de eficiência de 3,8% quando essas energias atingem 100 eV. A expressão (5.4) não está levando em conta as flutuações devido a extremidade do tubo cuja eficiência cai devido a influência na captação de cargas, principalmente em tubos de pequenos comprimentos.

5.6 - Contadores forrados com boro

O uso da forma sólida forrando o interior da parede é uma das outras maneiras usadas além da forma convencional. A

vantagem deste tipo de contador é que outro tipo de gás mais conveniente que não contém boro pode ser usado. Devido o alcance máximo da partícula α emitida na reação com o boro ser da ordem de 1 mg/cm^2 , a eficiência desses detectores só será aumentada se aumentarmos a espessura da camada e esta não ultrapassar este valor. Na prática esses detectores não têm sido mais eficientes que os tubos BF_3 convencionais.

5.7 - Outros tipos de detectores

Outros detectores tais como:

- cintiladores carregados com boro
- detector de Lítio
- contador proporcional de ^3He
- contadores de fissão, e outros,

deixaremos de apresentar aqui pois, praticamente não são melhores que o detector BF_3 , não são amplamente usados e ainda são descritos em detalhe nas referências^(75,76,85,86,87).

5.8 - Método de ativação de folhas^(77,78,79)

O método de ativação é um dos métodos mais utilizados para medida do fluxo de neutrons de uma fonte neutrônica. Baseia-se no fato de que muitas reações nucleares induzidas por neutrons têm como resultado núcleos produtos radioativos. Os neutrons são detectados por meio da atividade do material exposto. Folhas deste material são expostas comumente num dado intervalo de tempo e a atividade induzida é determinada pela contagem das radiações emitidas com um contador apropriado.

O número de reações induzidas por segundo por n neutrons de velocidade v é:

$$n(v) v \sigma_{a(T)} N \quad (5.5)$$

onde N é o número de núcleos da amostra que submetem a este tipo de reação.

A taxa de produção de novos núcleos formados por neutrons térmicos que obedecem uma distribuição Maxwelliana é:

$$\frac{dN_a}{dt} = n v_T \sigma_{a(T)} N \quad (5.6)$$

Se a constante de desintegração para o novo nuclídeo formado é λ , a taxa de transformação do número de novos nuclídeos é:

$$\frac{dN_a}{dt} = n v_T \sigma_{a(T)} N - \lambda N_a \quad (5.7)$$

integrando esta equação para um tempo t de exposição, obtemos:

$$\lambda N_a(t) = n v_T \sigma_{a(T)} N (1 - e^{-\lambda t}) \quad (5.8)$$

Esta é a equação básica usada para determinar a densidade de neutrons ou fluxo $\phi = n v$, quando a secção de choque da amostra medida é conhecida. Sendo também usada para determinar a secção de choque da amostra quando a densidade ou fluxo de neutrons é conhecido.

Na prática usamos também o tempo θ decorrido entre o fim de irradiação e o instante de medida da contagem. A medida de atividade é então:

$$A = n v_T \sigma_{a(T)} N (1 - e^{-\lambda t}) e^{-\lambda \theta} \quad (5.9)$$

CAPÍTULO VI

DOSIMETRIA DE NEUTRONS

6.1 - Determinação da Dose para Neutrons

Cálculos de dose para neutrons são muito mais complexos do que para raios γ por causa do complicado modo pelo qual os neutrons interagem com a matéria. Foi mencionado anteriormente os espalhamentos elásticos e inelásticos, absorção e outras reações a que são submetidos os neutrons. Nestas interações o núcleo atingido pode sofrer um recuo com energia suficiente para que o átomo seja despojado de uma porção de sua nuvem eletrônica o que o torna uma partícula elétrica altamente ionizante. Através de espalhamentos inelásticos e captura radioativas, raios γ são também emitidos. E devido as reações nucleares partículas carregadas podem ser produzidas. A deposição de energia dos neutrons que produzem estas radiações ionizantes secundárias deve ser determinada de modo que possamos calcular a dose de neutrons. Devido a esta complexidade a deposição de energia pode ser calculada numericamente usando o método de Monte Carlo.

Cálculos deste tipo tem sido realizados para feixes de neutrons que incidem sobre uma placa ou cilindro tendo uma composição similar ao corpo humano. Para determinar a dose equivalente é necessário levar em conta o fato de que o fator de qualidade é uma fração de energia de uma partícula ionizante. Assim quando um neutron rápido submete-se a repetidas colisões e produz núcleos de recuo com várias energias, a deposição de energias destes núcleos deve ser multiplicada pelo fator de qualidade quando o cálculo é realizado.

A figura 6.1a mostra a dose equivalente em função da penetração de neutrons térmicos no tecido, enquanto a figura 6.2b mostra também a dose equivalente para neutrons rápidos com energia de 5 MeV. Também pode ser visto, nestas figuras, as contribuições dos prótons de recuo, dos núcleos de recuo mais pesados e os raios γ devido a captura radioativa. Para neutrons de 5 MeV pode ser visto que a contribuição maior para a dose é devido aos prótons de recuo produzidos pela colisão com os núcleos de hidrogênio, a contribuição de raios γ neste caso é muito pequena. Para o feixe de neutrons térmicos contudo, a dose devida a prótons excede a dose devida a raios γ somente antes de atingir uma profundidade de 3 cm. Após esta marca, a dose é fundamentalmente devida a raios γ . Na energia térmica os prótons surgem de uma reação nuclear exotérmica ($Q = 0,63$ MeV) $N(n,p) C$. A secção de choque do N numa energia de 0,0253 e V é 1,81 barn, pois os neutrons não são suficientemente energéticos para produzir os prótons de recuo na colisão com o hidrogênio. Se colocarmos num gráfico as taxas de doses máximas obtidas na figura 6.1 versus a energia do neutron obtemos uma curva conforme a figura 6.2. Esta figura dá o fluxo de neutrons em função da energia requerida para dar uma dose de 1 mrem/h^(69,70).

A curva mostra que para energias altas exige-se um fluxo menor para produzir uma mesma dose. Uma comparação do fluxo de raios γ em função da energia da partícula pode ser feita usando as figuras 6.2 e 6.3 de onde infere-se que neutrons fornecem doses muito maiores do que fótons com a mesma energia.

A figura 6.2 pode também ser usada para calcular a taxa da dose de neutrons quando conhecida a energia e o seu fluxo ou a dose equivalente total quando conhecida a fluência de neutrons.

Figura 6.1 - Dose equivalente em função da penetração no tecido: neutrons térmicos (a); neutrons de 5 MeV (b). (Nacional Bureau of Standards Handbook nº 63, 1957)

Figura 6.2 - Fluxo de neutrons que dá a razão da dose equivalente de 1 mrem/h como uma função da energia do neutron. (ICRP Publication 21).

Figura 6.3 - Intensidade de raios γ (ou fluxo) requerido para dar a razão de exposição de 1 mR/h como uma função de energia do raio γ . (69)

6.2 - Medida da Dose de Neutrons

Um método conveniente para medir a dose absorvida dentro de um tecido é o uso de um instrumento com sensibilidade em função da relação rem-energia para o tipo de radiação considerada. Para a exposição de neutrons a figura 6.4 mostra: rem/n.cm² em função da energia dos neutrons.

Figura 6.4 - Dose de Neutrons em rem/n cm² como uma função da energia do neutron. (NBS Handbook 63 (1957)).

A tabela 6.I mostra o valor do fluxo de neutrons máximo permitível para uma exposição prolongada. É sempre desejável que um detector tenha uma resposta em contagem por n.cm² que varia com a energia do neutron de acordo com a curva mostrada na figura 6.4. O número de contagem de um detector como este é proporcional à dose absorvida em rem (não havendo necessidade do conhecimento da distribuição da energia dos neutrons). Este modo de medir a dose de neutrons é comumente usada. Trabalhos apresentando de

tectores para determinadas regiões de energia foram desenvolvidos por muitos pesquisadores, por exemplo Hurst, Ritchie e Wilson⁽⁸⁰⁾, onde projetaram um contador proporcional de recuo de prótons cuja resposta a neutrons numa só direção é tal que o número de contagens produzida é aproximadamente proporcional à dose no tecido, devido à primeira colisão para energias entre 0,2 e 10 MeV.

Denis e Loosemore⁽⁸¹⁾ também descreveram um contador proporcional de recuo de próton não direcional para energias de 0,1 - 15 MeV. Um detector de cintilação esférico baseado no mesmo princípio, foi descrito por Skjol De Brand⁽⁸²⁾ para energias de 0,5 MeV a 15 MeV. De Pangher⁽⁸³⁾ mostrou utilizando parafina como moderador e um contador BF₃, que a taxa de contagem é aproximadamente proporcional a taxa da dose RBE, num intervalo de energias de 0,2 MeV a 5 MeV. Basson^(83a) apresentou um detector de neutrons que consistia de uma esfera de cera de 6,3 cm de diâmetro, envolvendo um contador de cintilação contendo boro com uma resposta proporcional a 12% a taxa da dose RBE (para neutrons) num intervalo de 1 eV a 10 keV. Anderson e Braun⁽⁸⁴⁾ projetaram um detector com resposta de dose aproximadamente correta para neutrons com energias desde 0,025 MeV (térmico ou lento) até 10 MeV. Ainda neste trabalho Anderson e Braun mostraram a possibilidade de utilizar um detector de neutrons colocado de uma certa forma afim de obter da experiência uma medida da dose aproximada para os neutrons que incidem perpendicularmente ao eixo do cilindro.

Tabela 6.I - Fluxo de neutrons máximo permissível (NBS Handbook 63 (1957))

ENERGIA DO NEUTRON (MeV)	100 mrem/40 h (n/cm ² s)
Térmico	670
0,001	500
0,005	570
0,02	280
0,1	80
0,5	30
1,0	18
2,5	20
5,0	18
7,5	17
10,0	17
10,0 - 30,0	10

CAPÍTULO VII

CÂMARAS DE IONIZAÇÃO PARA DOSIMETRIA

E A CÂMARA DE IONIZAÇÃO DE ELETRETOS

O problema do dosimetrista consiste em converter a ionização medida em dose.

Dosimetria da radiação ou simplesmente "Dosimetria" trata com a medida da dose absorvida ou taxa da dose resultante da interação da radiação ionizante com a matéria. Poderíamos afirmar de uma maneira mais ampla que a dosimetria refere-se à determinação das grandezas citadas assim como outras grandezas que são relevantes na física radiológica e radiologia, tais como exposição, kerma, fluência, dose equivalente, energia transmitida, etc.

Dosímetro é um dispositivo capaz de fornecer uma leitura da medida da dose absorvida depositada em seu volume pela radiação ionizante.

7.1 - Modelo do Dosímetro em Termos da Teoria da Cavidade^(70,90)

Um dosímetro pode de um modo geral ser apresentado como um volume V que contém um meio g que é envolvido por uma parede de um outro meio w tendo uma espessura $x > 0$ como na figura 7.1.

Figura 7.1 - Representação esquemática de um dosímetro com um volume sensível V contendo um meio g envolvido por uma parede de meio w e espessura x .

Assim, o dosímetro esquematizado pode ser tratado em termos da teoria da cavidade, e o volume sensível pode ser identificado como uma "cavidade". Esta cavidade pode conter um meio gasoso, líquido ou sólido. A parede do dosímetro pode servir:

- Como uma fonte de partículas carregadas secundárias que contribui com a dose de V e fornece o equilíbrio de partículas carregadas - CPE (Charged-particle equilibrium), ou equilíbrio transiente de partículas carregadas - TCPE (transient charged particle equilibrium).
- Como uma blindagem de partículas carregadas que se originam fora da parede.
- Proteger V de influências externas, tais como um dano mecânico, pó, umidade, luz, campos eletrostáticos e de radiofrequência, etc., que pode alterar a leitura.
- Servir de recipiente para um gás líquido ou pó.
- Conter filtros de radiação para modificar a dependência da energia do dosímetro.

7.2 - Câmara de Ionização para Dosimetria^(56,90)

A câmara de ionização sempre foi utilizada como detector. Para um meio onde existe um alto fluxo (10^6 - 10^{12} partículas/cm².seg) a câmara de ionização é o instrumento usado com exatidão para métodos dosimétricos. Uma câmara de ionização (também chamada de "câmara de íons") transforma a radiação ionizante em um pequeno fluxo de carga ou corrente que pode ser medido com mais simplicidade e com uma razoável precisão. Esta corrente ou carga é proporcional à quantidade de radiação incidente na câmara e pode ser convertida à dose absorvida.

7.2.1 - Princípios de Operação da Câmara de Ionização

Na sua forma mais simples uma câmara de ionização é um dispositivo que coleta a carga liberada num gás por uma radiação ionizante que atravessa o gás. O esquema de uma câmara de ionização pode ser visto na figura 7.2.

