

*Este trabalho apresenta
um estudo feito no Instituto de Física de
Campinas, sob a orientação do Prof.
Carlos Eduardo de Almeida, Ph.D.
Campinas, 1984*

AVALIAÇÃO DO PONTO EFETIVO DE MEDIDA EM CÂMARAS DE
IONIZAÇÃO CILÍNDRICAS USADAS EM FEIXES DE ELÉTRONS
COM ENERGIAS ENTRE 6 E 20 MeV

MARGARETH MARIA DE ARAUJO

CARLOS EDUARDO DE ALMEIDA, Ph.D.
ORIENTADOR

TESE APRESENTADA AO INSTITUTO DE FÍSICA "GLEB
WATAGHIN" DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS,
COMO PARTE DOS REQUISITOS PARA OBTENÇÃO DO GRAU DE
MESTRE EM FÍSICA.

JULHO, 1984

UNICAMP
BIBLIOTECA CENTRAL

*À minha mãe Maria de Lourdes e
aos meus irmãos*

AGRADECIMENTOS

Ao Dr. Carlos Eduardo de Almeida, pela sugestão e orientação desta tese.

A Eugênio Roberto Cecatti, pelas discussões, sugestões, leitura crítica do original e colaboração durante todo o desenrolar deste trabalho.

A Carlos Malamut, pela co-orientação, sugestões, discussões, sugestões e leitura crítica de todo o modelo teórico, e em especial pela amizade e o estímulo.

Ao Departamento de Metrologia do Instituto de Radioproteção e Dosimetria, pelo apoio técnico na utilização do equipamento de medida e a todos os colegas, em especial a Têogenes Augusto da Silva, Evandro J. Pires, Roberto T. Mendonça, Isis Ferreira Lima, Luiz Tauhata, Léa C. Freitas e Renato Di Prinzio.

A Luis Antonio Reis do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, pelo carinho, amizade e a grande ajuda prestada na efetuação dos cálculos computacionais.

A Evaldo F. Simões pelas facilidades do uso do computador, sem o qual não seria possível a realização dos cálculos computacionais.

Ao Dr. Peter Almond, pelas sugestões dadas na utilização das câmaras.

Ao Instituto Nacional do Câncer do Rio de Janeiro (RJ), pela cessão de suas instalações, possibilitando a obtenção dos dados experimentais, em especial a Pedro Paulo Pereira Junior, Joel Francisco Gonçalves e Sonia G. Cecatti,

A Gilda Santiago, pela paciência e bom humor que dedicou na correção do português.

A Helenamaria Lobato, pela dedicação dispensada na programação e na elaboração dos arquivos do formatador de texto,

A Suzana Cristina da S. Dias e Nei Paiva pela confecção das figuras e gráficos.

Ao Instituto de Radioproteção e Dosimetria, pela possibilidade oferecida na realização deste trabalho.

A Universidade Estadual de Campinas (UNICAMP), pelos cursos e em especial a Júlio Cesar Hadler Neto e José Bellandi,th pela oportunidade a mim confiada.

A Josely Nunes Vilela, pela amizade e estímulo,

Ao CNPq e CNEN, pelo auxílio concedido.

Dedico este trabalho à Helenamaria e a Gilda, pelo apoio, incentivo, compreensão e carinho durante todo o tempo dedicado a este trabalho.

RESUMO

Quando câmaras de ionização são usadas em feixes de elétrons de alta energia uma perturbação no fluxo de elétrons é introduzida no meio. Tem-se observado em muitos experimentos que a resposta da câmara correlaciona o fluxo de elétrons no ponto efetivo de medida deslocado do centro geométrico da cavidade da câmara. Tal deslocamento é definido como sendo o deslocamento radial.

O deslocamento radial foi determinado em um simulador de água com um feixe de elétrons com energias entre 6 e 20 MeV, utilizando-se três câmaras de ionização cilíndricas comerciais com diâmetros internos variando entre 3,5 e 9,0 mm.

As câmaras foram irradiadas com seu eixo principal perpendicular à direção de incidência do feixe. Uma tensão coletora de 300 V foi aplicada às câmaras. As medidas foram efetuadas em ambas as polaridades, tomando-se a média das leituras.

Verificou-se que, com o aumento da profundidade no simulador, o deslocamento radial permanece constante para o feixe de 8,9 MeV, aumenta para o de 12,6 MeV e diminui para os feixes de 16,8 e 19,7 MeV.

Construiu-se um modelo teórico para calcular o deslocamento do ponto efetivo de medida, baseado na teoria de espalhamento múltiplo de Fermi-Eyges e no formalismo desenvolvido por Jette (1983), para um feixe retangular de elétrons terapêuticos. Encontrou-se que o deslocamento radial permanece constante com o aumento da profundidade, diminui com o aumento da energia média do feixe incidente e é dependente com o raio da câmara.

Os resultados experimentais e teóricos são comparados, encontrando-se boa concordância para os elétrons de 8,9 e 12,6 MeV, enquanto que para elétrons de 16,8 e 19,7 MeV modificações no modelo se fazem necessárias.

ABSTRACT

When ionization chambers are used in high energy electrons beams, a disturbance of the electron flux in medium is introduced. As observed in many experiments the response should be correlated to the electron flux at the effective point of measurement which is generally displaced from the geometrical center of the chamber.

The radial displacement was determined in a water phantom for electrons beams at energies from 6 to 20 MeV for three commercial cylindrical ionization chambers of internal diameters varying from 3.5 to 9.0 mm.

The chambers were irradiated with the main axis perpendicular to the direction of the beam. A 300 V bias voltage was applied and readings were taken with both polarities.

It was observed that, with increasing depth in the water phantom, the radial displacement remains constant for the 8.9 MeV beam, it increases for the 12.6 MeV electrons and decreases for those of 16.8 and 19.7 MeV.

A theoretical model was built in order to calculate the displacement of the effective point of measurement. The Fermi-Eyges multiple scattering theory and a rectangular beam formalism developed by Jette (1983) for therapeutic electron beam are used. It was found that the radial displacement stays constant with increasing depth and it decreases with increasing average energy of the incident beam. The model also predicts that the displacement is dependent on the chamber radius.

The experimental and theoretical results are compared. They show good agreement for 8.9 and 12.6 MeV electron, while for 16.8 and 19.7 MeV electrons they indicate that modifications in the theoretical model are necessary.

ÍNDICE

| | | |
|---|----|-----|
| LISTA DE FIGURAS | pg | i |
| LISTA DE TABELAS | pg | vii |
| I - INTRODUÇÃO | pg | 1 |
| II - MATERIAIS E MÉTODOS | pg | 8 |
| 2.1 - Descrição dos Materiais | pg | 8 |
| 2.1.1 - Acelerador Linear | pg | 8 |
| 2.1.2 - Sistema de Medidas Utilizado | pg | 9 |
| a) Câmaras de Ionização Cilíndricas | pg | 9 |
| a.1) Introdução | pg | 9 |
| a.2) Características das câmaras utilizadas | pg | 11 |
| b) Eletrômetro | pg | 16 |
| 2.1.3 - Estudo do Sistema de Medida | pg | 17 |
| a) Eficiência de Coleção de Ions | pg | 17 |
| b) Medidas experimentais da Eficiência de Coleção ... | pg | 23 |
| c) Polaridade | pg | 28 |
| 2.1.4 - Sistema de Eixos Cartesianos | pg | 32 |
| 2.1.5 - Simulador | pg | 32 |
| 2.2 - Procedimento Experimental | pg | 33 |

| | | |
|---|----|----|
| 2.3 - Fatores de Conversão de Ionização para a Dose Absorvida | pg | 35 |
| 2.3.1 - Perturbação | pg | 35 |
| 2.3.2 - Razão do Poder de Freamento | pg | 40 |
| III - RESULTADOS EXPERIMENTAIS | pg | 43 |
| 3.1 - Descrição dos Resultados | pg | 43 |
| 3.2 - Discussão dos Resultados | pg | 44 |
| IV - MODELO TEÓRICO | pg | 59 |
| 4.1 - Revisão Teórica | pg | 59 |
| 4.1.1 - Teoria do Espalhamento Múltiplo | pg | 59 |
| 4.1.2 - Teoria de Espalhamento de Fermi-Eyges | pg | 66 |
| 4.2 - Formulação do Modelo | pg | 81 |
| 4.2.1 - Introdução | pg | 81 |
| 4.2.2 - O Modelo | pg | 81 |
| 4.2.3 - Discussão dos Resultados | pg | 89 |
| V - CONCLUSÕES | pg | 95 |
| VI - APÊNDICES | pg | 98 |
| 6.1 - Método de cálculo dos erros | pg | 98 |

| | |
|---|--------|
| 6.2 - Método de Integração | pg 100 |
| 6.2.1 - Método de Simpson para Funções de Uma Variável | pg 100 |
| 6.2.2 - Método de Simpson para Funções de Duas Variáveis | pg 102 |
| 6.3 - Metodologia de Cálculo do Deslocamento Radial (<u>d</u>) | pg 103 |
| 6.4 - Função Erro | pg 110 |
| VII - BIBLIOGRAFIA | pg 111 |

ÍNDICE DE FIGURAS

- Figura I-1 : Representação esquemática de um detector inserido em um material M, irradiado com elétrons pg 2
- Figura I-2 : Deslocamento do ponto efetivo de medida, P_{ef} , do centro geométrico, P, da câmara de ionização cilíndrica em um meio irradiado com elétrons pg 4
- Figura II-1 : Acelerador pg 12
- Figura II-2 : Representação esquemática da câmara de ionização cilíndrica M(PTW) com raio interno de 1,75mm pg 13
- Figura II-3 : Representação esquemática da câmara de ionização cilíndrica Baldwin-Farmer com raio interno igual a 3,125mm pg 14
- Figura II-4 : Representação esquemática da câmara de ionização cilíndrica T(PTW) com raio interno igual a 4,5mm. pg 15
- Figura II-5 : Circuito simplificado do eletrômetro Keithley, operando como coulumbímetro na posição "Fast" pg 18
- Figura II-6 : Câmara de ionização cilíndrica representando a região de sobreposição de cargas positivas e negativas depois de um pulso de ionização. A borda definida por r_2 está se movendo com velocidade

$k_2 \cdot X(r_2)$. A borda definida por r_1 está se movendo com velocidade $k_1 X(r_1)$ pg 20

- Figura II-7 : Curvas de ionização relativa em profundidade, apresentando a influência da polaridade aplicada à câmara de ionização M(PTW) nos feixes de elétrons de diferentes energias pg 29
- Figura II-8 : Curvas de ionização relativa em profundidade, apresentando a influência da polaridade aplicada à câmara de ionização Baldwin-Farmer nos feixes de elétrons de diversas energias pg 30
- Figura II-9 : Curvas de ionização relativa em profundidade, apresentando a influência da polaridade aplicada à câmara de ionização T(PTW) nos feixes de elétrons de diferentes energias pg 31
- Figura II-10: Arranjo Experimental pg 36
- Figura II-11: Perturbação do campo de radiação ocasionada pela inserção de uma cavidade contendo gás, em meios circundantes sólidos e líquidos pg 37
- Figura II-12: Curva de dose em profundidade mostrando o alcance prático (R_p) e o conceito de R_{50} pg 39
- Figura III-1 : Curvas de ionização relativa na profundidade com câmaras de ionização cilíndricas de diferentes raios e curva de extrapolação para

uma câmara de raio zero em um simulador irradiado com feixes de elétrons de energia média inicial igual a 8,9 MeV pg 47

Figura III-2 : Curvas de ionização relativa na profundidade com câmaras de ionização cilíndricas de diferentes raios e curva de extrapolação para uma câmara de raio zero em um simulador irradiado com feixes de elétrons de energia média inicial igual a 12,6 MeV pg 48

Figura III-3 : Curvas de ionização relativa na profundidade com câmaras de ionização cilíndricas de diferentes raios e curva de extrapolação para uma câmara de raio zero em um simulador irradiado com feixes de elétrons de energia média inicial igual a 19,8 MeV pg 46

Figura III-4 : Curvas de ionização relativa na profundidade com câmaras de ionização cilíndricas de diferentes raios e curva de extrapolação para uma câmara de raio zero em um simulador irradiado com feixes de elétrons de energia média inicial igual a 19,7 MeV pg 50

Figura III-5 : Curvas de dose relativa na profundidade com câmaras de ionização cilíndricas de diferentes raios, em um simulador irradiado com feixes de elétrons de energia média inicial igual a 8,9 MeV pg 51

- Figura III-6 : Curvas de dose relativa na profundidade com câmaras de ionização cilíndricas de diferentes raios, em um simulador irradiado com feixes de elétrons de energia média inicial igual a 12,6 MeV pg 52
- Figura III-7 : Curvas de dose relativa na profundidade com câmaras de ionização cilíndricas de diferentes raios, em um simulador irradiado com feixes de elétrons de energia média inicial igual a 16,8 MeV pg 53
- Figura III-8 : Curvas de dose relativa na profundidade com câmaras de ionização cilíndricas de diferentes raios, em um simulador irradiado com feixes de elétrons de energia média inicial igual a 19,7 MeV pg 51
- Figura III-9 : Curva de deslocamento radial em função da ionização relativa e da dose relativa em um simulador irradiado com feixe de elétrons de energia média igual a 8,9 MeV pg 55
- Figura III-10: Curva de deslocamento radial em função da ionização relativa e da dose relativa em um simulador irradiado com feixe de elétrons de energia média igual a 12,6 MeV pg 56
- Figura III-11: Curva de deslocamento radial em função da ionização relativa e da dose relativa em um simulador irradiado com feixe de elétrons de energia média inicial igual a 16,8 MeV pg 57

Figura III-12: Curva de deslocamento radial em função da ionização relativa e da dose relativa em um simulador irradiado com feixe de elétrons de energia média inicial igual a 19,7 MeV pg 58

Figura IV-1 : Espalhamento de Rutherford pg 60

Figura IV-2 : Relação entre o ângulo de espalhamento (θ) e o parâmetro de impacto (b) pg 62

Figura IV-3 : Seção de choque de espalhamento pg 64

Figura IV-4 : Representação do ângulo projetado, no sistema de eixos ortogonais pg 67

Figura IV-5 : Distribuição do ângulo projetado nos espalhamentos múltiplos e simples. Na região do espalhamento plural ($\alpha \ll 3$), a curva tracejada indica a transição suave do espalhamento múltiplo a ângulos pequenos (forma aproximadamente gaussiana) para o espalhamento sob ângulos grandes (JACKSON, 1975) pg 68

Figura IV-6 : Uma possível localização do elétron com deflexão angular (θ) e deslocamento lateral x , quando este atingir a profundidade ($z + \Delta z$) pg 70

Figura IV-7 : Representação esquemática de uma câmara de ionização cilíndrica colocada em um simulador irradiado com feixe de elétrons pg 83

Figura IV-8 : Representação esquemática do comprimento $L(x, z)$ dentro da

| | |
|---|--------|
| cavidade da câmara | pg 84 |
| Figura IV-9 : Representação esquemática da corda transversal $w(z)$ na cavidade da câmara | pg 86 |
| Figura VI-1 : Método dos Erros | pg 98 |
| Figura VI-2 : Método de Simpson | pg 101 |
| Figura VI-3 : Fluxograma da Rotina Principal | pg 106 |
| Figura VI-4 : Fluxograma da Subrotina SIMP2 | pg 107 |
| Figura VI-5 : Fluxograma da Subrotina INTEG | pg 108 |
| Figura VI-6 : Fluxograma da Subrotina ERF | pg 109 |

ÍNDICE DE TABELAS

- Tabela II-1 : Resultados experimentais da eficiência de coleção nas câmaras de ionização cilíndricas utilizadas nas diferentes energias pg 27
- Tabela II-2 : Valores recomendados de $S_{\text{ar}}^{\text{água}}$, em função da profundidade e da energia média na superfície do simulador pg 42
- Tabela IV-1 : Resultados computacionais do Fator Correção Deslocamento em função da energia média dos elétrons na superfície do simulador ou da profundidade, para a câmara M(PTW) pg 92
- Tabela IV-2 : Resultados computacionais do Fator Correção Deslocamento em função da energia média dos elétrons na superfície do simulador ou da profundidade, para a câmara Baldwin-Farmer pg 93
- Tabela IV-3 : Resultados computacionais do Fator Correção Deslocamento em função da energia média dos elétrons na superfície do simulador ou da profundidade, para a câmara T(PTW) pg 94
- Tabela V-1 : Comparação entre os resultados experimentais e teóricos pg 97

I - INTRODUÇÃO

O sucesso no tratamento de um tumor com elétrons de alta energia depende da distribuição de dose absorvida no tumor e nos tecidos sadios. Se parte do tumor receber uma dose absorvida menor que a esperada, podem ocorrer recidivas. Por outro lado, tecidos sadios irradiados com dose absorvida superestimada podem ser prejudicados (POHLIT, 1977).

Recomenda-se que a dose absorvida pelo tecido irradiado tenha uma exatidão total de $\pm 5\%$ (ICRU, 1976).

Para medir a dose absorvida em um ponto de interesse P, num meio material M, insere-se neste material um detector, de forma que a dose absorvida em P possa ser determinada por um sinal coletado no detector (Figura I-1).

Em condições ideais, o detector teria dimensões desprezíveis, de forma que seria possível considerar o centro geométrico da cavidade contida no detector como sensor do fluxo de radiação.

Conseqüentemente, o ponto, no material M, que produziria um sinal no detector seria o ponto de medida e este estaria localizado no centro geométrico da cavidade do detector.

Entretanto, na prática, estas condições ideais não se verificam, uma vez que na construção dos detectores não é possível conseguir as dimensões suficientemente pequenas exigidas pela teoria.

Em consequência, qualquer variação local do fluxo de

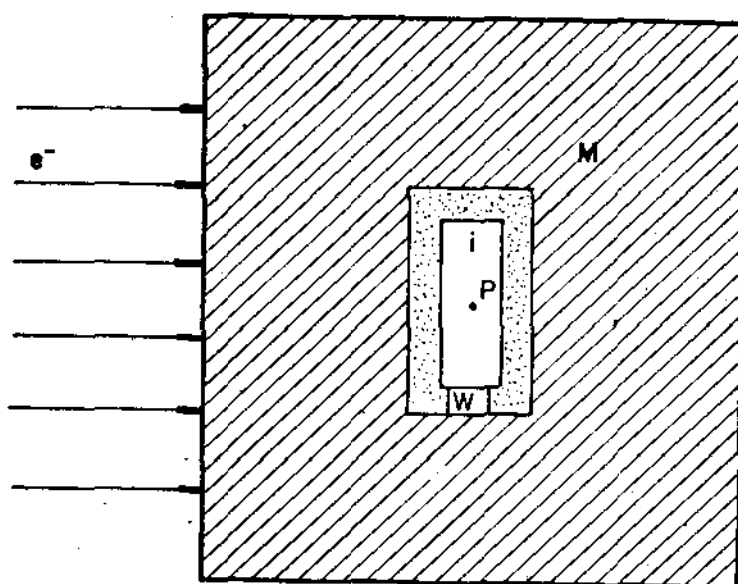


Figura I-1 : Representação esquemática de um detector inserido em um material M , irradiado com elétrons. O detector consiste de um material sensível à radiação, i , e parede, w , centrado em um ponto de interesse, P , (ICRU, 1972).

radiação na cavidade de ar do detector tornar-se-á apreciável.

Portanto, as medidas da dose absorvida em um ponto de interesse no material M, realizadas com detectores reais são diferentes daquelas que seriam obtidas com detectores ideais.

Pode-se dizer que o ponto de medida, com a introdução do detector, deslocou-se do centro geométrico da cavidade do detector para uma nova posição, e este novo ponto de medida pode ser então chamado de "ponto efetivo de medida". Define-se este deslocamento do ponto efetivo de medida do centro geométrico da cavidade do detector, como sendo o deslocamento radial, d. (Figura I-2)

A câmara de ionização cilíndrica é o detector usado para medir a dose absorvida de elétrons de alta energia, devido principalmente a sua precisão e exatidão (ALMOND, 1970).

Entretanto, alguns problemas associados ao seu uso devem ser quantificados, dentre eles, o possível deslocamento do ponto efetivo de medida com relação ao seu centro geométrico.

Este fato foi inicialmente observado e parcialmente avaliado por Skaggs (1949), que definiu este ponto em uma distância equivalente a 0,85 do raio da câmara, na frente do eixo da mesma (na direção da fonte de elétrons).

Dutreix & Dutreix (1966) e Harder (1977) calcularam o deslocamento radial para uma câmara de ionização cilíndrica de raio r, perpendicular à direção de incidência de um feixe de elétrons e encontraram um valor igual a $8/3\pi \approx 0,85 \cdot r$ do centro da câmara e constante com a

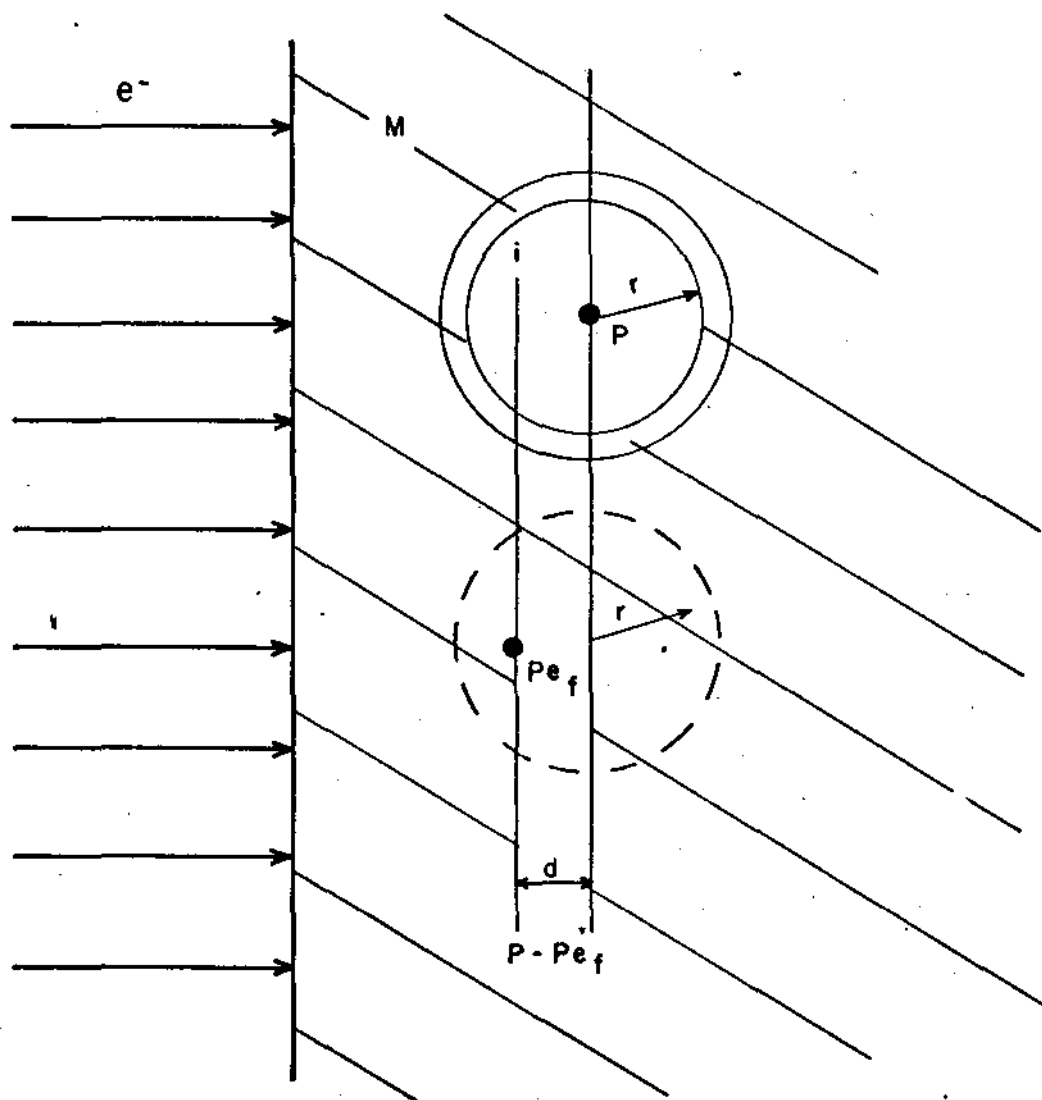


Figura I-2 : Deslocamento do Ponto Efetivo de Medida, P_{ef} , do centro geométrico, P , da câmara de ionização cilíndrica em um meio irradiado com elétrons.

profundidade. Neste cálculos foram feitas as seguintes hipóteses : a) todos os elétrons que entram na cavidade movem-se paralelos à direção de incidência do feixe; b) o número de íons gerados por um elétron que atravessa o volume da câmara é proporcional ao comprimento da corda percorrida por ele no volume; c) a fluência de elétrons na superfície de entrada do volume de gás da câmara varia linearmente na direção do feixe; d) o efeito do eletrodo central é desprezado.

Dutreix & Dutreix (1966) investigaram experimentalmente este efeito usando câmaras de ionização cilíndricas de diferentes diâmetros com feixes de elétrons de 10 e 20 MeV. Foi encontrado um deslocamento de 0,65.r para 20 MeV, enquanto que para 10 MeV o fator aumentava com a profundidade no simulador.

Hettinger et al. (1967), utilizando câmaras de ionização cilíndricas de diferentes diâmetros em feixes de elétrons de 13 e 34 MeV, determinaram um deslocamento constante de 0,75.r, sem que fosse feita nenhuma correção para perturbação.

Harder (1968) mostrou que, após corrigir a perturbação introduzida no meio pela câmara de ionização, os valores para 10 MeV encontrados por Dutreix (1966), são praticamente constantes e iguais a 0,65.r.

Feldman, de Almeida & Almond (1974) observaram que o fator até então proposto talvez não fosse constante devido à mudança de direcionalidade dos elétrons com a profundidade, causada pelo espalhamento múltiplo. Desta forma, sendo o efeito devido à direção do elétron bem definido, ao encontrar uma região de difusão total, o efeito deveria diminuir.

Posteriormente, Johansson et al. (1977), utilizando câmaras de ionização cilíndricas de vários diâmetros, determinaram um deslocamento constante, independente da profundidade, de $0,55.r$, para elétrons de 19 e 27 MeV, enquanto que para elétrons de 4,5 e 9,5 MeV o efeito aumentava com a profundidade (0,5 a 0,75). Entretanto, quando a perturbação foi corrigida o valor encontrado foi menor que o anterior e, além disso, tornou-se constante ($0,40.r$).

Weatherburn e Stedeford (1977), utilizando câmaras de diferentes diâmetros em elétrons de 3 a 30 MeV, recomendam um deslocamento de $0,45.r$ para elétrons de 3 a 10 MeV, enquanto que para elétrons de 10 a 35 MeV o deslocamento recomendado foi de $0,6.r$. Todos os fatores foram obtidos após a correção do efeito perturbação.

O protocolo da NACP (1979) recomenda o uso do fator deslocamento $0,5.r$, entretanto, de Almeida e Sibata (1979) recomendam que, por enquanto, seja utilizado o valor de $0,75.r$ atualmente aceito pelas organizações internacionais competentes.

A utilização deste fator é de grande importância principalmente nas regiões de alto gradiente de dose, onde podem ocorrer erros de até 50% em uma medida, dependendo da câmara, da energia dos elétrons incidentes e da profundidade de interesse.

Para corrigir este efeito, é usado o fator deslocamento, mantendo o centro da câmara de ionização como ponto de medida.

O objetivo deste trabalho é avaliar o fator deslocamento do ponto efetivo de medida de uma câmara de ionização cilíndrica em função de seu diâmetro, da energia

do feixe incidente de elétrons e da profundidade do meio homogêneo (água), correlacionando-o com a variação do espectro, e construir um modelo teórico para calcular o fator deslocamento do ponto efetivo de medida, considerando as mesmas condições adotadas na determinação experimental.

O fator deslocamento foi determinado experimentalmente com três câmaras de ionização cilíndricas em feixes de elétrons de 6 a 20 MeV, em um simulador de água.

No Capítulo II são apresentados os materiais e métodos utilizados, o procedimento experimental e os fatores de conversão de ionização para a dose absorvida.

O Capítulo III trata dos resultados experimentais e sua discussão.

No Capítulo IV está exposto o modelo teórico para calcular o fator deslocamento, baseado na Teoria do Espalhamento Múltiplo de Fermi-Eyges e no formalismo desenvolvido por Jette (1983) para um feixe retangular de elétrons terapêuticos.

No Capítulo V é realizada a comparação dos resultados obtidos a partir do modelo com aqueles encontrados experimentalmente.

II - MATERIAIS E MÉTODOS

2.1 - Descrição dos Materiais

2.1.1 - Acelerador linear

O THERAC 20 SATURNE (CGR MeV) é um acelerador linear utilizado em Radioterapia. Foi projetado para produzir feixes de fótons de 18MV e feixes de elétrons com energias nominais de 6, 9, 13, 17 e 20 MeV.

No acelerador linear, os elétrons liberados pelo catodo, aquecido por um filamento, adquirem energia ao longo da estrutura aceleradora, que é do tipo de ondas progressivas. Nesta estrutura, é injetada radiofrequência através de guias de ondas progressivas operando em frequências próximas a 3000 MHZ, produzidas por uma fonte amplificadora de radiofrequência (microondas) tipo "Klystron" (Figura II-1).

O feixe acelerado é defletido através de um sistema de magnetos acromáticos e afocais (270°), de forma a sair do aparelho em uma direção perpendicular ao eixo de rotação do "gantry", passando pelo isocentro. O sistema de espalhamento é feito através de varredura magnética, o que proporciona campos grandes com excelente homogeneidade e sem haver contaminação, devido ao fato de não existirem folhas de espalhamento.

As medidas dosimétricas são executadas por dois canais dosimétricos separados, incluindo uma câmara

de ionização de transmissão de baixo espalhamento. Esse sistema mede a taxa dose e verifica, também, sua exatidão através da comparação permanente das medidas nos dois canais, além de assegurar a centralização automática do feixe.

Quando os elétrons acelerados deixam a estrutura aceleradora, colidem com o alvo (tungstênio), produzindo Raios X; ou então o alvo pode ser removido, resultando num feixe de elétrons de alta energia.

Os colimadores de elétrons são conectados aos colimadores de fótons, movendo-se com eles, fornecendo tamanhos de campo retangulares variáveis, entre 2cm x 2cm e 30cm x 30cm.

2.1.2 - Sistema de Medidas Utilizado

a) Câmaras de Ionização Cilíndricas

a.1) Introdução

As câmaras de ionização cilíndricas possuem dois eletrodos: a parede sólida condutora e o eletrodo central, delimitando um volume de gás. O eletrodo central coleta as cargas produzidas pela radiação dentro do volume de gás.

A fim de não causar perturbação no campo de radiação, tanto a parede da câmara quanto o eletrodo central devem ser equivalentes ao ar, em relação à interação dos fótons e dos elétrons secundários. Esta equivalência significa que a parede comporta-se como ar condensado, fazendo com que a fluência e o espectro de energia dos fótons e dos elétrons

secundários (criados na parede e no volume de ar) não sejam perturbados pela parede. Esta parede tem uma espessura sempre maior que o alcance dos elétrons secundários criados fora da câmara, o que significa que toda a ionização detectada pelo eletrodo central pode ser associada aos elétrons secundários, criados e freados dentro do volume de ar, já que ocorre o princípio do equilíbrio eletrônico, isto é, a transferência de energia dos elétrons secundários, criados na parede para o volume de ar é igual a dos elétrons criados no volume de ar para a parede da câmara. (SILVA, T.A. , 1981)

Uma câmara de ionização cilíndrica opera da seguinte maneira: a radiação (elétrons primários), proveniente de um acelerador linear, interage com a parede ou com o ar da câmara produzindo elétrons secundários. Estes, por sua vez vão colidir com as moléculas neutras de gás (ar), produzindo íons positivos e negativos. Os íons negativos podem colidir com outras moléculas neutras, ionizando-as.

A tensão de polarização aplicada à câmara vai criar um campo elétrico entre os eletrodos (parede e eletrodo central) responsável pela coleta das cargas criadas pela ionização. Os íons positivos mover-se-ão em direção ao eletrodo negativo, enquanto que os íons negativos o farão em direção ao eletrodo positivo produzindo, desta forma, uma corrente. O circuito eletrônico vai então medir a corrente ou a carga total produzida durante o período de interesse.

