

Julio José da Silva Estrada

DESENVOLVIMENTO DE UM MÉTODO EXPERIMENTAL PARA DETERMINAÇÃO
DO ÍNDICE DE DOSE EQUIVALENTE PARA RADIAÇÃO X E GAMA
DE BAIXA E MÉDIA ENERGIA

Tese de

MESTRADO

CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS

Rio de Janeiro

- 1980 -

AGRADECIMENTO

- ao Prof. Jader Benuzzi Martins, pela orientação segura e dedicação;

- ao Prof. Hans Peter Nette, idealizador deste trabalho, pela inestimável colaboração com sugestões e críticas em todas as suas etapas;

- ao Prof. Luis Tauhata, pela amizade e valioso apoio a mim dispensados nos vários anos de convívio;

- ao Dr. Rex Nazarê Alves e Dra. Dagmar Carneiro da Cunha Reis, ex-Diretor e atual Diretora do Instituto de Radioproteção e Dosimetria, pelas oportunidades e facilidades concedidadas;

- aos colegas da Divisão de Monitoração do IRD, José Luiz B. Leão, Paulo G. Cunha, Luiz Antônio R. Rosa e Ricardo Diz, pela amizade e colaboração em Dosimetria Termoluminescente;

- aos colegas da Divisão de Calibração do IRD, Evandro J. Pires e Carlos A.A.L. Campos, pela amizade e colaboração nas irradiações;

- ao colega Pedro B. Teixeira, pela amizade e serviços fotogrâficos executados.

- ao torneiro-mecânico Cezar de Oliveira, pela excelente qualidade de seu trabalho, que contribuiu sobremaneira na valorização desta Tese;

- à Petrine J.R. Clericuzi, pela valiosa colaboração nos trabalhos de datilografia;

- à Helena S. Ferreira, pela excelente composição grãfica deste trabalho;

- aos colegas do IRD e do CBPF, pela amizade e apoio;

- ao Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas e ao Instituto de Radioproteção e Dosimetria, que me proporcionaram oportunidade de estudos e desenvolvimento científico.

RESUMO

Um método experimental foi desenvolvido para a determinação do índice de dose equivalente para radiação X e gama de baixa e média energia. Uma esfera para simular o tronco humano foi construída a partir de definição da ICRU REPORT 19, em Plexiglass. Este material foi utilizado após concluir-se experimentalmente que ele era equivalente ao tecido humano mole, para os propósitos de radioproteção, embora sua densidade seja 18% maior que do tecido mole. Para a determinação da distribuição de dose absorvida dentro do simulador foram utilizados dosímetros termoluminescentes de $\text{CaF}_2:\text{Mn}$ e $\text{LiF}:\text{Mg}$. A avaliação da energia efetiva do campo de radiação dentro do simulador foi obtida pelo método de tandem e apresentou um desvio padrão máximo de 15%.

Comparação das curvas de percentual de dose em profundidade obtidas com uma câmara de ionização e com os TLDs apresentou um desvio máximo de 12% para o $\text{LiF}:\text{Mg}$ e 11% para o $\text{CaF}_2:\text{Mn}$, em relação à câmara de ionização. Alguns resultados experimentalmente obtidos de fatores de conversão rad-roentgen foram comparados com os calculados pelo método de Monte Carlo, obtidos na literatura, apresentando um desvio máximo de 23% para o $\text{CaF}_2:\text{Mn}$ e 19% para o $\text{LiF}:\text{Mg}$. Desta forma o sistema simulador-dosímetro desenvolvido possibilita a obtenção do índice de dose equivalente experimentalmente.

SUMMARY

An experimental method was developed to measure Dose Equivalent Indices for low and medium energy X-rays.

A sphere was constructed to simulate the human body in accordance with ICRU Report 19 but using plexiglass instead of tissue equivalent material of density 1 g.cm^{-3} . Experimentally it was demonstrated that for the purpose of applied radiation protection both materials are equivalent in spite of a 18% higher density of plexiglass.

$\text{CaF}_2:\text{Mn}$ and $\text{LiF}:\text{Mg}$ might be utilized to determine the absorbed dose distribution within the sphere. Energy dependence of the TLDs might be corrected for by evaluation of the effective energy distribution in the sphere with the tandem method based upon pronounced difference in energy dependence between the two types of TLDs. Measurements indicate that the effective energy can be determined with an accuracy better than 15% for the energy range under consideration.

Depth dose curves measured with ionization chamber compared with those of $\text{LiF}:\text{Mg}$ showed an agreement better than 12% and in the case of $\text{CaF}_2:\text{Mn}$ better than 11% for all irradiation conditions used.