Figura 7.2 - Mostra o esquema do funcionamento de uma câmara de ionização. Os ions e elétrons são criados pela radiação ionizante e coletados pelos eletrodos que podem ser medidos como corrente.⁽⁵⁶⁾

Um resumo do que acontece pode ser apresentado da seguinte forma:

- Partículas energéticas ou fótons penetram num campo elétrico entre dois eletrodos e ionizam o gás (ar) nesta região, produzindo elétrons livres e ions positivos. Muitos desses elétrons podem ligar-se às moléculas de oxigênio formando também ions negativos (O_2^-).
- A quantidade relativa de elétrons livres e ions negativos depende da: (a) concentração de oxigênio; (b) intensidade do cam

po elétrico aplicado; (c) concentração de moléculas de água na câmara.

- Os íons positivos no gás são atraídos pelo eletrodo negativo onde a carga positiva é neutralizada. Os íons negativos e elétrons por sua vez, são atraídos pelo eletrodo positivo onde a carga negativa é coletada. A carga ou corrente pode então ser medida usando um eletrômetro, como mostra o esquema da figura 7.2. O campo elétrico entre os eletrodos é introduzido pela fonte de tensão V_b .

O intervalo de tensão para operação da câmara de ionização (área achuriada) é mostrada na figura 7.3.

Figura 7.3 - A região achuriada mostra o intervalo da intensidade de campo para o funcionamento apropriado da câmara de ionização.⁽⁵⁶⁾

A voltagem aplicada a uma câmara de ionização deve ser suficientemente alta para retirar os íons positivos, os íons negativos e os elétrons do gás (ar) antes deles neutralizarem-se en-

tre si por recombinação. Contudo não deve ser muito alto para não neutralizar a formação do par elétron-molécula.

A sensibilidade (carga liberada pelo fóton ou partículas incidente) de uma câmara de ionização é diretamente proporcional ao seu volume ativo.

7.2.2 - Interação de Fótons Incidentes nas Câmaras de Ionização

A figura 7.4 mostra esquematicamente um fóton atravessando uma câmara de ionização.

Figura 7.4 - Fótons incidentes (1 Mev) criam elétrons primários (efeito foto-elétrico + Compton), ionizam o gás criando íons positivos e elétrons secundários que são coletados pelos eletrodos.⁽⁵⁶⁾

Observações:

- 1) A figura 7.4 retrata de um modo bastante preciso o funcionamento da câmara de ionização.
- 2) Devemos lembrar que outras partículas carregadas, tais como

α , β , p podem também provocar a ionização de um gás podendo ser detectadas utilizando este princípio.

7.3 - Câmara de Ionização de Eletretos

O eletreto é um material dielétrico que possui uma polarização, ou um excesso de cargas persistente podendo ser uma carga espacial ou uma carga superficial depositada. O campo elétrico externo do eletrodo é devido a este excesso de cargas. Quando o eletreto é exposto a radiação íons ou elétrons produzidos no gás que o envolve são atraídos para o eletreto e reduz sua carga elétrica.

A figura 7.5 mostra a câmara de ionização de eletreto cilíndrica. Um eletreto (Teflon) cobre um eletrodo central de metal (cobre, latão, aço inóx, etc.) que serve como suporte para o eletreto. O eletrodo externo é um cilindro de metal. Um campo elétrico de simetria cilíndrica aparece entre os eletrodos quando o Teflon é carregado. O ar entre os eletrodos é ionizado quando há penetração da radiação, e os íons positivos ou negativos compensam a carga do eletreto. O decaimento de carga do eletreto é uma função da exposição à radiação, que pode ser expressa por:

$$Q = Q_0 - KD \quad (7.1)$$

onde

Q_0 = carga inicial

Q = carga final

D = dose de radiação (rem)

K = sensibilidade do DEC (C/rem)

Figura 7.5 - Câmara de Ionização de Eletreto

7.4 - Como carregar um eletreto ou um dosímetro de eletreto

A figura 7.6 mostra um esquema do sistema usado para carregar o eletreto. Uma d.d.p. da ordem de 8 kV é aplicada entre os terminais de uma blindagem de alumínio, e quatro pontas de platina. Potencial este que estabelece um campo elétrico bastante alto nas vizinhanças das fontes formando íons no ar que as envolvem. O eletreto é assim carregado num intervalo de tempo relativamente curto (da ordem de 90 s). O método descrito é conhecido como "carregamento corona"⁽⁹⁸⁾. A carga do eletreto é de mesmo sinal do potencial aplicado nas pontas.

Figura 7.6 - Carregamento Corona

7.5 - Leitura da Carga

A figura 7.7 mostra o eletrômetro que é usado para a leitura de carga do eletreto. Conectado a ele pode se ver a guia utilizada a fim de centralizar o dosímetro. Um capacitor cilíndrico, como pode ser visto no esquema da figura 7.8, é também utilizado para manter um campo elétrico entre o eletrodo central que suporta o teflon e este capacitor.

Figura 7.7 - Eletrômetro usado para leitura da carga; com a guia utilizada para centralizar e fixar o dosímetro ao eletrômetro.

Figura 7.8 - Guia metálico com capacitor cilíndrico

7.6 - Campo Elétrico da Câmara de Ionização de Eletretos

A secção transversal da câmara de ionização de eletretos pode ser vista na figura 7.9.

Figura 7.9 - Secção transversal da câmara de ionização de eletretos

Nesta figura definimos como:

R_1 - o raio do eletrodo central

R_2 - o raio externo do eletreto

R_3 - o raio interno do eletrodo externo

R_3' - o raio interno do capacitor cilíndrico conectado ao eletrodo (utilizado para leitura).

Sabemos de um modo geral que para um cilindro carregado de raio R , o potencial devido ao campo do cilindro para valores de r iguais ou menores que R é:

$$V = \frac{q}{2\pi\epsilon_0 l} \ln \frac{R}{r} \quad (7.1)$$

onde q é a carga no cilindro.

O eletrodo interno de raio R_1 , e o eletrodo externo de raio interno R_3 estão aterrados, portanto os potenciais nestes eletrodos são iguais.

Assim de (7.1) e tomando q , q_1 e q_2 como positivos, podemos escrever que:

$$\frac{q_1}{2\pi\epsilon\ell} \ln \frac{R_2}{R_1} = \frac{q_2}{2\pi\epsilon_0\ell} \ln \frac{R_3}{R_2} \quad (7.2)$$

onde q_1 é a carga na superfície do eletrodo central, q_2 é a carga induzida na superfície interna do eletrodo externo e $q = q_1 + q_2$ a carga na superfície externa do eletreto. A expressão (7.2) pode ser reescrita da seguinte forma:

$$\frac{q - q_2}{\epsilon} \ln \frac{R_2}{R_1} = \frac{q_2}{\epsilon_0} \ln \frac{R_3}{R_2} \quad (7.3)$$

Fazendo

$$\frac{\ln \frac{R_3}{R_2}}{\ln \frac{R_2}{R_1}} = R_D \quad \text{e} \quad \frac{\epsilon}{\epsilon_0} = K$$

temos

$$q_2 = \frac{q}{1 + KR_D} \quad (7.4)$$

Introduzindo o detector na guia metálica do eletrômetro como mostram as figuras 7.7 e 7.8 o capacitor cilíndrico de leitura de raio R'_3 aparecerá entre o eletrodo externo do detector e o eletreto. Seja q'_1 e q'_2 as cargas transferidas para a superfície do eletrodo central e a carga induzida na superfície

interna do capacitor de leitura, respectivamente. Podemos assim escrever novamente:

$$\frac{q'_1}{2\pi\epsilon\ell} \ln \frac{R_2}{R_1} = \frac{q'_2}{2\pi\epsilon_0\ell} \ln \frac{R_3}{R_2} \quad (7.5)$$

Com o mesmo raciocínio utilizado anteriormente para

$$q = q'_1 + q'_2 \quad \text{e} \quad R_E = \frac{\ln R_1/R_2}{\ln R_2/R_1} \quad \text{temos:}$$

$$q'_2 = \frac{q}{1+KR_E} \quad \rightarrow \quad q = q'_2(1+KR_E) \quad (7.6)$$

Podemos assim obter a relação das cargas q induzida na superfície do eletrodo externo e q' induzida no capacitor de leitura:

$$q'_2 = \frac{1+KR_E}{1+KR_D} q'_2 \quad (7.7)$$

O campo elétrico no interior da câmara é dado por:

$$E = \frac{1}{2\pi\epsilon_0\ell} \frac{q - q_1}{r} = \frac{1}{2\pi\epsilon_0\ell} \frac{q_2}{r}$$

portanto:

$$E = \frac{q'_2}{2\pi\epsilon_0\ell} \frac{1}{r} \left(\frac{1+KR_E}{1+KR_D} \right) \quad (7.8)$$

7.7 - A resposta Teórica do Dosímetro de Eletreto à Radiação Ionizante. (52)

7.7.1 - Para um dosímetro de placas paralelas

Se um eletreto monopolar pode ser visto macroscopicamente como uma monocamada e é colocado entre dois eletrodos (duas placas paralelas de metal) (figura 7.10), um campo elétrico é induzido dentro e fora do eletreto.

Figura 7.10 - a) Eletreto entre dois eletrodos paralelos

ϵ = permitividade do eletreto

t_r = profundidade da camada uniforme de armadilhas de densidade de carga σ .

b) Dosímetro de eletreto tipo placas paralelas. Um filme de eletreto (mono camada elétrica) é colocado entre os eletrodos de metal.

Supondo que o eletreto ocupa uma área de um círculo cujo diâmetro da película de eletreto é muito maior do que a distância entre o eletreto e o eletrodo de metal (d_u e d_L). As intensidades do campo no "gap" inferior E_L e no "gap" superior E_u são dadas por:

$$E_L = - \frac{\sigma}{\epsilon_0} \left(\frac{t_e - t_r}{\epsilon} - \frac{d_u}{\epsilon_g} \right) \left(d_u + t_e \frac{\epsilon_g}{\epsilon} + d_u \right) \quad (7.5)$$

e

$$E_u = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \left(\frac{t_r}{\epsilon} + \frac{d_L}{\epsilon_g} \right) \left(d_u + t_e \frac{\epsilon_g}{\epsilon} + d_u \right) \quad (7.6)$$

$\sigma \equiv$ densidade de carga

ϵ e ϵ_g são respectivamente as constantes dielétricas relativas do eletreto e do gás nos "gaps".

$\epsilon_0 \equiv$ constante dielétrica no vácuo

d_L, d_u, t_e, t_r estão indicadas na figura 7.10.

As equações (7.5) e (7.6) indicam uma proporcionalidade da intensidade dos campos nos "gaps" e a densidade de carga de um eletreto.

Considerando um dosímetro de eletreto do tipo de placas paralelas carregado negativamente como mostra a figura 7.10b. Como $d_u = d_L = d$ e $d \gg t_e$, a intensidade do campo nos "gaps" é:

$$E = E_u = -E_L = \frac{\sigma}{2\epsilon_g \epsilon_0} \quad (7.7)$$

O decaimento de carga de um eletreto carregado negativamente, o qual é visto como uma monocamada causada pela captação de

íons produzidos num gás que a envolve. Portanto a taxa de decaimento do eletreto pode ser vista como:

$$\frac{d\sigma}{dt} = - 2 e \dot{n}_0 d M_p f_p \quad (7.8)$$

onde

e = carga do elétron

$\dot{n}_0$ = é a densidade dos pares de íon-elétron primários produzidos pela radiação por unidades de tempo.

M_p = fator de multiplicação do gás

f_p = eficiência da coleção de íons

A densidade dos pares elétron-íon primários é

$$\dot{n}_0 = C \frac{dD}{dt} \quad (7.9)$$

onde

C = é o fator de conversão ($2,7 \times 10^{11} \text{ Gy}^{-1} \text{ cm}^{-3}$ para o ar numa pressão atmosférica de 20° C).

D = dose de radiação em gray.

Das equações (7.8) e (7.9) teremos:

$$\frac{d\sigma}{dD} = - 2 e C d M_p f_p \quad (7.10)$$

Análogo a câmara de ionização⁽⁹⁹⁾ para $M_p=1$, a equação (7.10) torna:

$$\frac{d\sigma}{dD} = - 2 e C d f_p \quad (7.11)$$

Assumindo que os elétrons primários produzidos pela radiação ligam-se a moléculas de gás neutras para formar íons negativos, a eficiência de coleção de íons pode ser escrita como⁽⁹⁹⁾:

$$f_p = \frac{1}{(1 + \frac{1}{6} \xi_p^2)}$$

onde

$$\xi_p = \sqrt{\frac{R}{u_- u_+}} \left(\frac{\epsilon_g \epsilon_0}{\sigma} \right) \sqrt{n_0} d \quad (7.12)$$

e

u_- e u_+ são respectivamente as mobilidades dos íons negativos e positivos, e R é o coeficiente de recombinação.

Se $f_p = 1$, a equação (7.11) pode ser resolvida como

$$\sigma = \sigma_0 - 2 e C d D \quad (7.13)$$

Assim é de se esperar que a redução de carga pela radiação é proporcional à dose, se a recombinação de íons for pequena.