O número de íons produzido na câmara está diretamente relacionado à energia depositada na câmara pela radiação.

a.2) Características das Câmaras Utilizadas

- Câmara M - Fig. II-2

Fabricante..... : PTW
 Tipo No. : 2332
 Modelo : M
 Volume Nominal : 0,10 cm³
 Material da Parede : Lucite
 Espessura da Parede : 1,75 mm (210 mg/cm²)
 Diâmetro Externo : 7,0 mm
 Diâmetro do Eletrodo Coletor : 1,0 mm
 Tensão de polarização : +300 V

- Câmara BF - Fig. II-3

Fabricante : Nuclear Enterprise
 Tipo No. : 2505/3
 Modelo : Baldwin Farmer
 Volume Nominal : 0,6 cm³
 Material da Parede : Grafite
 Espessura da Parede : 0,375 mm (84,4 mg/cm²)
 Diâmetro Externo : 7,0 mm
 Diâmetro do Eletrodo Coletor : 1,0 mm
 Tensão de Polarização : -300 V

- Câmara T - Fig. II-4

Fabricante : PTW
 Tipo No. : 23311
 Modelo : T
 Volume Nominal : 1.1 cm³
 Material da Parede : Lucite
 Espessura da Parede : 0,75 mm (90 mg/cm²)
 Diâmetro Externo : 10,5 mm
 Diâmetro do Eletrodo Coletor : 4,5 mm
 Tensão de Polarização : +300 V

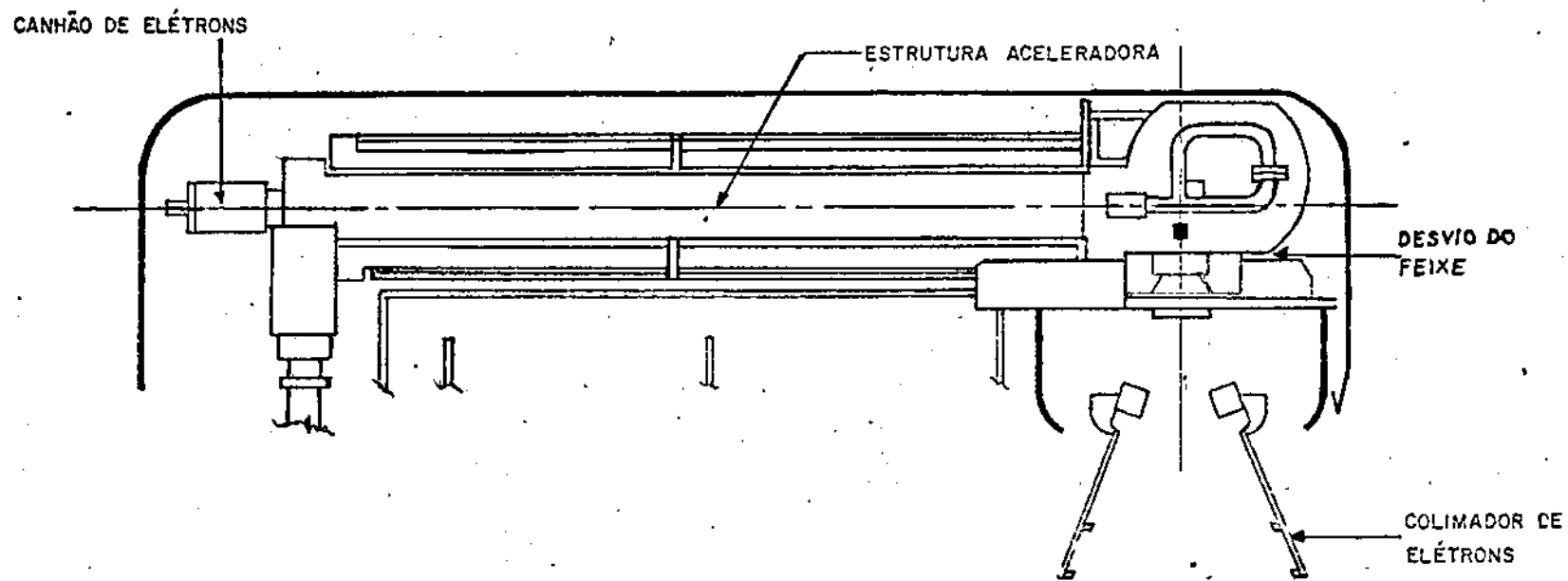


Figura II-1 : Seção transversal do acelerador SATURN-THERAC

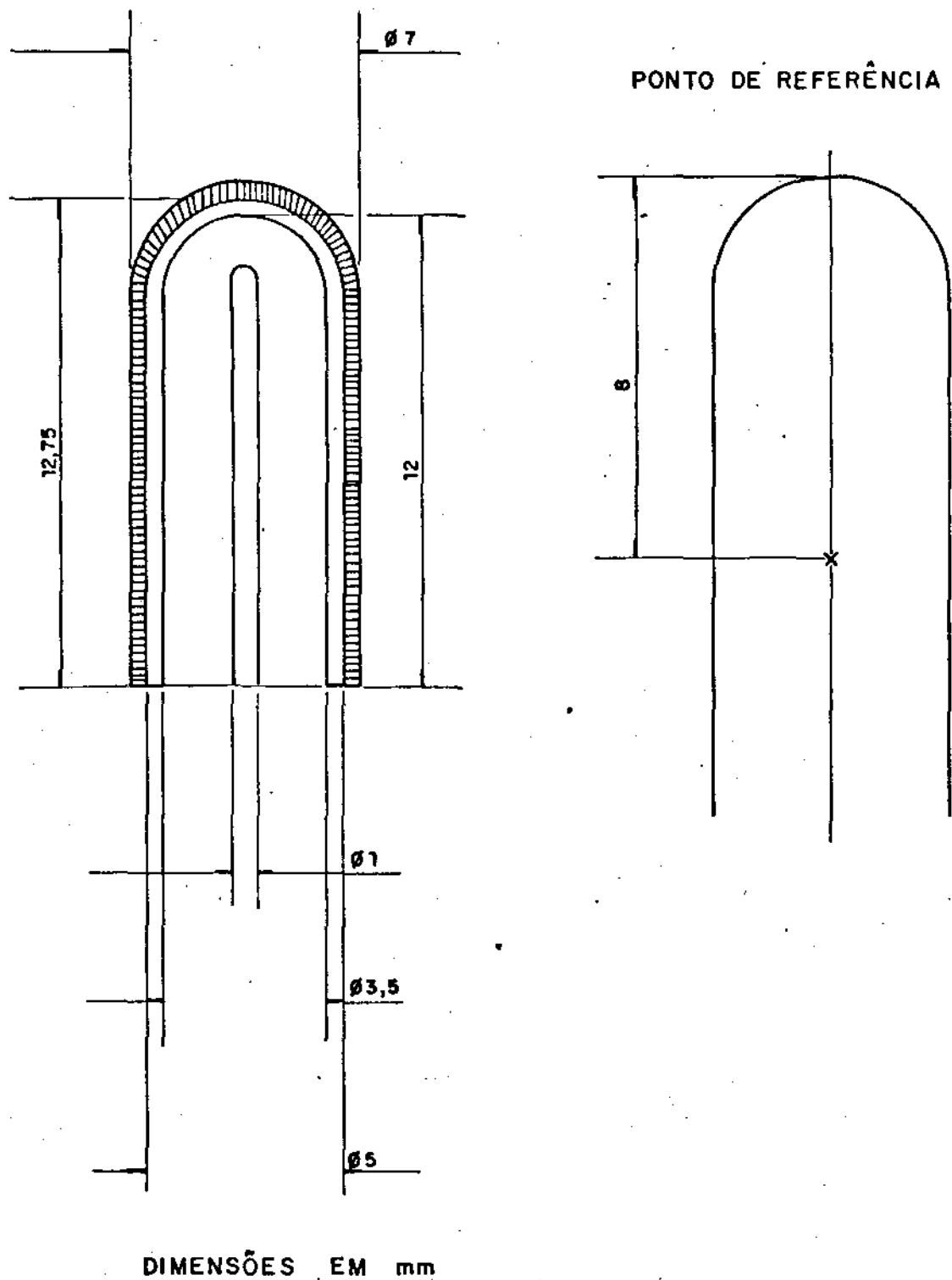


Figura II-2 : Representação esquemática da câmara de ionização M(PTW) com raio interno igual a $1,75$ mm.

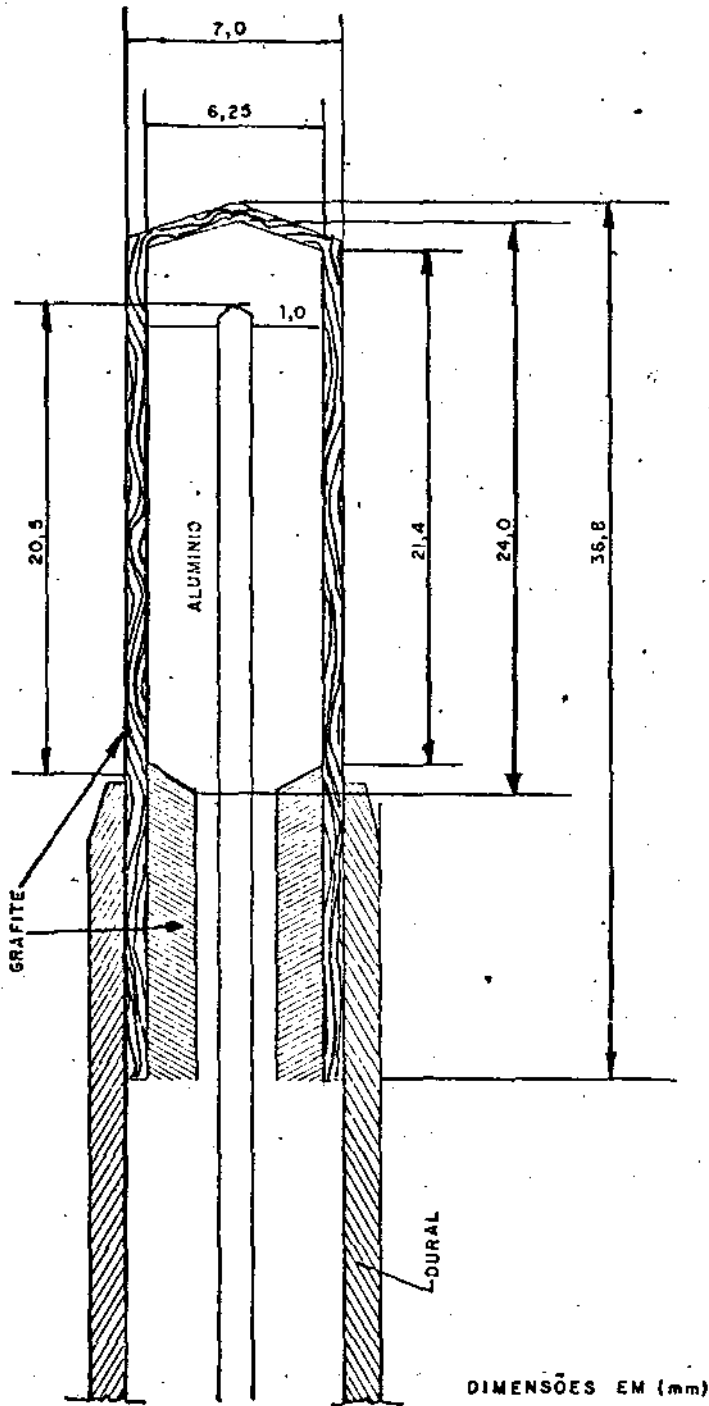
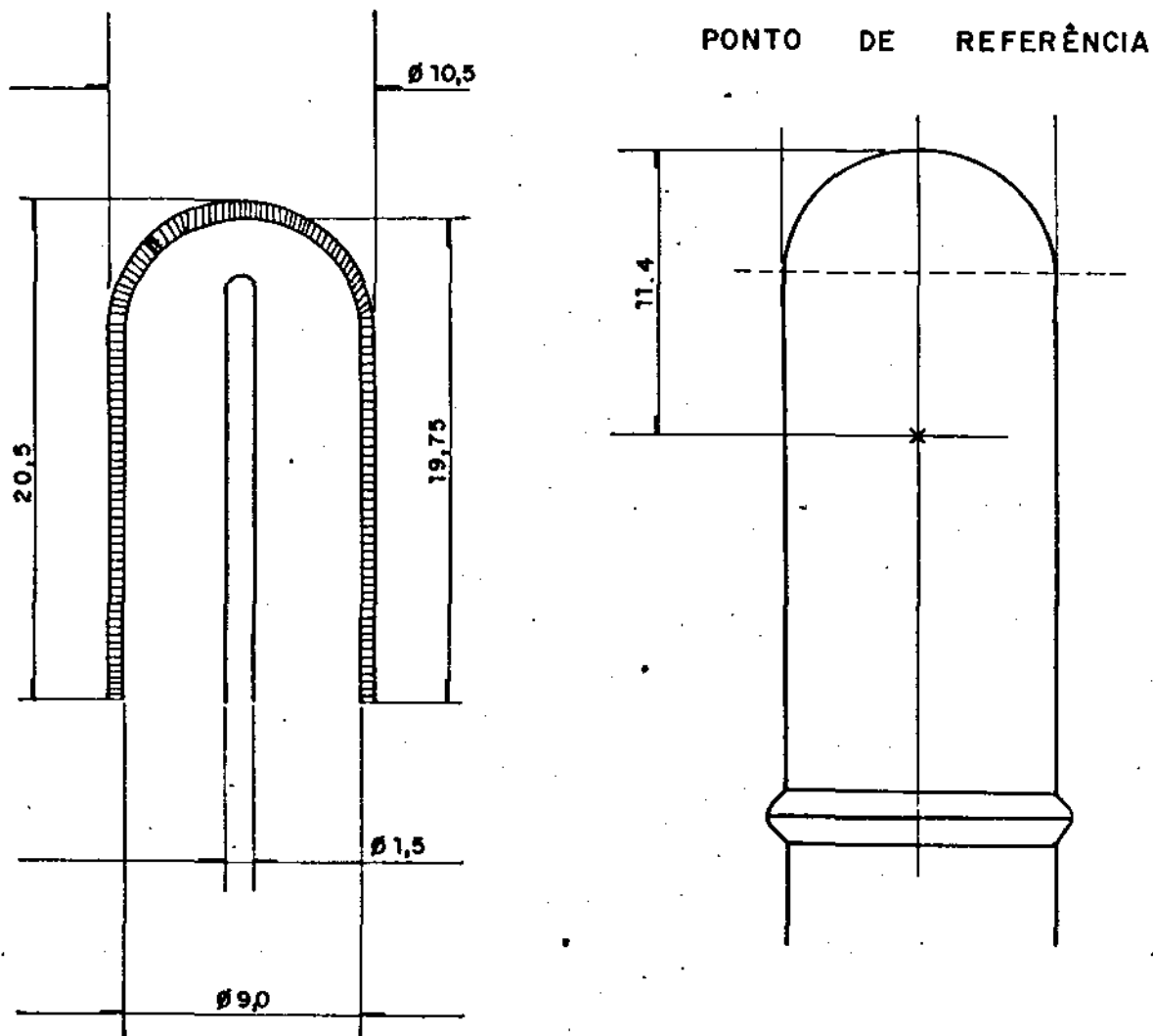


Figura II-3 : Representação esquemática da câmara de ionização Baldwin-Farmer com raio interno igual a 3,125 mm.



DIMENSÕES EM mm

Figura II-4 : Representação esquemática da câmara de ionização T(PTW) com raio interno igual a 4,5 mm.

b) Eletrômetro

Uma câmara de ionização polarizada exposta a um feixe de radiação ionizante, gera uma corrente de baixa intensidade (aproximadamente 10^{-11} Ampère), que pode ser medida, utilizando-se um eletrômetro. Pode-se definir um eletrômetro como sendo um instrumento que mede correntes, tensões, cargas e resistências em ordem de grandeza diferentes das medidas usuais. Ele possui uma alta impedância de entrada que permite medir tensões sem carregar o circuito em que se faz a medida, medir resistência de valores extremamente altos e, também, medir cargas armazenadas em capacitores sem perturbá-los. Neste caso, o eletrômetro é usado para integrar a corrente produzida pela câmara de ionização e associar o seu valor a um valor de exposição.

Foi utilizado um eletrômetro digital fabricado pela Keithley (modelo 616) e uma interface de conexão Keithley 6169 para adaptar o conector elétrico da câmara ao eletrômetro.

A tensão para a polarização da câmara provem de uma fonte de alta tensão estabilizada externa que é ligada à câmara através da interface de conexão.

Nas medidas efetuadas, o eletrômetro foi utilizado como coulombímetro (medidor de carga). Basicamente, a carga produzida pela câmara durante a irradiação é armazenada num capacitor interno do eletrômetro, cujo valor da capacitância é conhecido. O eletrômetro mede a tensão sobre este capacitor e aplica um fator de escala dado por :

$$Q = C.V \quad (2.1)$$

onde:

Q é a carga (em Coulombs) acumulada no capacitor

C é a capacitância (em Farads), e

V é a tensão (em Volts) através do capacitor.

A figura II-5 apresenta um circuito simplificado do eletrômetro, quando este está sendo utilizado como coulombímetro. O circuito, utilizando um amplificador eletrométrico, tem uma função de transferência dada pela equação (2.1).

O capacitor de integração está na malha de realimentação do circuito.

2.1.3 - Estudo do Sistema de Medida

a) Eficiência de Coleção de Íons

A eficiência da coleção de íons, f , de uma câmara de ionização, operando sob condições específicas, é definida como sendo a razão entre o número de íons coletados e o número de íons formados (BOAG, 1950).

Para tensões coletoras baixas, alguns dos íons produzidos no gás da cavidade da câmara encontram e neutralizam outros de sinal oposto, antes que possam atingir o eletrodo coletor. A eficiência de coleção pode melhorar aumentando-se a intensidade do campo elétrico. O campo elétrico máximo, que pode ser aplicado é, entretanto, limitado pelo princípio da "ionização por colisão", no qual um elétron livre pode receber energia adicional do campo elétrico suficiente para ionizar a molécula seguinte com a qual ele colide. Assim que isto acontece, ocorre uma multiplicação rápida de íons na câmara, tornando a corrente total coletada muito dependente da tensão aplicada (ATTIX, 1968).

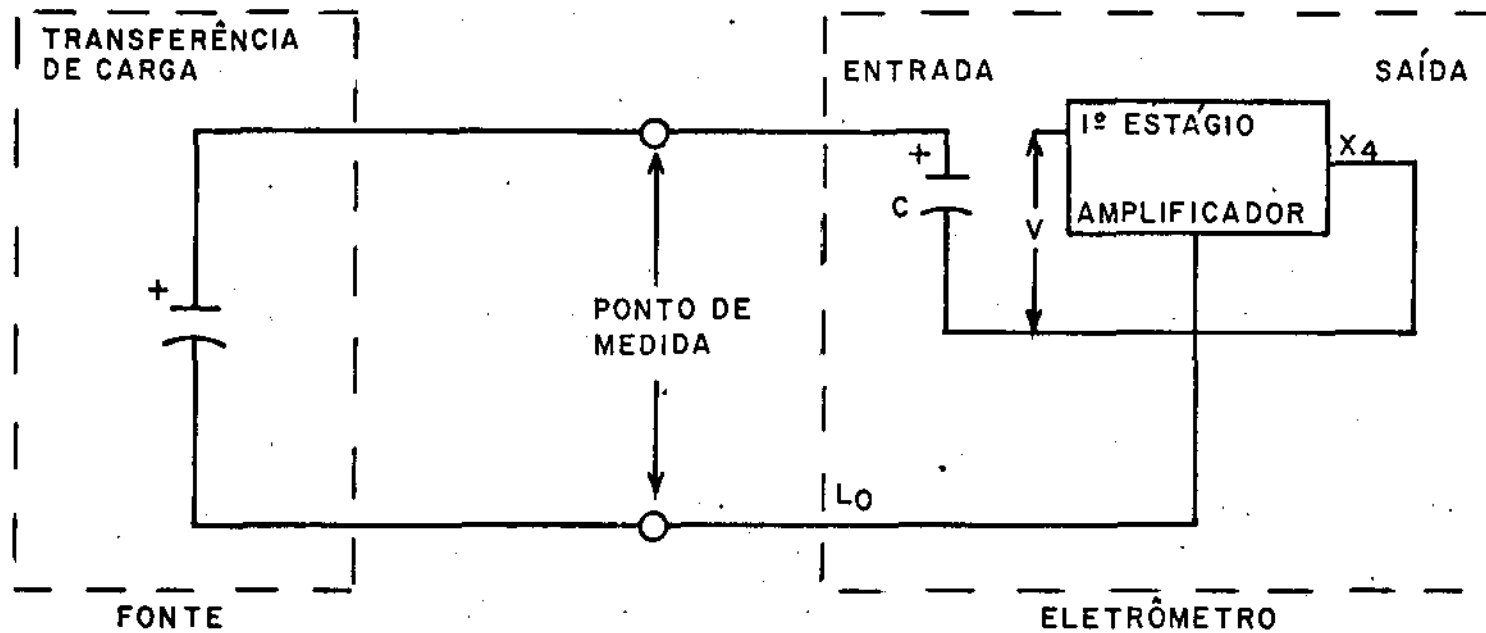


Figura II-5 : Circuito Simplificado do Eletroômetro Keithley, operando na Posição "Fast".

A recombinação de íons pode ser classificada como inicial e geral.

A recombinação inicial ocorre quando os íons positivos e negativos, formados no rastro de uma partícula ionizante simples, encontram-se e recombina-se. Este processo é independente da taxa de dose e é determinado somente pela densidade de íons ao longo de cada rastro separado, sendo desprezível no caso de elétrons à pressão atmosférica. A recombinação inicial adquire importância, quando a densidade de ionização for alta (exemplo : rastro de partículas alfa, à pressão atmosférica alta).

Recombinação geral é a recombinação de íons positivos e negativos, formados por diferentes partículas ionizantes. A recombinação geral aumenta com a taxa de dose.

Considera-se a recombinação geral em uma câmara de ionização cilíndrica exposta à radiação pulsada, formada por pulsos longos e curtos.

Se o pulso for muito curto (da ordem de microsegundos) e o intervalo entre os pulsos for longo, comparado com o tempo de trânsito dos íons na câmara (na ordem de milisegundos), assume-se que a ionização total por pulso ocorre instantaneamente e a ionização por cada pulso é coletada independentemente. Portanto, a quantidade de interesse é a densidade total de carga liberada por pulso, denotada por r (esu/cm³).

A figura II-6 representa uma câmara de ionização cilíndrica durante a coleção de íons, logo após receber um pulso instantâneo de radiação.

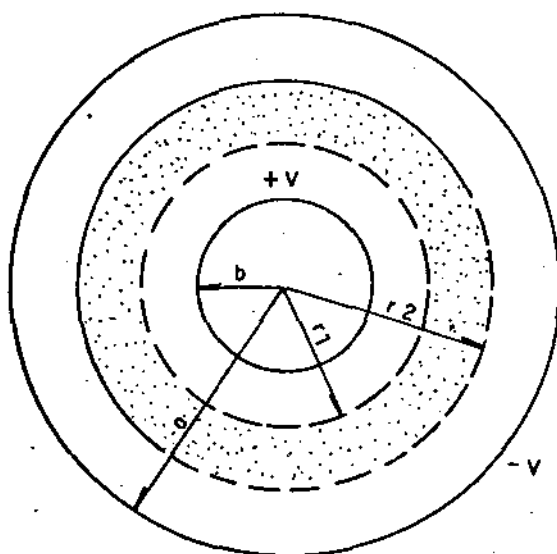


Figura II-6 : Câmara de Ionização Cilíndrica representando a região de sobreposição de cargas positivas e negativas, depois de um pulso de ionização. A borda definida por r_2 está se movendo com velocidade $k_2 \cdot X(r_2)$. A borda definida por r_1 está se movendo com velocidade $k_1 \cdot X(r_1)$, (ICRU, 1982).

Após a irradiação, os íons positivos e negativos, com mobilidades k_1 e k_2 ($\text{cm}^2/\text{s.V}$), respectivamente, mover-se-ão para os eletrodos de sinais opostos com velocidades constantes $k_1 \cdot X(r_1)$ e $k_2 \cdot X(r_2)$, respectivamente, a partir de seu ponto de origem, onde $X(r_1)$ e $X(r_2)$ representam o campo elétrico nas bordas da sobreposição.

Durante a coleção de íons, o volume de gás da cavidade da câmara com espaçamento radial entre os eletrodos, $(a-b)$, pode ser dividido em três regiões.

- 1 - Região de espaçamento radial igual a (r_2-b) próxima ao eletrodo central de sinal positivo, na qual os íons positivos são conduzidos para fora;
- 2 - Região similar, onde o espaçamento radial é igual a $(a-r_2)$, próxima ao eletrodo negativo, mas contendo íons positivos, e
- 3 - Região de sobreposição, contendo íons positivos e negativos em concentrações iguais.

A intensidade do campo na câmara varia com a razão entre os raios, interno e externo, ocorrendo, dessa forma, uma mudança na velocidade dos íons. Suas concentrações espaciais, entretanto, permanecem constantes à medida que eles se movem em direção aos eletrodos, uma vez que uma mudança na velocidade radial é exatamente compensada por uma mudança inversamente proporcional no espaçamento circunferencial dos íons.

Se a densidade inicial de íons, n_0 , devida ao pulso for considerada uniforme por toda a câmara, e for a mesma para ambas as polaridades, então, durante a recombinação a densidade de carga, n , dentro da região de sobreposição permanecerá uniforme e decairá com o tempo, segundo a equação a seguir (BOAG, 1964)

$$n = \frac{n_0}{1 + \alpha \cdot n_0 \cdot t} \quad (2.2)$$

onde: α é o coeficiente de recombinação.

Desprezando-se o efeito de blindagem das cargas espaciais, o tempo que as duas camadas de cargas, positivas e negativas, levam para se encontrarem, isto é, a região de sobreposição, se contrai e desaparece, é dado por:

$$T = \frac{(a - b)}{K_1 \cdot X(r_1) + K_2 \cdot X(r_2)} \quad (2.3)$$

Depois deste intervalo de tempo os íons positivos e negativos da nuvem separam-se, não ocorrendo mais nenhuma recombinação. Torna-se fácil, então, calcular a fração de íons que se recombina durante o tempo de duração da região de sobreposição, T , e, por conseguinte, deduzir a fração coletada, isto é, a eficiência de coleção, f , será (BOAG, 1950):

$$f = \frac{1}{u} \cdot \ln(1 + u) \quad (2.4)$$

Nesta relação, o espaçamento radial entre os eletrodos, $(a-b)$, é aumentado por um "fator de distorção de campo", K , o qual permite a variação cilíndrica do campo elétrico. Dessa forma,

$$u = \mu \cdot \left(\frac{r \cdot \{ K \cdot (a - b)^2 \}}{V} \right) \quad (2.5)$$

onde:

μ é uma constante envolvendo os coeficientes de recombinação e mobilidade, r , é a densidade de carga liberada por pulso, e V é a tensão aplicada à câmara.

Para um câmara de ionização cilíndrica, a fórmula teórica para K é dada por:

$$K = \sqrt{\frac{a/b + 1}{a/b - 1}} \cdot \frac{\ln a/b}{2} \quad (2.6)$$

b) Medidas Experimentais da Eficiência de Coleção de Íons

A eficiência de coleção de íons das câmaras de ionização cilíndricas utilizadas foi testada, em todos os feixes de elétrons pulsados do acelerador linear Saturne com taxa de dose de 200 R/min.

O método experimental utilizado, "métodos da duas tensões" (NCRP, 1982 e ICRU, 1982), consiste em tomar duas leituras separadas da carga coletada em uma mesma ionização por pulso, em duas tensões coletoras diferentes, de forma que a eficiência de coleção possa então ser calculada.

Sejam q_1 e q_2 as cargas coletadas experimentalmente em duas tensões diferentes V_1 e V_2 , respectivamente, e q_0 a carga real liberada antes da recombinação. Pode-se

então escrever (BOAG, 1950) :

$$\frac{q_1}{q_0} = f_1 = \left(\frac{1}{u_1}\right) \cdot \ln(1 + u_1) \quad (2.7)$$

onde:

$$u_1 = \mu \cdot \left(\frac{r \cdot K^2 \cdot (a - b)^2}{V_1}\right) \quad (2.8)$$

$$\frac{q_2}{q_0} = f_2 = \left(\frac{1}{u_2}\right) \cdot \ln(1 + u_2) \quad (2.9)$$

e

$$u_2 = \mu \cdot \left(\frac{r \cdot K^2 \cdot (a - b)^2}{V_2}\right) \quad (2.10)$$

de forma que :

$$\frac{q_1}{q_2} = \left(\frac{u_2}{u_1}\right) \cdot \frac{\ln(1 + u_1)}{\ln(1 + u_2)} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right) \cdot \frac{\ln(1 + u_1)}{\ln(1 + u_1 \cdot V_1/V_2)} \quad (2.11)$$

onde :

K é constante dada pela equação (2.6)

r é a carga coletada por pulso em esu/cm

a é o raio do eletrodo externo

b é o raio do eletrodo interno

μ é uma constante que depende da mobilidade dos íons.

Uma solução aproximada da equação foi dada por Casson (1981) :

$$f_1 = 1 - \alpha \cdot x - \beta \cdot x^2 \quad (2.12)$$

onde :

$$\alpha = \left(\frac{V_1}{V_2} - 1 \right)^{-1} \quad (2.13)$$

$$\beta = \frac{V_1}{3 \cdot V_2} \cdot \left(\frac{V_1}{V_2} - 1 \right)^{-1} \quad (2.14)$$

$$x = \frac{q_1}{q_2} - 1 \quad (2.15)$$

(q_1/q_2) e (V_1/V_2) são conhecidos experimentalmente e portanto a eficiência de coleção é facilmente calculada, substituindo estes valores na equação (2.12).

A eficiência de coleção de íons das câmaras foi testada em duas profundidades diferentes, sendo uma na profundidade de ionização máxima e a outra em uma profundidade entre 50% e 30%, com a finalidade de testar a eficiência das câmaras em todo o espectro.

A intensidade de um feixe de elétrons diminui à medida que aumenta-se a profundidade, podendo a eficiência de coleção de uma câmara sofrer alterações com o aumento da profundidade, sendo necessário adotar-se um fator de correção para cada profundidade. A importância do estudo de eficiência de coleção por este método é que, se não houver uma variação brusca da eficiência com a profundidade, pode-se considerar a eficiência da câmara satisfatória, não sendo necessário fazer nenhuma correção das leituras feitas.

A tabela II-1 apresenta os resultados obtidos para as três câmaras em todas as energias.

Observa-se que a eficiência de coleção para a câmara M (PTW) apresentou variações em torno de 1% em todas as profundidades, para todas as energias.

A eficiência de coleção para a câmara Baldwin Farmer apresentou variações de 3% a 4% de 6 MeV a 9 MeV, enquanto que para 17 MeV e 20 MeV a variação ficou entre 3% e 5%.

Para a câmara T (PTW) a variação da eficiência com a profundidade ficou em torno de 1% para as energias de 6 MeV a 13 MeV, enquanto que para 17 MeV e 20 MeV a variação ficou entre 4% e 6%, respectivamente. Considera-se, portanto, que as três câmaras utilizadas apresentam uma eficiência de coleção satisfatória, não sendo necessário fazer nenhuma correção das leituras feitas.

Observa-se que a eficiência de coleção de íons para a câmara M variou de 0,989 a 0,999; para a câmara BF de 0,947 a 0,995; para a câmara T de 0,901 a 0,986.