Conversion factors in units rad R^{-1} measured with TLD and compared with those obtained from the literature based upon Monte Carlo calculation showed an agreement better than 23% for $\text{CaF}_2:\text{Mn}$ and 19% for $\text{LiF}:\text{Mg}$.

It is concluded from these experiments that the system plexiglass sphere-TLD dosimeters might be used to measure Dose Equivalent Indices for low and medium energy photons.

S U M Á R I O

	<u>Pág.</u>
AGRADECIMENTO	iii
RESUMO	iv
SUMMARY	v
LISTA DE FIGURAS	viii
LISTA DE TABELAS	xi
INTRODUÇÃO	1
<u>CAPÍTULO I - TEORIA</u>	8
1.1 - <i>Medida da Exposição com Câmara de Ionização</i>	8
1.1.1 - <i>Relação Exposição-Dose Absorvida</i>	10
1.1.2 - <i>Relação entre a Dose no Ar e a Dose em Outro Meio</i>	11
1.1.3 - <i>Medida da Exposição para Fótons de Alta Energia</i>	12
1.1.4 - <i>Resumo da Medida de Exposição com Câmara de Ionização</i>	15
1.2 - <i>Determinação da Dose Absorvida com Dosímetros Termoluminescentes (TLD)</i>	19
1.2.1 - <i>Medida da Exposição</i>	22
1.2.2 - <i>Determinação da Dose Dentro de um Material</i>	22
1.2.3 - <i>Método de Tandem</i>	24
<u>CAPÍTULO II - PROCEDIMENTOS EXPERIMENTAIS</u>	26
2.1 - <i>Geradores de Campos de Radiação</i>	26
2.2 - <i>Caracterização dos Espectros de Radiação Ionizantes Utilizados</i>	26
2.3 - <i>Monitoração dos Campos de Radiação</i>	28
2.3.1 - <i>Com Câmara de Ionização</i>	28

2.3.2 - Com Dosímetros Termoluminescentes (TLD) ...	30
2.4 - Esfera Simuladora de Tronco Humano	31
2.4.1 - Estudo do Material	31
2.4.1.1 - Medida do Espectro de Fótons Espalhados	34
2.4.1.2 - Determinação do Coeficiente de Atenuação de Massa do Plexiglass..	37
2.4.2 - Construção do Simulador	40
2.5 - Determinação da Energia Dentro da Esfera	43
2.6 - Determinação da Razão Entre as Respostas dos TLD de $\text{CaF}_2:\text{Mn}$ e LiF:Mg	43
2.7 - Teste do Sistema Simulador-Dosímetro	44
<u>CAPÍTULO III</u> - DISCUSSÃO DOS RESULTADOS E CONCLUSÕES	60
<u>APÊNDICE A</u> - DEFINIÇÕES E CONCEITOS BÁSICOS	67
(a) - Fluência de Energia	67
(b) - Coeficiente de Atenuação de Massa	67
(c) - Coeficiente de Absorção de Energia de Massa	68
(d) - Poder de Frenamento de Massa	69
(e) - Poder de Espalhamento Angular de Massa de Elétrons..	71
(f) - Dose Absorvida	74
(g) - Dose Equivalente	74
(h) - Material Simulador de Tecido Humano	75
(i) - Risco de Indução de Efeitos Estocásticos Danosos ...	77
<u>BIBLIOGRAFIA</u>	80

LISTA DE FIGURAS

<u>Figs.</u>	<u>Pág.</u>
1.1.4.1 - Região de aplicação de uma Câmara de Ionização (H. Berger: Sonderband Strahlentherapie 43 (1959) 3).....	17
1.2.1.1 - Resposta calculada de alguns materiais termoluminescentes, em função da energia da radiação, para uma dose absorvida de 1 rad (ar), normalizada em relação à energia dos fótons de uma fonte de Co-60(G.Busuoli,1973).....	21
1.2.3.1 - Razão das respostas termoluminescentes para o CaF ₂ e o LiF	24
2.3.2.1 - Dependência energética do fator de calibração do LiF:Mg ..	32
2.3.2.2 - Dependência energética do fator de calibração do CaF ₂ :Mn	33
2.4.1.1.1 - Diagrama do sistema usado para avaliar o espectro de contagem de fótons espalhados produzido pelo material ...	35
2.4.1.1.2 - Comparação dos espectros de contagem de fótons espalhados pela água e pelo plexiglass para um campo de energia efetiva de 47 keV	36
2.4.1.2.1 - Dispositivo usado para determinar a espessura da camada semi-redutora do plexiglass em função da energia	38
2.4.1.2.2 - Determinação da espessura da camada semi-redutora do plexiglass para fótons de diferentes energias efetivas...	39
2.4.2.1 - Detalhe da construção do simulador de plexiglass mostrando a disposição geométrica dos dosímetros em seu interior	41
2.4.2.2 - Vista geral do simulador mostrando os planos meridianos de disposição dos dosímetros para irradiação	42