Para o fator multiplicação de um gás $M_p > 1$ e $f_p = 1$, a equação (7.10) pode ser reescrita como

$$\frac{d\sigma}{dD} = -2 e C d M_p \quad (7.14)$$

O fator de multiplicação M_p pode ser expresso como:

$$M_p = \left[\frac{A}{d} \right] \exp(\alpha' d) - \left[\frac{A}{d} \right] - \frac{n}{\alpha'} \quad (7.15)$$

onde

$$\alpha' = \begin{cases} \alpha - \eta & (\alpha \geq \eta) \\ 0 & (\alpha < \eta) \end{cases}$$

$$A = \left(1 + \frac{\eta}{\alpha'} \right) \left(\frac{1}{\alpha'} \right) \quad (7.16)$$

A referência 52 mostra a dedução da expressão (7.15).

A constante α é definida como o primeiro coeficiente de Townsend^(52,99) e é conhecido como uma função da intensidade de campo E e da pressão P do gás, isto é:

$$\frac{\alpha}{P} = f_1 \left(\frac{E}{P} \right).$$

Numa região onde $\frac{E}{P}$ é menor do que 100 V/(cm mm Hg), o coeficiente de Townsend pode ser representado por uma expressão polinomial

$$\alpha = \sum_n k_n E^n \quad (7.17)$$

O coeficiente de "fixação do elétron" η pode ser escrito numa forma similar à equação (7.17) numa região de $\frac{E}{P}$ baixa.

$$\eta = \sum_n m_n E^n \quad (7.18)$$

A resposta do dosímetro no "método multiplicação de um gás" pode ser calculado usando as equações de (7.14) a (7.18).

Por simplicidade, supomos $\eta = 0$ e $\alpha = k_1 E$. Então o fator de multiplicação do gás torna-se

$$M_p = \frac{1}{k_1 E d} [e^{(k_1 E d)} - 1] \quad (7.19)$$

O decaimento da carga do eletreto é assim aproximadamente expresso por

$$\frac{d\sigma}{dD} = - \frac{2 e C d}{K\sigma} [e^{(K\sigma)} - 1] \quad (7.20)$$

onde

$$K = \frac{k_1 d}{2 \epsilon_g \epsilon_0}$$

Se $K\sigma \ll 1$, a equação (7.20) é reduzida à equação (7.13).

Se $e^{(K\sigma)} \gg 1$, a equação (7.19) é reescrita como:

$$\frac{d\sigma}{dD} = - \frac{2 e C d}{K\sigma} e^{K\sigma} \quad (7.21)$$

Integrando a equação (7.20) vem:

$$D = \frac{1}{2 e C d} \left\{ \sigma + \left(\frac{1}{K} \right) \right\} e^{(-K\sigma)} + F_p(\sigma_0)$$

como $\sigma \ll \frac{1}{K}$ obtemos

$$\sigma = \frac{1}{K} \left[\ln \left(\frac{1}{2 e C d K} \right) - \ln(D - F_p(\sigma_0)) \right] \quad (7.22)$$

onde

$$F_p(\sigma_0) = \frac{1}{2 e C d K} e^{(-K\sigma_0)} \quad (7.23)$$

Portanto a carga do eletreto diminuirá aproximadamente obedecendo uma curva de decaimento logarítmica similar a da "multiplicação de um gás".

7.7.2 - Para um dosímetro cilíndrico coaxial

O campo elétrico no "gap" de um dosímetro de eletreto

cilíndrico (figura 7.10) é:

$$E_r = \frac{\sigma a}{\epsilon_g \epsilon_0 r} \quad (7.24)$$

A carga do eletreto decai por irradiação obedecendo uma relação similar à equação (7.10), logo

$$\frac{d\sigma}{dD} = - e C M_c f_c \int_a^b \frac{2\pi r dr}{2\pi a} \quad (7.25)$$

$$= - e C M_c f_c \frac{b^2 - a^2}{2a} \quad (7.26)$$

a é o raio externo do eletreto = r_2

b é o raio interno do eletrodo externo = r_1

M_c = fator de multiplicação do gás

f_c = eficiência de coleção de íons

vimos que

$$f_c = \frac{1}{(1 + \frac{1}{6}\xi_0^2)}$$

onde

$$\xi_c = \sqrt{\frac{R}{u_- u_+}} \left(\frac{\epsilon_g \epsilon_0}{\sigma} \right) \sqrt{n_0} \frac{b^2 - a^2}{2a}$$

Se $f_c = 1$, da equação (7.25) temos

$$\sigma = \sigma_0 - e C \frac{b^2 - a^2}{2a} D \quad (7.27)$$

o que indica que a carga reduzida é proporcional à dose. A sen-

sibilidade não depende somente da distância entre o eletreto e o eletrodo do metal, mas também do raio do eletreto.

Na referência (52) pode ser encontrada a equação que representa o fator M_c . Para $\eta = 0$ temos

$$M_c = \frac{2 \int_a^b \exp \left[\int_r^b \alpha dr \right] r dr}{b^2 - a^2} \quad (7.28)$$

A redução da carga do eletreto no método de multiplicação de gás é dada aproximadamente por

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dD} &= -e C M_c \frac{b^2 - a^2}{2a} \\ &= -e C b^{\delta\sigma} \frac{b^{2-\delta\sigma} - a^{2-\delta\sigma}}{(2 - \delta\sigma)a} \end{aligned} \quad (7.29)$$

onde

$$\delta = \frac{k_1 a}{\epsilon_g \epsilon_0}$$

Para $b \gg a$ a equação (7.29) é reescrita como

$$\frac{d\sigma}{dD} = -e C \frac{b^2}{(2 - \delta\sigma)a} \quad (7.30)$$

Integrando esta equação vem:

$$D = - \frac{a}{e C b^2} \left(2\sigma - \frac{\delta\sigma^2}{2} \right) + F_c(\sigma_0) \quad (7.31)$$

onde

$$F_c(\sigma_0) = \frac{a}{e C b^2} \left(2\sigma_0 - \frac{\delta\sigma_0^2}{2} \right).$$

Se a densidade da carga σ_0 for muito pequena como na câmara de ionização comum, a equação (7.31) fica

$$\sigma = \sigma_0 - \sqrt{e \frac{C b^2}{a} D} \quad (7.32)$$

A expressão acima indica que a carga do eletreto diminui como uma função da raiz quadrada da dose.

7.8 - Câmara de ionização de eletretos para neutrons rápidos

Como vimos no capítulo IV os neutrons rápidos são aqueles com energias próximas e maiores que 10 keV. Neutrons não ionizam diretamente a matéria. O dosímetro de eletreto para neutrons rápidos foi produzido substituindo o cilindro externo de alumínio como mostra nas figuras 7.5 e 7.9 por um de polietileno (CH_2), lucite ou qualquer outro material hidrogenado⁽⁴⁴⁻⁴⁸⁾. A ionização no ar interno a câmara é provocada pelo próton de recuo oriundo do espalhamento do neutron na parede desses materiais.

CAPÍTULO VIII

CÂMARA DE IONIZAÇÃO DE ELETRETOS PARA DETECÇÃO E DOSIMETRIA DE NEUTRONS TÉRMICOS

8.1.1 - O Novo Modelo

O novo modelo consiste em uma câmara de ionização de eletreto, descrito no capítulo VII, com uma camada fina de verniz contendo boro depositado na parede interna do eletreto externo ou cilindro externo da câmara de ionização.

Um feixe de neutrons paralelo monoenergético de energia térmica atinge a superfície da câmara, como mostra a figura 8.1. Ao atravessar a superfície do dosímetro o neutron térmico pode ser absorvido ou espalhado pelos núcleos do material da parede cuja probabilidade de interação é dada pelas secções de choque microscópicas σ_a e σ_s , visto no capítulo III. Ou seja, para um feixe de neutrons colimado e monocromático, de fluxo $\phi(x)$, que atravessa uma espessura x , podemos escrever

$$\phi(x) = \phi_0 e^{-N\sigma x} \quad (8.1)$$

onde N é o número de núcleos-alvo da parede por unidade de volume. Como pode ser inferido pela figura 8.1, neutrons atingirão a parede, serão espalhados ou absorvidos e poderão ainda não sofrer nenhuma perturbação em seu caminho atingindo a parede do lado oposto do dosímetro. Utilizando a expressão 8.1 e com as respectivas secções de choque pode-se determinar a absorção (σ_a) e o espalhamento (σ_s) pelo boro da parede para o feixe de neutrons incidente. Ao atravessar a parede do dosímetro os neutrons após serem espalhados, atingem a

Figura 8.1 - Espalhamento da Partícula α na Camada de Verniz e Boro

a camada de boro. Sabemos que o isótopo de boro (^{10}B) tem alta secção de choque de absorção para neutrons de baixa energia dando origem à reação nuclear:

conforme foi descrito na secção 5.1 do capítulo V. O número de partículas α formadas será igual a fração de neutrons absorvidos pela camada de boro

$$\phi(x) (1 - e^{-N_B \sigma_B x_B}) \quad (8.3)$$

Como a energia do neutron é pequena (0,0633 eV no feixe do reator) comparada com a energia dos produtos da reação (8.2), 0,84 Mev para o ^7Li e 1,47 Mev para a partícula α , a quantidade de movimento do neutron é praticamente nula não transmitindo quantidade de movimento a qualquer um dos produtos daquela reação. A partícula α é emitida devido a reação nuclear em direção oposta ao núcleo de lítio numa esfera de raio igual ao seu alcance máximo R_α . A partícula α perde energia para os meios que atravessa. As perdas de energia por unidade de comprimento pela partícula α devido a interação principalmente com elétrons orbitais dos átomos alvos deixa um rastro de átomos excitados e ionizados em seu caminho. Se há N átomos por unidade de volume, a taxa de energia perdida por unidade de comprimento é dada pela equação de Bethe-livingston^(70,94,95):

$$\frac{dE}{\rho dx} = 2k \left[\ln 2m_0 c^2 + \ln \frac{\beta^2}{(1-\beta^2)} - \beta^2 - \ln I \right] \quad (8.4)$$

onde

$$k = \frac{2(\pi N_0 \frac{Z}{A}) r_0^2 (m_0 c^2 z^2)}{\beta^2}$$

e

$N_0 \frac{Z}{A}$ é o número de elétrons por grama do meio em que a partícula está interagindo (alvo)

$$r_0 = \frac{e^2}{m_0 c^2} = \text{raio clássico do elétron (cm)}$$

$m_0 c^2$ = energia em repouso do eletron (Mev)

$\beta = \frac{v}{c}$ = fração de velocidade de luz é válida para qualquer partícula e está relacionada com a energia cinética T pela expressão:

$$\beta = \left[1 - \left(\frac{1}{(T/M_0 c^2) + 1} \right)^2 \right]^{1/2}$$

$M_0 c^2$ = energia em repouso da partícula incidente (α) (Mev)

ρ = densidade do alvo

N_A = número de Avogrado

Z = número atômico do alvo

z = número atômico da partícula incidente

A = número da massa do alvo

e = carga do elétron

m_0 = massa do elétron

v = velocidade de partícula incidente

M_0 = massa da partícula α (partícula incidente)

c = velocidade da luz

I = energia de ionização média dos átomos alvos, que é determinada da relação

$$\frac{Z}{A} \ln I = \sum \left[f_{z_i} \left(\frac{Z}{A} \right)_i \ln I_i \right]$$

onde

f_{z_i} são as frações das massas atômicas dos elementos componentes do alvo.

$\left(\frac{Z}{A} \right)_i$ = relação do número atômico e número de massa de cada elemento do alvo.

I_i = energia de ionização de cada elemento, é determinado experimentalmente.

O alcance da partícula α pode ser calculado por

$$R_\alpha = \int_0^{R_\alpha} dx = \int_0^{E_0} \frac{dE}{S(E)} \quad (8.5)$$

onde $S(E)$ é dada pela expressão (8.4) e $E_0 = 1,47$ Mev, é a energia inicial da partícula α ^(77,79).

A figura 8.2 (pg.86) mostra as curvas da energia inicial E_0 da partícula α em função de seu alcance médio no ar. Assim é possível com o valor do alcance máximo (médio) da partícula α no ar, utilizar a regra de Bragg-Kleeman ⁽⁷⁹⁾ para calcular também o alcance de partículas α em qualquer substância, ou seja:

$$R_s = R_a \left(\frac{\rho_a}{\rho_s} \right) \sqrt{\frac{A_s}{A_a}}$$

$$R_s \text{ (cm)} = 3,2 \times 10^{-4} \frac{\sqrt{A}}{\rho} R_{ar} \quad (8.6)$$

onde as grandezas:

R_s = alcance da partícula α numa substância diferente do ar

R_a = alcance da partícula α no ar

ρ_s = densidade de substância

ρ_a = densidade do ar

A_s = massa atômica de substância

A_a = massa atômica do ar

são expressas no cgs.

A ionização produzida pela perda de energia é determinada experimentalmente. Aproximadamente em média 35,5 eV são necessários para que cada par de íons seja produzido no ar pela partícula α , contudo o valor exato depende da velocidade da partícula. A partícula α como tem massa grande, praticamente não sofre deflexão como o elétron. Assim, viaja praticamente em linha reta. A partícula α é moderada e torna assim muito provável a captura de um elétron para formar um íon de He, e captura em seguida outro elétron para formar gás He. Quando isto acontece a ionização específica cai a zero. A figura 8.3 mostra a ionização específica (número de pares de íons por mm) versus o alcance médio da partícula α . A perda de energia por colisão é pequena tal que $\frac{dE}{dx}$ permanece muito próxima a uma constante. Quando E torna-se pequeno a ionização específica cresce rapidamente antes da partícula ser trazida ao repouso.