TABELA II-1

Eficiência de Coleção Calculada
em
Câmaras de Ionização Cilíndricas

| Energias | Prof (mm) | M(PTW) | B.FARMER | T(PTW) |
|----------|--------------|--------|----------|--------|
| Elétrons | 15 | 0,989 | 0,979 | 0,979 |
| 6 MeV | 24 | 0,996 | 0,982 | 0,986 |
| Elétrons | 24 | 0,996 | 0,960 | 0,958 |
| 9 MeV | 37 | 0,999 | 0,960 | 0,958 |
| Elétrons | 30 | 0,995 | 0,955 | 0,952 |
| 13 MeV | 55 | 0,999 | 0,990 | 0,960 |
| Elétrons | 30 | 0,986 | 0,953 | 0,928 |
| 17 MeV | 74 | 0,990 | 0,980 | 0,967 |
| Elétrons | 30 | 0,992 | 0,947 | 0,901 |
| 20 MeV | 87 | 0,995 | 0,992 | 0,951 |

Observa-se, também, que a eficiência melhora em profundidades maiores.

c) Efeito de Polaridade

Observa-se, algumas vezes, que a magnitude da carga coletada em uma câmara de ionização, exposta à radiação de intensidade constante, varia quando a polaridade do potencial coletor for invertida (BOAG, 1968). Existem várias causas possíveis para este efeito em câmaras de ionização cilíndricas, entre elas as seguintes :

- 1) Quando a parede e o eletrodo coletor da câmara forem construídos de materiais diferentes
- 2) A distribuição da carga espacial dependerá da polaridade do eletrodo coletor, devido à diferença na mobilidade dos íons positivos e negativos, o que levará a diferenças na eficiência de coleção (LAPSLEY, 1953). O erro poderá ser minimizado aumentando-se a tensão coletora.
- 3) O freamento de alguns elétrons do feixe primário, no coletor, pode não ser inteiramente balanceado pela ejeção dos elétrons de recuo, do coletor.

A forma de contornar esse problema tem sido a adotada por Boag - Attix (1968), a qual consiste em tomar o valor médio entre as cargas coletadas correspondentes a polaridade positiva e negativa, respectivamente, o que fornece a carga real coletada no gás da câmara.

As medidas foram, sistematicamente, realizadas em ambas as polaridades e os resultados considerados foram tomados da média das cargas coletadas nas duas polaridades. As câmaras utilizadas apresentaram diferenças

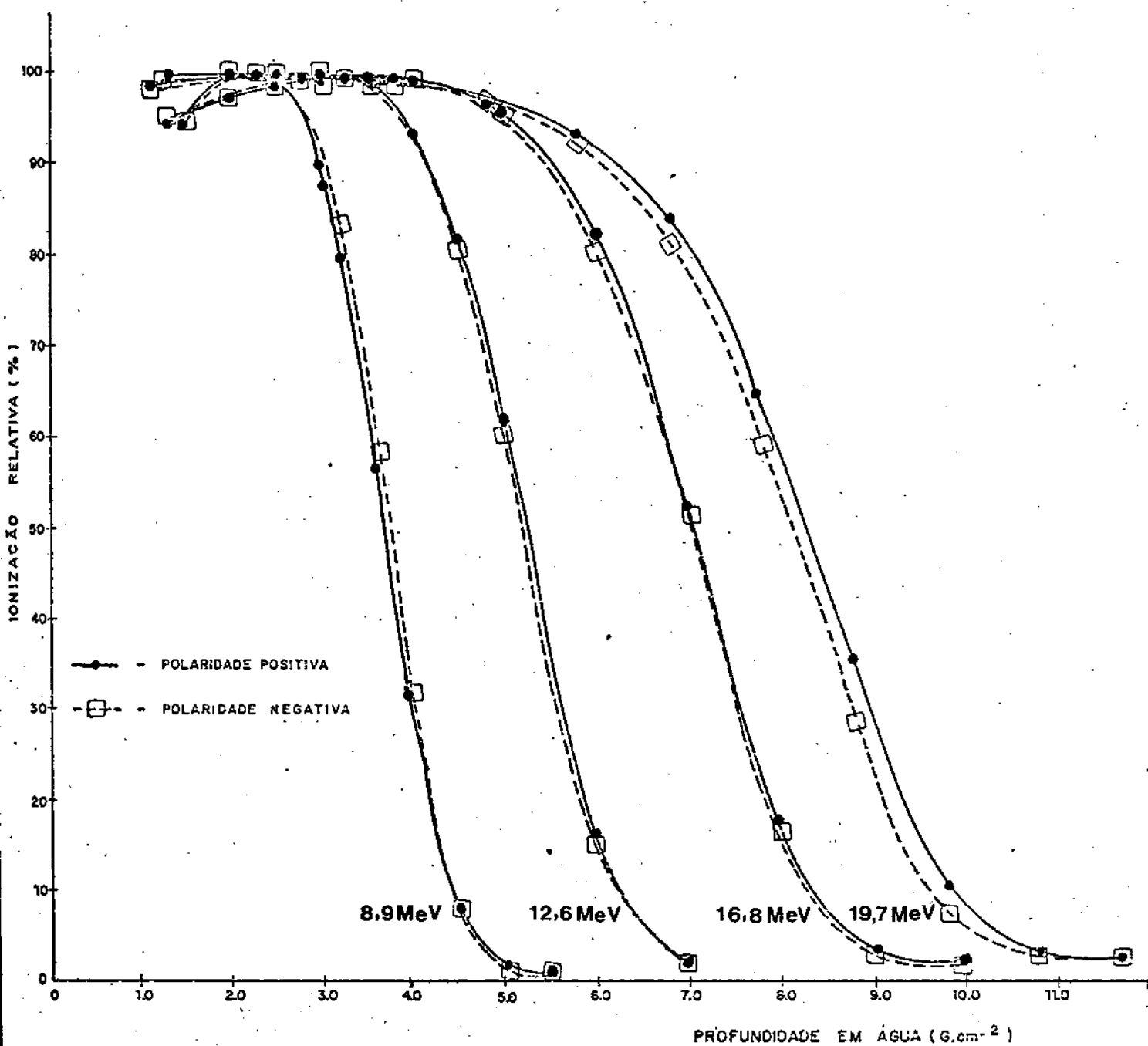


Figura II-7 : Curvas de ionização relativa em profundidade, apresentando a influência da polaridade aplicada à câmara de ionização M(PTW) nos feixes de elétrons de diferentes energias.

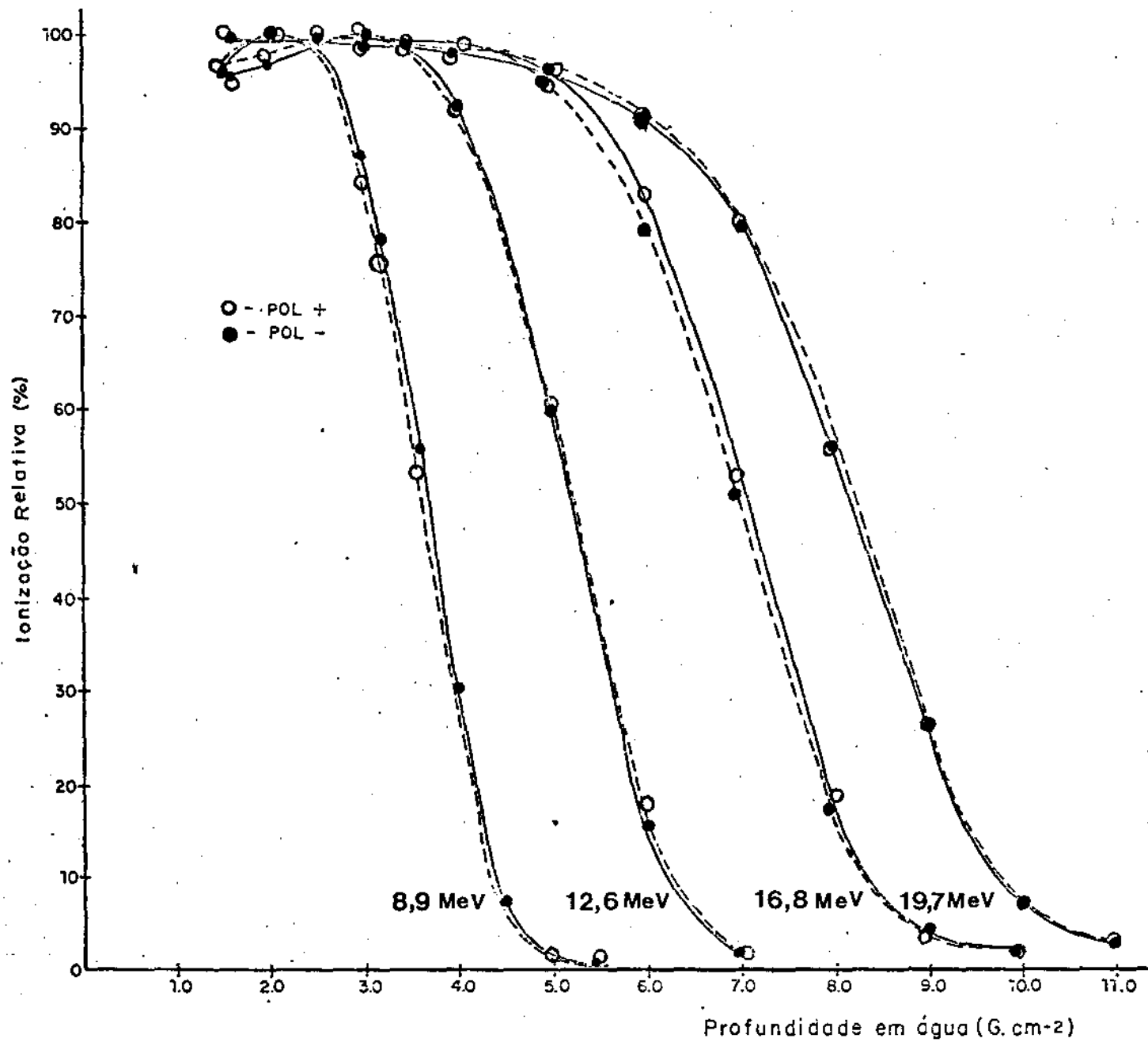


Figura II-8 : Curvas de ionização relativa em profundidade, apresentando a influência da polaridade aplicada à câmara de ionização Baldwin-Farmer nos feixes de elétrons de diferentes energias.

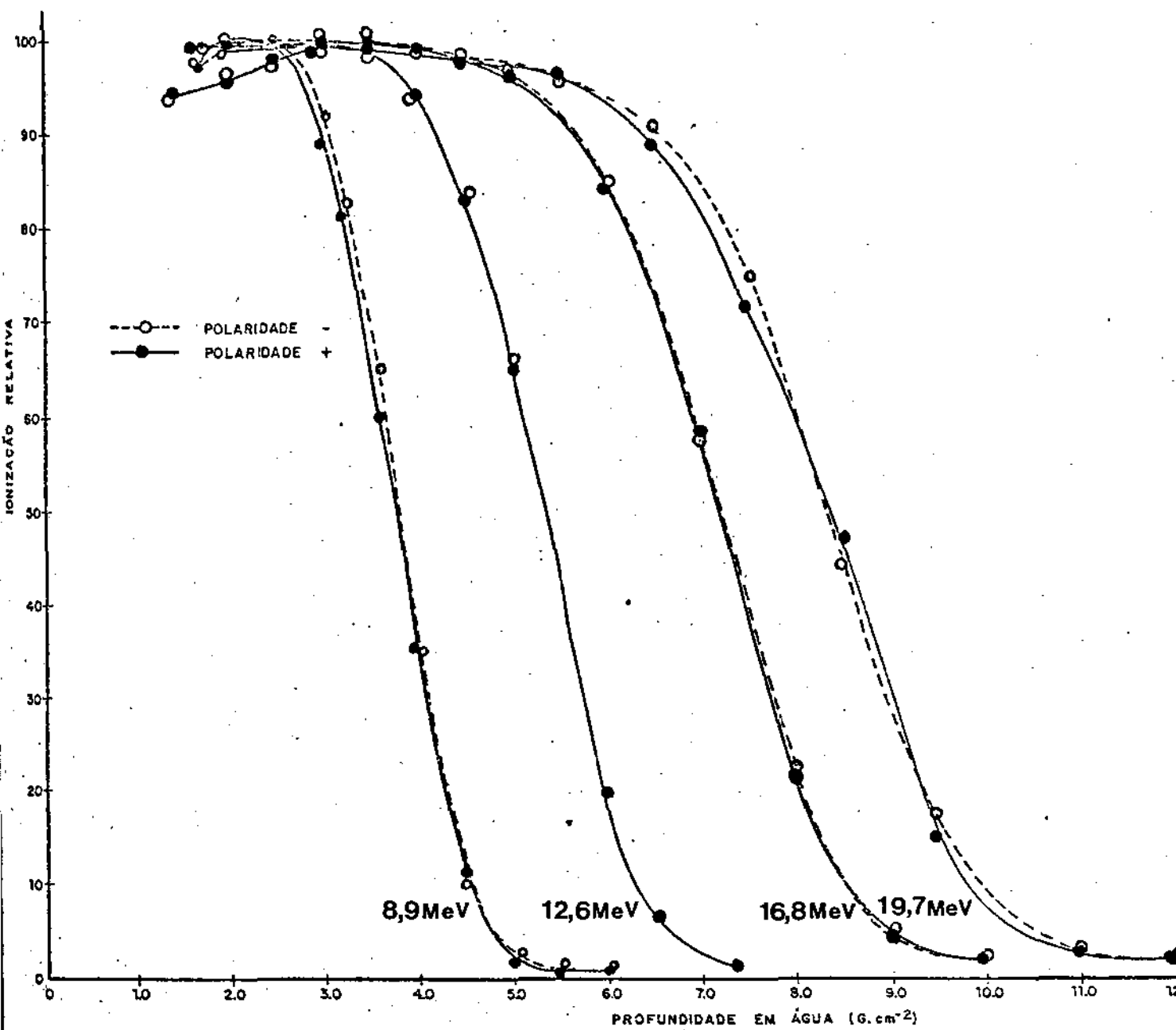


Figura II-9 : Curvas de ionização relativa em profundidade, apresentando a influência da polaridade aplicada à câmara de ionização T (PTW) nos feixes de elétrons de diferentes energias.

entre as polaridades, representadas pelos gráficos das Figuras II-7, II-8 e II-9, sendo o efeito de polaridade mais acentuado nas energias de elétrons maiores.

2.1.4 - Sistema de Eixos Cartesianos Tridimensional

Foi utilizado um sistema de eixos cartesianos tridimensional, modelo MP1, fabricado pela PTW. O sistema é composto de uma estrutura de metal de 66 cm x 48 cm com 57 cm de altura, contendo um suporte que mantém a câmara de ionização fixa. É também equipado com dois motores de passos os quais movimentam os eixos x e y por controle remoto.

A utilização deste sistema sobre um simulador de água permite variar a câmara em profundidade (eixo y) ou lateralmente (eixo x) em intervalos de 1 mm.

2.1.5 - Simulador

Quando as medidas de distribuição de dose são tomadas em simuladores substituindo o corpo humano, o material do simulador precisa ser equivalente ao tecido com relação à interação com a radiação. Para que dois materiais sejam equivalentes as cinco propriedades físicas precisam ser idênticas:

- a) Coeficiente de atenuação de massa (μ/ρ)
- b) Coeficiente de absorção de energia por massa (μ_{en}/ρ)
- c) Poder de freamento de elétron por massa (S/ρ)
- d) Poder de espalhamento angular de massa por elétron

$(\theta^2 b)$

e) Densidade de massa (ρ)

A água é considerada o melhor substituto do tecido mole, daí o fato dela, ser utilizada como simulador padrão nas medidas de ionização.

Na prática, é utilizado um cubo de lucite cheio de água, o que facilita o posicionamento da câmara de ionização, onde a mesma é protegida contra a umidade com uma luva de lucite.

O simulador utilizado tem dimensões de 30cm x 30cm x 30cm, e a parede frontal tem uma espessura de 3 mm conforme indicações de Drexler, Leetz e Regula, (1977).

2.2 - Procedimento Experimental

Nas medidas efetuadas, com a finalidade de avaliar o deslocamento radial, d , (definido como o deslocamento do ponto efetivo de medida do centro geométrico da câmara, ZOETELIEF, 1982) em câmaras de ionização cilíndricas usadas em feixes de elétrons, utilizou-se o feixe de elétrons do acelerador linear de 18 MV (Saturne - CGR (MeV)) do Instituto Nacional do Câncer do Rio de Janeiro.

As curvas de ionização em profundidade no eixo central em um simulador de água foram obtidas com uma distância fonte-superfície (DFS) de 100 cm e um campo quadrado de 20 cm x 20 cm (o fator deslocamento é independente do campo (AWSCHALOM e col., 1983)).

Foram usadas, nas medidas, 3 (três) câmaras de ionização cilíndricas de diferentes fabricantes com diâmetros internos de 3,5, 6,25 e 9,0 mm, descritas no item 2.1.2, posicionadas no simulador de água.

O simulador foi mantido fixo, enquanto era feita a mudança de uma câmara para outra, assegurando que as condições de radiação fossem mantidas para todas as câmaras. As câmaras foram protegidas por luvas de lucite adaptadas às suas dimensões externas, para impedir que se danificassem devido à umidade.

Como dispositivo de suporte das câmaras e varredura automática do campo de radiação dentro do meio absorvedor, foi empregado um sistema de eixos cartesianos modelo MP1, de fabricação PTW. Cada câmara foi inicialmente posicionada dentro do simulador, na profundidade que permitia a maior aproximação possível da parede frontal. A precisão estimada deste posicionamento foi de $\pm 0,5$ mm.

As câmaras de ionização operaram com um potencial coletor de 300 Volts, assegurando uma eficiência de coleção aceitável em todas as profundidades para todas as câmaras (ver item 2.1.3a). As medidas foram coletadas por um eletrômetro digital da Keithley Instruments acoplado a uma interface de conexão para todas as câmaras.

As medidas foram efetuadas em ambas as polaridades, tomando-se a média das leituras, (ICRU, 1982) e normalizadas para a profundidade de ionização máxima. Foram feitas três exposições com cada câmara em cada profundidade. As medidas apresentaram boa reprodutibilidade com desvio padrão de 0,5% (IAEA, 1970).

A fig. II-10 apresenta o arranjo experimental, utilizado para as medidas de ionização em profundidade, onde a distância fonte-superfície (DFS) é mantida fixa durante todo o experimento. A profundidade é modificada, automaticamente, com o auxílio do controle remoto do sistema de eixos cartesianos. A profundidade, z , considerada, corresponde à distância do centro geométrico da cavidade da câmara à superfície de entrada do simulador.

2.3 - Fatores de Conversão de Ionização para Dose Absorvida

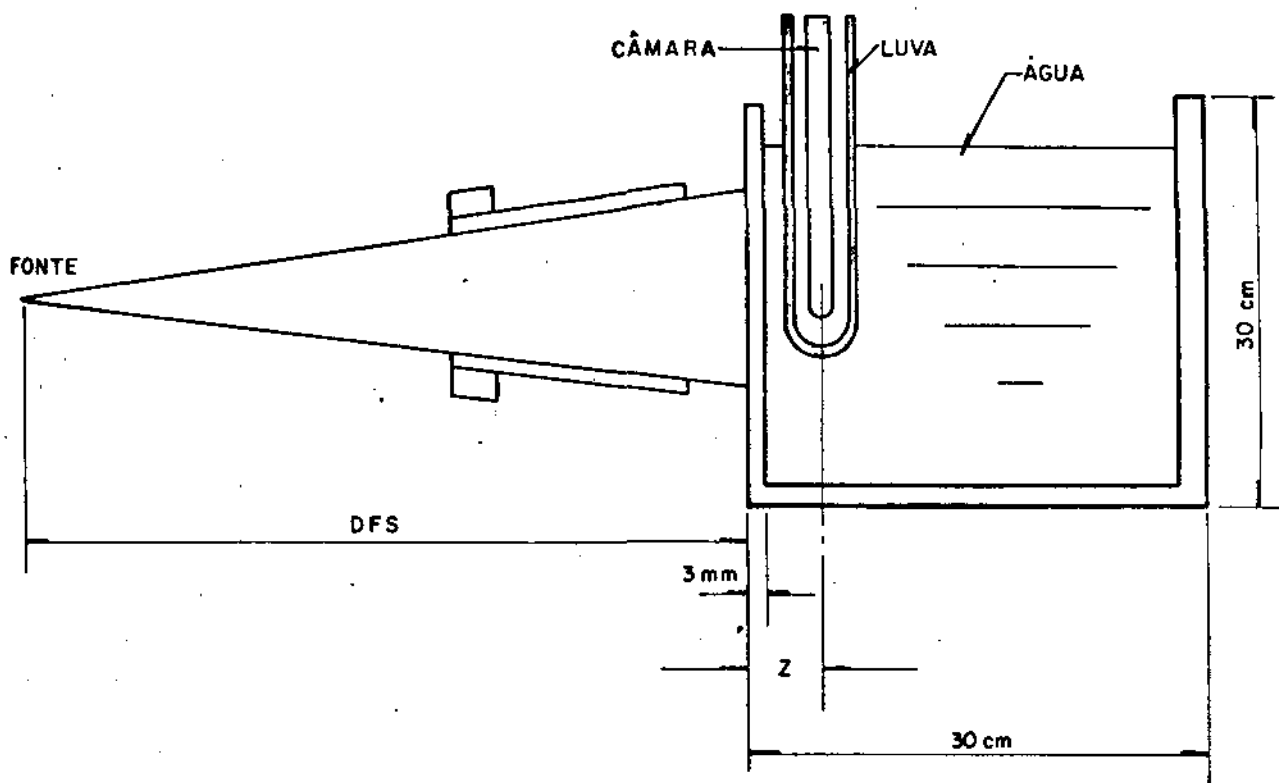
Para converter a curva de ionização relativa obtida com a câmara de ionização cilíndrica em dose absorvida, é necessário, em cada profundidade, aplicar os fatores de conversão de perturbação e a razão do poder de freamento (ICRU, 1972).

2.3.1 - Perturbação

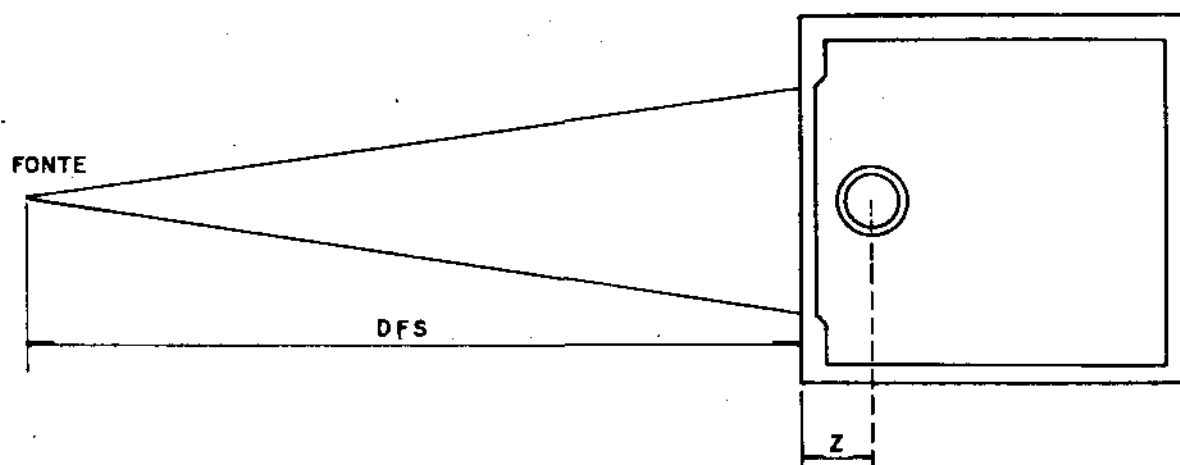
A introdução de uma câmara de ionização em um meio causa uma perturbação no fluxo de elétrons nesse meio, devido à presença da cavidade de ar da câmara. Os elétrons que penetram na cavidade são menos espalhados, ocorrendo um aumento da densidade do fluxo de elétrons (Fig. II-11). Harder (1968) discutiu esse efeito para as várias formas de cavidades e descreveu um fator de perturbação $P_{a,g}$ o qual, multiplicado pelas leituras de ionização obtidas com a câmara de ionização, corrige este efeito:

$$P_{a,g} = \frac{1}{J_{gp}/J_g} \quad (2.16)$$

onde :



VISTA LATERAL



VISTA SUPERIOR

Figura II-10 : Arranjo Experimental

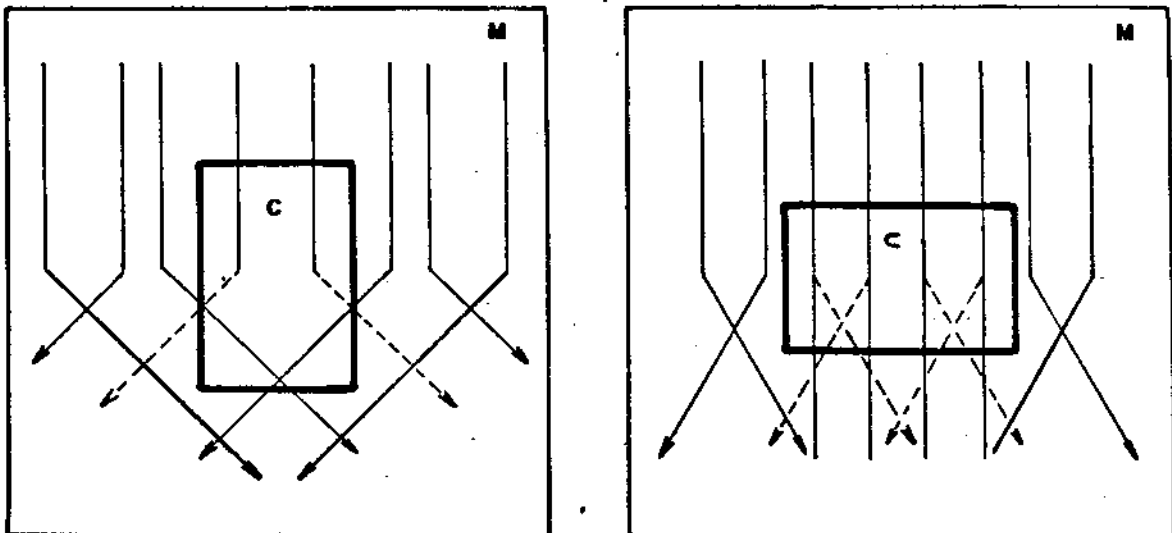


Figura II-11 : Perturbação do campo de radiação ocasionada pela inserção de uma cavidade contendo gás, em meios circundantes sólidos e líquidos. O espalhamento múltiplo é representado de um modo simplificado através da deflexão indicada na trajetória dos elétrons.

a) O volume da cavidade, C, é preenchido com o mesmo material circundante do meio M; equilíbrio do espalhamento nas superfícies limites.

b) A cavidade C é preenchida com gás: a densidade do fluxo de partículas aumenta em consequência de um menor espalhamento de elétrons pelo gás.

J_{gp} é a ionização produzida no gás devido ao efeito de perturbação e

J_g é a ionização produzida no gás sem o efeito da perturbação.

Para as câmaras de ionização cilíndricas de raio r , com seu eixo perpendicular ao feixe de elétrons :

$$\frac{J_{gp}}{J_g} = \left(\frac{2}{5}\right) \cdot \frac{b \cdot r^{1/2}}{\pi} \quad (2.17)$$

Para um meio de água :

$$b = \frac{1,096 \cdot (E_z + 0,511)}{\bar{E}_z \cdot (\bar{E}_z + 1,022)} \quad (2.18)$$

onde :

\bar{E}_z é a energia média dos elétrons na profundidade z do simulador, dada pela equação:

$$\bar{E}_z = \bar{E}_0 \cdot \left(1 - \frac{z}{R_p}\right) \quad (2.19)$$

onde :

\bar{E}_0 é a energia média na superfície do simulador, a qual é obtida através de determinação experimental de R_{50} (NACP, 1980), e

R_p é o alcance prático obtido conforme figura II-12.

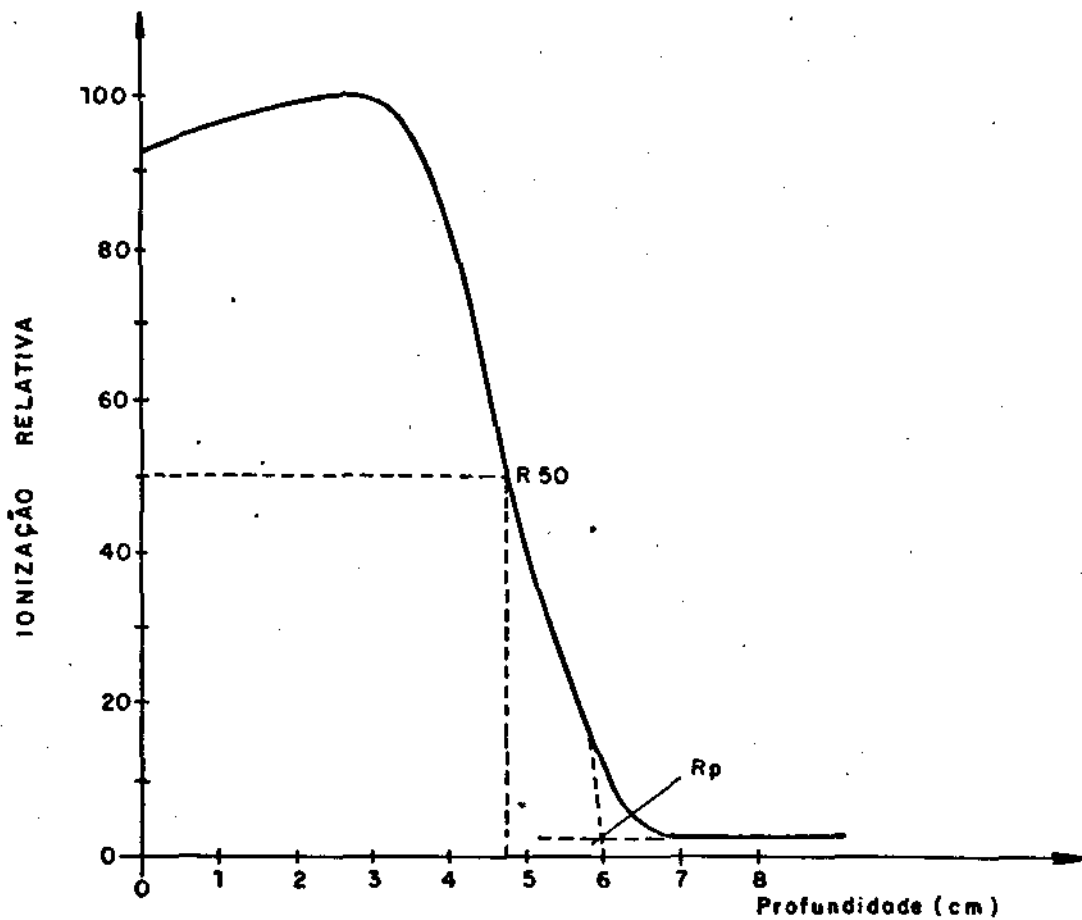


Figura II-12 : Determinação do Alcance Prático (R_p) e de R_{50} para se calcular a Energia Média segundo as equações $\bar{E}_0 = 2,33 \cdot R_{50}$ (NACP, 1980) e $\bar{E}_z = \bar{E}_0 (1 - z/R_p)$ (HARDER, 1968).

2.3.2 - Razão do Poder de Freamento

A razão de poder de freamento, $S_{\text{ar}}^{\text{água}}$, leva em conta a diferença na deposição de energia no meio material (água) e no ar (cavidade).

Assume-se que a fluência de elétrons primários no meio não é perturbada pela presença da cavidade de ar (NAUM, 1980). Considerando que os elétrons dissipam energia continuamente (ICRU, 1972), a razão de poder de freamento pode ser expressa como :

$$S_{\text{ar}}^{\text{água}} = \frac{\int (\phi_E)_{\text{água}} \cdot \left(\frac{S}{\rho}\right)_{\text{col,água}} \cdot dE}{\int (\phi_E)_{\text{água}} \cdot \left(\frac{S}{\rho}\right)_{\text{col,ar}} \cdot dE} \quad (2.20)$$

onde :

$(\phi_E)_{\text{água}}$: Distribuição da fluência de elétrons em energia em um ponto de interesse (água)

$(S/\rho)_{\text{col}}$: Poder de freamento de massa de energia E_z .

E_z : Energia máxima dos elétrons no ponto de interesse.