2.6.1 - Dependência energética da resposta do LiF:Mg (espectro estreito)	45
2.6.2 - Dependência energética da resposta do LiF:Mg (espectro largo)	46
2.6.3 - Dependência energética da resposta do LiF:Mg (espectros estreito e largo)	47
2.6.4 - Dependência energética da resposta do CaF ₂ :Mn (espectro estreito)	48
2.6.5 - Dependência energética da resposta do CaF ₂ :Mn (espectro largo)	49
2.6.6 - Dependência energética da resposta do CaF ₂ :Mn (espectros estreito e largo)	50
2.6.7 - Dependência energética da razão das respostas do CaF ₂ :Mn e LiF:Mg (espectro estreito)	51
2.6.8 - Dependência energética da razão das respostas do CaF ₂ :Mn e LiF:Mg (espectro largo)	52
2.6.9 - Dependência energética da razão das respostas do CaF ₂ :Mn e LiF:Mg (espectros estreito e largo)	53
2.7.1 - Comparação da curva de percentual de dose em profundidade obtida com Câmara de Ionização e alguns resultados obtidos com (a) CaF ₂ :Mn e (b) LiF:Mg para um campo de energia efetiva de 39 keV	55
2.7.2 - Comparação da curva de percentual de dose em profundidade obtida com Câmara de Ionização e alguns resultados obtidos com (a) CaF ₂ :Mn e (b) LiF:Mg para um campo de energia efetiva de 59 keV	56
2.7.3 - Comparação da curva de percentual de dose em profundidade obtida com Câmara de Ionização e alguns resultados obtidos com (a) CaF ₂ :Mn e (b) LiF:Mg para um campo de energia efetiva de 100 keV	57

2.7.4 - Comparação da curva de fator de conversão rad-roentgen
obtida pelo método de Monte Carlo e alguns resultados
experimentalmente obtidos com (a) $\text{CaF}_2:\text{Mn}$ e (b)
 LiF:Mg

LISTA DE TABELAS

<u>Tab.</u>	<u>Pág.</u>
1.1.4.1 - Resumo da teoria das Câmaras de Ionização	16
2.2.1 - Características dos espectros usados nas irradiações ...	27
2.3.1:1 - Condições de calibração da câmara normal 181021, executada no Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB), em 04/09/1975	29
2.4.1.2.1 - Valores comparativos do coeficiente de atenuação de massa (μ/ρ), em $\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$ em função da energia	40
A.1 - Composição de tecido mole padrão com densidade unitária	77
A.2 - Fatores absolutos, f_T , e relativos, w_T , de riscos de mortalidade, devido à indução de efeitos estocásticos danosos, causados pela radiação (ICRP 26)	78

INTRODUÇÃO

Um problema fundamental em radioproteção é a quantificação e a avaliação do risco de indução de efeitos estocásticos danosos a um indivíduo (ou coletividade) exposto a um campo de radiação ionizante.

Os efeitos físicos da radiação no corpo humano estão relacionados à dose absorvida. Esta produz efeitos biológicos que podem ser relacionados à dose equivalente.

A dose^(*) em um determinado tecido ou órgão do corpo humano induz efeitos biológicos que devem ser avaliados. Como diferentes efeitos biológicos podem ser provocados por uma mesma dose, proveniente de diferentes tipos ou também por diferentes energias de um mesmo tipo de radiação, foi necessária a introdução do conceito de dose equivalente, H, para os propósitos de radioproteção. A dose equivalente foi relacionada, então à dose absorvida através principalmente, de um fator de qualidade, Q, dependente do tipo e da energia da radiação. Este fator é, operacionalmente, obtido através dos valores do poder de frenamento por colisão na água para cada tipo de radiação⁽¹⁾. Consequentemente, a dose equivalente é um conceito operacional.

Os efeitos biológicos causados pela radiação podem ser divididos em efeitos não-estocásticos e estocásticos. Os efeitos não-estocásticos são aqueles em que a intensidade do dano aumenta com a dose, e a partir de um limiar. Entre estes estão

(*) algumas vezes dose absorvida será citada somente por dose.

a catarata, efeitos não malignos na pele e redução da fertilidade. Os efeitos estocásticos são aqueles em que a probabilidade de ocorrência de um efeito maligno aumenta com a dose. O detrimento⁽¹⁾ deste efeito é determinado pelos riscos de mortalidade por câncer e efeitos genéticos danosos.