Na câmara de ionização como na câmara de eletreto a carga que será colectada ou a carga que compensa a carga do eletre

to, é igual ao produto de carga do eletrón e , pelo número p de íons formados, ou seja:

$$Q = e.p$$

8.1.2 - Fundamentos Matemáticos do Modelo

Consideremos um cilindro oco cuja parte maça é formada somente pela camada de verniz e boro, como mostra a figura 8.1.

Seja um sistema de coordenadas cartesianas cujo eixo z coincide com o eixo principal do cilindro, cuja origem está no centro da base inferior do cilindro.

O número de neutrons que atinge um elemento de área ΔA num intervalo de tempo Δt é dado por

$$N = \phi(x) \cdot \Delta A \cdot \Delta t \quad (8.7)$$

onde $\phi(x)$ é o fluxo de neutrons do feixe incidente na camada de verniz mais boro após atravessar a parede da câmara de ionização (equação 8.1).

O número de neutrons absorvidos pelo Boro-10, ou seja o número de partículas α formadas num elemento de volume ΔV e no intervalo de tempo Δt pode ser determinado através da expressão 8.2 como

$$N_{\alpha} = N(1 - e^{-N_B \sigma_B dx}) \quad (8.8)$$

onde

σ_B = secção de choque microscópica do ^{10}B

dx = é um incremento na direção x da espessura da camada de boro.

Supomos que um neutron reage com o ^{10}B e a partícula α tenha um alcance que varia segundo as coordenadas x, y, z onde β é o ângulo entre a direção da partícula α e o plano xy e θ o ângulo entre a projeção da direção da partícula α sobre xy e o eixo x .

Temos de calcular o número total de partículas α que penetra no cilindro de boro, para então calcularmos o número de pares de íons formados dentro do detector. Consideramos que o caminho que a partícula α percorre, varie segundo as coordenadas x, y e z e para que caia dentro do cilindro deva obedecer a condição:

$$x^2 + y^2 \leq R_c^2 \quad (8.9)$$

onde R_c é o raio interno da câmara de ionização. A espessura da camada de verniz e boro é desprezível em relação ao raio da câmara de ionização, ou seja $x_{(v+B)} \ll R_c$.

As coordenadas x, y, z podem ser escritas por

$$\left. \begin{aligned} x &= x_I - R_{(v+B)} \cos \beta \cos \theta \\ y &= y_I - R_{(v+B)} \cos \beta \sin \theta \\ z &= z_I + R_{(v+B)} \sin \beta \end{aligned} \right\} \quad (8.10)$$

onde x_I, y_I, z_I são as coordenadas do ponto inicial onde iniciou a reação com o boro.

Se a condição 8.9 for obedecida podemos calcular a energia com que a partícula α deixa a camada de verniz + boro:

$$E_R = E_0 - \frac{D}{R_{(v+B)}} E_0 \quad (8.11)$$

onde

$E_0 = 1,47$ Mev energia de partícula α emitida na reação $B(n, \alpha)$

$R_{(v+B)}$ é dado por (8.6).

D = é o caminho percorrido pela partícula α numa certa direção e deve obedecer a expressão

$$D = [(x_1 - x_I)^2 + (y_1 - y_I)^2 + (z_1 - z_I)^2]^{\frac{1}{2}} \quad (8.12)$$

onde x_1, y_1, z_1 são as coordenadas do ponto onde a partícula α de energia E_R deve penetrar no ar dentro do cilindro de boro. Seu alcance R_{ar} é devido a energia E_R , que é a energia final após a partícula perder parte de sua energia através da camada de verniz e boro. Uma análise das curvas 8.2 e 8.3 pode inferir aproximadamente que:

$$R_{ar} \text{ (cm)} = \frac{1}{2} E_R \text{ (Mev)} \quad (8.13)$$

De 8.11, 8.12 e 8.13 é possível determinar a energia depositada no ar pela partícula α , ou seja

$$E_{ar} = E_R \frac{D_{(ar)}}{R_{ar}} \quad (8.14)$$

onde $D_{(ar)}$ é também variável no ar de acordo com as coordenadas (x, y, z) e R_{ar} é o alcance da partícula α no ar devido a energia E_R .

Assim, o número de pares de íons formados na câmara de ionização é dado por:

$$I_p = \frac{E_{ar}}{W} \quad (8.15)$$

onde W é a energia de ionização necessária para a partícula α produzir um par de íons no ar.

Escolhendo uma direção aleatória dentro do intervalo 0 a 2π para os ângulos β e θ fazemos sucessivamente os cálculos mostrados acima, através de um programa de computador (apêndice III), segundo o seguinte diagrama de blocos:

Figura 8.2 - Energia da partícula α (MeV) versus o alcance médio no ar (a 15° C e 760 mm de Hg).⁽⁶⁹⁾

A - energia de 0 a 8 Mev
B - Energia de 7 a 11 Mev
C - energia de 11 a 14 Mev

Figura 8.3 - Curva de ionização de Bragg⁽⁶⁹⁾. A área sob a curva dá o número de partículas α formadas por mm para cada energia.

8.2 - Materiais e Métodos

8.2.1 - Construção do Detetor (Dosímetro)

O dosímetro de eletreto essencialmente é uma câmara de ionização cilíndrica (como foi descrito no capítulo VII) onde o eletrodo central é usado como um suporte do eletreto e o eletrodo externo é construído com materiais e espessuras adequadas a cada tipo de radiação. Para neutrons mais energéticos cuja energia é maior que 10 keV são usados materiais hidrogenados tais como polietileno, polipolietileno, cuja interação do neutron com estes materiais provoca a emissão de prótons [reação $n(H,p)$] que causam a ionização do ar contido dentro do volume do dosímetro.

No presente trabalho, no dosímetro cujo esquema pode ser visto na figura 8.4 e 8.4a, foram utilizados como eletrodo externo, polietileno e alumínio.

Figura 8.4 - Câmara de Ionização de Eletreto com a Câmara Seca Adaptada.

Figura 8.4a - Corte transversal da Câmara de Ionização de Eletreto mostrando as paredes externas e a fina camada de boro pintada internamente.

Na parede interna deste eletrodo foi pintada uma camada fina de verniz contendo boro amorfo*, a fim de detectar neutrons térmicos (energias menores que 0,5 eV) através da reação $^{10}\text{B}(n,\alpha)$. A razão de massa depositada na parede da área lateral da camada cilíndrica é da ordem de 0,576 mg/cm² para o alumínio e 0,737 mg/cm² para o polietileno. A camada fina de boro foi cuidadosamente pintada usando um pincel fino de modo que a mesma fosse a mais uniforme possível. Como eletrodo central foi utilizado uma agulha de injeção (aço inox) que foi introduzida no teflon (TFPE importado)⁽⁴⁾ de diâmetro maior.

* O boro amorfo é um pó preto obtido por redução de B_2O_3 com magnésio. O boro natural B consiste de dois isotopos de ^{10}B (19,79%) e ^{11}B (80,21%)^(100,101).

Na extremidade direita do dosímetro foi adaptada uma câmara seca contendo sílica gel afim de eliminar a umidade através de uma membrana fina de nylon, como pode ser visto ainda na figura 8.4. Mais detalhes sobre esta câmara seca podem ser encontrados no Apêndice I.

8.2.2 - Preparação, Cuidados e Carregamento do Dosímetro

Os dosímetros foram lavados em tetracloreto de carbono e álcool metílico afim de retirar as impurezas e em especial as partículas gordurosas. Após o que, foram secados em estufa à temperaturas próximas a 90° C. Quando retirados da estufa, cuidados foram tomados para resfriá-los à temperatura ambiente para que os mesmos não fossem contaminados pela condensação e partículas de poeira do ar. Utilizando uma descarga corona, conforme mostra a fotografia da figura 8.7, os dosímetros foram carregados durante um tempo de 90 segundos. As cargas iniciais dos dosímetros para todos os nossos experimentos variaram de 2,0 a 3,0 nC. Essas cargas e as cargas observadas em nossos experimentos foram corrigidas por um fator de correção (4,7) da relação $q = 4,7 q_1$, onde q_1 é a carga lida no eletrometro e q é a carga do eletreto (veja seção 7.6). O campo elétrico calculado no interior da câmara de ionização é de ordem de 2000 V/cm. A densidade superficial da carga é da ordem de $2,60 \times 10^{-4}$ nC/cm². Logo que carregados os dosímetros são levados novamente a estufa a uma temperatura de 120° C por um tempo em torno de 10 minutos, afim que haja estabilização de cargas. Assim preparados e carregados, os dosímetros estão prontos para seu devido uso e podem ser irradiados.

8.2.3 - Irradiação do Detector (Dosímetro) num Feixe de Neutrons Térmicos do Reator Nuclear do IPEN.

O detector foi colocado num suporte a 6 cm de uma janela quadrada (5,0 x 5,0 cm) do reator do Instituto de Pesquisas

Energéticas Nucleares (IPEN), de 2 Mw de potência. Esta janela é dividida verticalmente por oito placas de cádmio. O feixe de neutrons originado dentro do reator é assim colimado paralelamente numa direção cujo comprimento de onde pode ser determinado através da difração de neutrons por cristais. Através da expressão $\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m_0 E}}$ foi possível calcular a energia de $E = 0,0633$ eV.

O fluxo de neutrons térmicos $\phi = 9,0 \times 10^3$ n/cm².s foi determinado utilizando folhas de ouro pelo método de ativação de folhas, apresentado no capítulo V. Após irradiação por intervalos de 10 a 30 minutos a leitura da carga dos dosímetros eram obtidas através de um eletrômetro KEITHLEY 610 C. (Veja figura 7.7).

8.2.4 - Irradiação dos Detectores Usando a Fonte de Neutrons de Am-Be.

a) Irradiação dos Detectores por Neutrons Térmicos Moderados num Meio Difusor Homogêneo (água).

Afim de testar nosso modelo como um detector de neutrons térmicos num meio difusor homogêneo, o mesmo foi irradiado dentro de um barril metálico (Figura 8.5) contendo água em cujo centro estava uma fonte de neutrons de Am e Be*. Utilizando uma tampa de madeira também cilíndrica, tubos de alumínio foram fixados radialmente e em diferentes posições distante da fonte, afim de colocar o dosímetro com a devida proteção do meio e impurezas, como pode ser visto na figura 8.6. A fonte foi suspensa para fora da blindagem através de uma corda que passava por uma carretilha instalada adequadamente acima da mesma. Um suporte foi especialmente construído afim de colocar o dosímetro e mantê-lo fixo a uma distância desejada da tampa e direta-

* A fonte de Am-Be, reações, espectros de energia e demais detalhes podem ser vistos no Apêndice II.

Figura 8.5 - Sistema fonte e moderador para irradiação do dosímetro.

Figura 8.6 - Sistema de irradiação visto de cima.

Figura 8.7 - A fotografia acima mostra o carregamento do dosímetro de eletreto preso a um motor que gira durante a descarga corona para manter a uniformidade da carga.

mente à frente da fonte. A figura 8.8 mostra um corte vertical do sistema de irradiação onde pode ver-se a fonte dentro d'água, suspensa fora da blindagem, na direção do detector adaptado ao suporte.

O fluxo de neutrons térmicos no ponto do meio onde foi irradiado é de $3,8 \times 10^4$ n/cm².seg, calculado utilizando a teoria de difusão de dois grupos^(69,71,93). O fluxo no mesmo ponto foi também calculado ($4,2 \times 10^4$ n/cm².seg) através da medida de atividade de uma folha de ¹⁹⁷Au.

b) Irradiação dos Detectores por Neutrons Rápidos no Ar (sem moderador - água).

Após as câmaras serem irradiadas a uma distância 7,5 cm da fonte a água é retirada e a irradiação sem moderador pode ser realizada na ausência de neutrons moderados com energias superiores que as térmicas (10 keV). O espectro de energia dos neutrons emitidos pela fonte, pode ser visto no Apêndice II.

Figura 8.8 - Corte vertical do sistema de irradiação mostrando a fonte dentro d'água suspensa fora da blindagem na direção do dosímetro adaptado ao suporte.

8.3 - Resultados

A tabela 8.I apresenta as medidas do decaimento de carga quando as câmaras I,II,III e IV foram expostas ao feixe monoenergético (0,0633 eV) do reator nuclear do IPEN, conforme foi descrito na secção 8.2.3.

As medidas do decaimento de carga para as quatro câmaras de ionização mostradas na tabela 8.I foram graficadas utilizando um micro computador PC-XT e podem ser vistas na figura 8.9.

Identificamos nesta figura as retas a,b,c e d de acordo com o material da parede das câmaras conforme indicamos na tabela 8.I e na parte superior da figura.

Medidas do decaimento de cargas quando as mesmas câmaras de ionização (I,II,III e IV) são irradiadas num meio difusor homogêneo (água) como descrito na secção 8.2.4 (veja também fig.8.8) podem ser vistas na tabela 8.II.