A expressão (2.20) pode ser simplificada assumindo que há uma relação linear entre $(S/\rho)_{\text{col}}$ e a energia dos elétrons, na região de intensidade máxima do espectro de elétrons. Integrando a distribuição da fluência de energia, a razão do poder de freamento de massa pode ser aproximada para a

energia média E_z (ICRU, 1972).

$$\frac{S_{\text{água}}}{S_{\text{ar}}} = \frac{\left(\frac{S}{\rho}\right)_{\text{col}, E_z, \text{água}}}{\left(\frac{S}{\rho}\right)_{\text{col}, E_z, \text{ar}}} \quad (2.21)$$

onde :

$(S/\rho)_{\text{col}}$ foi calculada para a energia média E_z dos elétrons primários, no ponto de interesse.

E_z pode ser calculado pelo uso de

$$E_z = E_0 \left(1 - \frac{Z}{R_p}\right) \text{ (Harder)}.$$

Foram utilizados os valores de $(S/\rho)_{\text{col}}$, calculados por Berger e Seltzer (1975) e apresentados na Tabela II-2.

TABELA II-2

VALORES RECOMENDADOS DE $S_{\text{ar}}^{\text{água}}$ EM FUNÇÃO DA PROFUNDIDADE
E DA ENERGIA MÉDIA NA SUPERFÍCIE DO SIMULADOR

| Prof | Eo (MeV) | | | | | | | Prof | Eo (MeV) | | |
|------|----------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|------|----------|-------|-------|
| Z/mm | 5 | 6 | 8 | 9 | 10 | 12 | 14 | Z/mm | 16 | 18 | 20 |
| 2 | 1,056 | 1,044 | 1,025 | 1,017 | 1,010 | 0,998 | 0,988 | 0 | 0,972 | 0,965 | 0,958 |
| 4 | 1,062 | 1,048 | 1,028 | 1,020 | 1,013 | 1,001 | 0,990 | 5 | 0,981 | 0,974 | 0,969 |
| 6 | 1,069 | 1,054 | 1,032 | 1,024 | 1,016 | 1,003 | 0,993 | 10 | 0,990 | 0,982 | 0,975 |
| 8 | 1,078 | 1,062 | 1,037 | 1,028 | 1,020 | 1,007 | 0,996 | 15 | 0,998 | 0,989 | 0,982 |
| 10 | 1,086 | 1,070 | 1,043 | 1,033 | 1,024 | 1,010 | 0,998 | 20 | 1,006 | 0,997 | 0,988 |
| 12 | 1,095 | 1,078 | 1,049 | 1,038 | 1,029 | 1,013 | 1,001 | 25 | 1,013 | 1,004 | 0,995 |
| 14 | 1,103 | 1,086 | 1,055 | 1,044 | 1,033 | 1,017 | 1,004 | 30 | 1,022 | 1,011 | 1,001 |
| 16 | 1,111 | 1,094 | 1,062 | 1,049 | 1,038 | 1,021 | 1,008 | 35 | 1,031 | 1,018 | 1,008 |
| 18 | 1,119 | 1,101 | 1,069 | 1,056 | 1,044 | 1,025 | 1,011 | 40 | 1,041 | 1,025 | 1,015 |
| 20 | 1,125 | 1,109 | 1,076 | 1,062 | 1,049 | 1,030 | 1,014 | 45 | 1,053 | 1,034 | 1,022 |
| 25 | 1,133 | 1,125 | 1,093 | 1,078 | 1,064 | 1,041 | 1,024 | 50 | 1,065 | 1,046 | 1,031 |
| 30 | | 1,133 | 1,109 | 1,094 | 1,080 | 1,054 | 1,034 | 60 | 1,093 | 1,069 | 1,051 |
| 35 | | | 1,124 | 1,109 | 1,095 | 1,068 | 1,045 | 70 | 1,117 | 1,093 | 1,072 |
| 40 | | | 1,130 | 1,127 | 1,109 | 1,082 | 1,058 | 80 | 1,127 | 1,114 | 1,094 |
| 45 | | | 1,129 | 1,129 | 1,121 | 1,096 | 1,071 | 90 | | 1,129 | 1,118 |
| 50 | | | | 1,129 | 1,127 | 1,109 | 1,084 | 100 | | | 1,128 |
| 55 | | | | | 1,128 | 1,119 | 1,097 | 110 | | | 1,121 |
| 60 | | | | | | 1,124 | 1,108 | 120 | | | 1,105 |
| 70 | | | | | | 1,126 | 1,122 | | | | |
| 80 | | | | | | | 1,125 | | | | |

Valores recomendados para $S_{\text{ar}}^{\text{água}}$ em função da profundidade e da energia média na superfície do simulador, \bar{E}_0 . Os valores foram obtidos para a energia de corte $\Delta=10$ KeV, potencial de ionização da água ($I_{\text{água}}$) e do potencial de ionização do ar (I_{ar}) de 75,0 eV e 85,7 eV, respectivamente, para feixes de elétrons até 16 MeV (BERGER & SELTZER, 1982). Para energias acima de 16 MeV, os cálculos utilizando energias de corte 71,3 eV e 92,9 eV, respectivamente, não apresentam diferenças significativas (BERGER & col., 1975).

III - Resultados Experimentais

3.1 - Descrição dos Resultados

Os resultados experimentais são representados, graficamente, através de uma variação relativa dos valores médios em função da profundidade, z , do centro geométrico da cavidade da câmara, tomado como ponto de referência.

As curvas de ionização em profundidade no eixo central, obtidas com três câmaras de ionização cilíndricas em um simulador de água, apresentam um deslocamento na direção da profundidade que aumenta com o raio, r , da cavidade da câmara (fig. III-1 a III-4).

Conforme observações anteriores, (DUTREIX e DUTREIX, 1966 e HARDER, 1977), é possível ajustar linearmente, o deslocamento do ponto efetivo de medida do centro geométrico da câmara, d , para cada percentual de ionização, em função do raio, r , da cavidade da câmara.

As figuras III-1 a III-4 mostram que a região indicada para este ajustamento está compreendida entre 80% e 20%, correspondente à região da curva de ionização na qual o decréscimo com a profundidade é linear. As curvas tracejadas representam uma extrapolação para uma câmara de raio zero, obtidas quando os valores dos deslocamentos radiais são apresentados como uma função linear dos raios das câmaras.

A relação linear entre o deslocamento do ponto efetivo de medida, d , e o raio da cavidade da câmara, r , é dada por:

$$d = (\gamma \pm \sigma_\gamma) \cdot r$$

Onde:

γ é o fator correção deslocamento radial e
 σ_γ é o erro associado ao calculo de γ (ver
 Apendice 6.1)

Estes fatores correção deslocamento radial são apresentados em função da ionização relativa, como é mostrado nas figuras III-9 a III-12. O mesmo procedimento é tomado para todos os feixes de elétrons de energias médias de 8,9, 12,6, 16,8 e 19,7 MeV produzidos pelo acelerador linear Saturne.

Deduzidas as correções de perturbação e a razão de poder de freamento, foram obtidas as curvas de dose relativa em profundidade (Fig. III-5 e III-8), tendo sido obtidos os resultados para o fator correção deslocamento radial em função da dose relativa, conforme mostram as curvas tracejadas nas figuras III-9 a III-12.

3.2 - Discussão dos resultados

Na figura III-9 são apresentados os fatores correção deslocamentos radiais em função da ionização relativa para elétrons com energia média de 8,9 MeV. Observa-se que o deslocamento radial permanece constante com a profundidade no meio absorvedor ou, o que é equivalente, com a energia média do feixe de elétrons, podendo ser apresentado como :

$$d = (0,33 \pm 0,16).r.$$

Entretanto, quando as curvas de ionização são corrigidas para os efeitos de perturbação e para a razão poder de freamento, os deslocamentos radiais apresentam resultados como :

$$d = (0,25 \pm 0,16).r.$$

Na figura III-10 são apresentados os deslocamentos radiais para os elétrons de 12,6 MeV, podendo observar-se que o deslocamento radial aumenta com o aumento da profundidade no meio e a diminuição da energia média do feixe de elétrons, estando os valores entre :

$$d = (0,38 \pm 0,16).r \quad \text{e} \quad (\text{Região de } 80\%)$$

$$d = (0,49 \pm 0,16).r \quad (\text{Região de } 20\%)$$

enquanto que para a dose relativa, esses valores variam entre :

$$d = (0,29 \pm 0,16).r \quad \text{e} \quad (\text{Região de } 80\%)$$

$$d = (0,44 \pm 0,16).r \quad (\text{Região de } 20\%)$$

Nas figuras III-11 e III-12 são apresentados os resultados para elétrons de 16,8 e 19,7 MeV, podendo-se observar que o deslocamento radial apresenta uma diminuição com o aumento da profundidade ou com a diminuição da energia média do feixe de elétrons. Os valores encontrados estão entre :

$$d = (0,67 \pm 0,16).r \quad \text{e} \quad (\text{Região de } 80\%)$$

$$d = (0,54 \pm 0,16).r \quad (\text{Região de } 20\%)$$

para elétrons de 16,8 MeV, e

$$d = (0,85 \pm 0,16).r \quad e, \quad (\text{Região de 80\%})$$

$$d = (0,54 \pm 0,16).r \quad (\text{Região de 20\%})$$

para elétrons de 19,7 MeV.

Quando é feita a correção para os efeitos de perturbação e razão de poder de freamento, os deslocamentos radiais encontram-se entre :

$$d = (0,65 \pm 0,16).r \quad e, \quad (\text{Região de 80\%})$$

$$d = (0,52 \pm 0,16).r \quad (\text{Região de 20\%})$$

para elétrons de 16,8 MeV, e :

$$d = (0,80 \pm 0,16).r \quad e, \quad (\text{Região de 80\%})$$

$$d = (0,47 \pm 0,16).r \quad (\text{Região de 20\%})$$

para elétrons de 19,7 MeV.

Foram feitas medidas com feixes de elétrons com energias nominais de 6 MeV. Entretanto, os resultados não puderam ser interpretados uma vez que as dimensões das câmaras utilizadas dificultam seu uso em baixas energias. Nestas, são recomendadas câmaras de placas paralelas (NACP, 1980).

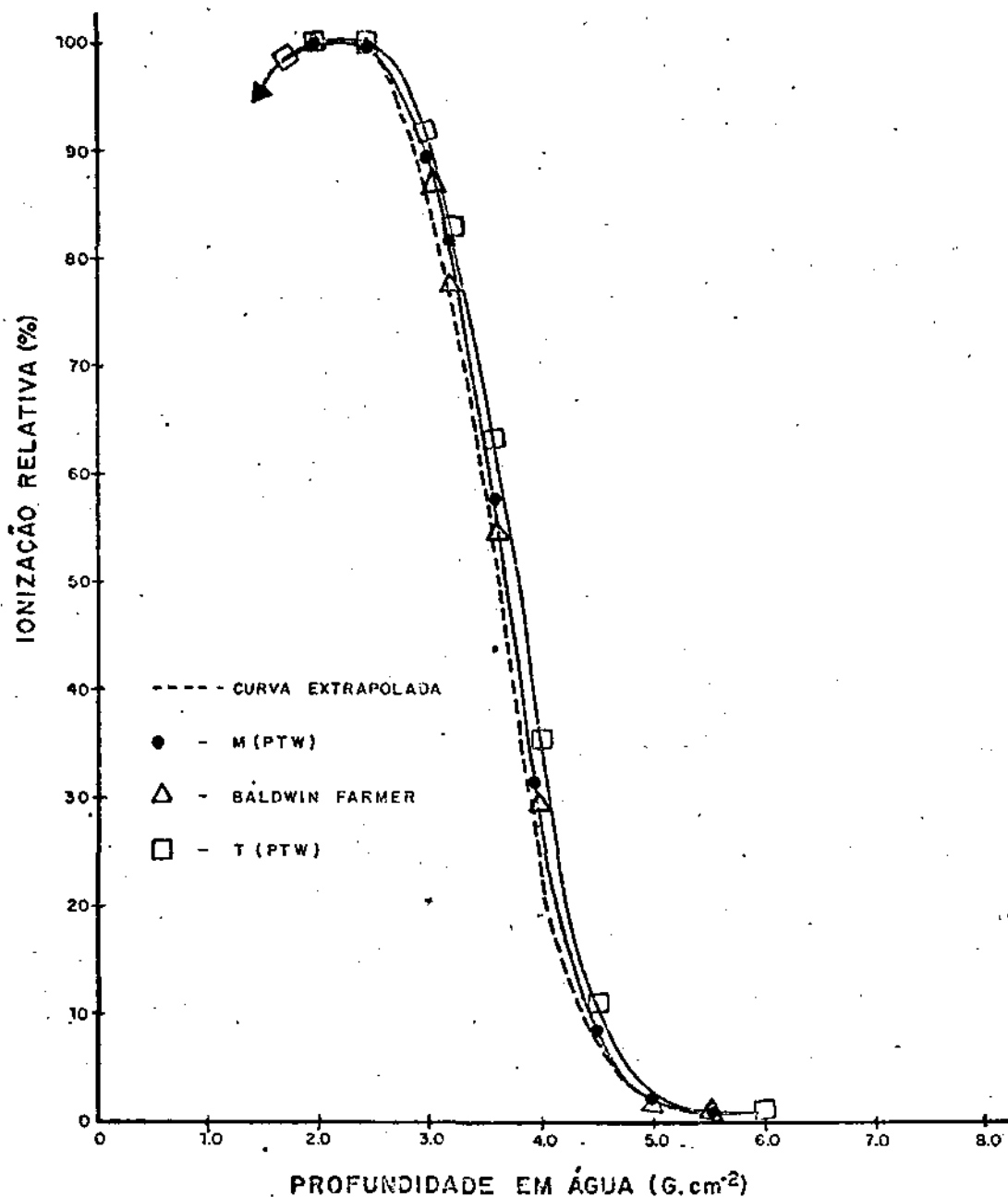


Figura III-1: Curvas de ionização relativa na profundidade com câmaras de ionização cilíndricas de diferentes raios e curva de extrapolação para uma câmara de raio zero em um simulador irradiado com feixes de elétrons de energia média inicial igual a 8,9 MeV.

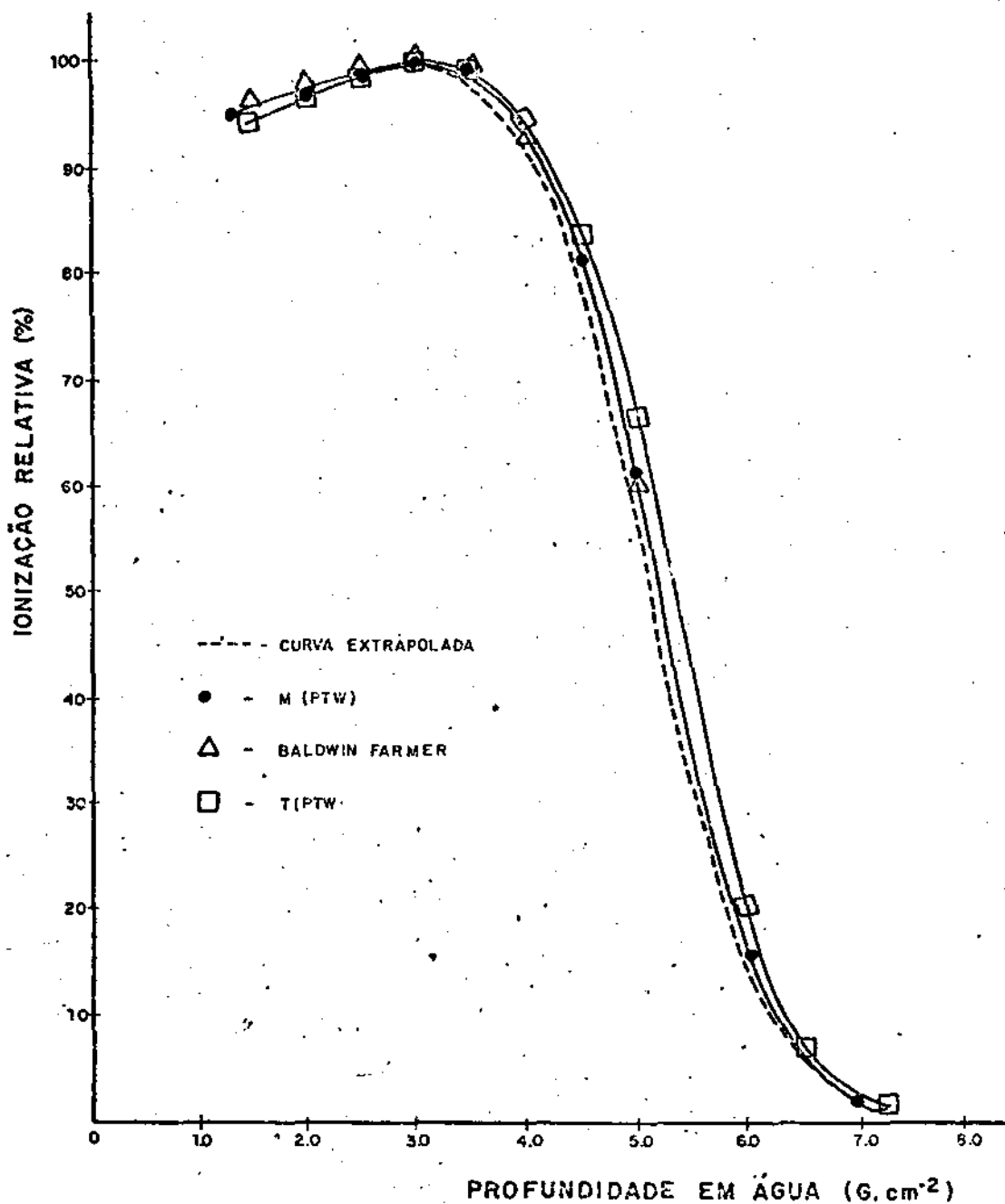


Figura III-2: Curvas de ionização relativa na profundidade com câmaras de ionização cilíndricas de diferentes raios e curva de extrapolação para uma câmara de raio zero em um simulador irradiado com feixes de elétrons de energia média inicial igual a 12,6 MeV.

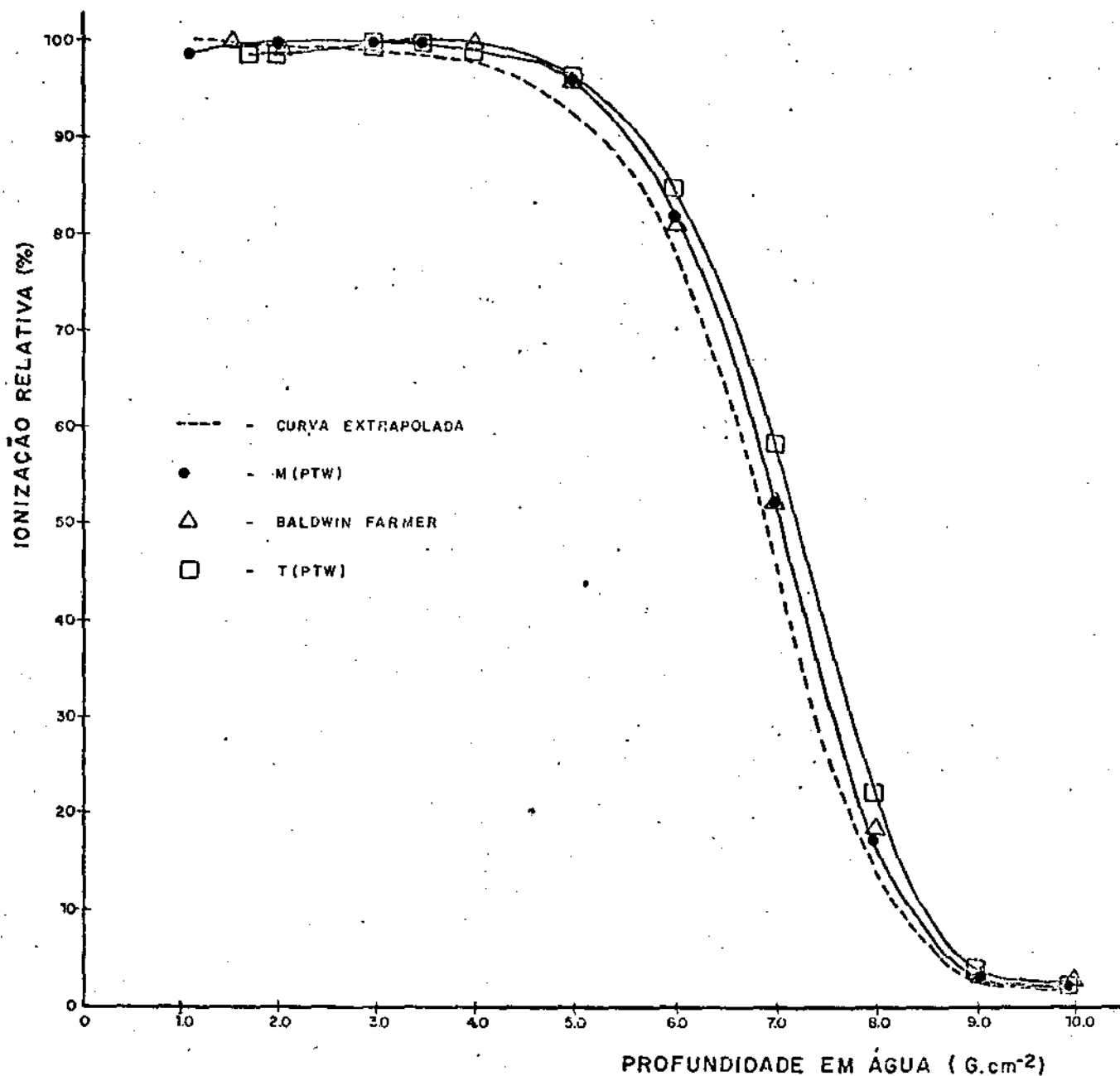


Figura III-3: Curvas de ionização relativa na profundidade com câmaras de ionização cilíndricas de diferentes raios e curva de extrapolação para uma câmara de raio zero em um simulador irradiado com feixes de elétrons de energia média inicial igual a 16,8 MeV.

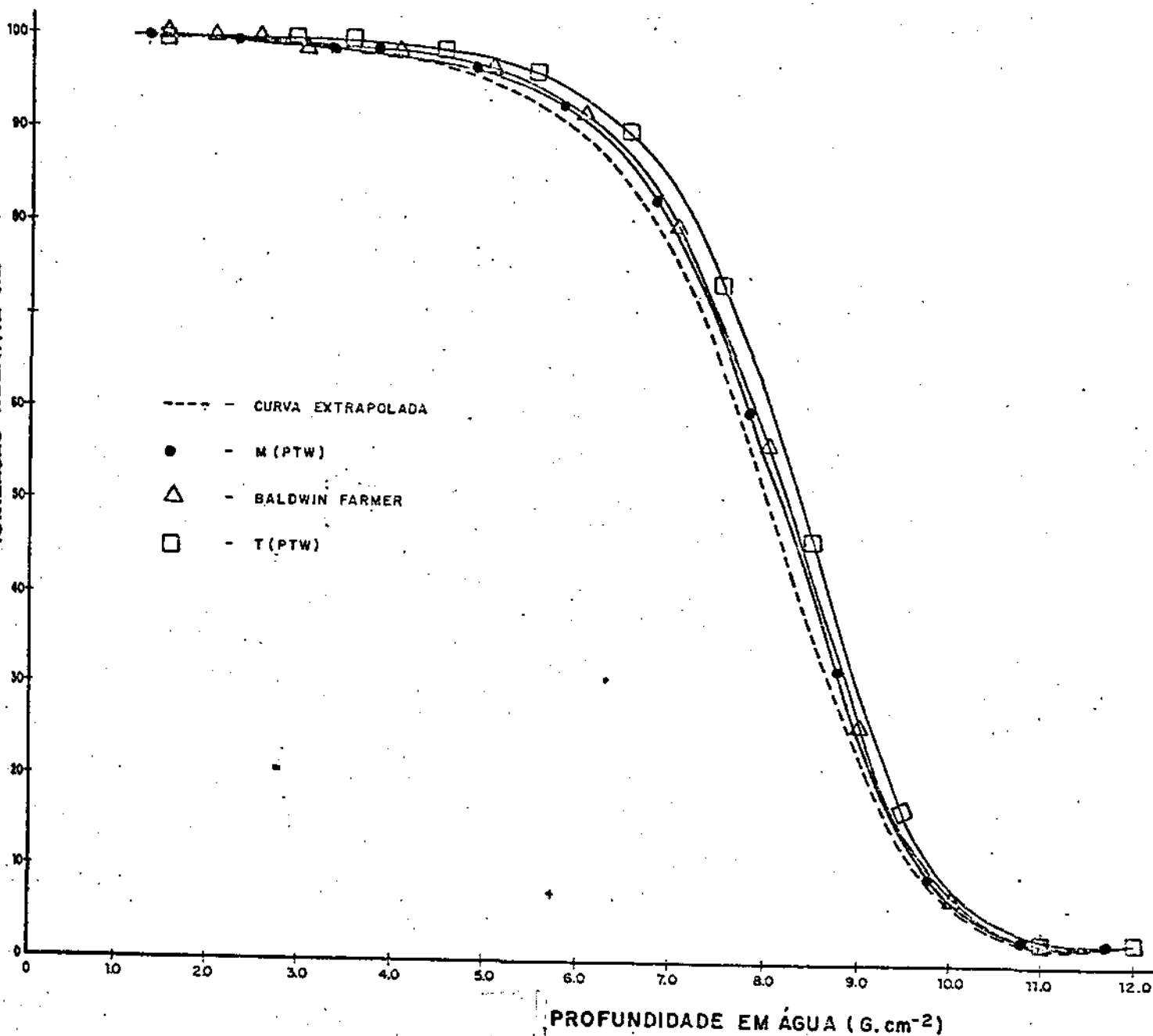


Figura III-4: Curvas de ionização relativa na profundidade com câmaras de ionização cilíndricas de diferentes raios e curva de extrapolação para uma câmara de raio zero em um simulador irradiado com feixes de elétrons de energia média inicial igual a 19,7 MeV.

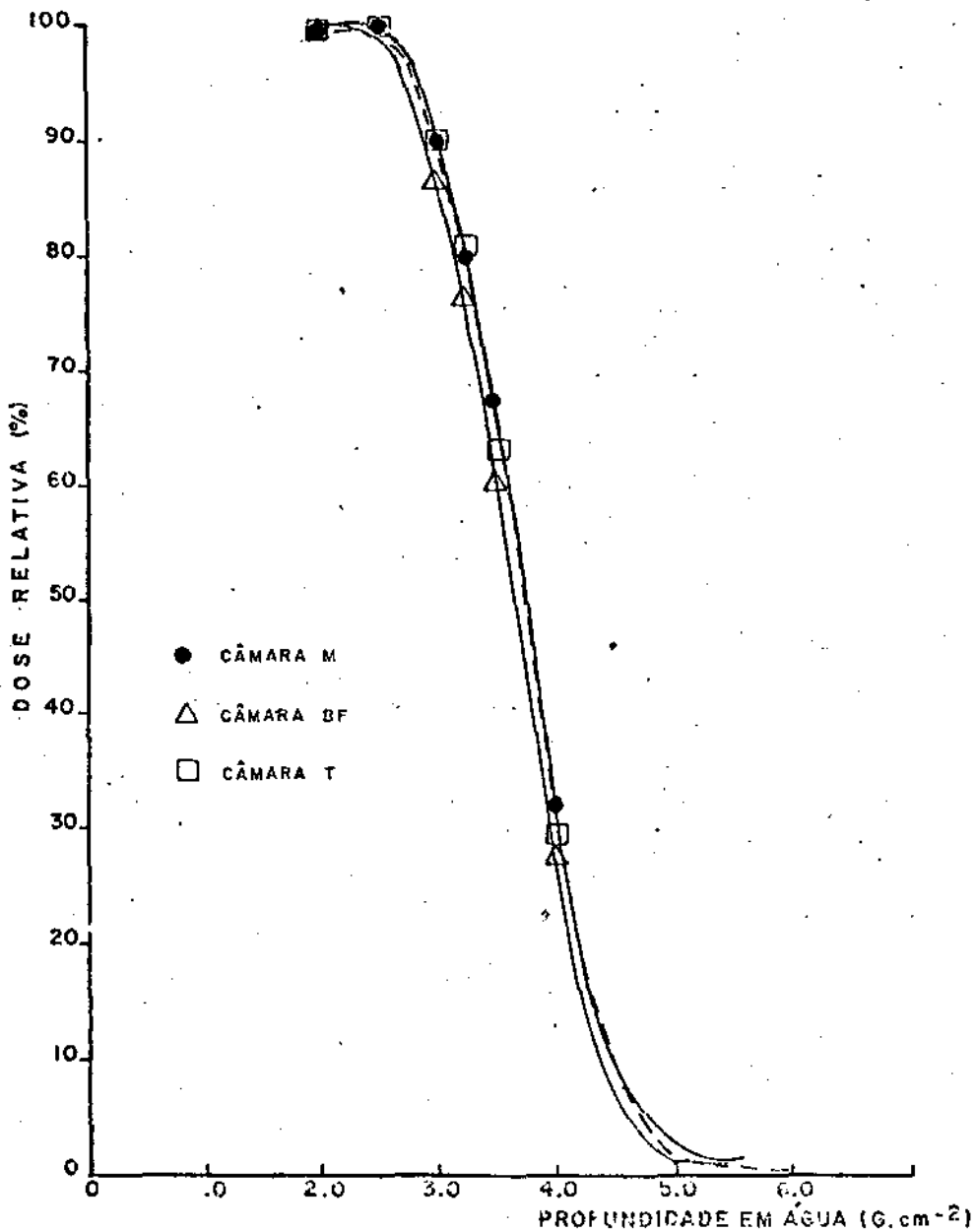


Figura III-5: Curvas de dose relativa na profundidade com câmaras de ionização cilíndricas de diferentes raios, em um simulador irradiado com feixes de elétrons de energia média inicial igual a 8,9 MeV.

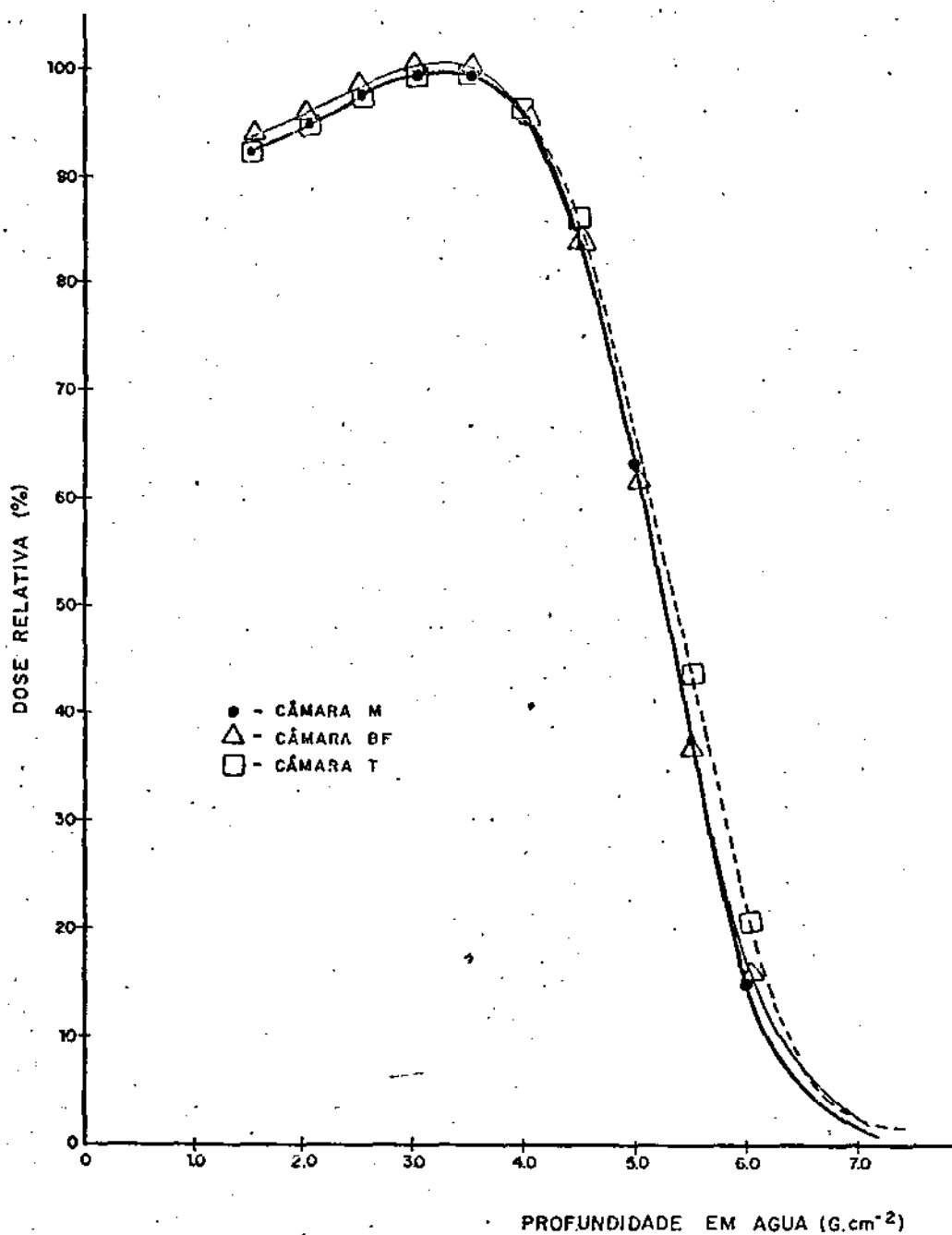


Figura III-6: Curvas de dose relativa na profundidade com câmaras de ionização cilíndricas de diferentes raios, em um simulador irradiado com feixes de elétrons de energia média inicial igual a 12,6 MeV.