Evitar os efeitos não estocásticos e assegurar que a probabilidade de ocorrência de um efeito estocástico fique a níveis aceitáveis, através da limitação da dose equivalente, constitui a finalidade da radioproteção. Entretanto, um problema complexo é o conhecimento da dependência correta entre a dose equivalente e o risco associado a um determinado efeito estocástico.

A inter-relação entre o campo de radiação, S, o tecido ou órgão, T, do corpo humano, a dose absorvida, D_T , a dose equivalente, H_T , e o risco, R, pode esquematicamente, ser descrita⁽²⁾ por:

$$S + T \rightarrow D_T \rightarrow H_T \rightarrow R \quad ,$$

onde o campo de radiação, S, é descrito pela fluência de energia, ψ . A dose absorvida num tecido ou órgão depende desta fluência e do coeficiente de atenuação de massa, μ/ρ , do tecido, isto é,

$$D_T = D \left[\psi(\vec{r}, E) , (\mu/\rho)_T \right]$$

A ICRP^(*) 26⁽¹⁾ supõe uma relação linear entre o risco e a dose equivalente. Assim, para um tecido ou órgão exposto a um campo de radiação, o risco de incidência de um efeito pode ser descrito como⁽³⁾

(*) International Commission on Radiological Protection.

$$R_T = f_T H_T$$

onde f_T é o fator de risco absoluto que considera a probabilidade de ocorrência de mortalidade por câncer por unidade de dose equivalente, \bar{H}_T é a dose equivalente média para o órgão. Este fator de risco é avaliado mediante a radiosensitividade do órgão ou tecido em relação aos efeitos estocásticos.

O risco para o corpo inteiro, $R_{wb}^{(*)}$, é determinado fazendo-se o somatório dos riscos para todos os tecidos ou órgãos irradiados,

$$R_{wb} = \sum_T R_T$$

A partir do fator de risco absoluto é determinado o fator de peso, ou fator de risco relativo, para cada órgão, $\omega_T = f_T / \sum_T f_T$. De posse destes fatores é possível determinar uma quantidade ligada à radiação que permita avaliar o risco total para todos os tecidos ou órgãos. Esta quantidade H_{wb} , é chamada de Dose Equivalente do Corpo Inteiro⁽¹⁾ ou Dose Equivalente Estocástica Efetiva⁽⁴⁾. Ela considera o dano total, combinando os detrimientos para todos os tipos de efeitos malignos estocásticos em todos os órgãos ou tecidos. Matematicamente, ela é definida a partir da combinação linear das doses equivalentes, cujos coeficientes são os fatores de risco relativos ω_T , nos tecidos ou órgãos do corpo humano;

$$H_{wb} = \sum_T \omega_T \bar{H}_T$$

Desta forma o risco total R_{wb} é obtido através da

(*) do inglês "whole body".

equação

$$R_{wb} = f_{wb} H_{wb}$$

ou

$$R_{wb} = f_{wb} \bar{Q} \sum_T \omega_T \bar{D}_T \left[\psi(\vec{r}, E), (\mu/\rho)_T \right],$$

onde $\sum_T f_T = f_{wb}$, \bar{Q} é o fator de qualidade médio da radiação, e \bar{D}_T é a dose média.

A determinação prática do risco fica reduzida à obtenção da distribuição da dose absorvida que depende da fluência de energia da radiação. A determinação desta fluência de energia dentro do corpo humano é inviável, mas existem modos alternativos de se obter a dose absorvida como por exemplo em radioterapia onde a pré-determinação da dose absorvida em órgão do corpo humano é feita com a ajuda de cartas de isodoses e percentagem de doses em profundidade. Além disso, a energia e a geometria em relação ao corpo humano são bem definidas. Assim, pode ser definido um fator de conversão, entre a dose absorvida, em um ponto de interesse do corpo humano, e a quantidade mensurável, no mesmo ponto no ar.

Como em radioproteção quase sempre são insuficientes as informações que dizem respeito às condições de irradiação, os procedimentos usados em radioterapia, para a avaliação de doses no corpo humano, são inviáveis.