Essas medidas quando graficadas dão origem as curvas da figura 8.10.

A tabela 8.III e fig.8.11 mostram os resultados experimentais quando as câmaras foram irradiadas sem água (moderador). Neutrons com altas energias incidem sobre as câmaras (em média 4,7 Mev) conforme pode ser visto no espectro das energias das fontes apresentadas no Apêndice II. A geometria do sistema foi mantida a mesma e somente a água foi retirada.

Tabela 8.I - Medidas do Decaimento de Carga Q(nC) das Câmaras de Ionização de Eletretos Expostas a um Feixe Térmico num Tempo t(h)

I - Câmara de ionização de eletreto com parede externa de polietileno sem a camada de verniz e boro (reta a na fig.8.9)

II - Câmara de ionização de eletreto com parede externa de polietileno com a camada de verniz e boro de 0,737 mg/cm² de espessura (reta c na fig. 8.9).

III - Câmara de ionização de eletreto com a parede externa de alumínio com a camada de verniz e boro de 0,576 mg/cm² de espessura (reta d na fig. 8.9).

IV - Câmara de ionização de eletreto com a parede externa de alumínio sem a camada de verniz e boro (reta b na fig.8.9).

C(nC) \ t(h)	0,0	0,8	1,0	1,3	2,0	2,3	3,0	3,3	4,0	4,3	5,3	6,0
I	2,28	2,21	-	2,19	-	2,17	-	2,15	-	-	-	-
II	2,30	2,23	-	-	-	2,11	-	2,00	-	-	-	-
III	2,25	2,10	-	2,00	-	1,82	-	1,63	-	1,44	1,23	-
IV	2,13	2,12	-	2,11	-	2,10	-	-	-	-	-	-

Figura 8.9 - O Decaimento de Carga das Câmaras de Ionização de Eletretos Exposta a um Feixe de Neutrons Térmicos Monoenergético do Reator Nuclear de 2 MW do IPEN.

Tabela 8.II - Medidas do Decaimento de Carga - As câmaras de ionização de eletretos são irradiadas num meio difusor homogêneo (água) a uma distância de 7,5 cm de distância da fonte.

$t(h)$ $C(nC)$	0,0	1,0	2,0	3,0	4,0	5,0	6,0	7,0	8,0	9,0	10,0
I	2,36	2,34	-	2,23	2,16	2,12	2,07	2,05	2,00	1,97	1,93
II	2,00	1,83	1,77	1,65	1,25	1,12	0,96	0,75	0,52	0,33	0,23
III	2,48	2,15	1,83	1,51	1,15	0,76	0,45	0,20	0,00	-	-
IV	1,98	1,95	1,97	1,82	1,77	1,70	1,72	1,67	1,65	-	-

Tabela 8.III - Medidas do Decaimento de Carga das Câmaras de Ionização de Eletretos Expostos a Neutrons de Alta Energia a Fonte de Am-Be no Ar. A distância da CIE a fonte é 7,5 cm. O tempo de exposição t (horas) e a carga Q em (nC).

$t(h)$ $Q(nC)$	0,0	1,0	2,0	3,0	4,0	5,0	6,0	7,0	8,0	9,0	10,0
I	2,77	2,77	2,77	2,77	2,77	2,72	2,70	2,67	2,62	2,57	2,57
II	3,10	2,73	2,70	2,67	2,65	2,53	2,50	2,53	2,53	2,46	2,40
III	2,73	2,72	2,68	2,67	2,63	2,63	2,60	2,57	2,55	2,53	2,48
IV	2,95	2,90	2,87	2,86	2,86	2,85	2,83	2,80	2,76	2,73	2,71

Figura 8.10 - Decaimento de Carga da Câmara de Ionização de Eletretos
Expostos a Fonte de Neutrons com Moderador. (água)

Figura 8.11 - Decaimento de Carga da Câmara de Ionização de Eletretos
Expostos a Fonte de Neutrons sem Moderador (ar).

8.3.1 - Análise dos Resultados

Uma análise das figuras 8.9 e 8.10 mostram que as retas $a(P)$, $b(Al)$, $c(P+V+B)$, $d(Al+V+B)$ têm diferentes declividades. Essas declividades podem ser traduzidas através da relação $\frac{\Delta Q}{\Delta t}$ que representa a variação da carga armazenada no eletreto pela variação do tempo de irradiação. A tabela 8.IV mostra estas relações.

Na figura 8.9 pode ser visto que existe um paralelismo entre as retas $a(P)$ e $b(Al)$ respectivamente. Isto comprova nitidamente que as câmaras cuja parede interna possuem uma camada de verniz contendo boro tem grande sensibilidade a neutrons térmicos devido à reação $B(n,\alpha)$ como foi descrito nas secções prévias. Como esperado, as câmaras cujas paredes não contém a camada de boro não se mostraram sensíveis à neutrons térmicos. A razão entre as declividades das retas c e d correspondentes às câmaras de parede de polietileno com verniz mais boro e alumínio com verniz mais boro é aproximadamente de um fator 0,47 (Tabela 8.IV). Apesar da quantidade de boro no verniz da parede de alumínio ser 20% menos que o boro da camada de verniz na parede de polietileno, houve um decaimento de carga maior para a câmara da parede de alumínio (reta d). O que pode ser explicado a priori pelo cálculo da secção de choque do polietileno como indicado no capítulo III que mostra que o polietileno tem uma alta secção de choque de espalhamento ($\sigma_s = 161,6$ b), enquanto que a secção de choque de espalhamento do alumínio é praticamente desprezível ($\sigma_s = 5,5$ mb). Outro fator que deve ser mencionado para justificar esta discrepância é a não metalização da parede de polietileno que deve alterar a eficiência de captação de íons negativos gerados na ionização quando a câmara é irradiada. Há uma recombinação de cargas dentro da câmara, o que diminui sensivel-

Tabela 8.IV - Variação da carga compensada no eletreto pela variação do tempo de irradiação ($\frac{\Delta Q}{\Delta t}$ em nC/s) das câmaras de ionização de eletretos (I,II,III,IV) quando expostos a neutrons térmicos. Calculados das figuras 8.9, 8.10 e 8.11.

			Fig.8.9	Fig.8.10	Fig.8.11
			Feixe do Reator $\phi_T = 9,0 \times 10^3 \frac{n}{cm^2.s}$ $E = 0,0633 \text{ eV}$	Meio Difusor (água) $\phi_T = 3,8 \times 10^4 \frac{n}{cm^2.s}$ $E_p = 0,0253 \text{ eV}$	No ar $\phi_R = 1,15 \times 10^4 \frac{n}{cm^2.s}$ $\bar{E} = 4,7 \text{ Mev}$
Retas na Figura	Câmaras	Material de Parede da Câmara	$\frac{\Delta Q}{\Delta t} \left(\frac{nC}{s} \right)$ $(\times 10^{-4})$	$\frac{\Delta Q}{\Delta t} \left(\frac{nC}{s} \right)$ $(\times 10^{-4})$	$\frac{\Delta Q}{\Delta t} \left(\frac{nC}{s} \right)$ $(\times 10^{-4})$
a	I	Polietileno	0,47	0,56	0,45
b	IV	Alumínio	0,17	0,43	0,27
c	II	Polietileno + Verniz e boro.	1,17	1,93	0,27
d	III	Alumínio + verniz e boro	2,49	4,19	0,31

mente a compensação de cargas no eletreto como mostram as figuras 8.9 e 8.10. Essas figuras mostram ainda que existe uma certa flutuação na leitura das medidas das cargas quando a parede de polietileno é utilizada. Fato este que pode ser inferido experimentalmente devido à captação de cargas na parede externa do eletrodo plástico e que viria a alterar o campo elétrico interno da câmara. Por outro lado as câmaras com paredes de alumínio mostraram uma grande estabilidade na leitura da carga e um decaimento proporcional ao tempo de irradiação quer num feixe monoenergético quer num meio de difusão homogêneo.

A figura 8.10 mostra os resultados quando as câmaras são colocadas num fluxo de um meio difusor homogêneo que contém a fonte de neutrons. As retas a(P) e b(Al) que correspondem as câmaras que não contém boro, apresentam também um paralelismo, justificando plenamente a ausência da reação $B(n, \alpha)$. Nota-se também, analisando a figura 8.10 e a tabela 8.IV que existe um fator 0,47 na relação entre as declividades das câmaras de paredes de polietileno e alumínio com verniz contendo boro. A proximidade deste fator com aquele obtido no feixe do reator mostra sem dúvida nenhuma, que experimentalmente as câmaras irradiadas em sistemas e condições diferentes por neutrons térmicos (de energias diferentes), acusam a razão das declividades aproximadamente constante. Isto comprova que somente o espalhamento do polietileno não pode ser levado em consideração para justificar as discrepâncias das declividades entre as retas que correspondem as câmaras com alumínio e polietileno, reforçando a afirmação anterior que "a não metalização do interior da parede de polietileno não contribui adequadamente para a captação dos íons negativos dentro da câmara". Na difusão, os neutrons térmicos estão difundidos em todos os pontos do meio quando espalhados pelo hidrogênio da água, portanto o espalhamento do feixe direcionado

da fonte ao detector pelo polietileno é compensado por aqueles espalhados em pontos ao redor do detector que adentrarão a parede do polietileno. Deste modo o espalhamento do polietileno não justifica a declividade menor das paredes constituídas por este material, e sim a alteração do campo interno de câmara que provoca um desvio nas linhas deste campo elétrico fazendo com que as cargas negativas desloquem para a parte metálica do detector.

Ainda podemos concluir na tabela 8.IV e figura 8.11 que quando as câmaras são expostas à fonte de Am-Be no ar, existe aproximadamente um paralelismo de todas as retas a,b,c e d com pequenas declividades. Isto era esperado pela ausência do moderador e essas pequenas declividades podem ainda ser justificadas pelos raios γ emitidos pela fonte e através da probabilidade existente dos neutrons mais energéticos ao serem espalhados pelo polietileno, emitindo prótons de recuo.

A sensibilidade do detector de neutrons é definida como a contagem por segundo por unidade de fluxo de neutrons. Assim para obter a sensibilidade das câmaras de ionização de eletretos as razões $\frac{\Delta Q}{\Delta t}$, foram divididas pelos respectivos fluxos medidos e calculados nas experiências. A tabela 8.V mostra essas sensibilidade.*

De acordo com os fundamentos matemáticos que foram apresentados na secção 8.1.2 um programa de computador foi desenvolvido (Apêndice III) e foi possível fazer uma análise numérica afim de comparar com os resultados experimentais apresentados anteriormente. Nesta análise foi possível calcular o número de cargas elétricas formadas dentro das câmaras de ionização de

* A discussão acima foi realizada através da razão $\frac{\Delta Q}{\Delta t}$ (nC/s) apenas pela conveniência de análise dos dados obtidos experimentalmente, em especial para as câmaras que não continham a camada de boro.

Tabela 8.V - Sensibilidades das Câmaras de Ionização de Eletretos

$$\left[\left(\frac{\Delta Q}{\Delta t} \right) / \phi \right]$$

NORMALIZADAS À ENERGIAS TÉRMICAS

CÂMARA DE IONIZAÇÃO DE ELETRETOS EXPOSTA AO FEIXE MONOENERGÉTICO DO REATOR (ENERGIA E = 0,0633 eV e fluxo $\phi = 9,0 \times 10^3 \frac{n}{cm^2.s}$)			
Parede da Câmara de Ionização	Experimental	Calculada	Calculada não consi derando a camada de verniz
	$\left(\frac{nC}{\text{neutron}} \right)$ cm ²	$\left(\frac{nC}{\text{neutron}} \right)$ cm ²	$\left(\frac{nC}{\text{neutron}} \right)$ cm ²
	x(10 ⁻⁸)	(x 10 ⁻⁸)	(x 10 ⁻⁸)
P+V+B	1,29	1,11	13,9
Al+V+B	3,94	3,25	25,4
CÂMARA DE IONIZAÇÃO DE ELETRETOS NO MEIO DIFUSOR HOMOGÊNEO CONTENDO A FONTE (ENERGIA E = 0,0253 eV e fluxo $\phi = 3,8 \times 10^4 \frac{n}{cm^2.s}$)			
P+V+B	0,36	0,38	6,42
Al+V+B	0,99	0,85	15,3

eletretos revestidas com verniz contendo boro (Tabela 8.V). Inicialmente foi feito um cálculo considerando somente a espessura de boro de acordo com a massa depositada. Contudo o boro foi diluído dentro do verniz e sendo a espessura da camada de verniz (considerando só a massa de verniz) dez vezes maior que a espessura do boro, o alcance das partículas α foi considerado na espessura de verniz para o cálculo da energia depositada pela partícula α antes de atingir o ar no interior da câmara. Somente as partículas α formadas próximas à superfície interna ionizarão o ar no interior da câmara de ionização. A energia depositada no ar por uma partícula α foi calculada aproximadamente utilizando os alcances desta partícula no verniz e no ar.