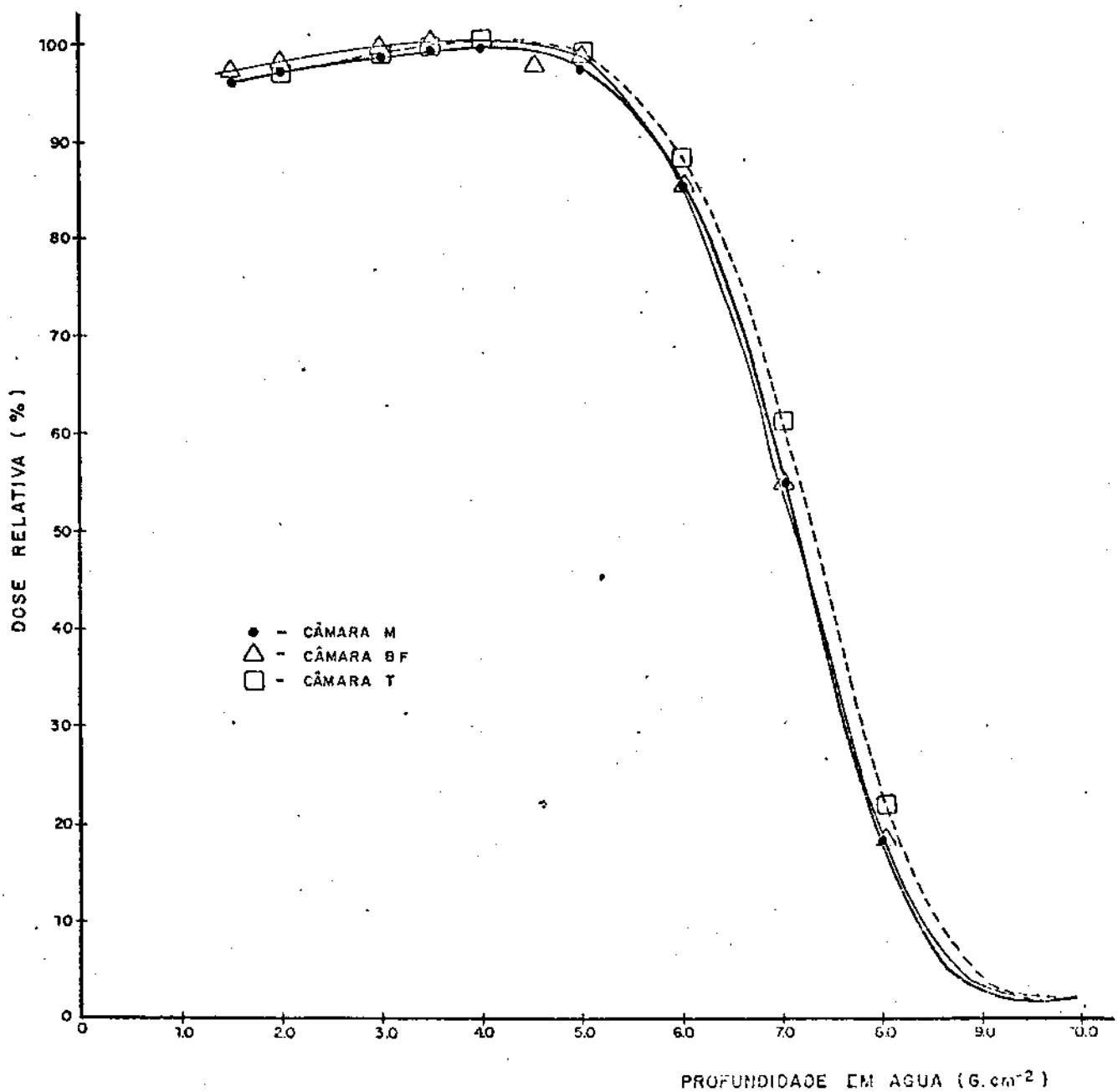


Figura III-7: Curvas de dose relativa na profundidade com câmaras de ionização cilíndricas de diferentes raios, em um simulador irradiado com feixes de elétrons de energia média inicial igual a 16,8 MeV.

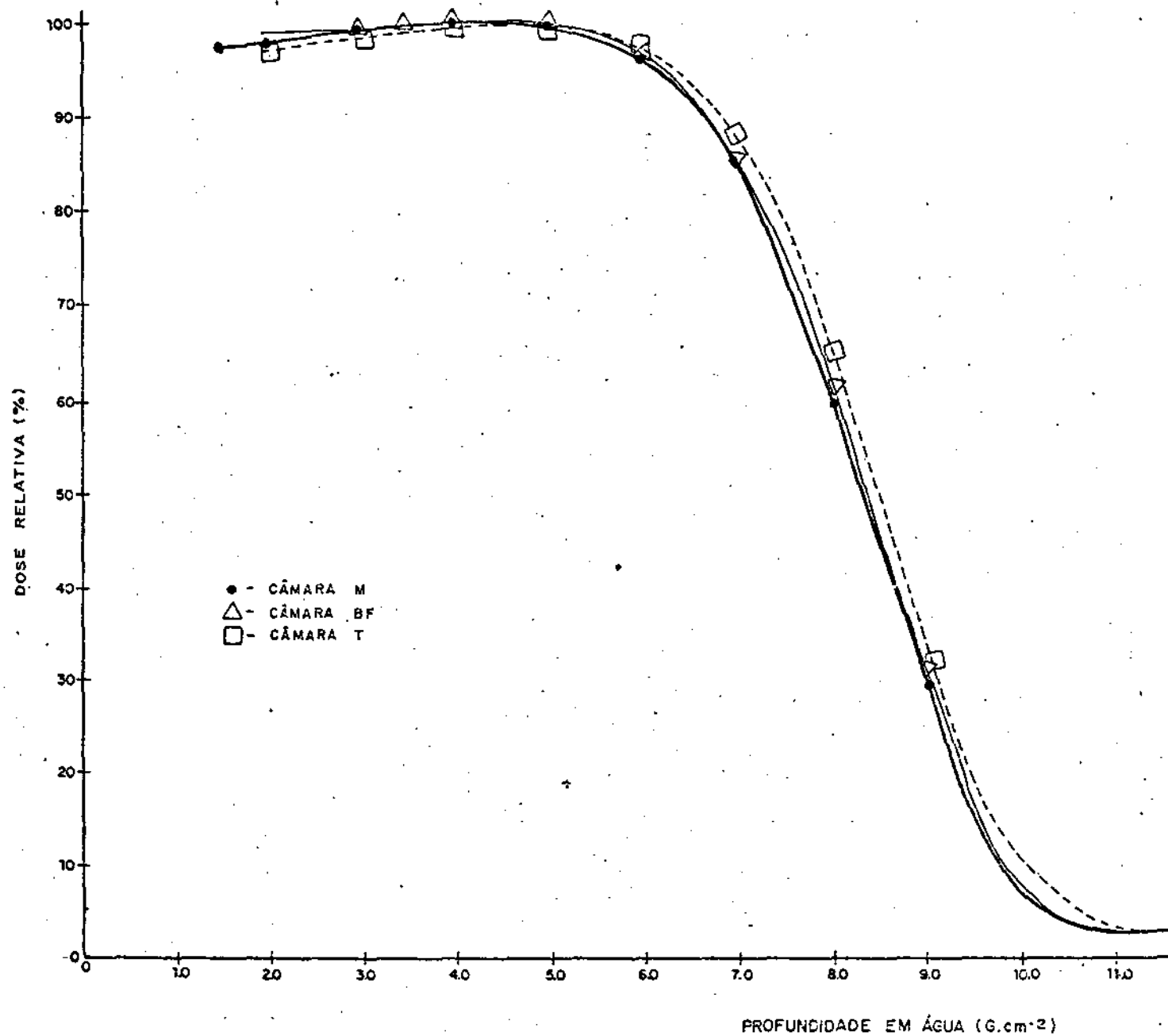


Figura III-8: Curvas de dose relativa na profundidade com câmaras de ionização cilíndricas de diferentes raios, em um simulador irradiado com feixes de elétrons de energia média inicial igual a 19,7 MeV.

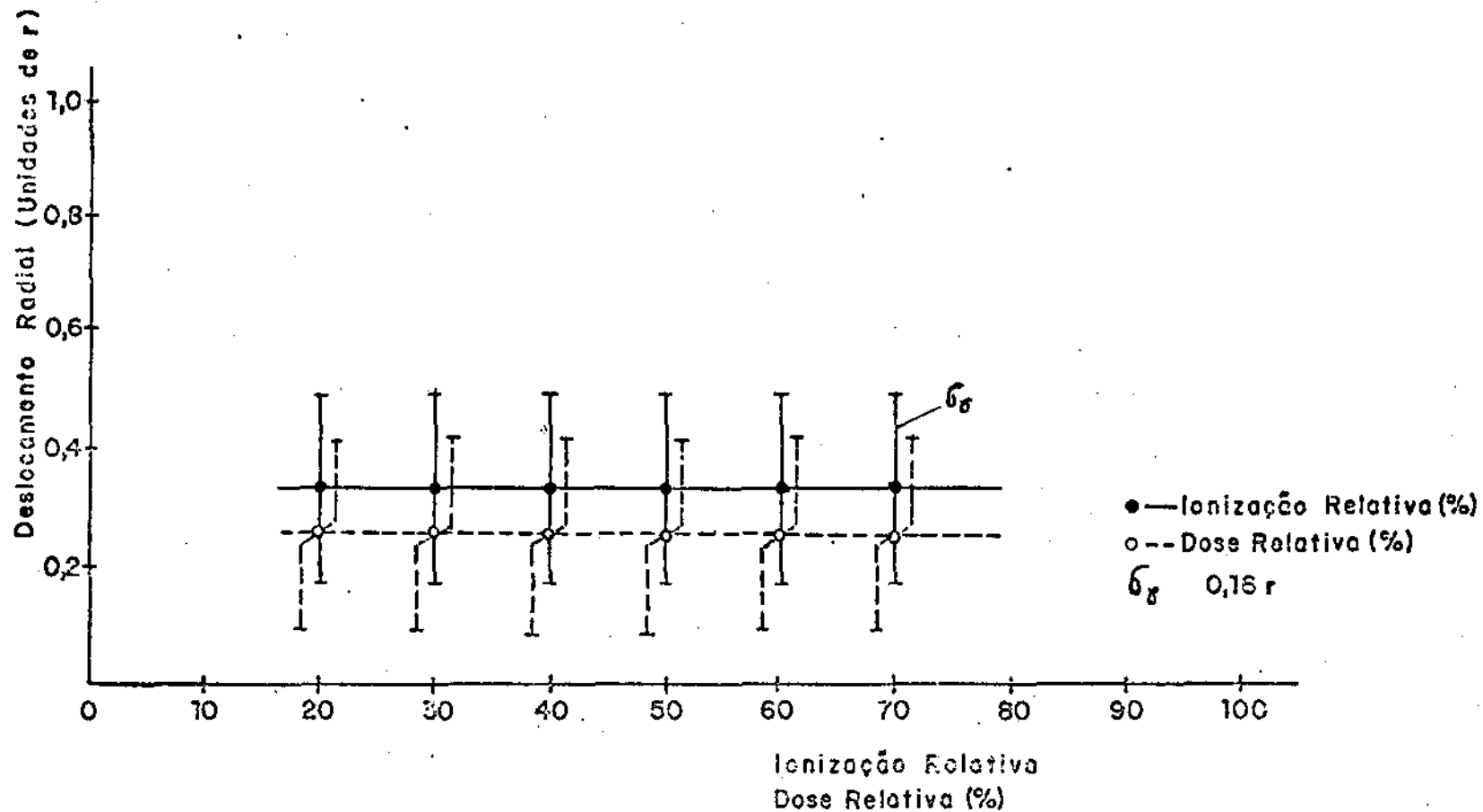


Figura III-9 : Curva de deslocamento radial em função da ionização relativa e da dose relativa em um simulador irradiado com feixes de elétrons de energia média igual a 8,9 MeV.

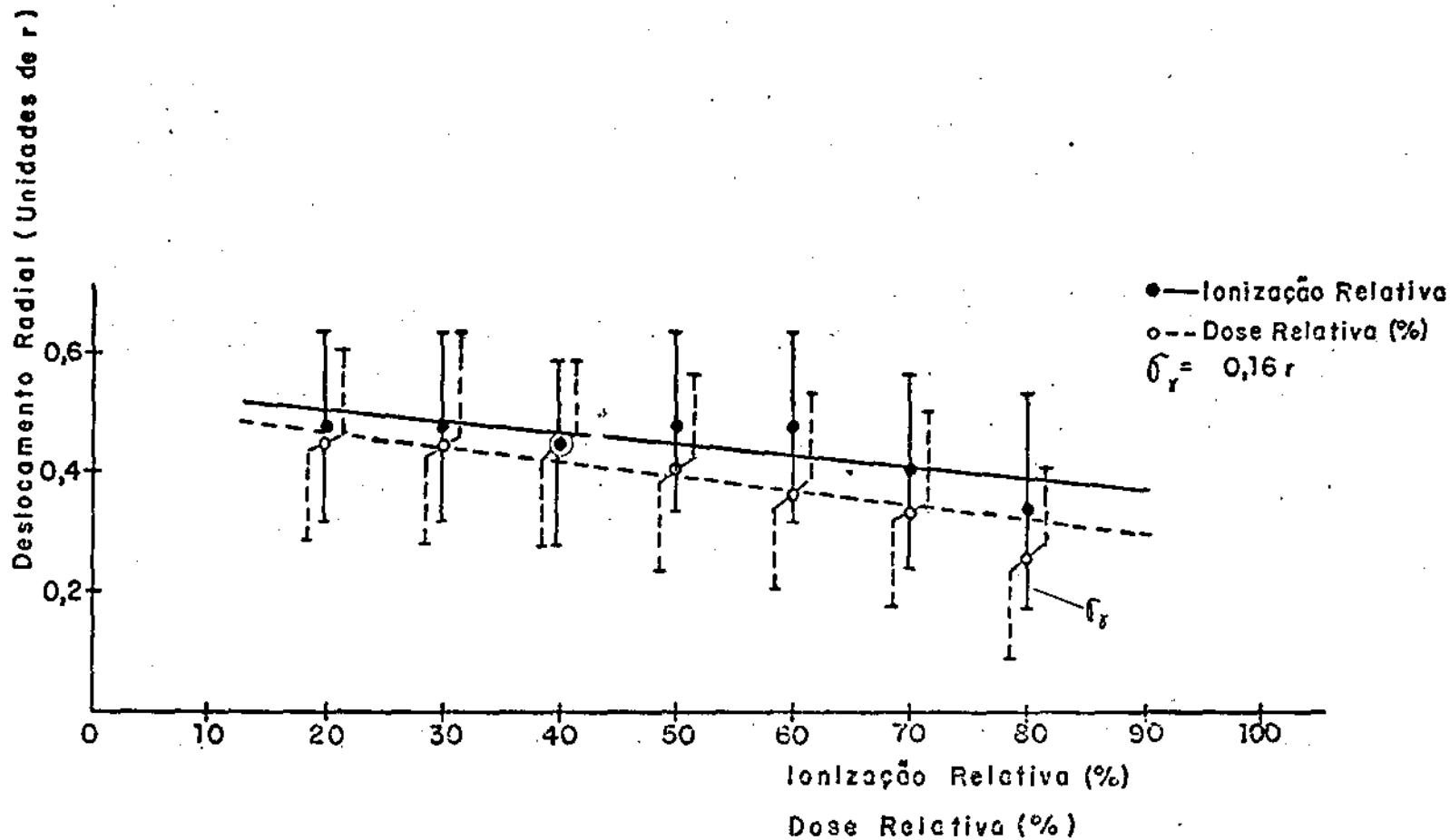


Figura III-10 : Curva de deslocamento radial em função da ionização relativa e da dose relativa em um simulador irradiado com feixes de elétrons de energia média igual a 12,6 MeV.

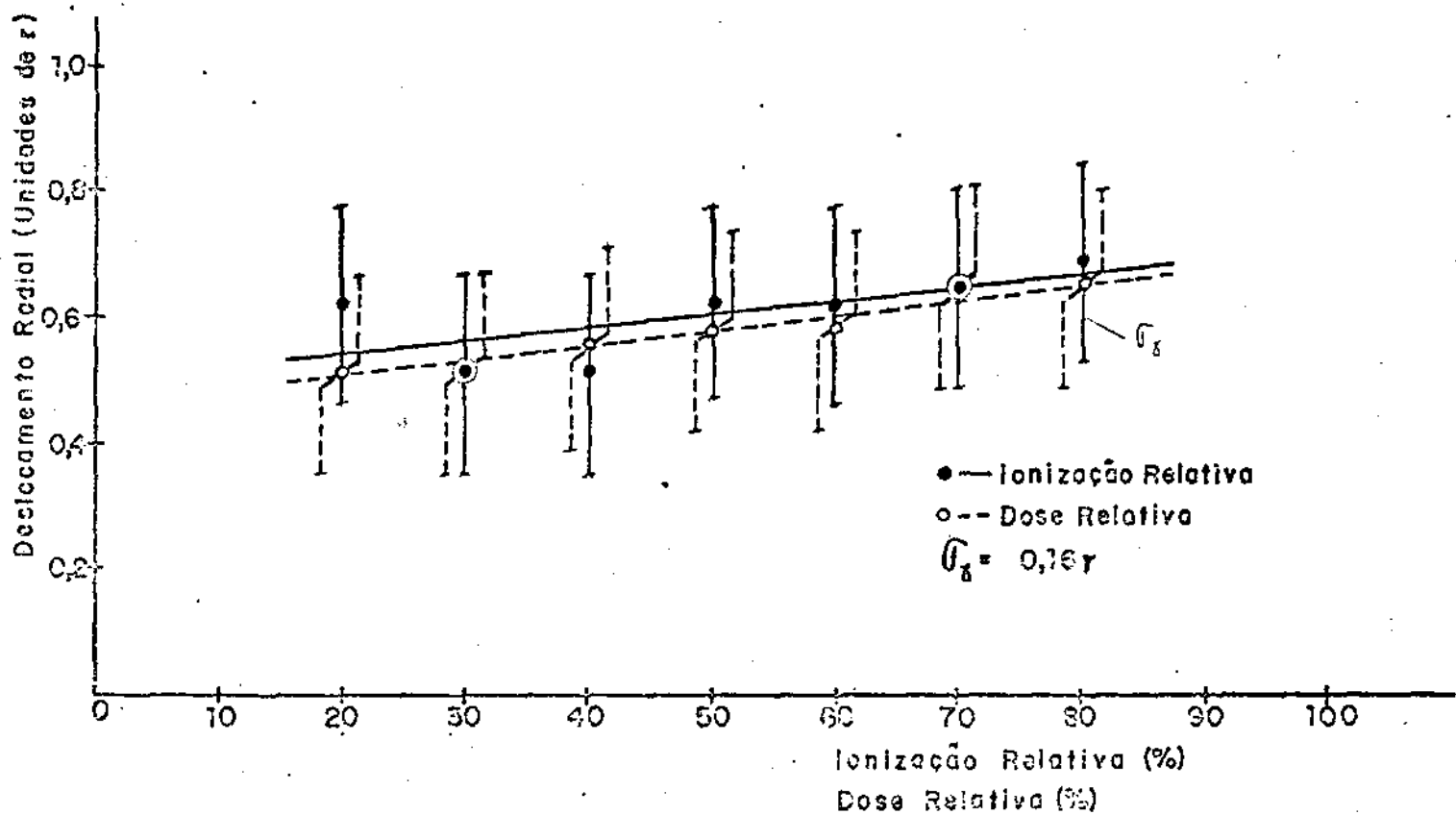


Figura III-11 : Curva de deslocamento radial em função da ionização relativa e da dose relativa em um simulador irradiado com feixes de elétrons de energia média igual a 16,8 MeV.

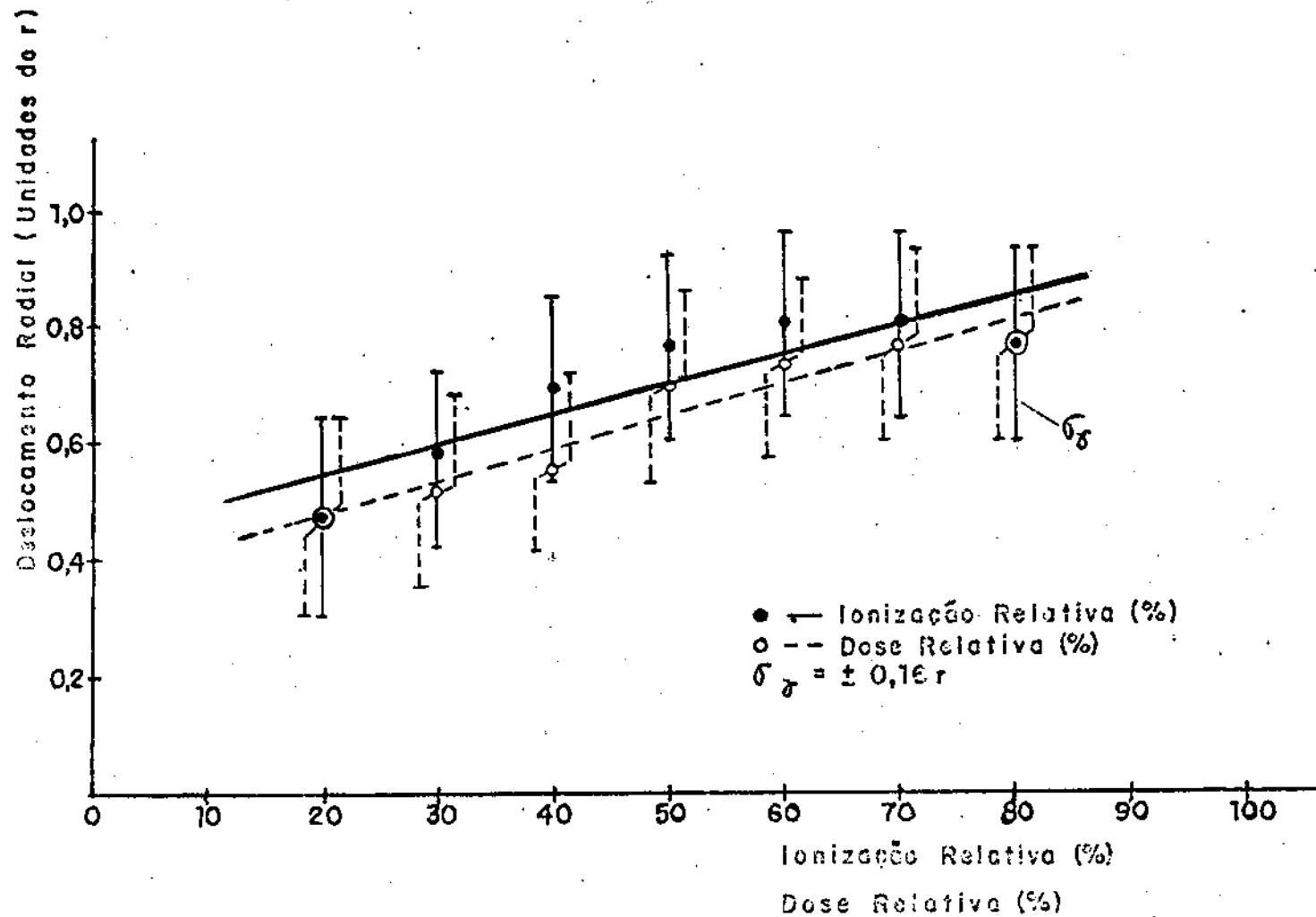


Figura III-12 : Curva de deslocamento radial em função da ionização relativa e da dose relativa em um simulador irradiado com feixes de elétrons de energia média igual a 19,7 MeV.

IV - MODELO TEÓRICO

4.1 - Revisão Teórica

4.1.1 - Teoria do Espalhamento Múltiplo

Uma partícula de carga ze atravessando um material de número atômico Z , ocasionalmente colidirá elasticamente com núcleos do material e sofrerá uma deflexão. Esta deflexão, chamada de espalhamento de Rutherford é causada pela interação entre a partícula incidente e o campo coulombiano no núcleo. A figura IV-1 representa a trajetória da partícula incidente (leve) colidindo com um núcleo (pesado). Observa-se que a trajetória da partícula é representada pela linha de traço contínuo e as linhas pontilhadas são assíntotas à hipérbole e definem o ângulo de desvio.

O ângulo de espalhamento de Rutherford de uma partícula de carga ze com velocidade v e momento p , sujeito a um campo de força coulombiana, é dado por:

$$2 \cdot \text{tg} \frac{\theta}{2} = \frac{2 \cdot z \cdot Ze^2}{p \cdot v \cdot b} \quad (4.1)$$

onde b é o parâmetro de impacto, que representa a distância mínima em que o elétron se aproximaria do núcleo se não houvesse força alguma entre eles e θ é o ângulo de espalhamento, que é o ângulo entre a direção assintótica de aproximação da partícula incidente e a direção assintótica da partícula defletida (fig. IV-1).

Fazendo-se aproximação para pequenos ângulos o ângulo de espalhamento do elétron será, então, dado

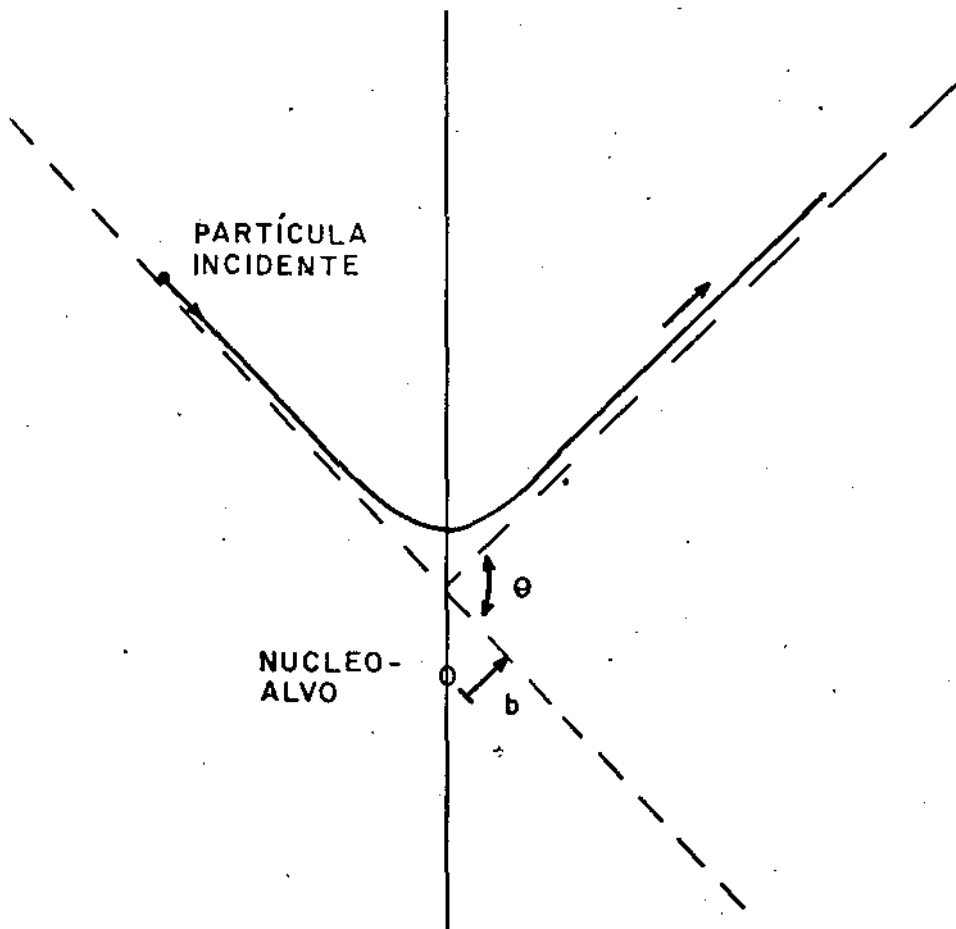


Figura IV-1 : Espalhamento de Rutherford

por:

$$\theta \approx \frac{2 \cdot z \cdot Ze^2}{p \cdot v \cdot b} \quad (4.2)$$

A figura IV-2 é a representação esquemática da equação (4.2); enquanto b cresce, é evidente o rápido decréscimo de θ , para um momento linear p , fixo.

A seção de choque de espalhamento diferencial $d\sigma/d\Omega$ (com dimensões de área por unidade de ângulo sólido por átomo) é definida pela relação: (JACKSON, 1975)

$$n \cdot b \cdot db \cdot d\phi = n \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot \text{sen}\theta \cdot d\phi \quad (4.3)$$

Onde n é o número de partículas incidentes sobre o átomo por unidade de área por unidade de tempo. O lado esquerdo da equação (4.3) é o número de partículas por unidade de tempo incidentes entre ϕ e $(\phi + d\phi)$ e com parâmetro de impacto entre b e $(b + db)$. O lado direito é o número de partículas espalhadas por unidade de tempo e que emergem na direção (θ, ϕ) no elemento de ângulo sólido $d\Omega = \text{sen}\theta \cdot d\theta \cdot d\phi$. A equação (4.3) exprime a conservação do número de partículas pois b e θ estão funcionalmente relacionados. A seção diferencial de espalhamento clássica pode então ser descrita como

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{b}{\text{sen}\theta} \cdot \left| \frac{db}{d\theta} \right| \quad (4.4)$$

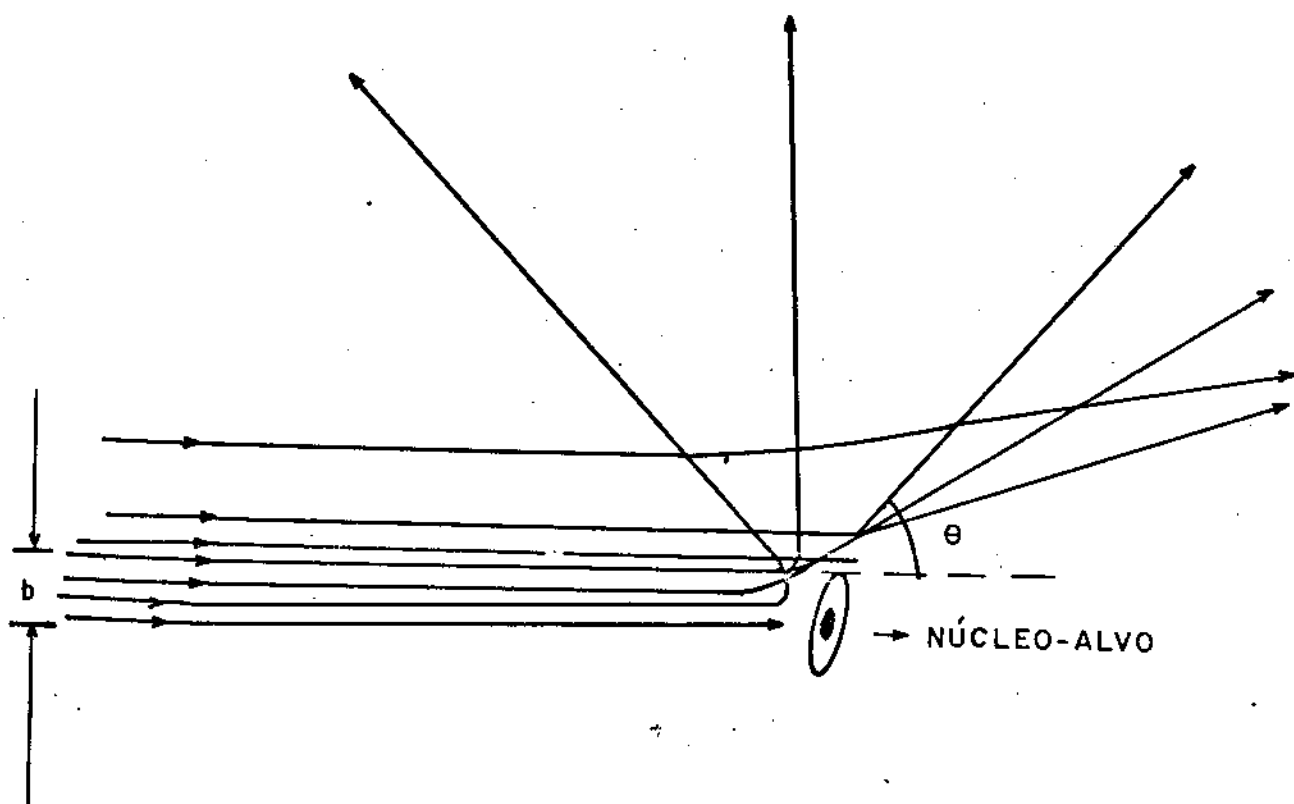


Figura IV-2 : Relação entre o ângulo de espalhamento (θ) e o parâmetro de impacto (b).