Uma alternativa⁽⁵⁾ de avaliar a dose, em radioproteção, foi baseada no conceito⁽⁶⁾ de que a dose do corpo inteiro é o resultado de uma distribuição homogênea de dose em todos os órgãos. Considerando esta homogeneidade e que a maioria dos órgãos de interesse (ou críticos) estão localizados no tronco, foi proposto um simulador apropriado para o corpo humano e defi

nida uma grandeza mensurável de radiação que estimasse a dose de corpo inteiro. Tal arranjo foi definido^(5,7), como se segue:

"O índice de Dose Equivalente, H_I , em um ponto, é a dose equivalente máxima dentro de uma esfera de 30 cm de diâmetro, centrada neste ponto, e constituída de material equivalente a tecido humano mole com uma densidade de 1g.cm^{-3} ".

Para melhorar a eficácia do simulador, dividiu-se a esfera em duas camadas e um caroço. A camada mais externa, com 0,07 mm de espessura, representa a camada basal de epiderme. Os efeitos da radiação nesta camada são considerados desprezíveis. A camada interna estende-se até 1 cm e o caroço tem um raio de 14 cm. Dependendo do poder de penetração da radiação, é conveniente considerar as doses equivalentes máximas que ocorrem na camada interna e no caroço. As doses equivalentes máximas foram chamadas de Índice de Dose Equivalente Superficial, $H_{I,S}$, e Índice de Dose Equivalente Profunda, $H_{I,P}$, respectivamente. Ao maior valor dentre estas atribui-se o Índice de Dose Equivalente, H_I .

As conceituações distintas usadas na ICRP 9⁽⁶⁾ e ICRP 26⁽¹⁾ para a dose de corpo inteiro precisam ser observadas. A primeira baseia-se na distribuição homogênea de dose para todos os órgãos. A segunda, um modelo mais realista, define a dose de corpo inteiro através de pesos, fatores de riscos, para cada órgão.

A ICRP 26⁽¹⁾ supõe que Índice de Dose Equivalente, anteriormente definido, poderia ser uma avaliação conservativa da Dose Equivalente do Corpo, isto é,

$$H_{wb} \leq H_I$$

uma vez que o Índice de Dose Equivalente é a dose equivalente

máxima dentro da esfera.

As medidas experimentais do Índice de Dose Equivalente ainda são insuficientes, mas cálculos teóricos^(3,8) confirmam tal suposição. Assim, o Índice de Dose Equivalente pode ser usado como um limite secundário por ser uma estimativa conservativa razoável da Dose Equivalente de Corpo Inteiro. Também, como R_{wb} é proporcional a H_{wb} , pode-se supor que, o valor de H_I fornece uma sobrestimativa de R_{wb} .

Estes conceitos fecham um problema fundamental em radioproteção que é estimar a dose equivalente de corpo inteiro e relacioná-la ao risco de indução de efeitos estocásticos danosos.

O presente trabalho tem por finalidade desenvolver as etapas fundamentais de um método experimental de determinar o Índice de Dose Equivalente, para radiações eletromagnéticas ionizantes de média energia. Para tal, foram testados um simulador esférico de 30 cm de diâmetro construído em plexiglass e um sistema dosimétrico usado dentro do simulador.

Para justificar a utilização do plexiglass no simulador, foi estudada a sua equivalência ao tecido mole. Avaliou-se algumas de suas propriedades físicas, como o espalhamento e a absorção da radiação e a sua densidade. Os espectros de espalhamento, do campo de radiação, produzidos pelo plexiglass e pela água, foram determinados na faixa de energia de 24 a 214 keV. As propriedades de absorção do material foram obtidas da determinação do seu coeficiente de atenuação de massa, utilizando-se a espessura da camada semi-redutora. Os resultados foram comparados com os respectivos valores, para a água e para o tecido humano, encontrados na literatura⁽⁹⁾. Eles indicaram que o materi

al pode ser utilizado como equivalente ao tecido humano para fins de radioproteção.

O sistema dosimétrico utilizado para determinar a distribuição da dose absorvida no simulador foi o de dosímetros termoluminescentes, por apresentarem melhores qualidades intrínsecas. Dentre estas a possibilidade de determinação da energia efetiva pelo método de tandem, visto que, devido às interações com o material, o campo de radiação não se mantém constante no interior do simulador. No método tandem, que consiste na determinação da razão das respostas de dois tipos de materiais termoluminescentes, foram utilizados os dosímetros de $\text{CaF}_2:\text{Mn}$ e $\text{LiF}:\text{Mg}$ ⁽¹⁰⁾. O tandem destes dois dosímetros foi determinado para dois tipos de espectros, largo e estreito, no ar. Posteriormente, este tandem foi testado, utilizando-se uma câmara de ionização, em um material equivalente ao tecido humano, Mix-D ⁽¹¹⁾. Como os resultados foram satisfatórios, foi usado este sistema para determinar a relação entre a dose absorvida e a exposição, em função da profundidade, dentro da esfera. Os resultados obtidos foram comparados com os valores existentes na literatura ⁽³⁾, obtidos pelo método de Monte Carlo, e comprovaram que com o conjunto, simulador-sistema dosimétrico, é possível determinar-se o Índice de Dose Equivalente.