Os resultados obtidos desta análise numérica foram divididos pelos respectivos fluxos. As sensibilidades calculadas e as sensibilidades obtidas experimentalmente podem ser vistas na tabela 8.V. Essas sensibilidades mostram que existe uma discrepância entre os resultados calculados e experimentais. Contudo pode-se inferir desses resultados que a eliminação da camada de verniz aumenta a eficiência do detector. A distribuição do boro no verniz afeta a sensibilidade do detector. A granulação do boro altera a probabilidade de absorção de neutrons na reação $B(n, \alpha)$, já que o boro foi considerado no cálculo como distribuído uniformemente através de toda a camada de verniz. O espalhamento de neutrons por esta camada inseminada com boro não foi também considerado em nossa análise numérica. Porém com os resultados experimentais e teóricos obtidos é possível apontar importantes conclusões na detecção e dosimetria de neutrons térmicos.

8.4 - Conclusões e Sugestões

As sensibilidades das câmaras de ionização de eletretos para neutrons térmicos apresentados na tabela 8.V mostram valores na ordem de 10^{-8} nC/s por unidade de fluxo, enquanto que para os detectores BF_3 , comumente usados as sensibilidades é da ordem de 10^{-6} nC/s por unidade de fluxo. Diferença esta que pode ser inferida do detector de eletretos que apresenta uma eficiência maior do que a do BF_3 , pois a camada de verniz utilizada na câmara de ionização de eletretos, quando eliminada dará uma eficiência de no mínimo oito vezes como pode ser visto pela tabela 8.V. No BF_3 é usado boro na forma isotópica enriquecido de 96,6% enquanto que o boro utilizado no detector de eletreto está na forma amorfa com enriquecimento menor que 20%. A utilização de ^{10}B puro poderá assim, aumentar a eficiência pelo menos cinco vezes. No "tubo BF_3 " o gás trifluoreto de boro está distribuído num volume dez vezes maior que o volume do detector de eletretos.

A câmara de ionização de eletretos é um detector que apresenta algumas vantagens quando comparada com o detector BF_3 . Neste detector as pressões são controladas e não pode ser utilizado com gás à pressão atmosférica como acontece com o detector de eletretos. O BF_3 apresenta dificuldades naturais para se obter a leitura, enquanto que o detector de eletreto torna a leitura muito mais fácil. O tempo de utilização do BF_3 é dependente do tempo de vida do gás dentro da câmara, enquanto a câmara de ionização de eletreto é recuperável e o tempo de vida dependerá simplesmente da camada de boro depositada na parte interna do detector.

Além dessas vantagens o detector de eletretos tem ainda a facilidade do manuseio de transporte e é desmontável para

fins de limpeza. A umidade pode ser controlada através de sua câmara seca também idealizada no decurso deste trabalho. A estabilidade de carga é bastante alta para um tempo relativamente longo que pode ser comprovada pelos anos de experiência e utilização (veja apêndice I). O decaimento de carga é comparável com a radiação natural do ambiente não havendo a necessidade de preocupar-se com essa radiação.

Assim, com condições melhores e tecnologias mais avançadas para a deposição da camada de boro enriquecido, otimizando-se as dimensões da câmara, bem como a camada de boro isotópico pode-se obter um detector para neutrons térmicos com eficiência pelo menos 40 vezes maior que o construído nesta tese. O alumínio pode ser utilizado como parede ou cátodo devido sua baixa secção de choque, quer de absorção ou espalhamento, embora é possível aparecer neste material uma certa atividade devido as reações dos núcleos de Al e o fluxo de neutrons térmicos.

Das considerações feitas no capítulo VI, e diante da facilidade do manuseio do detector projetado neste trabalho, é possível projetar um detector como um instrumento portátil de conveniente uso com uma resposta à dose absorvida num intervalo de energias térmicas (0,0253 eV) até energias mais altas. Para isto, basta envolver a câmara de ionização de eletretos de parede de polietileno ou alumínio, forrada internamente com ^{10}B , com um cilindro concêntrico de polietileno. A parede externa de polietileno deve ser espessa o suficiente afim de termalizar os neutrons de energias mais altas.

8.5 - Trabalhos Futuros

1. Utilizando técnicas mais adequadas, para depositar boro enriquecido na parede interna do detector, por exemplo eletroforese, construir um detector de neutrons térmicos com espessuras de boro desde 0,1 a 1 mg/cm². Realizando medidas comparativas com outros detectores convencionais num meio difusor calibrá-lo desde fluxos baixos até fluxos mais altos.
2. Construir novos detectores com eletrodos externos de alumínio forrados internamente com outros materiais com secções de choque para energias térmicas, intermediárias e rápidas ou seja: detectores para todo espectro de energia dos neutrons. Maior ênfase deve ser dada na construção de uma "câmara de fissão com eletreto" através da reação do neutron térmico com materiais físeis.
3. Construir um monitor de neutrons ("rem meter") envolvendo a câmara de ionização construída com cilindros concêntricos de polietileno. Através deste monitor será possível medir a dose absorvida de neutrons altamente energéticos até mais baixas energias.
4. Além dessas sugestões referentes a detecção e dosimetria de neutrons, pode-se construir um detector de partículas α , através do qual, seria possível fazer medidas na atmosfera e ambientes com alta concentração de radônio.

APÊNDICE I

I.1 - Estudo da estabilidade da câmara de ionização de eletretos.

Apesar dos inúmeros trabalhos publicados após o surgimento da câmara de ionização cilíndrica (1978), um estudo mais criterioso foi necessário para verificar sua estabilidade de carga durante um longo período de tempo. Assim nossa primeira preocupação foi verificar a variação da carga do eletreto considerando diferentes tratamentos, quer em atmosferas naturais ou artificiais.

I.1.1-Preparação dos Dosímetros

O eletreto foi montado no eletrodo central de oito dosímetros de geometria equivalentes. Esses dosímetros foram secos em estufas cuja atmosfera encontrava-se a uma temperatura de 120°C. A medida de carga neste estágio mostrou sua completa ausência. Os dosímetros foram então carregados como descrito anteriormente (capítulo VII). Após o carregamento e uma leitura prévia, os dosímetros foram divididos em três grupos de quatro, a fim de receber o tratamento adequado, mostrado no quadro abaixo.

GRUPO I	Dois dosímetros receberam tratamento de calor. Dois dosímetros receberam tratamento térmico quando o eletreto era coberto com uma folha de alumínio.
GRUPO II	Dois dosímetros foram irradiados e dois outros não receberam nenhum tratamento.
GRUPO III	Dois dosímetros foram irradiados e depois de receberem o tratamento de calor, enquanto que os outros dois somente receberam o tratamento de calor.

Os dosímetros do grupo I foram observados por dois anos e meio (30 meses) enquanto que os dosímetros dos grupos II e III foram observados por sete meses.

O objetivo desses tratamentos foi encontrar condições de otimização de modo a estabilizar a carga. O tratamento de calor foi de 120° C por 30 minutos. O tratamento pela radiação foi uma exposição de 0,18 mC kg⁻¹ (700 mR) com uma fonte de raios-X de 60 kVp e uma diminuição de até 10% por mês na carga. A tabela I.1 mostra os valores do decaimento da carga média dos dosímetros por mês num período de 28 meses. A figura I.1 mostra a curva típica da perda de carga de um dosímetro que recebeu tratamento térmico.

Tabela I.1 - Decaimento médio de cargas por mês (em C)

Período de decaimento (meses)	Sem tratamento de calor	Com tratamento de calor
1º	$1,0 \times 10^{-10}$	$0,8 \times 10^{-10}$
2º a 7º	$0,08 \times 10^{-10}$	$0,04 \times 10^{-10}$
2º e 28º	----	$0,05 \times 10^{-10}$

Figura I.1 - Curva típica mostrando a perda de carga de um dosímetro que recebeu tratamento térmico.

Os resultados na tabela I.1 apresentam um resumo do decaimento de carga média por mês mostrando os valores médios para os diferentes grupos. Em suma:

- A carga perdida durante o primeiro mês sem nenhuma exposição à radiação foi de aproximadamente 3% para todos os dosímetros com uma pequena dependência para aqueles que receberam tratamento de calor.
- A carga perdida após o primeiro mês foi muito pequena 0,3% ao mês sem o tratamento de calor é de 0,2% ao mês com tratamento de calor.
- Irradiar o dosímetro antes de carregá-lo não mostrou efeito significativo quanto a estabilidade de carga.
- A figura I.1 mostra ainda que a carga perdida depois do primeiro mês pelos dosímetros é comparável com a radiação ambiental de fundo.

I.2 - Estabilidade de carga e a umidade

Um estudo sistemático do decaimento de carga com os dosímetros foi realizado. Os dosímetros após terem apresentado uma grande estabilidade num longo período de tempo como foi mostrado pelas experiências anteriores, foram ainda testados em atmosferas úmidas e secas. A medida de carga ao longo do tempo varia com a umidade conforme pode ser visto na figura I.2.

Esta variação atinge valores dentro de um intervalo de 10 a 30% para uma carga inicial de 3 nC. Na mesma figura pode ser visto um decaimento quase nulo de carga, quando a atmosfera é mantida seca (reta b).

I.2.1 - Adaptação de uma câmara seca ao dosímetro

Pela grande instabilidade de carga notada pela experiência descrita acima, e para que houvesse uma utilização adequada dos dosímetros num ambiente de condições de temperatura e pressão, câmaras secas foram adaptadas as extremidades dos dosímetros originais, como mostra a figura 7.1. Estas câmaras secas contêm sílica-gel que é separada da região interna do dosímetro por uma fina membrana de nylon. A sílica-gel pode ser trocada quando necessário mantendo a atmosfera interna dos dosímetros com mínima umidade possível mesmo em ambientes de muito baixas temperaturas.

A medida da carga ao longo do tempo varia com umidade conforme mostra a (reta a) da figura I.2 obtida em atmosfera com 10% de vapor d'água. Esta variação atinge de 10 a 30% para uma carga inicial de 3 nC. Na mesma figura pode ser visto um decaimento muito baixo de carga quando a atmosfera é mantida seca (reta b). Decaimento este de 0,02% por mês para uma carga inicial de 3 nC que é comparável a queda que seria esperada devido a radiação de fundo do meio ambiente. Para uso mais adequado do dosímetro em diferentes condições físicas do meio ambiente a câmara seca adaptada ao dosímetro mostrou-se útil e estável.

Figura I.2 - Variação da Carga do Dosímetro: sem umidade (a); com 100% de umidade (b).

APÊNDICE II

II.1 - A Fonte de Neutrons

A fonte de neutrons utilizada é a de Am-Be. Neutrons são produzidos pelo bombardeamento do berílio pela partícula α segundo a reação

A tabela II.1 mostra um sumário das características da fonte de Am-Be e outras fontes de neutrons que são usadas comumente.

A linha interrompida na figura II.1 mostra o espectro de neutrons da fonte de Am-Be.

A figura II.2a mostra a fonte dentro da blindagem e II.2b mostra o corte vertical interno onde está localizada a capsula de Am-Be, cuja atividade é de 5 Ci e a sua intensidade quando de sua fabricação era de $0,9 \times 10^7$ n/s.

A figura II.3 mostra a taxa de exposição da fonte em função da distância radial à fonte num plano horizontal. A figura II.4 mostra a taxa de exposição também em função da distância radial à fonte num plano vertical. As figuras II.5 e II.6 mostram a taxa de exposição quando a fonte está inserida dentro da blindagem.

Utilizando um detetor Na I Tl durante um tempo de 25 minutos foi feito um espectro de radiação γ da fonte de Am-Be conforme mostra a figura II.7.

A curva obtida da medida de dose equivalente em função da distância entre o centro da fonte e o centro do detetor, pode ser visto na figura II.8. Foi utilizado para obtenção dessas

medidas um contador "Nuclear Enterprises" - LTD do IPEN de São Paulo.

Tabela II.1 - Propriedades dos Radioisotopos usados para produzir fontes de neutrons através da reação $\text{Be}(\alpha, n)$.

Radioisotopos	Meia-Vida	Atividade Específica (Ci/g)	Energia da partícula (Mev)	Rendimento de Neutrons n/seg x 10 ⁻⁶ Ci	Razão de exposição de raios-γ por curie (em mR/h a 1 m)
Ra ²²⁶	1600 anos	0,988	4,8; 5,3; 5,5; 6,0; 7,7	20	835
Po ²¹⁰	134,4 dias	4,50x10 ³	5,30	2,5	0,03
Pu ²³⁶	80 anos	17,4	5,50; 5,46	2,7	~0,03
Pu ²³⁵	24360 anos	0,0617	5,15; 5,13; 5,10	2,2	~0,03
Am ²⁴¹	458 anos	3,23	5,48	2,7	0,03

Figura II.1 - Espectro de neutrons da fonte de Am-Be.

Figura II.2a - Blindagem contendo a fonte Am-Be.

Figura II.2b - Corte vertical da fonte de Neutrons contendo a cápsula de Am e Be.

Figura II.3 - Taxa de exposição da fonte em função da distância radial à fonte num plano horizontal.

Figura II.4 - Taxa de exposição em função da distância radial à fonte num plano vertical.