O sinal do módulo é introduzido devido ao fato de que db e $d\theta$ possam ter sinais opostos, a partir da relação entre b e θ dada pela equação (4.2) e utilizando-se a aproximação para pequenos ângulos, a seção de espalhamento nuclear de Rutherford, por átomo será

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \approx \left(\frac{2.z.Ze^2}{p.v} \right)^2 \cdot \frac{1}{\theta^4} \quad (4.5)$$

A figura IV-3 representa a seção de choque de espalhamento.

A deflexão que uma partícula sofre ao atravessar um material de espessura finita pode ser causada por uma colisão simples ou por muitas colisões sucessivas. As deflexões com grandes ângulos de espalhamento são mais prováveis de ocorrerem em colisões simples, enquanto que as pequenas deflexões geralmente são as mais frequentes. Nesta circunstância pode-se dividir o domínio das deflexões angulares em duas regiões. Uma região de ângulos relativamente grandes que contém somente espalhamentos simples e outra de ângulos pequenos que compreende os espalhamentos múltiplos. A distribuição completa dos ângulos pode ser aproximada mediante a análise separada de ambas as regiões. A região intermediária, chamada de região de espalhamento plural, possibilita a transição suave dos ângulos pequenos para os grandes (Figura IV-5).

O interesse particular resume-se ao estudo da teoria do espalhamento múltiplo, limitando-nos a pequenas deflexões causadas por muitas colisões. Na região de espalhamento múltiplo ocorre, uma grande sucessão de pequenas deflexões angulares distribuídas

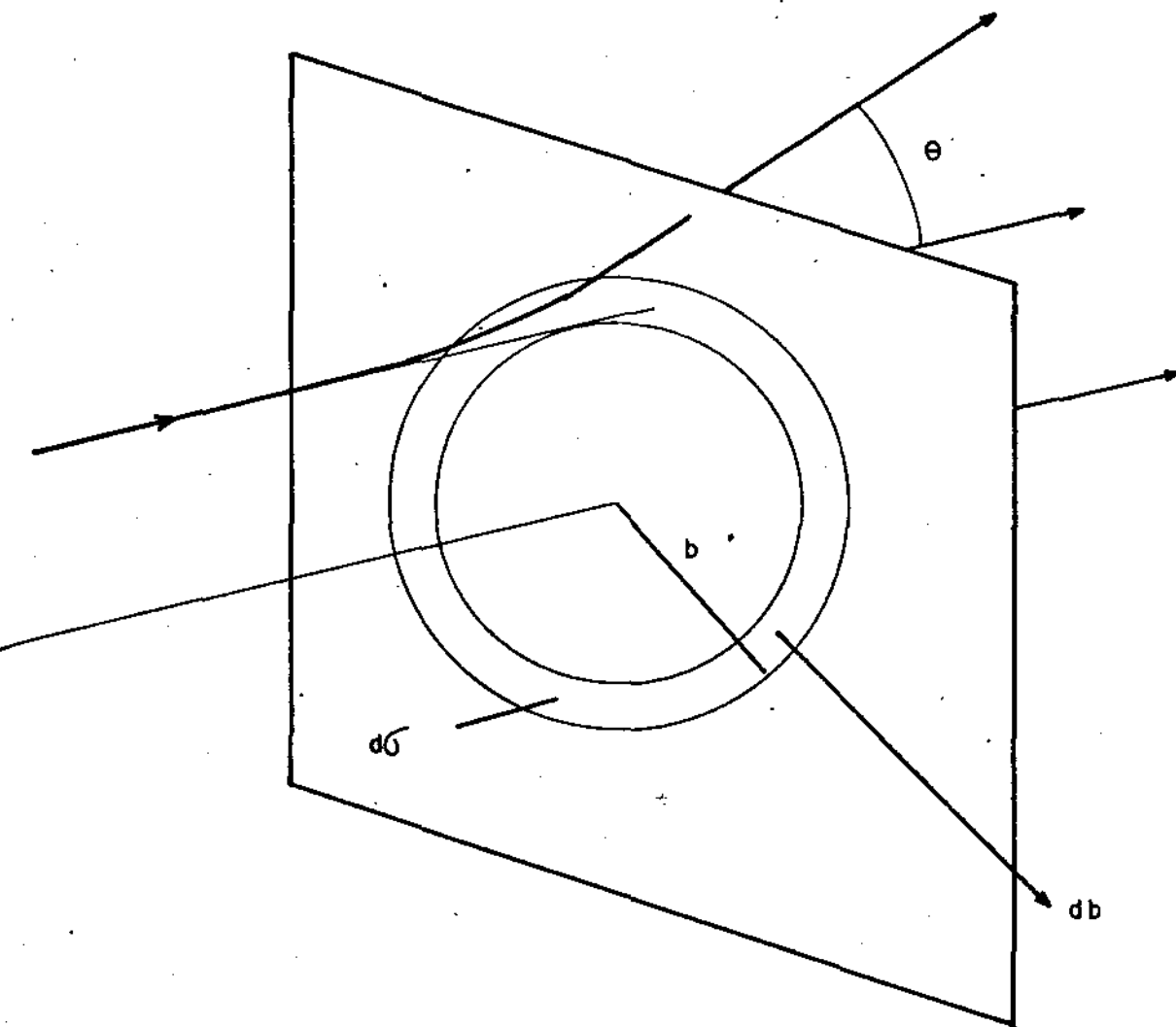


Figura IV-3 : Seção de choque de espalhamento.

simetricamente em torno da direção de incidência. O ângulo médio quadrático para um espalhamento é dado por (JACKSON, 1975).

$$\langle \theta^2 \rangle = \frac{\int \theta^2 \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot d\Omega}{\int \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot d\Omega} \quad (4.6)$$

Em cada colisão as deflexões angulares obedecem à fórmula de Rutherford (equação 4.5). Uma vez que as colisões sucessivas são eventos independentes, o teorema do limite central, da estatística (KENDALL E STUART, 1977), pode ser usado para mostrar que para um grande número n destas colisões a distribuição angular será aproximadamente gaussiana em torno da direção de incidência, e o ângulo médio quadrático será dado por:

$$\langle \theta^2 \rangle = n \cdot \langle \theta^2 \rangle \quad (4.7)$$

Muitas vezes torna-se conveniente usar o ângulo de espalhamento projetado. A figura IV-4 mostra o ângulo de espalhamento projetado θ' , que é a projeção do ângulo de espalhamento θ sobre o plano $x-z$ o qual no caso de pequenos ângulos é dado pela relação:

$$\langle \theta'^2 \rangle = \frac{1}{2} \cdot \langle \theta^2 \rangle \quad (4.8)$$

Exprime-se o ângulo α como sendo uma função do ângulo projetado relativo.

$$\alpha = \frac{\theta'}{\sqrt{\langle \theta^2 \rangle}} \quad (4.9)$$

A figura IV-5 representa as distribuições do ângulo projetado nos espalhamentos múltiplos e simples. A curva tracejada (ângulos $\alpha \sim 2-3$) representa a região de espalhamento plural, indicando a transição suave da região de espalhamento múltiplo para a região de espalhamento simples.

4.1.2 - Teoria de Espalhamento de Fermi-Eyges

Considera-se um elétron viajando com velocidade v e momento p , incidindo em um material contendo N átomos por unidade de volume, onde cada átomo tem número atômico Z . O elétron, após atravessar certa espessura Z do material, será multiespalhado através do ângulo ϕ , projetado no plano $x-z$, apresentando uma distribuição para o espalhamento múltiplo, de forma gaussiana (JACKSON, 1975).

$$Q(\phi, \Delta z) = \frac{1}{\sqrt{\pi \cdot k(z) \cdot \Delta z}} \cdot \exp\left(-\frac{\phi^2}{k(z) \cdot \Delta z}\right) \quad (4.10)$$

onde $k(z)$ é a perda de energia do elétron por unidade de comprimento.

Supõe-se que um elétron, inicialmente desloca-se aproximadamente paralelo ao eixo de incidência z , no material, fazendo com este eixo pequeno ângulo θ de forma que a sua distância com o mesmo seja x . A projeção do movimento do elétron está representada no plano $x-z$. Portanto, para este elétron θ e x representam a deflexão angular e o deslocamento lateral, respectivamente.

A função distribuição $P(x, \theta, z)$ é definida tal que

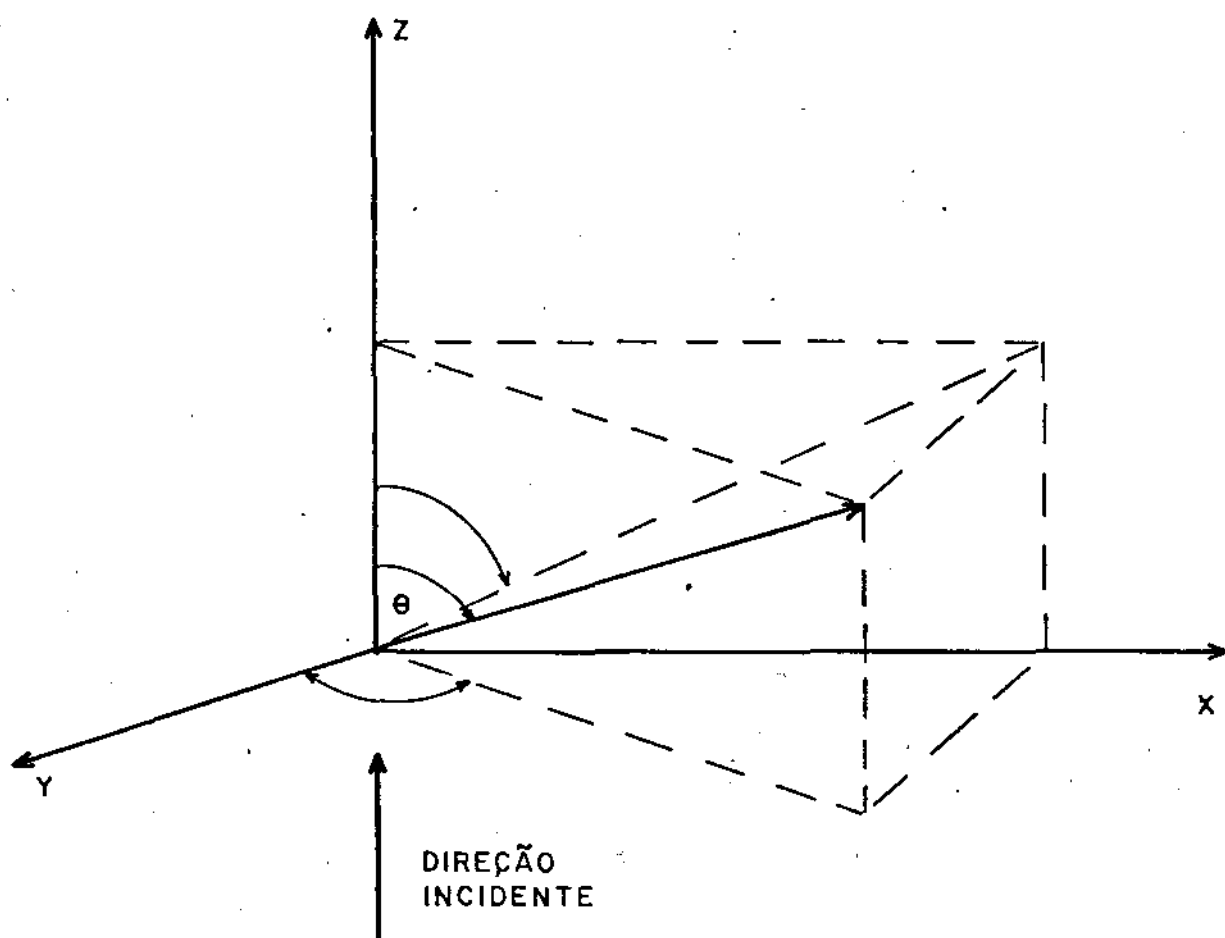


Figura IV-4 : Representação do ângulo projetado, no sistema de eixos ortogonais.

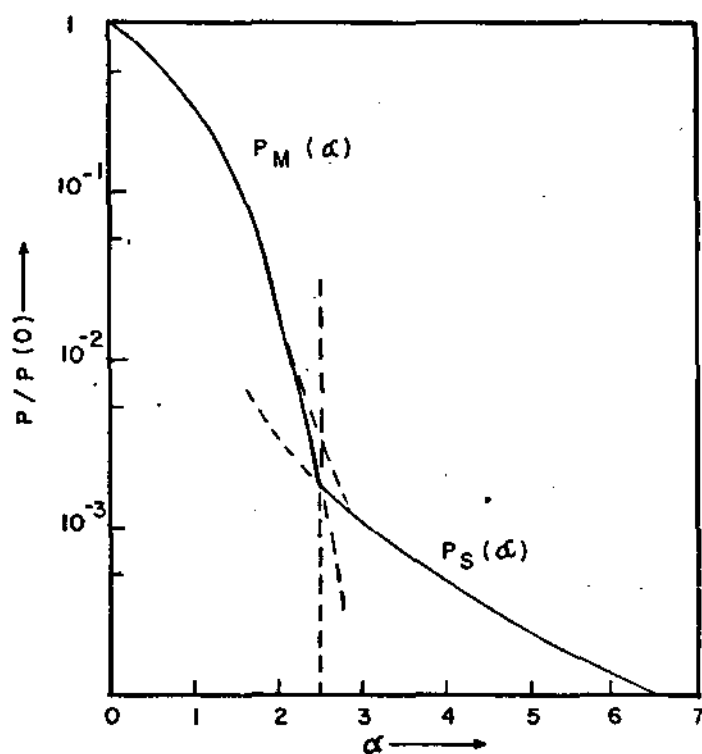


Figura IV-5 : Distribuição do ângulo projetado nos espalhamentos múltiplos e simples. Na região do espalhamento plural ($\alpha \sim 2 - 3$), a curva tracejada indica a transição suave do espalhamento múltiplo a ângulos pequenos (forma aproximadamente gaussiana) para o espalhamento sob ângulos grandes (JACKSON, 1975).

$P(x, \theta; z) \Delta\theta \Delta x$ é a probabilidade do elétron estar localizado entre x e $x + \Delta x$ e ter a sua direção projetada entre θ e $\theta + \Delta\theta$, na profundidade z .

Considera-se, então, o elétron fazendo um ângulo θ e com deslocamento lateral x na profundidade $z + \Delta z$, assumindo que para um Δz muito pequeno, o elétron percorre um caminho aproximadamente reto de z até $z + \Delta z$, sendo multiespalhado de um ângulo ϕ ao atingir a profundidade $z + \Delta z$. Dessa forma, na profundidade z o elétron teria direção $(\theta - \phi)$ e deslocamento lateral $x - (\theta - \phi) \cdot \Delta z$ (figura IV-6).

Portanto, a probabilidade de encontrar elétrons na profundidade $z + \Delta z$, com deslocamento lateral x e direção θ é a probabilidade de estando o elétron na profundidade z com deslocamento lateral $x - (\theta - \phi) \cdot \Delta z$ e direção $(\theta - \phi)$ multiplicada pela probabilidade que ele teria de sofrer espalhamento múltiplo $Q(\phi, \Delta z)$ com ângulo ϕ . Integrando-se sob todos os possíveis ângulos ϕ , chega-se a:

$$P(x, \theta; z + \Delta z) = \int_{-\infty}^{+\infty} P(x - (\theta - \phi) \cdot \Delta z, \theta - \phi; z) \cdot Q(\phi, \Delta z) \cdot d\phi \quad (4.11)$$

Levando-se em conta o fato de:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} Q(\phi, \Delta z) \cdot d\phi = 1$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \phi \cdot Q(\phi, \Delta z) \cdot d\phi = 0 \quad (4.12)$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \phi^2 \cdot Q(\phi, \Delta z) \cdot d\phi = \frac{1}{2} \cdot k(z) \cdot \Delta z$$

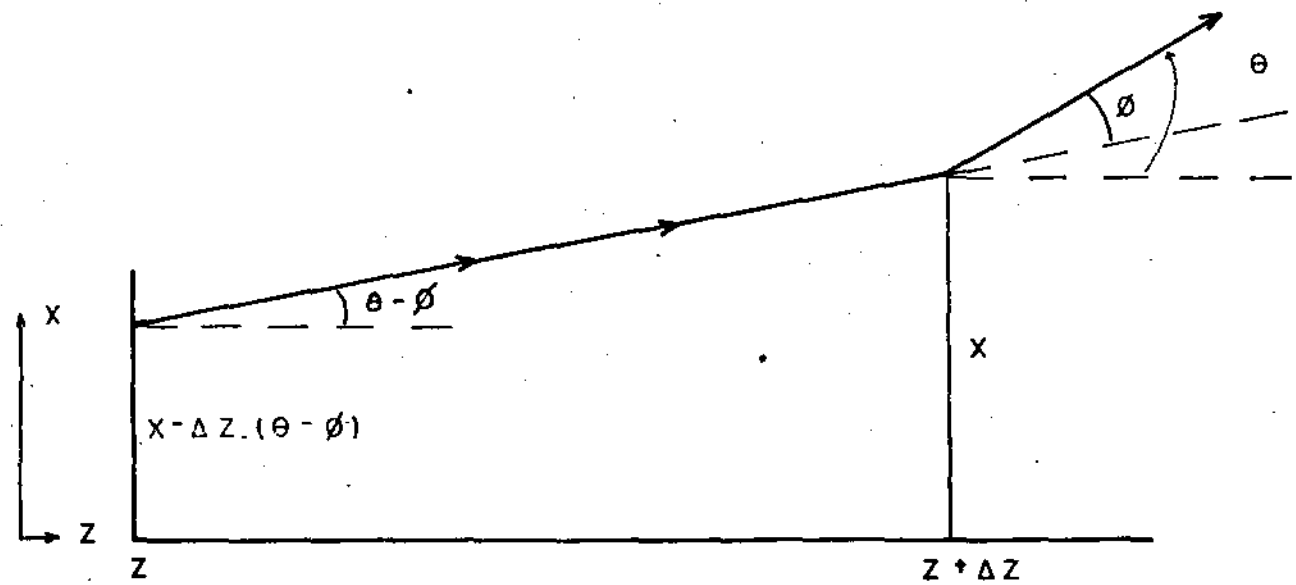


Figura IV-6 : Uma possível localização do elétron com deflexão angular (Θ) e deslocamento lateral x , quando este atingir a profundidade ($z + \Delta z$).

Expande-se $P(x - (\theta - \phi) \cdot \Delta z, \theta - \phi; z)$ em série de Taylor de $(\theta - \phi)$ e despreza-se os termos maiores que segunda ordem em Δz :

$$P(x - (\theta - \phi) \cdot \Delta z, \theta - \phi; z) = P(x, \theta; z) - (\theta - \phi) \cdot \Delta z \cdot \frac{\partial P(x, \theta; z)}{\partial x} - \quad (4.13)$$

$$- \phi \cdot \frac{\partial P(x, \theta; z)}{\partial \theta} + \frac{\phi^2}{2} \frac{\partial^2 P(x, \theta; z)}{\partial \theta^2}$$

Usando (4.12), (4.11) torna-se:

$$P(x, \theta; z + \Delta z) = P(x, \theta; z) - \theta \Delta z \cdot \frac{\partial P(x, \theta; z)}{\partial x} + \quad (4.14)$$

$$+ \frac{k(z)}{4} \cdot \frac{\partial^2 P(x, \theta; z)}{\partial \theta^2} \cdot \Delta z$$

Expandindo-se o lado esquerdo da equação (4.14) até a primeira ordem em Δz , chega-se à equação diferencial para a função distribuição $P(x, \theta; z)$ (ROSSI E GREISEN, 1941 e JETTE e Col., 1983):

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -\theta \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{1}{4} \cdot k(z) \cdot \frac{\partial^2 P}{\partial \theta^2} \quad (4.15)$$

A solução da equação (4.15) foi obtida, inicialmente, para um $k(z)$ constante, por Fermi (ROSSI e GREISEN, 1941), supondo que a perda de energia das partículas devido a colisões ionizantes seria desprezível. Posteriormente, a equação foi resolvida para um $k(z)$ arbitrário e não negativo (EYGES, 1948).

$$P(x, \theta; z) = \frac{1}{\pi \cdot \sqrt{(A_0 \cdot A_2 - A_1^2)}} \cdot \exp\left(- \frac{A_0 \cdot x^2 - 2 \cdot A_1 \cdot x \cdot \theta + A_2 \cdot \theta^2}{A_0 \cdot A_2 - A_1^2} \right) \quad (4.16)$$

Sendo:

$$A_n(z) \equiv \int_0^z k(\xi) \cdot (z - \xi)^n \cdot d\xi \quad (4.17)$$

Jette & Col. (1983) utilizando a Teoria de Espalhamento Múltiplo de Fermi-Eyges para elétrons, desenvolveram um formalismo para aplicá-la em dosimetria de elétrons terapêuticos, levando-se em conta que $k(z)$ para elétrons varia fortemente com a profundidade z . Por exemplo, na água a energia do elétron cai rapidamente, na ordem de 2 MeV/cm.

Na determinação da distribuição de dose absorvida resultante da distribuição dos elétrons incidentes, define-se a densidade de probabilidade de localização $P_L(x, z)$ como:

$$P_L(x, z) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} P(x, \theta; z) \cdot d\theta \quad (4.18)$$

onde $P_L(x, z)$ é o número de elétrons que podem ser localizados entre x e $x + \Delta x$ na profundidade z , independente da direção que eles tenham com o eixo z , sendo que $P(x, \theta; z)$ é a solução da equação de Fermi obtida por Eyges (1948) (equação (4.16)).

Num estudo mais realístico da distribuição de dose absorvida (o cálculo de $P_L(x, z)$), assume-se para os cálculos dos momentos $A_n(z)$ (eq. (4.17)), que a energia média do elétron incidente (equação (2.19)) decresce linearmente com a profundidade z de um material absorvedor (HARDER, 1965):

$$T' \equiv \frac{\bar{E}_0}{m_0 \cdot c^2} \cdot \left(1 - \frac{z}{R_p}\right) \quad (4.19)$$

onde \bar{E}_0 é a energia dos elétrons incidente na superfície do meio

R_p é o alcance prático dos elétrons

$m_0 \cdot c^2$ é a energia de repouso do elétron.

Assumindo uma perda linear de energia (4.19), $k(z)$ apresenta-se como:

$$k(z) \equiv k_0 \cdot \left(\frac{T' + 1}{T' \cdot (T' + 2)}\right)^2 \quad (4.20)$$

onde para um meio composto de N átomos por unidade de volume e cada elemento i com número atômico Z , (JETTE, 1983)

$$k_0 \equiv \frac{16 \cdot \pi \cdot e^4}{(m_0 \cdot c^2)^2} \cdot \sum_{i=1}^L \left[N_i \cdot Z_i \cdot (Z_i + 1) \cdot \ln(204 \cdot Z_i^{-1/3}) \right] \quad (4.21)$$

No caso específico da água $k_0 = 47,4 \text{ cm}^{-1}$.

Portanto, levando-se em conta estas correções pode-se integrar a equação (4.17) e chegar às expressões dos momentos $A_0(z)$, $A_1(z)$ e $A_2(z)$ dadas a seguir:

$$A_0(z) = \frac{2.R_p}{E'} \cdot \frac{k_0}{64} \cdot \left[\frac{z'}{E' \cdot (E' - 2.z')} + \frac{z'}{(E' + 1) \cdot (E' + 1 - 2.z')} - \ln\left(1 - \frac{2.z'}{E'}\right) + \ln\left(1 - \frac{2.z'}{E' + 1}\right) \right] \quad (4.22)$$

$$A_1(z) = \left(\frac{2.R_p}{E'}\right)^2 \cdot \frac{k_0}{64} \cdot \left[-\frac{2.z'}{E'} - \frac{2.z'}{E' + 1} + (2.E' - 1 - 4.z') \cdot \ln\left(1 - \frac{2.z'}{E'}\right) - (2.E' + 3 - 4.z') \cdot \ln\left(1 - \frac{2.z'}{E' + 1}\right) \right] \quad (4.23)$$

$$A_2(z) = \left(\frac{2.R_p}{E'}\right)^3 \cdot \frac{k_0}{64} \cdot \left[-\frac{2 \cdot (2.E' + 1)}{E' \cdot (E' + 1)} \cdot z'^2 + 6.z' - (E' - 2.z') \cdot (E' - 1 - 2.z') \cdot \ln\left(1 - \frac{2.z'}{E'}\right) + (E' + 1 - 2.z') \cdot (E' + 2 - 2.z') \cdot \ln\left(1 - \frac{2.z'}{E' + 1}\right) \right] \quad (4.24)$$

onde:

$$z' \equiv \frac{E'}{2.R_p} \cdot z \quad (4.25)$$

e,

$$E' \equiv \frac{E}{2.m_o.c^2} \quad (4.26)$$

Formalismo Tridimensional

Num formalismo tridimensional, ϕ_x e ϕ_y são as projeções do ângulo de espalhamento ϕ nos planos x-z e y-z, respectivamente, e ϕ_z é o ângulo azimutal do elétron em relação ao núcleo alvo. Admitindo-se que o processo de espalhamento múltiplo nos planos x-z e no plano y-z, são independentes, a função distribuição tridimensional pode ser dada como o produto de duas funções bidimensionais dadas pelas soluções das equações de Eyges (JETTE, 1983):

$$P(x, \theta_x; y, \theta_y; z) = P(x, \theta_x; z) \cdot P(y, \theta_y; z) \quad (4.27)$$

e, analogamente a expressão (4.18)

$$P_L(x, y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} d\theta_x \cdot \int_{-\infty}^{\infty} P(x, \theta_x; y, \theta_y; z) \cdot d\theta_y \quad (4.28)$$

Assume-se que, inicialmente, o elétron incidente

não se desloca exatamente paralelo ao eixo de incidência \underline{z} , mas ligeiramente inclinado a este, de forma a fazer com ele ângulos projetados pequenos $\underline{\phi}_x$ e $\underline{\phi}_y$. Se o sistema de eixos coordenados for girado primeiramente no sentido horário sobre o eixo \underline{y} e depois no sentido anti-horário sobre o novo eixo \underline{x} o elétron, então se deslocaria ao longo do novo eixo \underline{z} , de forma que a função distribuição pode ser escrita como:

$$P(x, \theta_x; y, \theta_y; z) = P(x', \theta_x'; z') \cdot P(y', \theta_y'; z') \quad (4.29)$$

onde os elementos com linha se referem ao novo sistema de coordenadas. A relação entre este novo sistema de coordenadas e o sistema de coordenadas original é:

$$\begin{aligned} x' &= x - \phi_x \cdot z \\ y' &= y - \phi_y \cdot z \\ z' &= z \\ \theta'_x &= \theta_x - \phi_x \\ \theta'_y &= \theta_y - \phi_y \end{aligned} \quad (4.30)$$

Dessa forma, para um elétron inicialmente localizado na origem e deslocando-se com pequenos ângulos projetados $\underline{\phi}_x$ e $\underline{\phi}_y$, a função distribuição P é igual a P_0 , onde

$$\begin{aligned} P_0(x, \theta_x; y, \theta_y; z; \phi_x, \phi_y) &= P(x - \phi_x \cdot z; \theta_x - \phi_x; z) \cdot \\ &\cdot P(y - \phi_y \cdot z; \theta_y - \phi_y; z) \end{aligned} \quad (4.31)$$

A equação acima é válida para todo x e y .