CAPÍTULO I

TEORIA

1.1 - Medida da Exposição com Câmara de Ionização

A radiação eletromagnética ionizante pode ser detectada através dos diversos efeitos produzidos pelas suas interações com a matéria. Os detectores sólidos utilizam preferencialmente os efeitos fotoelétrico, Compton e formação de pares ou a formação de par elétron-buraco. Os detectores gasosos, baseiam-se na ionização produzida pela radiação num volume conhecido, onde a carga de íons é coletada por eletrodos eletrostaticamente polarizados. Dentre os utilizados para especificar um campo de radiação, o ar é comumente empregado, por sua composição universal e propriedades bem conhecidas.

A relação entre o valor absoluto de carga total (dQ) de íons de mesmo sinal produzido no ar e a massa (dm) de um certo volume, onde todos os elétrons (ou íons) secundários formados pelos fótons são completamente freados e coletados, representa uma quantidade mensurável de radiação denominada ⁽⁵⁾ de Exposição, X , isto é,

$$X = \frac{dQ}{dm} \quad (1.1.1)$$

A unidade especial desta quantidade é o roentgen (R)

$$1R = 2,58 \times 10^{-4} \text{ C.kg}^{-1} \quad (1.1.2)$$

O instrumento para medir a exposição, pela definição física, é a Câmara de Ionização de Ar Livre^(12,13). Este tem pa- rede de ar e mede a ionização produzida no ar contido em um vo- lume bem definido entre duas placas de metal que formam os seus eletrodos. Por suas características, principalmente sua dimen- são, ela não é adequada para medidas de rotina. Então, baseado nos princípios desta câmara, foi desenvolvida uma outra câmara de dimensões reduzidas e de parede sólida, que envolve um certo volume de ar. Esta câmara pode causar perturbação no campo de radiação devido à sua parede sólida. Esta perturbação pode ser praticamente eliminada desde que sejam obedecidos alguns requi- sitos devidos à sua natureza e espessura. Como a ionização a ser medida deve ser produzida no ar da câmara, é importante que o material de parede e do eletrodo central tenham números atômi- cos efetivos tão próximo quanto possível ao do ar. Também o ma- terial da parede deve ser condutor elétrico de modo que ela sir- va de eletrodo. A espessura da parede deve ser no mínimo igual ao alcance dos elétrons, de modo que a câmara não detete nenhum elétron criado externamente. Esta espessura tem por objetivo constituir o equilíbrio eletrônico⁽¹⁴⁾. A atenuação dos fótons em relação ao seu HVL⁽¹³⁾ na parede da câmara, deve ser pequena. Isto é, a espessura da parede deve ser tal que não modifique sen- sivelmente a exposição. A câmara que cumpre todos estes requisi- tos denominou-se de Câmara Dedal^(12,13). Estas câmaras no equi- líbrio eletrônico são usadas somente para radiações com energi- as não muito acima de 300 keV.

Determinada a exposição através de um dos instrumen- tos descritos, é possível associá-la à dose absorvida no ar, uti- lizando-se a energia média de ionização produzida pela radiação.

1.1.1 - Relação Exposição-Dose Absorvida

A relação entre a exposição e a dose absorvida no ar pode ser determinada com uma câmara de ionização a partir da energia total média por unidade de carga de ionização produzida, W . A dose absorvida em um material é obtida da razão entre a energia absorvida pelo material e a sua massa. Esta quantidade, W , para o ar, pode ser considerada independente das energias das partículas ionizantes. Seu valor ⁽¹⁵⁾ é:

$$W = 33,7 \text{ eV/par de } \bar{\text{ion}} = 33,7 \text{ J.C}^{-1} \quad (1.1.1.1)$$

Utilizando-se a relação (1.1.2), a exposição de um roentgen corresponde a uma energia absorvida no ar de:

$$\begin{aligned} 2,58 \times 10^{-4} \text{ C.kg}^{-1} & 33,7 \text{ J.C}^{-1} \\ & = 0,869 \times 10^{-2} \text{ J.kg}^{-1} \\ & = 0,869 \times 10^{-2} \text{ Gy} = 0,869 \text{ rad} \end{aligned} \quad (1.1.1.2)$$

ou, de forma mais geral

$$D_a \text{ (rad)} = 0,869 X \text{ (R)} \quad (1.1.1.3)$$

onde D_a é a dose absorvida no ar em rad resultante de uma exposição X , em roentgen.