Figura II.5 - Taxa de exposição quando a fonte está inserida dentro da blindagem (num plano horizontal).

Figura II.6 - Taxa de exposição quando a fonte está inserida dentro da blindagem (num plano vertical).

Figura II.7 - Espectro da radiação γ da fonte de Am-Be.

(detetor: NaI:Tl - 7,5 x 7,5 cm)

distância fonte detetor-fonte = 100 cm

tempo de levantamento = 25 minutos

Figura II.8 - Medida da dose equivalente em função da distância entre o centro da fonte de neutrons e o centro do detector ("rem counter"-Nuclear Enterprises LTD - IPEN-São Paulo).

APÊNDICE III

```

PROGRAM NEUTRON3
C  CALCULO DE CARGA NUM DOSIMETRO DE PARADE DE ALUMINIO E BORO
  IMPLICIT REAL*8 (A-Z)
  INTEGER J,K,L,N

C  PARAMETER( R = 6.187D0, T = 3.84D-2, EI = 1.47D6, W = 35.5D0,
*  RB = 6.9D-3, H = 35.35D0, MU = 0.4033D0,
*  DXI = 3.84D-3, PI2 = 6.283185307179586D0)

C  WRITE(*,'(A\)' ) ' FLUXO DE NEUTRONS (n/mm2/S):'
  READ(*,*) FN
  WRITE(*,'(A\)' ) ' TEMPO DE INTEGRACAO (seg):'
  READ(*,*) TI

C  FO = TI * FN * (H*(R+T))/2.D2
  RND = RAN1(-3)
  S = 0.D0
  ST = 0.D0
  IP = 0.D0
  ZI = 0.D0
100  YI = 0.D0
200  FI = FO
  XI = DSQRT((R+T)**2 - YI**2) - DXI
300  WRITE(*,'(A\)' ) ' ZI,YI,XI: '
  WRITE(*,*) ZI,YI,XI
  WRITE(*,'(A\)' ) ' CARGA:'
  WRITE(*,*) 8.0D0 * 1.6D-19 * IP / TI
  F = FI * DEXP(-MU*DXI)
  NA = ANINT(FI - F)
  N = INT(NA)
  WRITE(*,*) NA
  K = 1
  F = FI - NA
  ST = ST + NA
  FI = F
400  RND = RAN1(RND)
  RN1 = RND
  Z = ZI + RB * DSIN(RND*PI2)
  RB1 = RB*DCOS(RND*PI2)
500  RND = RAN1(RND)
  RN2 = RND
  X = XI - RB1*DCOS(RND*PI2)
  Y = YI + RB1*DSIN(RND*PI2)
  IF( (X**2 + Y**2) .GE. (R**2)) GOTO 800
  S = S + 1.D0
  DX = (X-XI)/1.D2
  DY = (Y-YI)/1.D2
  DZ = (Z-ZI)/1.D2
  X1 = XI
  Y1 = YI
  Z1 = ZI
  L = 1
600  IF((X1**2 + Y1**2) .GE. (R**2)) GOTO 700
  D = DSQRT((X1-XI)**2 + (Y1-YI)**2 + (Z1-ZI)**2)
  ER = EI - D * EI/RB

```

```

IF( ER .LT. W) GOTO 800
RA = 5.DO * ER * 1.D-6
Z = Z1 + RA * DSIN(RN1*PI2)
RB1 = RA * DCOS(RN1*PI2)
X = X1 - RB1*DCOS(RN2*PI2)
Y = Y1 + RB1*DSIN(RN2*PI2)
DX = (X-X1)/1.D2
DY = (Y-Y1)/1.D2
DZ = (Z-Z1)/1.D2
X2 = X1
Y2 = Y1
Z2 = Z1
J = 1
610 IF(((X2**2 + Y2**2) .LE. (R**2)) .AND.
* (Z2 .GT. 0.DO) .AND. (Z2 .LT. H/2.DO) .AND. (X2 .GT. 0.DO)
* .AND. (Y2 .GT. 0.DO)) GOTO 620
615 D = DSQRT((X1-X2)**2 + (Y1-Y2)**2 + (Z1-Z2)**2)
EA = D*ER/RA
IP = IP + EA/W
GOTO 800
620 X2 = X2 + DX
Y2 = Y2 + DY
Z2 = Z2 + DZ
J = J+1
IF(J .EQ. 100) GOTO 615
GOTO 610
700 X1 = X1 + DX
Y1 = Y1 + DY
Z1 = Z1 + DZ
L = L + 1
IF( L .EQ. 100) THEN
S = S - 1.DO
GOTO 800
ENDIF
GOTO 600
800 K = K + 1
IF( K .LT. N) GOTO 400
XI = XI - DXI
IF( (XI**2 + YI**2) .GT. (R**2)) GOTO 300
YI = YI + (R+T)/2.0D1
IF( YI .LT. (R+T)) GOTO 200
900 ZI = ZI + H/1.D1
IF( ZI .LT. H/2.DO) GOTO 100
C
IP = 8.DO * IP/TI * 1.6D-19
S = S*8.DO/TI
ST= ST*8.DO/TI
OPEN(1,FILE='PRN')
WRITE(1,'(A\)' ) ' NUMERO DE ALFAS CAPTURADAS:'
WRITE(1,*) S
WRITE(1,'(A\)' ) ' NUMERO DE ALFAS PRODUZIDAS:'
WRITE(1,*) ST
WRITE(1,'(A\)' ) ' TOTAL DE CARGA (COUL):'
WRITE(1,*) IP
CLOSE(1)

```

END

C

REAL*8 FUNCTION RAN1(IDUM)

C

GERA UM NUMERO ALEATORIO ENTRE 0 E 1

REAL*8 R,RM1,RM2

DIMENSION R(97)

PARAMETER(M1=259200,IA1=7141,IC1=54773)

PARAMETER(M2=134456,IA2=8121,IC2=28411)

PARAMETER(M3=243000,IA3=4561,IC3=51349)

RM1=1.D0/M1

RM2=1.D0/M2

DATA IFF /0/

IF(IDUM .LT. 0 .OR. IFF .EQ. 0) THEN

IFF=1

IX1=MOD(IC1-IDUM,M1)

IX1=MOD(IA1*IX1+IC1,M1)

IX2=MOD(IX1,M2)

IX1=MOD(IA1*IX1+IC1,M1)

IX3=MOD(IX1,M3)

DO 11 J=1,97

IX1=MOD(IA1*IX1+IC1,M1)

IX2=MOD(IA2*IX2+IC2,M2)

R(J)=(DBLE(IX1)+DBLE(IX2)*RM2)*RM1

11 CONTINUE

IDUM=1

ENDIF

IX1=MOD(IA1*IX1+IC1,M1)

IX2=MOD(IA2*IX2+IC2,M2)

IX3=MOD(IA3*IX3+IC3,M3)

J=1+(97*IX3)/M3

IF(J .GT. 97 .OR. J .LT. 1) PAUSE

RAN1=R(J)

R(J)=(DBLE(IX1)+DBLE(IX2)*RM2)*RM1

RETURN

END

APÊNDICE IV

DADOS UTILIZADOS E CALCULADOS NA PRESENTE TESE

ϕ_R = fluxo de neutrons do feixe monoenergético do reator	$9,0 \times 10^3 \text{ n/cm}^2.\text{s}$
ϕ_D = fluxo de neutrons no meio de difusão (água) calculada	$3,8 \times 10^4 \text{ n/cm}^2.\text{s}$
ϕ_P = fluxo de neutrons no meio de difusão medidas pela ativação do ouro	$4,2 \times 10^4 \text{ n/cm}^2.\text{s}$
X_V^{Al} (cm) = Espessura da camada de verniz na parede do Al.....	$3,84 \times 10^{-3} \text{ cm}$
X_B^{Al} (cm) = Espessura de boro na parede de Al do detector.....	$2,43 \times 10^{-4} \text{ cm} \Rightarrow$ $\Rightarrow 0,567 \text{ mg/cm}^2$
$X_{B(P)}$ = Espessura de boro considerando somente boro na parede do P do detector ..	$3,15 \times 10^{-4} \text{ cm} \Rightarrow$ $\Rightarrow 0,739 \text{ mg/cm}^2$
X_V^{Al} = Espessura de verniz na parede de alumínio	$3,84 \times 10^{-3} \text{ cm} \Rightarrow$ $\Rightarrow 4,72 \text{ mg/cm}^2$
X_V^P = Espessura de verniz na parede de polietileno	$5,30 \times 10^{-3} \text{ cm} \Rightarrow$ $\Rightarrow 6,69 \text{ mg/cm}^2$
M_V = Massa de verniz depositada na parede de Al do detector	$65,15 \text{ mg}$
M_B = Massa de boro no verniz depositada na parede de Al	$7,85 \text{ mg}$

M_{Au} = Massa de folha de ouro ativada	0,01151 g
M_p = Massa da parede de polietileno	3,376146 g
A_v = Massa atômica do verniz (base T.D.I. - C ₉ H ₆ N ₂ O ₂)	≈ 12,7 g
$Z_{ef(ar)}$ = número atômico efetivo do ar	≈ 7,64
$A_{(ar)}$ = Massa atômica do ar	≈ 14,52 g
R_v = Alcance médio da partícula α no verniz	$7,0 \times 10^{-4}$ cm
R_{ar}^{α} = Alcance médio da partícula α no ar com energia emitida na reação B(n, α)	0,824 cm
R_B^{α} = alcance médio de partícula α no boro ..	$4,50 \times 10^{-4}$ cm
$\sigma_a(^{11}B)$ = Secção de choque microscópica de ab- sorção do boro-11	5,5 mb
$\sigma_{a(B)}$ = Secção de choque microscópica de ab- sorção do ^{10}B neutrons térmicos de energia 0,0255 eV	3837 b
$\sigma_{a(B)}$ = secção de choque microscópica de ab- sorção do ^{10}B para neutrons térmicos com energia de 0,0633 eV	2411 b
$\sigma_{s(H)}$ = secção de choque microscópica de espa- lhamento do hidrogênio	38 b
$\sigma_{s(C)}$ = secção de choque microscópica do espa- lhamento do carbono	4,75 b
$\sigma_{s(O)}$ = secção de choque microscópica do espa- lhamento do oxigênio	3,76 b

$\sigma_{s(N)}$ = secção de choque microscópica do espalhamento do nitrogênio	10,6 b
$\sigma_{s(TDI)}$ = secção de choque microscópica de espalhamento do verniz após a evaporação	342,22 b
t = tempo de irradiação	151 h e 30 min
θ = tempo decorrido depois da irradiação até o momento da medida	164 h
$\sigma_{s(P)}$ = secção de choque de espalhamento microscópica do polietileno	161,5 b
$\sigma_{s(Al)}$ = secção de choque de espalhamento microscópica do alumínio	5,5 mb
$\sigma_{a(P)}$ = secção de choque de absorção do polietileno	1,34 b
$\sigma_{a(Al)}$ = secção de choque de absorção do alumínio	0,230 b
R_{α}^V = alcance médio da partícula α no verniz	$7,0 \times 10^{-4}$ cm
A_{Al} = massa atômica do alumínio	26,981 g
A_{Au} = atividade de folha de ouro irradiada por 151,5 h no meio de difusão a 7,5 cm de fonte	20, 3 Bq
$\rho(B)$ = densidade de $B^{(10,811)}$ (mistura de ^{11}B com ^{10}B	2,34 g/cm ³
$\rho(V)$ = densidade do verniz	1,224 g/cm

ρ_T = densidade do teflon $(C_2F_4)_n$	2,20 g/cm ³
ρ_P = densidade do polietileno $(C_2H_4)_n$	0,94 g/cm ³
ρ_{Au} = densidade do Au	19,3 g/cm ³
ρ_{Al} = densidade do alumínio	2,699 g/cm ³
S = intensidade de neutrons da fonte de Am-Be	$3,15 \times 10^6$ n/s
d = distância do centro da fonte ao centro do detetor onde foi irradiado no meio do fusor	7,5 cm
$\bar{D}$ = coeficiente de difusão na água (H ₂ O) ...	0,16 cm
L_T^2 = área de difusão	8,1 cm ²
ζ_T = idade do neutron ("neutron age")	27 cm ²
L_T = coeficiente de difusão	2,85 cm
S_R = área lateral do cilindro (considerando camada de verniz + boro)	13,82 cm ²
S_D = área lateral do detetor	16,16 cm ²
e = carga do elétron	$1,602 \times 10^{-19}$ C
r_1 = raio do eletrodo central	(0,25±0,05) mm
r_2 = raio externo do eletreto	(0,55±0,05) mm
r_3 = raio interno do detector	(6,25±0,05) mm
r_e = raio externo do detector	(7,95±0,05) mm
r'_3 = raio interno do eletrodo de leitura de eletrômetro	(2,37±0,05) mm