Considerando-se, uma distribuição inicial arbitrária de elétrons localizados no plano $z=0$, encontra-se a densidade de probabilidade para os elétrons nas diferentes posições iniciais x' e y' , (x', y' não se referem ao novo sistema de coordenadas) integrando-se a expressão acima, para isso substitui-se x por $x-x'$ e y por $y-y'$. Define-se a função peso $\alpha(x', \phi_x; y', \phi_y)$ que limita a região onde existe feixe de elétrons e assegura a sua verticalidade. Então a densidade de probabilidade para $z > 0$ e

$$P(x, \theta_x; y, \theta_y; z) = \int_{-\infty}^{\infty} dx' \cdot \int_{-\infty}^{\infty} d\phi_x \cdot P(x - x' - \phi_x \cdot z, \theta_x - \phi_x, z). \quad (4.32)$$

$$\cdot \int_{-\infty}^{\infty} dy' \cdot \int_{-\infty}^{\infty} d\phi_y \cdot \alpha(x', \phi_x; y', \phi_y) \cdot P(y - y' - \phi_y \cdot z, \theta_y - \phi_y; z).$$

A equação (4.32) simplifica-se, se a função peso for separável:

$$\alpha(x', \phi_x; y', \phi_y) = \alpha_x(x', \phi_x) \cdot \alpha_y(y', \phi_y) \quad (4.33)$$

Funções peso separáveis ocorrem naturalmente com feixes retangulares. Para α separável, P pode ser escrito como o produto de duas funções bidimensionais.

$$P(x, \theta_x; y, \theta_y; z) = P_x(x, \theta_x; z) \cdot P_y(y, \theta_y; z) \quad (4.34)$$

Num caso real de dosimetria de elétrons terapêuticos, os feixes de elétrons são produzidos

por aceleradores lineares e colimados em campos retangulares. Assume-se, então, um feixe retangular com um grande número de elétrons incidindo verticalmente e uniformemente em um retângulo definido por $|x| \leq a$ e $|y| \leq b$. Para que essas considerações sejam levadas em conta, a função peso $\underline{\alpha}$ é da forma:

$$\alpha(x', \phi_x; y', \phi_y) = \frac{M}{4.a.b} \cdot H(a-x') \cdot H(a+x') \cdot \delta(\phi_x) \cdot H(b-y') \cdot H(b+y') \cdot (\delta_y)$$
(4.35)

$$\cdot H(b-y') \cdot H(b+y') \cdot (\delta_y)$$

Sendo H a função degrau unitária, dada por:

$$H(\xi) = \begin{cases} 1, & \xi \geq 0 \\ 0, & \xi < 0 \end{cases}$$
(4.36)

e $\delta(x)$, a função delta de Dirac dada por:

$$\int_{-\infty}^{\infty} dx' \cdot \delta(x' - x_0) \cdot f(x') = f(x_0)$$
(4.37)

Dessa forma a equação (4.32) torna-se

$$P(x, \theta_x; y, \theta_y; z) = \frac{M}{4.a.b} \cdot \int_{-a}^a dx' \cdot \int_{-\infty}^{\infty} d\phi_x \cdot \delta(\phi_x) \cdot P(x-x' - \phi_x \cdot z, \theta_x - \phi_x; z)$$
(4.38)

$$\cdot \int_{-b}^b dy' \cdot \int_{-\infty}^{\infty} d\phi_y \cdot \delta(\phi_y) \cdot P(y-y' - \phi_y \cdot z, \theta_y - \phi_y; z)$$

Então:

$$P(x, \theta_x; y, \theta_y; z) = \frac{M}{4 \cdot a \cdot b} \cdot \int_{-a}^a dx' \cdot P(x - x', \theta_x; z) \cdot \int_{-b}^b dy' \cdot P(y - y', \theta_y; z) \quad (4.39)$$

A densidade de probabilidade de localização (equação (4.28)) fica então:

$$P_L(x, y, z) = \frac{M}{4 \cdot a \cdot b} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} d\theta_x \cdot \int_{-a}^a dx' \cdot P(x - x', \theta_x; z) \cdot \int_{-\infty}^{\infty} d\theta_y \cdot \int_{-b}^b dy' \cdot P(y - y', \theta_y; z) \quad (4.40)$$

$$P_L(x, y, z) = \frac{M}{4 \cdot a \cdot b} \cdot \frac{1}{\pi^2 \cdot (A_0 \cdot A_2 - A_1^2)} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} d\theta_x \cdot e^{-\frac{A_2 \cdot \theta_x^2 - 2 \cdot A_1 \cdot (x - x') \cdot \theta_x}{A_0 \cdot A_2 - A_1^2}} \cdot \int_{-a}^a dx' \cdot e^{-\frac{A_0 \cdot (x - x')^2}{A_0 \cdot A_2 - A_1^2}} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} d\theta_y \cdot e^{-\frac{A_2 \cdot \theta_y^2 - 2 \cdot A_1 \cdot (y - y') \cdot \theta_y}{A_0 \cdot A_2 - A_1^2}} \cdot \int_{-b}^b dy' \cdot e^{-\frac{A_0 \cdot (y - y')^2}{A_0 \cdot A_2 - A_1^2}} \quad (4.41)$$

Utilizando-se a fórmula

$$\int_{-\infty}^{\infty} d\xi \cdot e^{-\alpha \cdot \xi^2 \pm \beta \cdot \xi} = \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}} \cdot e^{\frac{\beta^2}{4 \cdot \alpha}} \quad (4.42)$$

$$P_L(x,y,z) = \frac{M}{\pi \cdot A_2 \cdot (4.a.b)} \cdot \int_{-a}^a dx' \cdot e^{-\left(\frac{x-x'}{\sqrt{A_2}}\right)^2} \cdot \int_{-b}^b dy' \cdot e^{-\left(\frac{y-y'}{\sqrt{A_2}}\right)^2} \quad (4.43)$$

Define-se a função de Erro como:

$$\text{Erf}(\xi) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \int_0^\xi d\eta \cdot e^{-\eta^2} \quad \therefore \quad (4.44)$$

$$P_L(x,y,z) = \frac{M}{A_2^2 \cdot \pi^2 \cdot (4.a.b)} \cdot \left(\int_{-\frac{x+a}{\sqrt{A_2^2}}}^{\frac{x-a}{\sqrt{A_2^2}}} d\eta \cdot e^{-\eta^2} \right) \cdot \left(\int_{-\frac{y+b}{\sqrt{A_2^2}}}^{\frac{y-b}{\sqrt{A_2^2}}} d\eta \cdot e^{-\eta^2} \right) \quad (4.45)$$

A densidade de probabilidade de localização $P_L(x,y,z)$ tridimensional, fica então:

$$P_L(x,y,z) = \frac{M}{16.a.b} \cdot \left[\text{Erf}\left(\frac{a+x}{\sqrt{A_2}(z)}\right) + \text{Erf}\left(\frac{a-x}{\sqrt{A_2}(z)}\right) \right] \cdot \left[\text{Erf}\left(\frac{b+y}{\sqrt{A_2}(z)}\right) + \text{Erf}\left(\frac{b-y}{\sqrt{A_2}(z)}\right) \right] \quad (4.46)$$

No nosso caso estaremos considerando campos quadrados e devido ao fato de haver simetria ao longo

do eixo y (ver item 4.2.2), consideramos o nosso problema bidimensional, no plano $x-z$, tal que, a densidade de probabilidade considerada será da seguinte forma:

$$P_L(x,z) = \frac{1}{2} \cdot \left[\operatorname{Erf}\left(\frac{a+x}{\sqrt{A_2(z)}}\right) + \operatorname{Erf}\left(\frac{a-x}{\sqrt{A_2(z)}}\right) \right] \quad (4.47)$$

4.2 - Formulação do Modelo

4.2.1 - Introdução

Utilizando a Teoria do Espalhamento Múltiplo de Fermi-Eyges e o formalismo desenvolvido por Jette (1983) para um feixe retangular de elétrons terapêuticos, foi construído um modelo teórico para calcular o ponto efetivo de medida em câmaras de ionização cilíndricas usadas em feixes de elétrons terapêuticos, comparando-se estes resultados com aqueles obtidos experimentalmente, descritos no Capítulo III.

4.2.2 - O Modelo

Considera-se uma câmara de ionização cilíndrica colocada em um simulador de água irradiado com um feixe de elétrons, representada por uma configuração geométrica semelhante ao arranjo experimental da figura II-10.

A figura IV-8 representa uma câmara de ionização cilíndrica com seu eixo de simetria coincidente com o

eixo y , e este perpendicular com a direção de incidência do feixe de elétrons tomada na direção z . Nos nossos cálculos estamos considerando o problema como bidimensional (no plano $x-z$), já que há simetria axial ao longo do eixo y da câmara. As câmaras são colocadas na profundidade D do simulador ao longo do eixo z .

Neste modelo assume-se que o sinal produzido por um elétron dentro do volume de ar da cavidade da câmara é proporcional à probabilidade de encontrá-lo entre x e $x + dx$, na profundidade z e também proporcional ao comprimento, L , por ele percorrido na direção do eixo z , a partir do ponto onde ele foi produzido até a borda da cavidade da câmara (figura IV-9).

O comprimento $L(x,z)$ é dado pela equação

$$L(x,z) = (D - z) + \sqrt{(r^2 - x^2)} \quad (4.48)$$

Seja W , a corda transversal à direção de incidência do feixe de elétrons no eixo z , conforme a figura IV-10, cujo comprimento é dado por:

$$W(z) = \sqrt{(r^2 - (D - z)^2)} \quad (4.49)$$

Utilizando-se $P_L(x,z)$ dado pela equação (4.47), seja $P(z)$ a probabilidade de localizar os elétrons entre $-W$ e $+W$ na profundidade z dada por:

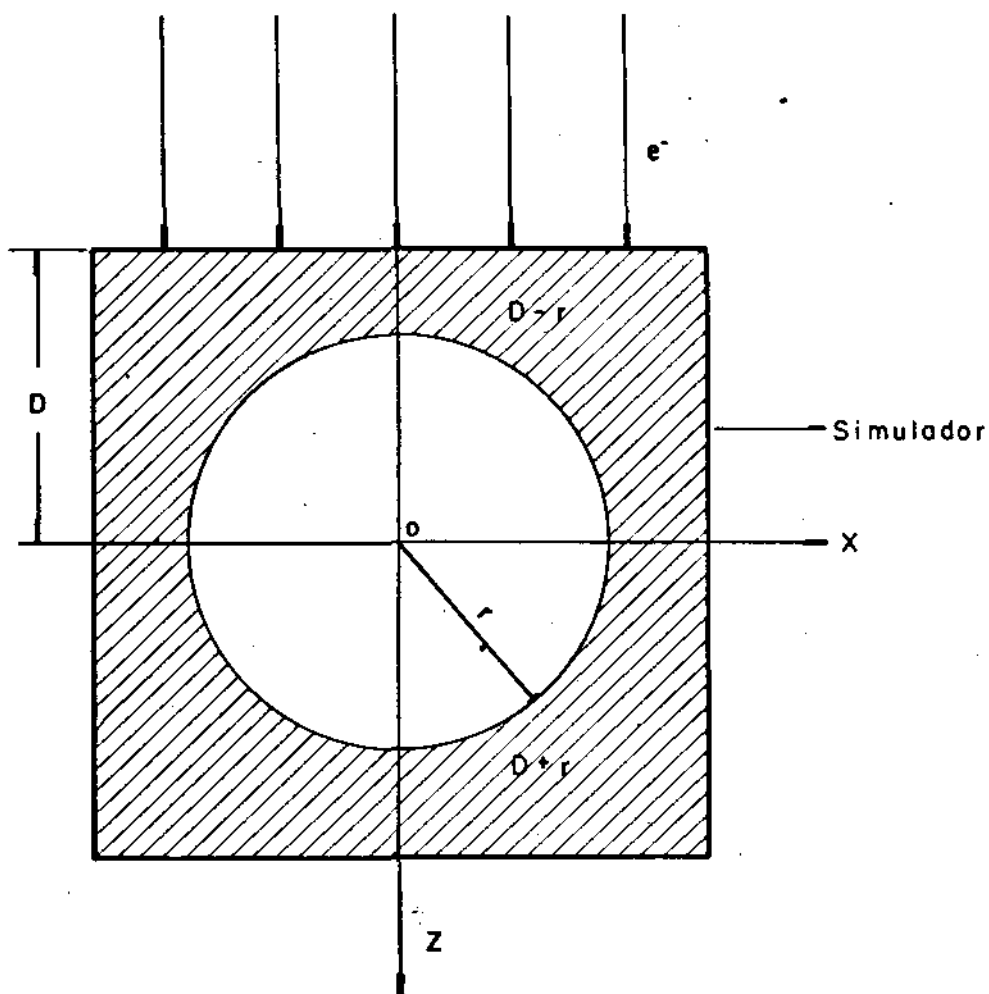


Figura IV-8 : Representação esquemática de uma câmara de ionização cilíndrica colocada em um simulador irradiado com um feixe de elétrons, onde D é a distância entre a superfície de entrada do simulador e o centro geométrico O da cavidade da câmara e r é o raio da cavidade.

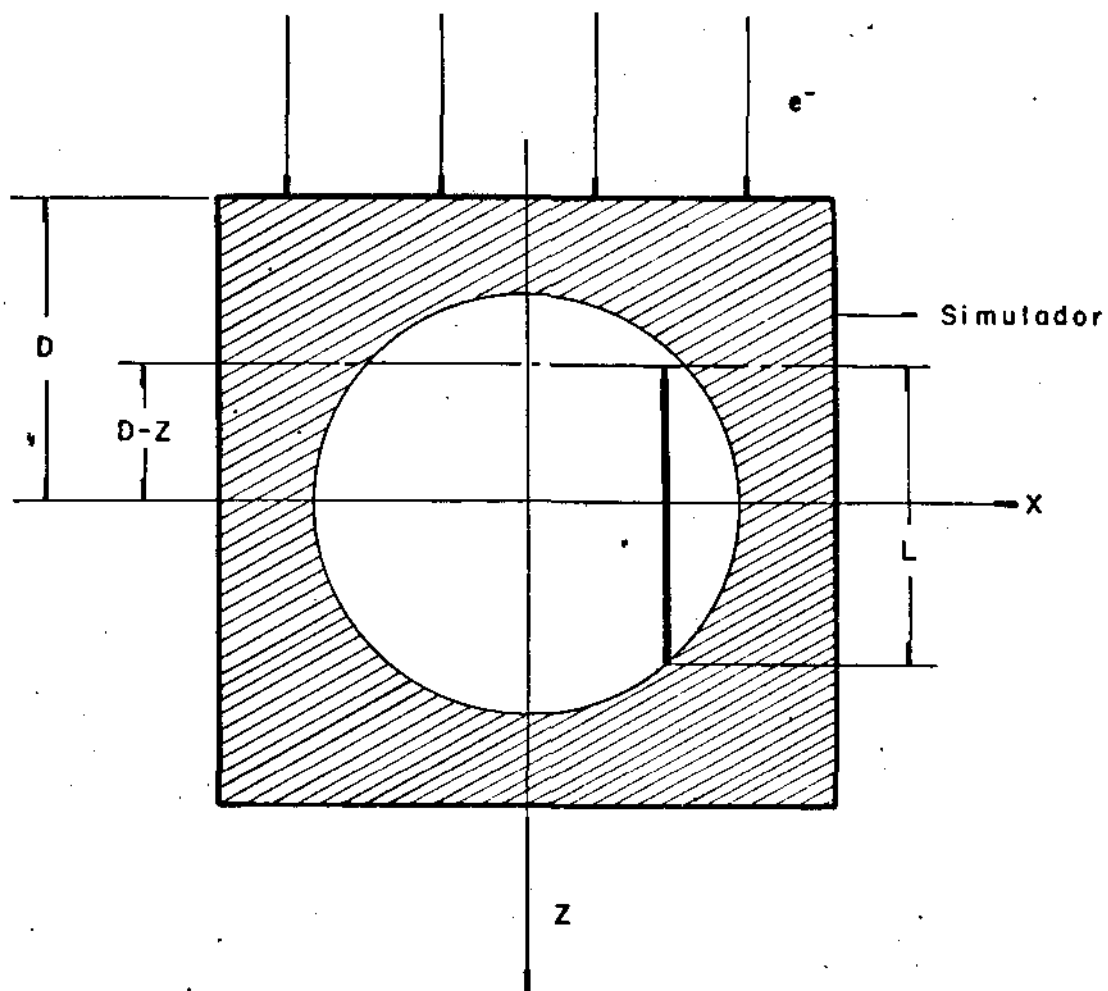


FIGURA IV-9 : Representação do comprimento $L(x,z)$ dentro da cavidade da câmara.

$$P(z) = \int_{-w(z)}^{w(z)} P_L(x,z).dx \quad (4.50)$$

Portanto, a probabilidade de localizar os elétrons em uma seção transversal da câmara quando o centro desta estiver na profundidade \underline{D} é:

$$P_D(z) = \pi.r^2. \int_{D-r}^{D+r} P(z).dz = \pi.r^2. \int_{D-r}^{D+r} dz. \int_{-w(z)}^{w(z)} P_L(x,z).dx \quad (4.51)$$

Vamos passar, então, a definir o ponto efetivo de medida como sendo:

$$\langle z \rangle = \frac{\int_{D-r}^{D+r} dz. \int_{-w(z)}^{w(z)} z.P_L(x,z).L(x,z).dx}{\int_{D-r}^{D+r} dz. \int_{-w(z)}^{w(z)} dx. P_L(x,z).L(x,z)} \quad (4.52)$$

Observe que a equação acima é o valor médio da coordenada \underline{z} utilizada com distribuição $P_L(x,z)$ ponderada pela função peso $L(x,z)$, na seção transversal da câmara. Por outro lado, podemos interpretar $\langle z \rangle$ como sendo o valor médio de um centro efetivo de produção de sinal.

Substituindo as equações (4.47) e (4.48) em (4.52), temos:

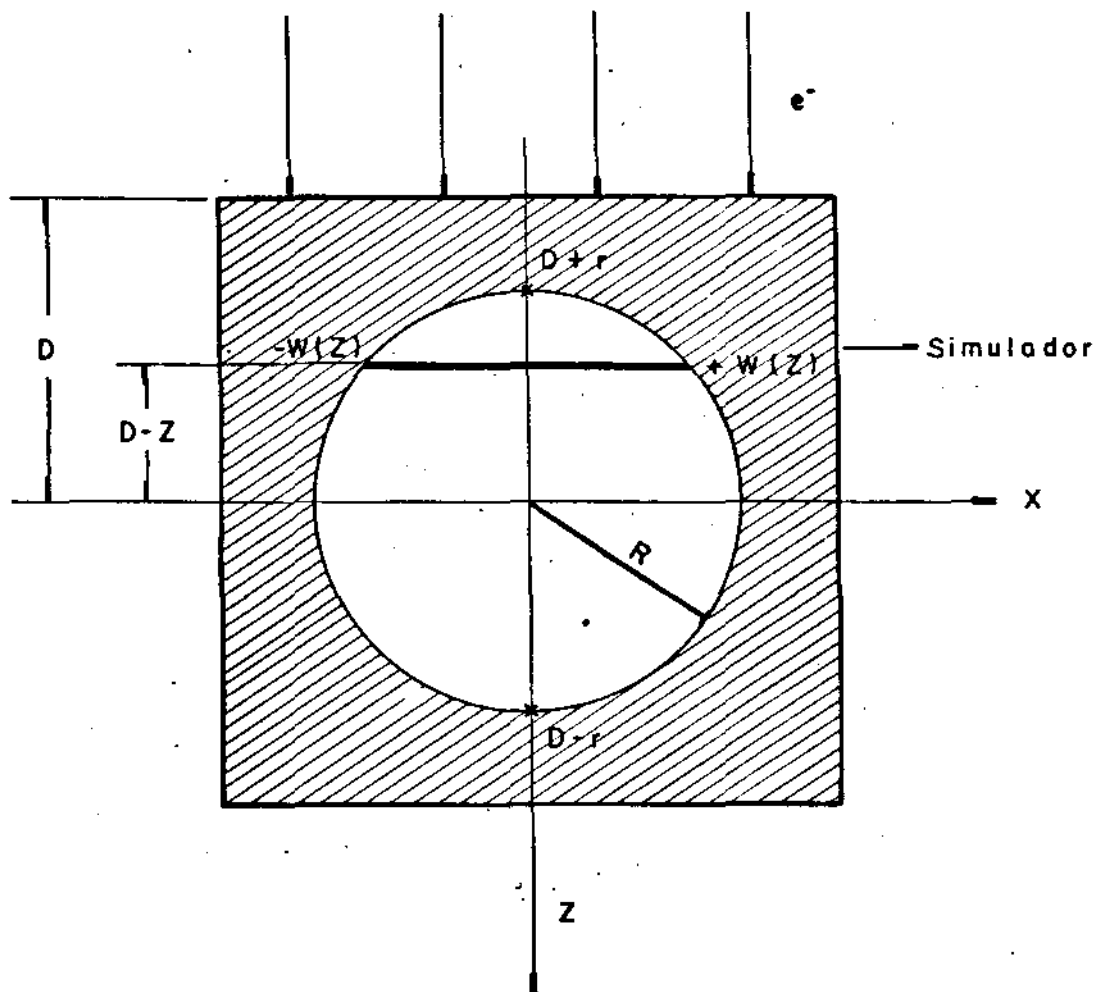


Figura IV-10 : Representação esquemática da corda transversal $W(z)$ na cavidade da câmara.

$$z = \left\{ \int_{D-r}^{D+r} dz \cdot \int_{-w(z)}^{w(z)} dx \cdot \left| (D-z) + \sqrt{(r^2 - x^2)} \right| \cdot \right. \\ \left. \cdot \left[\operatorname{Erf} \left(\frac{a+x}{\sqrt{A_2(z)}} \right) + \operatorname{Erf} \left(\frac{a-x}{\sqrt{A_2(z)}} \right) \right] \cdot z \right\} / \\ / \int_{D-r}^{D+r} dz \cdot \int_{-w(z)}^{w(z)} dx \cdot \left| (D-z) + \sqrt{(r^2 - x^2)} \right| \cdot \\ (4.53) \\ \left. \cdot \left[\operatorname{Erf} \left(\frac{a+x}{\sqrt{A_2(z)}} \right) + \operatorname{Erf} \left(\frac{a-x}{\sqrt{A_2(z)}} \right) \right] \right\}$$

Portanto, o deslocamento radial, d , será igual a:

$$d = D - \langle z \rangle = \gamma \cdot r \quad (4.54)$$

onde:

γ será chamado de fator correção deslocamento

r é o raio da cavidade do detector

O fator correção deslocamento γ , relaciona-se com uma fração do raio r . Este fator é usado para profundidades entre 80% e 20% da variação em profundidade porque esta região apresenta um alto gradiente de ionização.

Dai vem que o fator correção deslocamento é igual a $\gamma = (D - \langle z \rangle) / r$, deverá ser comparado com o valor de obtido experimentalmente.

Para calcular γ foi necessário elaborar um programa para efetuar os cálculos através de um computador. Na secção 6.3 do Capítulo VI - Apêndices encontram-se a metodologia utilizada e o fluxograma do programa. Para o cálculo das integrais foi utilizado o método de integração numérica de Simpson para funções de uma variável, conforme exposição no item 6.2.1, secção 6.2 do mesmo capítulo. Como a estimativa de γ envolve o cálculo de integrais duplas, o referido método teve que ser adaptado, o que é mostrado no item 6.2.2.

Os resultados do cálculo do fator deslocamento por método computacional são apresentados nas tabelas IV-1, IV-2 e IV-3. O fator deslocamento radial é apresentado em função da energia média do feixe incidente, do raio da cavidade da câmara e da profundidade no simulador.

A tabela IV-1 apresenta o fator deslocamento para a câmara M(PTW) de raio interno igual a 1,75mm em função da energia média E_0 na superfície do simulador e da profundidade da câmara no simulador, D.

A tabela IV-2 apresenta o fator deslocamento para a câmara Baldwin-Farmer de raio interno igual a 3,125mm em função da energia média E_0 na superfície do simulador e da profundidade da câmara no simulador, D.

A tabela IV-3 apresenta o fator deslocamento para a câmara T(PTW) de raio interno igual a 4,5mm em função da energia média E_0 na superfície do simulador e da profundidade da câmara no simulador, D.

4.2.3 - Discussão dos Resultados

Observa-se nas três tabelas apresentadas que o fator deslocamento para cada feixe de elétrons de energia média E_0 na superfície do simulador, permanece constante com o aumento da profundidade D .

Observa-se também que o fator deslocamento diminui com o aumento da energia média E_0 na superfície do simulador, mas apresentando uma variação com o raio da câmara.

Os valores assumidos pelo fator deslocamento podem ser apresentados através do deslocamento radial d , para as diferentes câmaras em função da energia média E_0 na superfície do simulador, da seguinte forma:

Para a câmara M(PTW)

Elétrons de 8,9 MeV e 12,6 MeV

$$d = 0,31 \cdot r$$

Elétrons de 16,8 MeV e 19,7 MeV

$$d = 0,30 \cdot r$$

Para a câmara Baldwin-Farmer

Elétrons de 8,9 MeV

$$d = 0,33 \cdot r$$

Elétrons de 12,6 MeV

$$d = 0,32 \cdot r$$

Elétrons de 16,8 MeV e 19,7 MeV

$$d = 0,31 \cdot r$$

Para a câmara T(PTW)

Elétrons de 8,9 MeV

$$d = 0,34 \cdot r$$

Elétrons de 12,6 MeV

$$d = 0,33 \cdot r$$

Elétrons de 16,8 MeV e 19,7 MeV

$$d = 0,32 \cdot r$$

Para estudar a dependência do fator deslocamento com o raio da câmara os valores do deslocamento radial em função do raio da câmara foram ajustados à uma curva da forma

$$d = \gamma \cdot r^\alpha$$

onde:

γ será o fator deslocamento

r é o raio da câmara

α é o parâmetro de ajuste

O ajuste feito desta forma apresenta um coeficiente de correlação entre os valores γ e α variando entre 0,99992 e 0,99997. Os valores para o deslocamento radial podem, então, ser apresentados em função da energia média (E_0) na superfície do simulador como:

Para elétrons de 8,9 MeV

$$d = 0,359 \cdot r^{1,084}$$

Para elétrons de 12,6 MeV

$$d = 0,341 \cdot r^{1,062}$$

Para elétrons de 16,8 MeV

$$d = 0,330 \cdot r^{1,049}$$

Para elétrons de 19,7 MeV

$$d = 0,325 \cdot r^{1,042}$$

A partir da análise da dependência de α com E_0 , pode-se obter uma relação funcional entre α e E_0 , através de um ajuste do tipo mínimos quadrados, expressa por:

$$\alpha = 1,20648 \cdot E_0^{-0,04952}$$

O coeficiente de correlação entre $\underline{\alpha}$ e E_0 é, neste caso, $R^2 = 0.99238$. O deslocamento radial obtido teoricamente é dado por:

$$d = \gamma \cdot r^{1,20648} \cdot E_0^{-0,04952}$$

TABELA IV-1

Fator Correção Deslocamento Calculado

Câmara M(PTW)

| % Ionização | 8,9 (MeV) | 12,6 (MeV) | 16,8 (MeV) | 19,7 (MeV) |
|-------------|-----------|------------|------------|------------|
| 80 | 0,311 | 0,307 | 0,303 | 0,302 |
| 70 | 0,311 | 0,306 | 0,303 | 0,302 |
| 60 | 0,311 | 0,306 | 0,303 | 0,302 |
| 50 | 0,311 | 0,306 | 0,303 | 0,302 |
| 40 | 0,311 | 0,306 | 0,303 | 0,302 |
| 30 | 0,311 | 0,307 | 0,304 | 0,302 |

TABELA IV-2

Fator Correção Deslocamento Calculado

Câmara Baldwin-Farmer

| % Ionização | 8,9 (MeV) | 12,6 (MeV) | 16,8 (MeV) | 19,7 (MeV) |
|-------------|-----------|------------|------------|------------|
| 80 | 0,325 | 0,316 | 0,311 | 0,309 |
| 70 | 0,325 | 0,316 | 0,311 | 0,308 |
| 60 | 0,324 | 0,316 | 0,311 | 0,308 |
| 50 | 0,324 | 0,316 | 0,311 | 0,308 |
| 40 | 0,324 | 0,316 | 0,311 | 0,309 |
| 30 | 0,325 | 0,316 | 0,311 | 0,309 |

TABELA IV-3

Fator Correção Deslocamento Calculado

Câmara T(PTW)

| % Ionização | 8,9 (MeV) | 12,6 (MeV) | 16,8 (MeV) | 19,7 (MeV) |
|-------------|-----------|------------|------------|------------|
| 80 | 0,338 | 0,325 | 0,318 | 0,315 |
| 70 | 0,337 | 0,325 | 0,318 | 0,315 |
| 60 | 0,337 | 0,325 | 0,318 | 0,315 |
| 50 | 0,337 | 0,326 | 0,318 | 0,315 |
| 40 | 0,337 | 0,326 | 0,318 | 0,315 |
| 30 | 0,337 | 0,325 | 0,319 | 0,315 |

V - CONCLUSÕES

A partir dos resultados experimentais obtidos para o Fator Correção Deslocamento em câmaras de ionização cilíndricas, apresentados no Capítulo III, foi calculado o Deslocamento Radial. A tabela V-1 apresenta estes resultados para as câmaras e as energias utilizadas.

Considerando que o Deslocamento Radial obtido experimentalmente não apresentou-se constante para todas as energias, foram considerados os valores máximos e mínimos acrescidos de suas respectivas barras de erros, conforme mostram as figuras III-9 a III-12.

A observação da tabela V-1 mostra que o Deslocamento Radial para elétrons de 8,9 MeV, permanece constante com o aumento da profundidade, enquanto que para elétrons de 12,6 MeV ocorre um aumento do mesmo com o aumento da profundidade. Já para elétrons de 16,8 MeV e 19,7 MeV o Deslocamento Radial diminui com o aumento da profundidade.

Os resultados obtidos através da estimação do modelo teórico apresentam-se coerentes com os obtidos experimentalmente para os elétrons de 8,9 MeV e 12,6 MeV. O mesmo não ocorre para os elétrons de 16,8 MeV e 19,7 MeV.

As tabelas IV-1 a IV-3 mostram que o Deslocamento Radial obtido a partir do modelo, permanece constante com o aumento da profundidade e diminui com o aumento da energia inicial dos elétrons, sendo maior para as câmaras de raios maiores.

Uma possível explicação para esta divergência entre os

resultados experimentais e teóricos, é a de que o peso adotado no modelo leva em conta, basicamente, apenas as características geométricas da câmara e sua posição no fantoma.

Um desenvolvimento natural deste estudo seria a construção de um modelo cujo peso levasse em conta tanto as características geométricas das câmaras como também a energia, de forma explícita.

Energia Média Inicial (\bar{E}_0) - MeV

| | 8,9 | 12,6 | 16,8 | 19,7 |
|--------------------------------------|-----|---------------|---------------|---------------|
| <u>CÂMARA M(PTW)</u> | | (80%) (20%) | (80%) (20%) | (80%) (20%) |
| d experimental (C/PERTURBAÇÃO) 0,058 | | 0,067 - 0,086 | 0,117 - 0,095 | 0,149 - 0,095 |
| d experimental (S/PERTURBAÇÃO) 0,044 | | 0,051 - 0,077 | 0,114 - 0,091 | 0,140 - 0,082 |
| d Teórico 0,054 | | 0,053 | 0,053 | 0,053 |
| <u>CÂMARA BALDWIN-FARMER</u> | | | | |
| d experimental (C/PERTURBAÇÃO) 0,103 | | 0,119 - 0,153 | 0,209 - 0,169 | 0,266 - 0,169 |
| d experimental (S/PERTURBAÇÃO) 0,078 | | 0,091 - 0,138 | 0,203 - 0,163 | 0,250 - 0,147 |
| d Teórico 0,102 | | 0,099 | 0,097 | 0,097 |
| <u>CÂMARA T(PTW)</u> | | | | |
| d experimental (C/PERTURBAÇÃO) 0,149 | | 0,171 - 0,221 | 0,302 - 0,243 | 0,383 - 0,243 |
| d experimental (S/PERTURBAÇÃO) 0,113 | | 0,151 - 0,198 | 0,293 - 0,234 | 0,360 - 0,212 |
| d Teórico 0,151 | | 0,146 | 0,143 | 0,142 |

Os valores de d são apresentados em função do aumento da profundidade.

VI - APÊNDICES

6.1 - Método de Cálculo dos Erros

A figura 6.1 apresenta a forma das curvas de ionização relativa em função da profundidade, obtidas experimentalmente com três câmaras de raios diferentes, em feixes de elétrons com energia média inicial E . Observa-se nesta figura, que as curvas apresentam um deslocamento na direção da profundidade, que aumenta com o raio da cavidade da câmara.

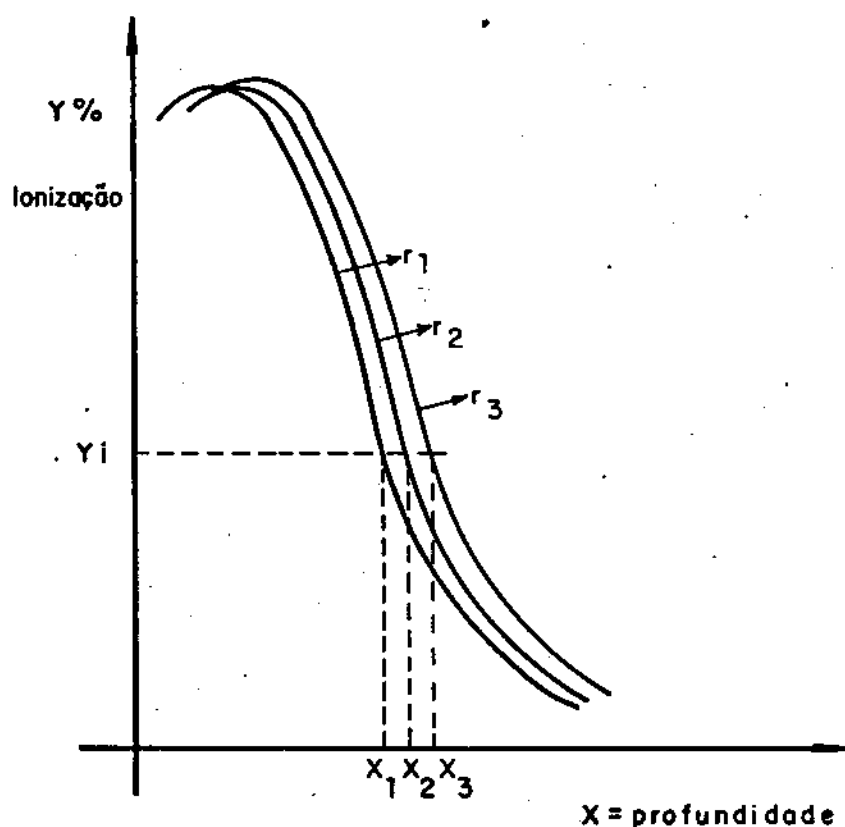


Figura VI-1

Para o cálculo do fator de deslocamento, γ , procedeu-se da seguinte maneira: Em cada percentual de ionização fixo tomou-se o deslocamento X_i , correspondente a cada câmara e o raio r_i da câmara. A esses pontos foi feito um ajuste do tipo $x = \gamma \cdot r + B$, pelo método dos mínimos quadrados.