Determinada a dose no ar, pode-se obter a dose em um meio qualquer para a mesma exposição, através de um fator de conversão.

1.1.2 - *Relação Entre a Dose no Ar e a Dose em Outro Meio*

Para uma mesma condição de irradiação, é possível determinar a dose absorvida em um meio, conhecendo-se a dose absorvida no ar ⁽¹⁶⁾, isto é, os espectros e as magnitudes das fluências de energia nos dois elementos de volume são idênticos. Assim pode-se escrever:

$$\frac{D_m}{D_a} = \frac{\left(\frac{\mu_e}{\rho}\right)_{m,\lambda}}{\left(\frac{\mu_e}{\rho}\right)_{a,\lambda}}, \quad (1.1.2.1)$$

onde D_m e D_a são as doses absorvidas no material e no ar, respectivamente, e $(\mu_e/\rho)_{m,\lambda}$ e $(\mu_e/\rho)_{a,\lambda}$ são os seus respectivos coeficientes de massa de absorção de energia, para uma dada energia da radiação, λ .

A equação anterior também pode ser escrita:

$$D_m = D_a \frac{\left(\frac{\mu_e}{\rho}\right)_{m,\lambda}}{\left(\frac{\mu_e}{\rho}\right)_{a,\lambda}} \quad (1.1.2.2)$$

$$D_m(\text{rad}) = 0,869 \frac{\left(\frac{\mu_e}{\rho}\right)_{m,\lambda}}{\left(\frac{\mu_e}{\rho}\right)_{a,\lambda}} X, \quad (1.1.2.3)$$

onde X é em roentgen, ou mais simplesmente,

$$D_m = f_m \cdot X \quad (1.1.2.4)$$

onde

$$f_m = 0,869 \frac{\left(\frac{\mu_e}{\rho}\right)_{m,\lambda}}{\left(\frac{\mu_e}{\rho}\right)_{a,\lambda}} \quad (1.1.2.5)$$

e $f_m = \text{rad.R}^{-1}$

O fator f_m que converte a exposição em dose, depende da energia do fóton, conforme mostra a eq. (1.1.2.5). Na maioria dos casos, considerando a composição do material e o espectro envolvido, utiliza-se valores médios para os coeficientes de absorção. Seus valores são tabelados para alguns materiais (9), sendo que para a água eles variam de $0,881 \frac{\text{rad}}{\text{R}}$ a $0,964 \frac{\text{rad}}{\text{R}}$ na faixa de energia de 20 keV a 150 keV, respectivamente.

1.1.3 - Medida da Exposição para Fótons de Alta Energia

A exposição devida a fótons de alta energia é determinada através da relação existente entre a ionização produzida em uma cavidade num material qualquer cheia de ar e a energia nela absorvida. Esta relação é baseada na teoria de Bragg-Gray (14,16), que embora seja complexa e extensa, pode ser resumidamente explicada como segue, para medidas de exposição com câmara de ionização.

Preliminarmente, supõe-se uma cavidade de ar, que constitui o volume sensível da câmara, inserida em um meio sólido, que é a sua parede. A dimensão da cavidade deve ser suficientemente pequena comparada com o alcance dos elétrons secundários.

rios liberados no meio sólido, de modo a não alterar a sua fluência. A espessura do meio sólido deve ser maior que o alcance dos elétrons secundários, de maneira a garantir que todos os que atravessam a cavidade foram nele liberados. Também o meio sólido deve ser suficientemente pequeno para que a atenuação dos fótons não altere a exposição. Embora conflitantes estas condições para a espessura, para cada material e cada energia dos fótons, existe uma que pode balancear tais compromissos.

Delimitadas as condições da cavidade e do meio sólido, pode-se determinar as doses no meio D_m , e no ar, D_a ; através da perda de energia dos elétrons secundários por unidade de percurso no meio, $(S_m)_\lambda$, e no ar, $(S_a)_\lambda$, isto é,

$$\frac{D_m}{D_a} = \frac{(S_m)_\lambda}{(S_a)_\lambda} = (S_a^m)_\lambda \quad (1.1.3.1)$$

$(S_m)_\lambda$ e $(S_a)_\lambda$ são chamados de poder de frenamento de massa para elétrons no meio e no ar, respectivamente. Como eles dependem da energia, λ , na prática, utilizou-se valores médios

$$D_m = (\bar{S}_a^m)_\lambda D_a \quad (1.1.3.2)$$

Como a dose no ar D_a está relacionada à ionização causada pelos elétrons por,

$$D_a = W \frac{J}{e} \quad (1.1.3.3)$$

então

$$D_m = W \frac{J}{e} (\bar{S}_a^m)_\lambda \quad (1.1.3.4)$$

onde W é a energia média total dispendida pelos elétrons por um

íon criado, e é a carga eletrônica e J é a carga total dos íons produzidos com a câmara sob condição de saturação.