K = constante dielétrica do teflon	$K = \frac{\epsilon}{\epsilon_0} = 2$
l = comprimento do eletreto	$(33,45 \pm 0,05)$ mm
h_B = altura da camada de boro no detector ..	3,535 cm
E_α = energia da partícula α emitida na reação $B(n,\alpha)$	1,47 Mev
W = energia de ionização da partícula α necessária para formar um par de íons	35,5 eV
E_f = energia do feixe monoenergético do reator	0,0633 eV
λ_f = comprimento de onda do feixe monoenergético do reator	1,137 Å
$I_{(V)}$ = potencial de ionização do verniz	74,2 eV
$I_{(C)}$ = potencial de ionização do carbono	78 eV
$I_{(H)}$ = potencial de ionização do hidrogênio..	19,2 eV
$I_{(N)}$ = potencial de ionização do nitrogênio..	82 eV
$I_{(O)}$ = potencial de ionização do oxigênio ...	95 eV
$\mu_{(P)}$ = coeficiente de atenuação linear do polietileno para γ	0,03081 cm ⁻¹
$\mu_{(Al)}$ = coeficiente de atenuação linear do alumínio para γ	0,06742 cm ⁻¹
$\mu_{(água)}$ = coeficiente de atenuação linear da água	0,0321 cm ⁻¹

- 17) TYLER, R.W.; WEBB, J.H.; YORK, C.W. - J.Appl.Phys. 26, 61, (1955).
- 18) BHATNAGAR, C.S. - Indian J.Pure Appl.Phys. 2, 331, (1964).
- 19) SESSLER, G.M. & WEST, J.E. - Appl.Phys.Lett, 17, 507, (1970).
- 20) CHUDLEIGH, P.W. - Appl.Phys.Lett 21, 547 (1972); J.Appl. Phys. 47, 4475, (1976).
- 21) ATTIX, F.H. & ROESCH, W.C. (Eds) - Radiation Dosimetry, v.2, New York, Academic Press, (1966).
- 22) MJAZDRIKOV, O.A. - Kernenergie, 3, 687, (1960).
- 23) WOLFSON, J.L. & DYMENT, J.C. - Health Phys., 7, 36, (1961).
- 24) GROSS, B. & MORAES, R.J. - Phys.Rev., 126, 930, (1962).
- 25) FABEL, G.W. & HENISCH, H.K. - Solid State Electronics, 13, 1207, (1970).
- 26) FABEL, G.W. & HENISCH, H.K. - Phys.Stat.Solidi(a) 6, 535, (1971).
- 27) PODGORSK, E.B. & MORAN, P.R. - Science, 179, 380, (1973).
- 28) PODGORSK, E.B. & MORAN, P.R. - Appl.Phys.Letters, 24, 580, (1974).
- 29) PERLMAN, M.M. & UNGER, S. - Appl.Phys.Letters, 24, 578, (1974).
- 30) IKEYA, M.; MIKI, T. & NAKAJIMA, S. - Bull.Atom.Energ.Soc. Japan, 20, 817, (1978).
- 31) PESINO, D.; LEWINER, J. & DREYFUS, G. IEE Trans.Sci., NS-25, 117, (1978).
- 32) DREYFUS, G. & LEWINER, J. - J.Appl.Phys. 46, 43-57, (1975)
- 33) DREYFUS, G. & LEWINER, J. - Phys.Rev. B14, 5451, (1975).
- 34) SASAKI, H. & OHNO, T. - US Patent 3, 846-700, (1974).
- 35) BICHSEL, H.; EMMEA, J. WEAVER, K.A. & WOOTTON, P. - IAEA SM-193/78, 3, (1978).
- 36) IKEYA, M. - Jpn.J.Appl.Phys., 20, 1615, (1981).

- 37) RAMSAY, N.W. & JOESOEF, L.Y. - IAEA-SM-193/36, 95, (1976).
- 38) KOTRAPPA, P.; GUPTA, P.C. & DUA, S.K. - Health Phys., 39, 566, (1980).
- 39) BAUSER, H. & RONGE, W. - Health Phys. 34, 97, (1978).
- 40) IKEYA, M. - Response of Electret Dosimeter to Neutron and Gamma Ray Fields. In: KEK SYMPOSIUM ON RADIATION DOSIMETRY, OHG, Ibaraki, Japan, 4-5 dec., 1979.
- 41) IKEYA, M.; MIKI, T. - Health Phys. 39, 797, (1980).
- 42) MASCARENHAS, S. and ZIMMERMAN, R.L. - A New Electret Dosimeter. In: Report on the Tenth Anniversary Conference, Brazilian Association of Physicist in Medicine, Ed.S. Wahanabe, São Paulo, Brazil, 1979.
- 43) CAMERON, J.R. & MASCARENHAS, S. - "A Cylindrical Electret Ionization Chamber". In: Proc. of the 6th Int.Conference on Solid-State Dosimetry. Toulouse, France, 1980., Nucl. Instr.Methods, 175, 117, (1980).
- 44) CAMPOS, L., SUAREZ, A. & MASCARENHAS, S. - Health Physics, 43: (5), 731, (1982).
- 45) ALMEIDA, A. - Tese de Mestrado, IFQSC - São Carlos, (1982).
- 46) PRETZSCH, G. - Nucl.Inst. and Methods in Phys.Res., A234, p.183-190, (1985).
- 47) DORSHEEL, B. & PRETSZCH, G. - Radiat.Prot.Dosim., 9, p.43-47, (1984).
- 48) PRETZSCH, G. & KOSTEL, U. - Nucl.Inst. and Methods in Phys. Res., 223, 155-157, (1984).
- 49) MIKI, T.; IKEYA, M.; MATSUYAMA, M.; WATANABE, K. - Jpn.J. Appl.Phys., 23: (12), 1931-1932, (1984).
- 50) PRETSZCH, G.; DORSCHER, B.; SEIFERT, H.; STEIL, T. & SEELIGER, D. - Rad.Prot.Dosim., 12 in press.

- 51) PRETZSCH, G.; BRONER, E.; LEHMANN, R. & SARENIO, O. - Radiat. Prot.Dosim., In preparation.
- 52) MIKI, T.; IKEYA, M. - Jpn.J.Appl.Phys., 24:(4), 496-501, (1985).
- 53) CRUVINEL, P.E. - "Sistema Dosimétrico Digital Computadorizado para Dosímetro de Eletreto". Tese de Mestrado-UNICAMP, Campinas, 1984.
- 54) PELÁ, C.A.; GHILARDI, A.J.P. & GHILARDI-NETTO, T. - Med. Phys., 11:(3), 397, (1984).
- 55) PELÁ, C.A.; GHILARDI, A.J.P.; GHILARDI NETTO, T. - Health Phys., 54:(6), 669-672, (1988).
- 56) MAHESH, K. & VIJ, D.R. - In: "Techniques of Radiation Dosimetry", New Delhi, Wiley Eastern, cap.8, p.249, 1985.
- 57) RODRIGUES, L.N. - Tese de Mestrado, IFQSC - São Carlos (1985).
- 58) KOTRAPPA, P.; GUPTA, P.C.; DUA, S.K. & SOMAN, S.O. - Rad. Prot.Dosim., 2, p.175-181, (1982).
- 59) PRETZSCH, G. - Phys.Stat.Sol.(a), 79, p.139-142, (1983).
- 60) PRETZSCH, B.; DÖRSCHEL & A. LEUSCHNER - Radiat.Prot.Dosim., 4, p.79-84, (1983).
- 61) PRETZSCH, G. & KÖSTERL, U. - Radiat.Prot.Dosim., 5, p.179-181, (1983).
- 62) PRETZSCH, G. - "Elektretodosimetrie", Kernenergie, 27, p.178-185, (1984).
- 63) GUPTA, P.C.; KOTRAPPA, P. & DUA, S.K. - Radiat.Prot.Dosim., 11, 107, (1985).
- 64) CAMPOS, L.L.; CALDAS, L.V.E.; MASCARENHAS, S. - Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. A245, 210-212, (1986).
- 65) PRETZSCH, G.; DÖRSCHEL, B. and SCHÖNMUTH, T. - EI-21:(3), (1986).

- 66) KOTRAPPA, P.; REMPSEY, J.C.; HICKEY, J.R. & STIEFF, L.R.
Health Physics, 54:(1), 47-56 - (1988).
- 67) INTERNACIONAL COMISSION ON RADIATION UNITS AND MEASUREMENTS
(ICRU), REPORT 19, (1971).
- 68) INTERNATIONAL COMISSION ON RADIATION UNITS AND MEASUREMENTS
(ICRU), REPORT 33, (1980).
- 69) LAMARSH J.R. - Introduction to Nuclear Engineering, 2nd ed.
Reading, Addison-Wesley, 1983.
- 70) ATTIX, F.H. - Introduction to Radiological Physics and
Radiation Dosimetry. N.York, Wiley, (1986).
- 71) DUDERSTADT, J.J.; HAMILTON, J. - Nuclear Reactor Analysis,
N.York, Wiley, 1976.
- 72) LEWIS, E.E.; MILLER Jr., W.F. - Computacional Methods of
Neutron Transport, N.York, Wiley, 1984.
- 73) BUNBURY, D.S.P.; DERONS, S.; MANNING, G. & TOWLE, J.H. -
Proc.Phys.Soc., A69, 165, (1956).
- 74) PETREE, G.; JOHNSON, C.H. & MILLER, D.W. - Phys.Rev., 83,
1148, (1951).
- 75) PRICE, W.J. - Nuclear Radiation Detection (2nd ed), N.York,
McGraw, 1964.
- 76) KNOLL, G.F. - Radiation Detection and Measurement. N.York,
Wiley, 1979.
- 76a) ANDERSON, I.O. & MALMSKOG, S. - Investigation of the Pulse
Height Distribution of Boron Trifluoride Proportional
Counters, AE-84, 1962.
- 76b) CERVELATTI and KAZIMIERSKI, A. - Nucl.Inst. and Meth., 60,
173 (1968).
- 77) KAPLAN, I. - Nuclear Physics. Reading, Wesley, 1955.
- 78) PROFIO, A.E. - Radiation Shielding and Dosimetry. N.York,
Wiley, 1979.
- 79) EVANS, R. - The Atomic Nucleus, N.York, Wesley, 1971.

- 80) HURST, G.S.; RITCHIE & WILSON, H.N. - Rev.Sci.Instrum., 22, (1951). In: Neutron Dosimetry, v.2, Proceeding of Neutron Detection Dosimetry and Radionization (IAEA), Harwell, England (1962).
- 81) DENNIS, J.A. & LOOSEMORE, W.R. - AERE - R.3302 (1960). In: Neutron Dosimetry, v.2, Proceeding of Neutron Detection Dosimetry and Padronization (IAEA), Harwell, England (1962).
- 82) SKJOL DE BRAND, R. - J.Nucl.Energy. 1, 299, (1985).
- 83) DE PANGHER, J. - Nucl.Instrum. and Methods. 5, 61, (1959).
- 83a) BASSON, J.K. - AERE - R.3864 (1962) in ref.80.
- 84) ANDERSON, I.O. & BRAUN, J. - Neutron Dosimetry. v.2, Proceedings of Neutron Detection, Dosimetry and Padronization Symposium - IAEA, England, Harwell, 1962.
- 85) ALLEN, W.D. - Neutron Detection, London, George Newnes, 1960.
- 86) NEUERT, W. - Kernphysikalische Messverfahren. Karlsruhe, Verlag G.Braun, 1966.
- 87) LORENTZ, A. - A Review of Neutron Detection Methods and Instruments, UCID-16325, 1973.
- 88) PROFIO, A.E. - Radiation Shielding and Dosimetry. N.York, Wiley, 1979.
- 89) FRIEDLANDER, G.; KENNEDY, J.W.; MILLER, J.M. - Nuclear and Radiochemistry. Wiley, 2nd ed., 1965.
- 90) ATTIX, F.H.; ROESCH, W. - Radiation Dosimetry, vol.I, N.York, Accademic Press, 2nd ed., 1968.
- 91) GRANT, P.J. - Elementary Reactor Physics. Oxford, Pergamon, 1966.
- 92) GREENING, J.R. - Fundamentals of Radiation Dosimetry, Bristol, Adam, 1981.

- 93) LAMARSH, J.R. - Introduction Nuclear Reactor Theory,
Reading, Wesley, 1966.
- 94) EICHOLZ, G.G. & POSTON, J.W. - Principles of Nuclear
Radiation Detection. Michigan, Ann Arbor, 1979.
- 95) BURCHAM, W.E. - Nuclear Physics, an introduction. London,
Longman, 1971.
- 96) JOHNS, H.E. & CUNNINGHAM - The Physics of Radiology. Illinois,
Thomas, 3rd ed., 1974.
- 97) GUERRINI, O. - Tese de Mestrado - IFQSC-USP (1982).
- 98) MORENO, R.A. - Tese de Doutorado - IFQSC-USP (1977).
- 99) BOAG, J.W. - Dosimetry II, eds. Attix, F.H. and Roesch, W.C.
and Tochilin, E., Academic Press, N.York, Chap.9 (1968).
- 100) THE MERCK INDEX of Chemical and Drugs. Merck & Co., Inc.,
Rahway, 6th ed., 1952.
- 101) COTTON, F.A. & WILKINSON, G. - Advanced Inorganic Chemistry,
N.York, Wiley, 4th, 1980.
- 102) VOGEL, A. - Vogel's Book of Pratical Organic Chemistry.
Longman, London, 1978.