Onde γ é o fator deslocamento

B é o valor de X quando $r = 0$

X é o deslocamento radial.

O erro associado ao cálculo de γ , σ_γ , pode ser dado por:

$$\sigma_\gamma = \sqrt{\sum_i \left[\left(\frac{\partial \gamma}{\partial x_i} \right)^2 \cdot \sigma_{x_i}^2 + \left(\frac{\partial \gamma}{\partial r_i} \right)^2 \cdot \sigma_{r_i}^2 \right]}$$

Onde σ_{x_i} é o erro associado ao posicionamento da câmara dentro do simulador, e será considerado como sendo igual a 0,5 mm

σ_{r_i} é o erro associado na medida do raio da câmara, e será igual a 0,05 mm

Portanto, o erro associado ao cálculo do fator deslocamento será igual a 0,16.

6.2 - Método de Integração

6.2.1 - Método de Simpson para Funções de uma Variável

O método de Simpson tenta simplificar a função a ser integrada, aproximando-a por uma série de segmentos parabólicos.

Seja $f(x)$ a função a ser integrada entre os limites a e b , como mostra a figura VI-2.

Subdivide-se o intervalo de integração $a \leq x \leq b$, em um número par de subintervalos, n , de largura $h = (b-a)/n$, com pontos extremos $a = x_0, x_1, \dots, x_{n-1}, x_n = b$.

Nos dois primeiros intervalos aproxima-se a curva $f(x)$ pela parábola da forma $(Ax^2 + Bx + C)$, que passa pelos pontos C_0, C_1 e C_2 daquela curva. Nos dois intervalos seguintes aproxima-se a curva $f(x)$ para uma parábola que passa por C_2, C_3 e C_4 , e assim por diante. Procedendo desta maneira, obtem-se uma curva que consiste de n arcos de parábola, e a área sob esta curva é a aproximação da área sob a curva $f(x)$ entre a e b . Pode-se provar que a fórmula de integração obtida é:

$$\int_a^b f(x) \cdot dx = \frac{h}{3} \cdot [f(x_0) + 4 \cdot f(x_1) + 2 \cdot f(x_2) +$$

(6.1)

$$+ 4 \cdot f(x_3) + \dots + 2 \cdot f(x_{n-2}) + 4 \cdot f(x_{n-1}) + f(x_n)]$$

onde:

$$h = \frac{(b - a)}{n} \quad (6.2)$$

A precisão do método depende do número de intervalos considerados. O erro de aproximação, E_0 , associado ao método de Simpson é dado por:

$$|E_s| \leq (b - a) \cdot \frac{h^4}{180} \cdot M \quad (6.3)$$

onde:

M é o valor máximo da quarta derivada da função $f(x)$ no intervalo de integração.

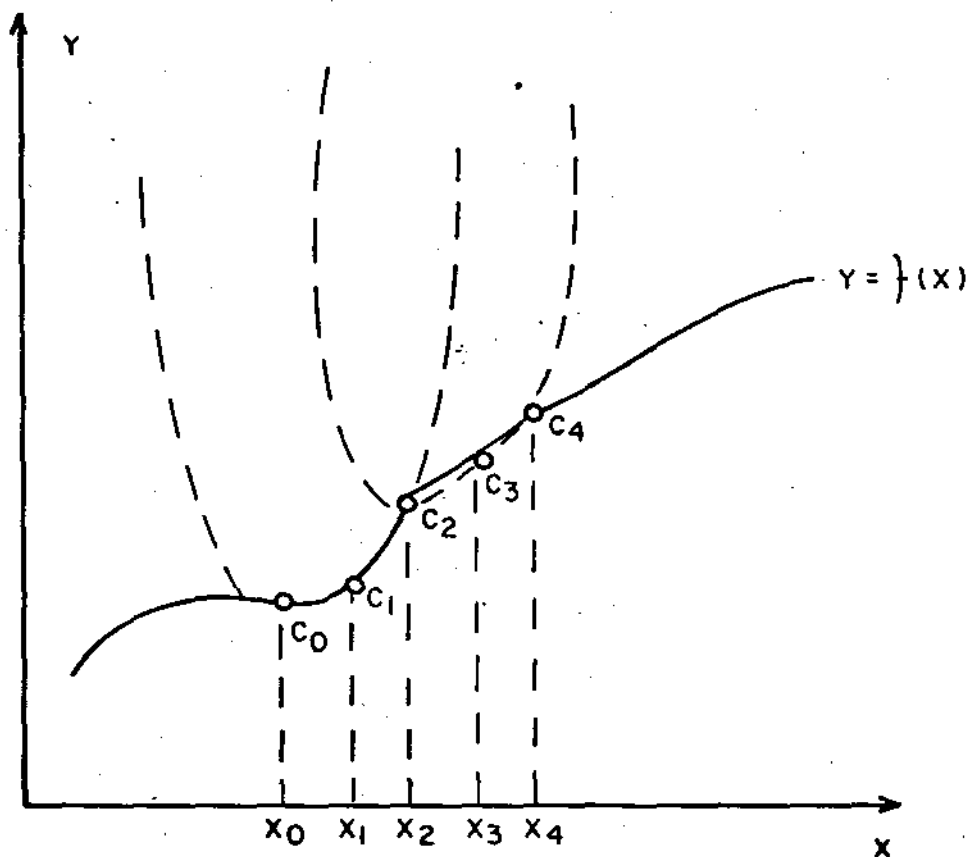


Figura VI-2 : Método de Simpson

6.2.2 - Método de Simpson para Funções de Duas Variáveis

$$\int_{x_0}^{x_m} \int_{y_0}^{y_m} f(x,y) \cdot dx \cdot dy \approx \frac{h \cdot k}{9} \cdot \{ (f_{0,0} + f_{0,m} + f_{n,0} + f_{n,m}) + \\
 + 2 \cdot (f_{0,2} + f_{0,4} + \dots + f_{0,m-2} + f_{n,2} + f_{n,4} + \dots + \\
 + f_{n,m-2} + f_{2,0} + f_{2,n} + f_{4,0} + f_{4,n} + \dots + f_{n-2,0} + \\
 + f_{n-2,n}) + 4 \cdot (f_{0,1} + f_{0,3} + \dots + f_{0,m-1} + f_{n,1} + f_{n,3} + \\
 + \dots + f_{n,m-1} + f_{1,0} + f_{1,m} + f_{3,0} + f_{3,m} + \dots + f_{n-1,n} + \\
 + f_{2,2} + f_{2,4} + \dots + f_{2,m-2} + f_{4,2} + f_{4,4} + \dots + f_{4,m-2} + \\
 + \dots + f_{n-2,2} + \dots + f_{n-2,m-2}) + 8 \cdot (f_{1,2} + f_{1,4} + \dots + \\
 + f_{1,m-2} + f_{3,2} + f_{3,4} + \dots + f_{3,m-2} + \dots + f_{n-1,m-2} + \\
 + f_{2,1} + f_{2,3} + \dots + f_{2,m-1} + \dots + f_{n-2,1} + f_{n-2,3} + \\
 + \dots + f_{n-2,m-1}) + 16 \cdot (f_{1,1} + f_{1,3} + \dots + f_{1,m-1} + \\
 + f_{3,1} + f_{3,3} + \dots + f_{3,m-1} + f_{n-1,1} + \dots + f_{n-1,m-1}) \}$$

Onde:

$$f_{i,j} = f(x_i, y_j)$$

$$h = x_i - x_{i-1}$$

$$k = y_j - y_{j-1}$$

6.3 - Metodologia de Cálculo do Deslocamento Radial (d)

O cálculo do Fator Correção Deslocamento Radial, γ , é feito a partir da expressão (4.53):

$$\begin{aligned} \langle z \rangle = & \left\{ \int_{D-r}^{D+r} dz \cdot \int_0^{w(z)} dx \cdot |(D-z) + \sqrt{(r^2 - x^2)}| \cdot \right. \\ & \cdot \left. \left[\operatorname{Erf}\left(\frac{a+x}{\sqrt{A_2(z)}}\right) + \operatorname{Erf}\left(\frac{a-x}{\sqrt{A_2(z)}}\right) \right] \cdot z \right\} / \\ & \left\{ \int_{D-r}^{D+r} dz \cdot \int_0^{w(z)} dx \cdot (D-z) + \sqrt{(r^2 - x^2)} \right\} \cdot \\ & \cdot \left[\operatorname{Erf}\left(\frac{a+x}{\sqrt{A_2(z)}}\right) + \operatorname{Erf}\left(\frac{a-x}{\sqrt{A_2(z)}}\right) \right] \end{aligned} \quad (4.56)$$

Para facilitar a construção do programa que calcula γ , foi feita nesta expressão a seguinte transformação de variáveis:

$$x = w(z) \cdot U \quad (6.5)$$

$$z = d - r + 2 \cdot r \cdot V$$

Portanto, a expressão torna-se:

$$\begin{aligned} z_{ef} = & \int_0^1 dV \cdot \int_0^1 dU \cdot (V - V^2) \cdot (D - r + 2 \cdot r \cdot V) \cdot \\ & \cdot ((1 - 2 \cdot V) + \sqrt{(1 - 4 \cdot (V - V^2) \cdot U^2)}). \end{aligned}$$

$$\cdot \left| \operatorname{Erf}\left(\frac{a + 2.r.U^2.\sqrt{v - v^2}}{\sqrt{A_2(v)}}\right) + \operatorname{Erf}\left(\frac{a - 2.r.U^2.\sqrt{v - v^2}}{\sqrt{A_2(v)}}\right) \right| / \quad (6.6)$$

$$/ \int_0^1 dv \cdot \int_0^1 dU \cdot (\sqrt{v - v^2}) \cdot (1 - 2.v) + \sqrt{1 - 4.(v - v^2).U^2}.$$

$$\sim \operatorname{Erf}\left(\frac{a + 2.r.U^2.\sqrt{v - v^2}}{\sqrt{A_2(v)}}\right) + \operatorname{Erf}\left(\frac{a - 2.r.U^2.\sqrt{v - v^2}}{\sqrt{A_2(v)}}\right)$$

que pode ser escrita como:

$$\langle z_{ef} \rangle = \frac{\int_0^1 dv \cdot \int_0^1 dU \cdot z_3 z_1 \cdot (z_2 + \sqrt{z_5}) \cdot F}{\int_0^1 dv \cdot \int_0^1 dU \cdot z_3 \cdot (z_2 + \sqrt{z_5}) \cdot F} \quad (6.7)$$

onde:

$$z_1 = D - r + 2.r.v$$

$$z_2 = 1 - 2.v$$

$$z_3 = v - v^2$$

$$z_3 z_3 = \sqrt{z_3}$$

$$z_4 = 4.z_3.U$$

$$z_5 = \sqrt{1 - z_4}$$

$$xx = 2.r.U.z_3 z_3$$

$$x_1 = \frac{a + xx}{\sqrt{A_2}}$$

$$x_2 = \frac{a - xx}{\sqrt{A_2}}$$

$$F_1 = \text{Erf}(x_1)$$

$$F_2 = \text{Erf}(x_2)$$

$$F = F_1 + F_2$$

O cálculo das integrais duplas da expressão (6.7) foi programado utilizando-se o método de integração numérica de Simpson, conforme exposto no item 6.2.

O fluxograma a seguir mostra a lógica do programa desenvolvido para o cálculo da expressão (6.7). Este é composto de uma rotina principal através da qual é chamada a subrotina SIMP2. Esta, por sua vez chama a subrotina INTEG, da qual é chamada a subrotina ERF.

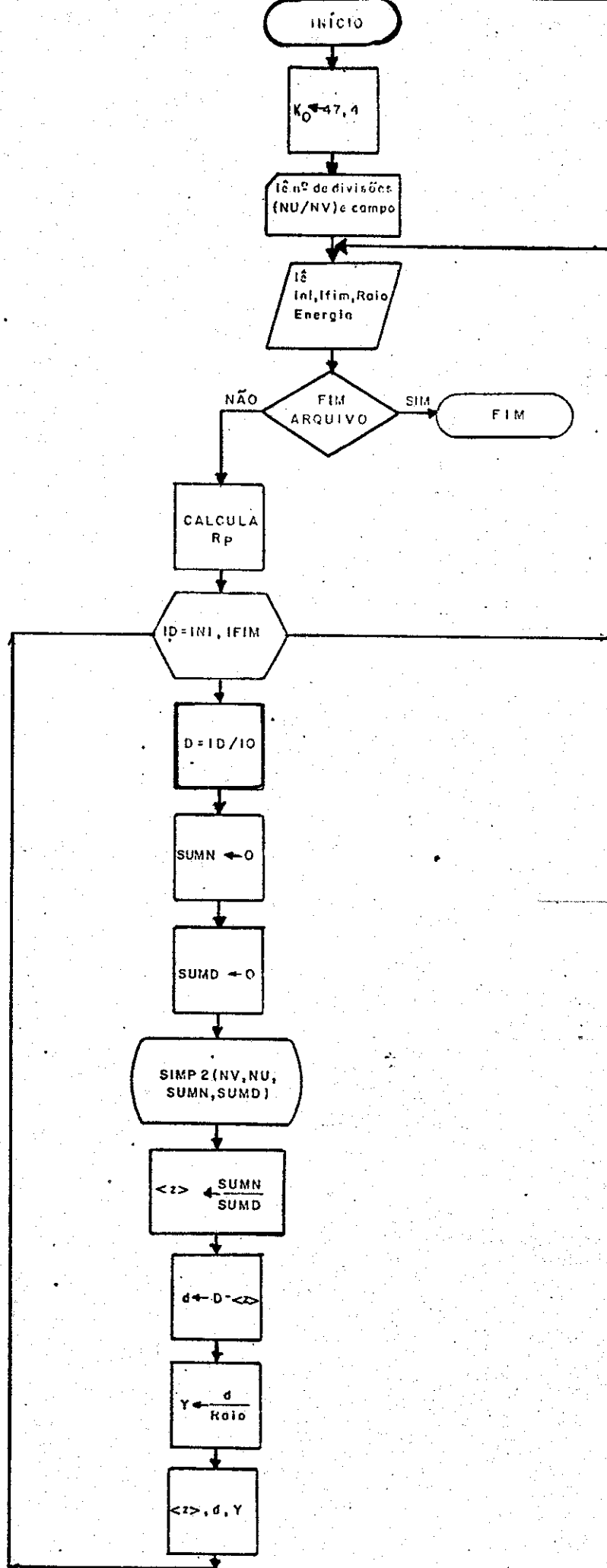


Figura VI - 2: Fluxograma da Rotina Principal

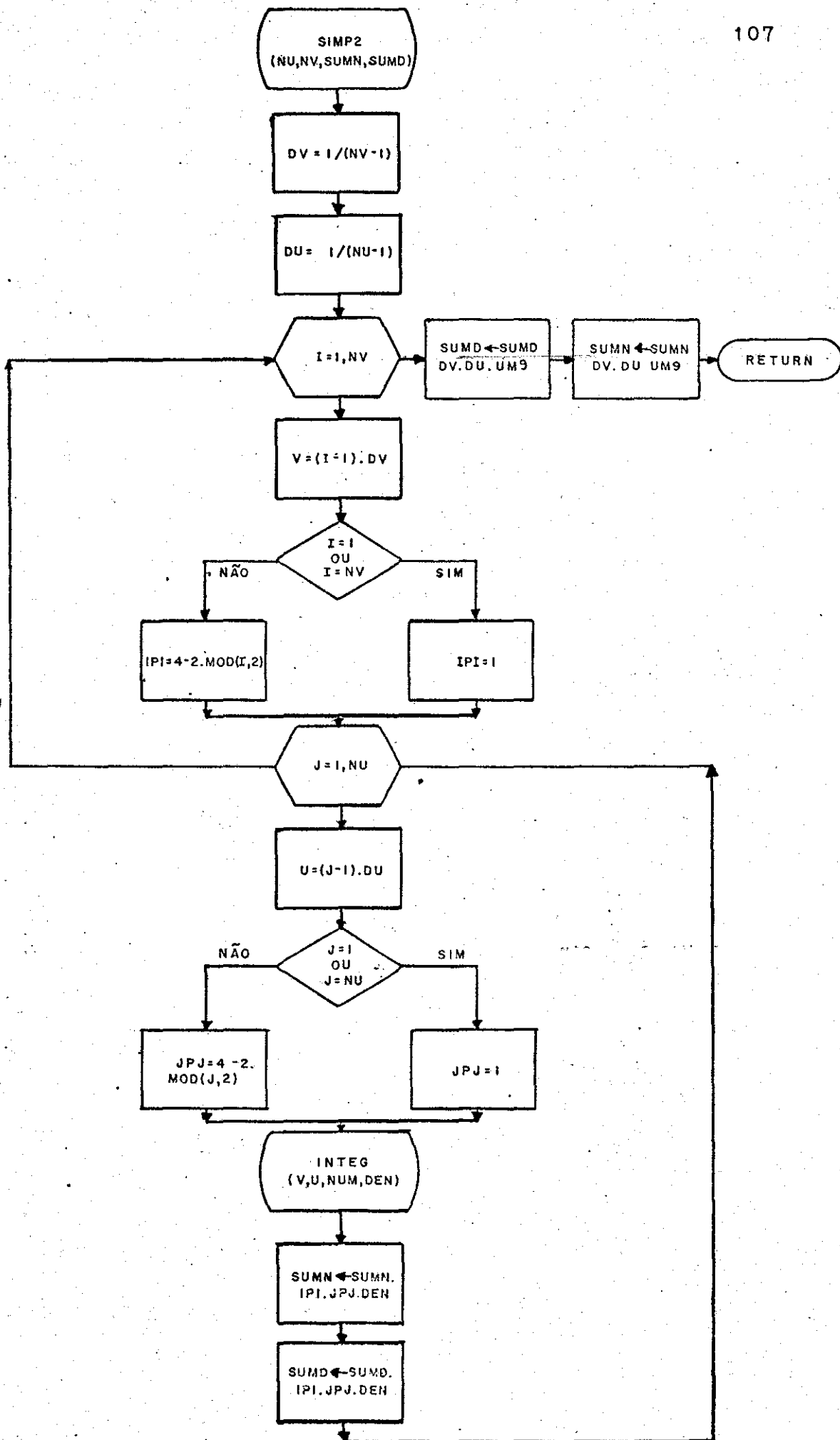


Figura VI - 3 : Fluxograma da Subrotina SIMP2

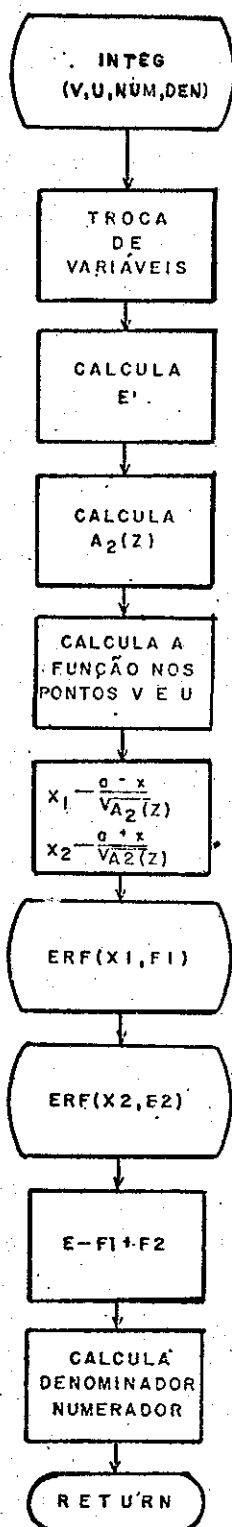


Figura VI-5: Fluxograma da Subrotina INTEG

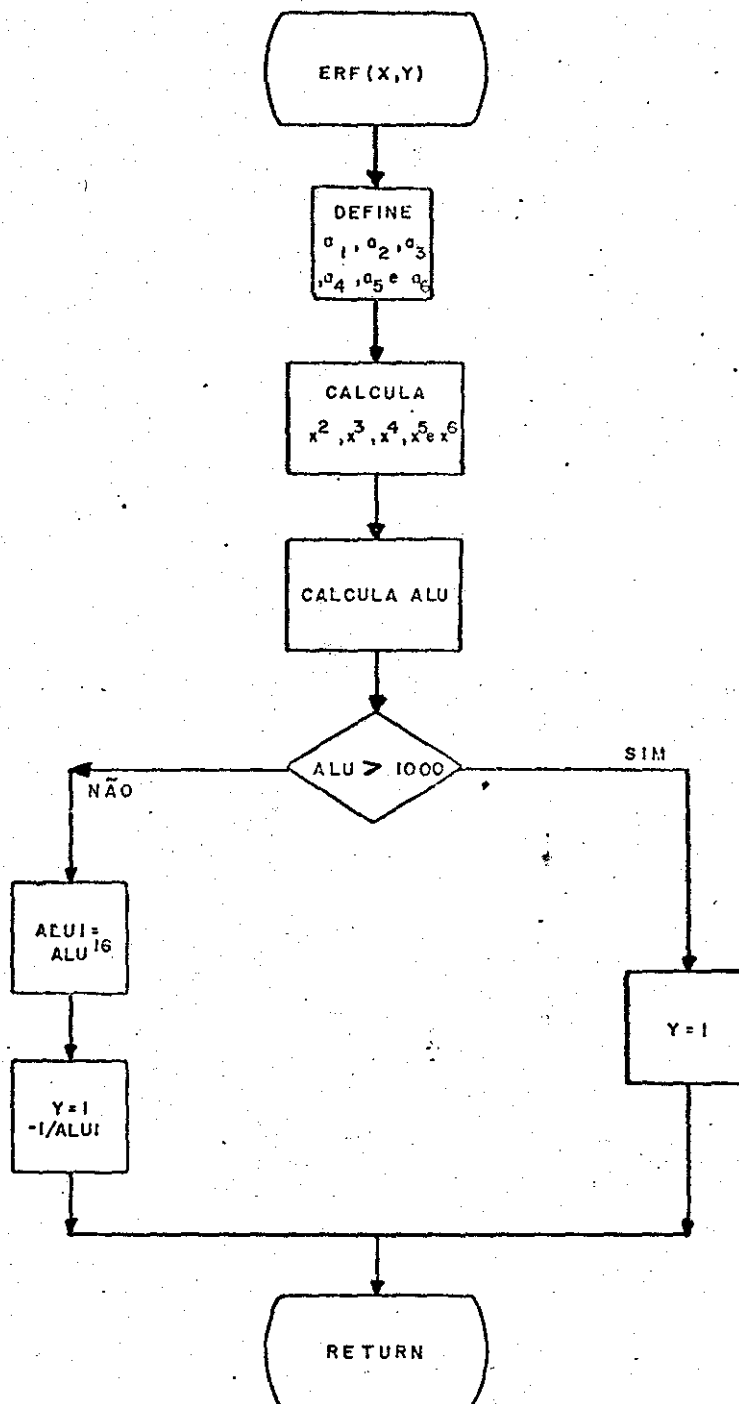


Figura VI-6: Fluxograma da Subrotina ERF

6.4 - Função Erro

A Função Erro definida como:

$$\text{Erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \int_0^x e^{-\eta^2} \cdot d\eta$$

a qual aparece em $P_L(x, z)$ (equação (4.47)) foi calculada através da relação (ABRAMOWITZ & SEGUN, 1972):

$$\text{Erfx} = 1 - \frac{1}{(1 + a_1x^1 + a_2x^2 + a_3x^3 + \dots + a_6x^6)^{16}} + \varepsilon(x)$$

Para uma aproximação racional, no intervalo de $0 \leq x < \infty$ onde:

$$a_1 = 0,0705230784$$

$$a_2 = 0,0422820123$$

$$a_3 = 0,0092705272$$

$$a_4 = 0,0001520143$$

$$a_5 = 0,0002765672$$

$$a_6 = 0,0000430638$$

$\varepsilon(x)$ é o erro de aproximação tal que

$$|\varepsilon(x)| \leq 3 \times 10^{-7}$$

VII - BIBLIOGRAFIA

- . ABRAMOWITZ, M e SEGUN, I.A. - "Handbook of Mathematical Functions With Formulas, Graphs and Mathematical Tables". Dover publications, Inc., New York, 297-299, 1972.
- . ALMOND, P.R. - "The Use of Ionization Chambers for the Absorbed Dose Calibration of High Energy Electron Beam Therapy Units". Int.J. Appl. Rad., 21:1, 1970.
- . ATTIX, F.H. - "Radiation Dosimetry" - Second Edition William C. Roesch - Academic Press, New York, 1966.
- . AWSCHALOM, M., ROSENBERG, I. e HAKEN, R.K.T. - "A New Look at Displacement Factor and Point of Measurement Corrections in Ionization Chamber Dosimetry". Med. Phys.10 (3), May/Jun: 307, 1983.
- . BERGER, M.J.; DOMEN, S.R. e LAMPERTI, P.J. - "Stopping Power Ratios for Electron Dosimetry with Ionization Chambers". Em. Biomedical Dosimetry, IAEA, Viena, 1975.
- . BERGER. M.J. e SELTZER, S.M. - NBS - Report (IN Press), 1982.
- . BOAG, J.W. - "Ionization Measurements at Very High Intensities". I: Pulsed Radiation Beams. Br. J. Radiol. XXIII: 601, 1950.
- . BOAG, J.W. - "Ionization Chambers". Em Radiation Dosimetry. Vol.II. Edited by F.H.Attix and W.C. Roesch. Academic Press Inc., New York, 1966.
- . CECATTI, E.R. - "Estudo da Distribuição de Dose Absorvida para Feixes de Elétrons de Alta Energia", Tese de Mestrado, UERJ, 1983.
- . de ALMEIDA, C.E. e SIBATA, C.H. - "Parâmetros Físicos e

Clínicos em Dosimetria de Elétrons". Proceedings da Conferência do 10o Aniversário da ABFM, São Paulo - Brasil, 1979.

- . DREXLER, G.; LEETZ, K.H.; REGULLA, D.F. - "Instrumentation in Radiotherapy." Proceedings of International Seminar on Medical Physics - Rio de Janeiro, Brasil, 19 - 22 outubro; 1977.
- . DUTREIX, J.; DUTREIX, A. - "Etude comparée D'une Série Dechambres D'ionization Dans le Fasiceaux de 20 et 10 Mev". Biophysik 3; 249, 1966.
- . EYGES, L. - "Multiple Scattering with Energy Loss". Phys. Rev.74: 1534, 1948.
- . FELDMAN, A.; de ALMEIDA, C.E.; ALMOND, P.R. - "Measurements of Eletron Beam Energy With Rapid Processed Film". Medical Physics, 1: 74, 1974.
- . HARDER, D. - "Energiespektren Schneller Elektronen in Uerschiedenen Tiefen". Proc. Symposium on High Energy Electrons, Montreaux, 1964. (Editado por Zuppinger, A.; Poretti, G. - Springer - Verlag, Berlim; Pg-26, 1965).
- . HARDER, D. - "Einfluss der Vieffachstreuung von Elektronen auf die Ionization in Gasgefüllten Hohlräumen". Biophysik 5: 157, 1968.
- . HARDER, D. - "Status of Eletron Dosimetry". - XIV International Congress of Radiology; Rio de Janeiro, Brasil, 1977.
- . HETTINGER, G.; PETERSSON, S.; SVENSSON, H. - "Displacement Effect of Thimble Chambers Exposed to a Photon or Electron Beam from a Betatron". Acta Radiol. Ther. Phys. Biol. 6: 61-64, 1967.

- . ICRU - "Report 21, Radiation Dosimetry: Electrons with Initial Energies Between 1 and 50 Mev". International Commission on Radiation Units and Measurements, Washington, D.C., 1972.
- . ICRU - "Report 24 , Determination of Absorbed Dose in a Patient Irradiated by beams of X or Gamma Ray in Radiotherapy Procedures". International Commission on Radiation Units and Measurements, Washington, D.C., 1976.
- . ICRU - "Nova Versão do ICRU 21", em fase final de preparação, 1979.
- . ICRU - "Report 34 - The Dosimetry of Pulsed Radiation" - International Commission on Radiation Units and Measurements, 1982.
- . JACKSON, J.D. - "Classical Electrodynamics"; Second Edition, John Wiley & Sons, New York: 643-651, 1975.
- . JETTE, D.; PAGNAMENTA, A.; LANZL, L.H.; ROZENFELD, M. - "The Application of Multiple Scattering Theory to Therapeutic Electron Dosimetry" . Med. Phys. 10: 141-146, 1983.
- . JOHANSSON, K.A.; MATTSSON, L.O.; LINDBORG, L.; SVENSSON, H. - "Absorbed Dose Determination with Ionization Chamber in Electron and Photon Beams with Energies Between 1 and 50 MeV". International Symposium on National and International Standardization of Radiation Dosimetry. Atlanta, Georgia, USA (IAEA-SM-222/35).
- . KENDALL, S.M. e STUART, A. - "The Advanced Theory of Statistics". 4a. Edição, Volume I, London, Charles Griffin, pag. 206., 1977.
- . KEITHLEY INSTRUMENTS INC. - "Instruction Manual Digital

Electrometer. Model 616" . Keithley Instruments, Inc., Ohio, USA., 1975.

- . KEITHLEY INSTRUMENTS INC. - "Keithley Electrometer Measurements". Keithley Instruments, Inc., Ohio, U.S.A., 1977.
- . KREYSZIG, ERWIN - "Matemática Superior", Ed. Livros Tecnicos e Científicos, Editora Ltda, Rio de Janeiro , 1972.
- . LAPSLEY, A.C. - "Effect of Space Charge on Saturation Properties of Ionization Chambers" . Rev. Sci. Instr. 24: 602, 1953.
- . NACP - Procedures in External Radiation Therapy Dosimetry with Electron and Photon Beams with Maximum Energies between 1 and 50 MeV". Acta Radiol. Oncology 19: 55. 1980.
- . NAUM, A.E. AND SVENSSON, H. - "Electron Beam Dosimetry: The State of the Art". Tenth Nordic Meeting on Clinical Physics, Nilsia, Finland, March 12-14, 1980.
- . NCRP - National Council on Radiation Protection and Measurements. "REPORT 69 - Dosymetry of X-Ray and Gamma-Ray Beams for Radiation Therapy in Energy Range 10 Mev to 50 Mev".
- . NUCLEAR INTERPRISES LTD. - "Manual de Operação e Manutenção".
- . PACITTI, T. - "Programação e Métodos Computacionais" - Ao Livro Técnico S.A., Rio de Janeiro - 1967
- . PHYSIKALISCH - "Technische Werkst'atten Dr. Pychkak K.G.". (PTW)
- . POHLIT, W. - "Electron Beam Treatment Planning with Inhomogeneities" - Proceedings of Seminar on Medical Physics

- Rio de Janeiro - RJ - Brasil - 19 a 22 de Outubro, 1977.

- . SEGRÉE E. - "Nuclei and Particles: An Introduction to Nuclear and Subnuclear Physics". Second Edition, Addison - Wesley Publishing Company, Inc., 1977.
- . SILVA, T.A. - "Comparação Experimental entre Fatores de Calibração de Componentes de Dosímetros de Referência Usados nos Laboratórios de Dosimetria de Padronização Secundária" . Tese de Mestrado, COPPE - UFRJ, 1981.
- . SKAGGS, L.S. - "Depth Dose of Electrons from the Betatron". Radiology, 53: 868, 1949.
- . STARK, P.A. - "Introdução aos Métodos Numéricos". Ed. Interciência, Rio de Janeiro, 1979 - Tradução de Carvalho, João B.P..
- . SYMON, K.R. - "Mechanics". Addison - Wesley Publishing Company, Second Edition, 1967.
- . ROSSI, B.; GREISEN, K. - "Cosmic - Ray Theory". Rev. Mod. Phys. 13: 240, 1941.
- . WEATHERBURN, H.; STEDEFORD, B. - "Effective Measuring Position for Cylindrical Ionization Chambers When Used for Electron Beam Dosimetry". BNJ. Radiol.50: 921, 1977.
- . ZOETELIEFF, J.; ENGELS, A.C; BROERSE, J.J. - "Displacement Corrections for Spherical Ion Chambers in Phantoms Irradiated with Neutron and Photon Beams" - IAEA - SM - 249/38.