Anteriormente, a dose absorvida no meio foi relacionada à exposição pela equação.

$$D_m (\text{rad}) = 0,869 \frac{\left(\frac{\mu_e}{\rho}\right)_{m,\lambda}}{\left(\frac{\mu_e}{\rho}\right)_{a,\lambda}} X(R) \quad (1.1.3.5)$$

Combinando estas últimas equações tem-se uma expressão para a exposição para uma dada energia,

$$X = W \cdot \frac{J}{e} \frac{1}{0,869} (\bar{S}_a^m)_\lambda \frac{\left(\frac{\mu_e}{\rho}\right)_{a,\lambda}}{\left(\frac{\mu_e}{\rho}\right)_{m,\lambda}} \quad (1.1.3.6)$$

Nela se observa a proporcionalidade direta entre a exposição X e a quantidade de carga J medida pela câmara. As demais quantidades podem ser determinadas por métodos independentes e são tabulados. A exposição assim determinada é menor que a exposição real, devido à pequena atenuação dos fótons no meio. Porém, por meio de uma pequena e bem conhecida ⁽¹⁶⁾ correção ($\approx 2\%$) pode-se obter a exposição real. Na prática, as câmaras cavitárias apresentam um bom desempenho para energias não muito superiores a 3 MeV, por razões de construção. Com isso a exposição também fica definida até este limiar de energia.

Pode-se simular uma câmara cavitária utilizando-se uma câmara dedal com um revestimento de material e espessura adequadas, a fim de gerar uma região de build-up ⁽¹³⁾. Assim, por exemplo, para fótons de Co-60 (1,25 MeV) a capa de build-up pode ser

feita de perspex (lucite) com uma espessura de 4,6 mm.

Tanto a câmara dedal, como a câmara dedal com revestimento, precisam ser calibradas, visto que a espessura de suas paredes, a dimensão de volume sensível e a influência do material dos eletrodos, afetam a exposição a ser medida.

1.1.4 - *Resumo da Medida de Exposição com Câmara de Ionização*

Em resumo, a teoria da determinação da exposição com câmara de ionização pode ser esquematizada:

a) - Câmara com Equilíbrio Eletrônico

- a espessura da parede tem de ser igual ou maior que o alcance dos elétrons secundários a fim de evitar os elétrons criados externamente;
- a espessura da parede tem de ser muito menor que a espessura da camada semi-redutora dos fótons (HVL), para evitar alteração na exposição.

b) - Câmara Cavitária

- a dimensão da cavidade tem de ser muito menor que o alcance médio dos elétrons secundários para não perturbar o seu fluxo no meio;
- a espessura da parede deve ser igual ou maior que o alcance dos elétrons secundários, para estabelecer o equilíbrio eletrônico;
- a espessura da parede tem de ser muito menor que a espessura da camada semi-redutora dos fótons de modo a evitar al-

terações na exposição; e
 - a espessura da parede deve balancear as duas últimas condições.

Este resumo é apresentado de maneira simplificada na Tab. 1.1.4.1.

TABELA 1.1.4.1 - Resumo da teoria das câmaras de ionização.

TIPO DE CÂMARA	ESPESSURA DA PAREDE	DIMENSÃO DA CAVIDADE
Equilíbrio Eletrônico	> alcance dos elétrons << da espessura da camada semi-redutora dos fótons	
Cavitária	> alcance dos elétrons secundários << espessura da camada semi-redutora dos fótons	<< alcance médio dos elétrons secundários

Qualitativamente, a teoria de câmara de ionização pode ser melhor visualizada pela Fig. 1.1.4.1. Para facilitar a comparação, as atenuações dos fótons incidentes e espalhados dentro do material que constitui a parede da câmara, foram descritos em termos de HVL, nas mesmas unidades da espessura da parede. A figura apresenta uma área hachuriada que delimita as possíveis espessuras da parede da câmara tipo equilíbrio eletrônico, em função da energia da radiação. Estas espessuras são limitadas superiormente tomando-se, aproximadamente 1/10 do valor

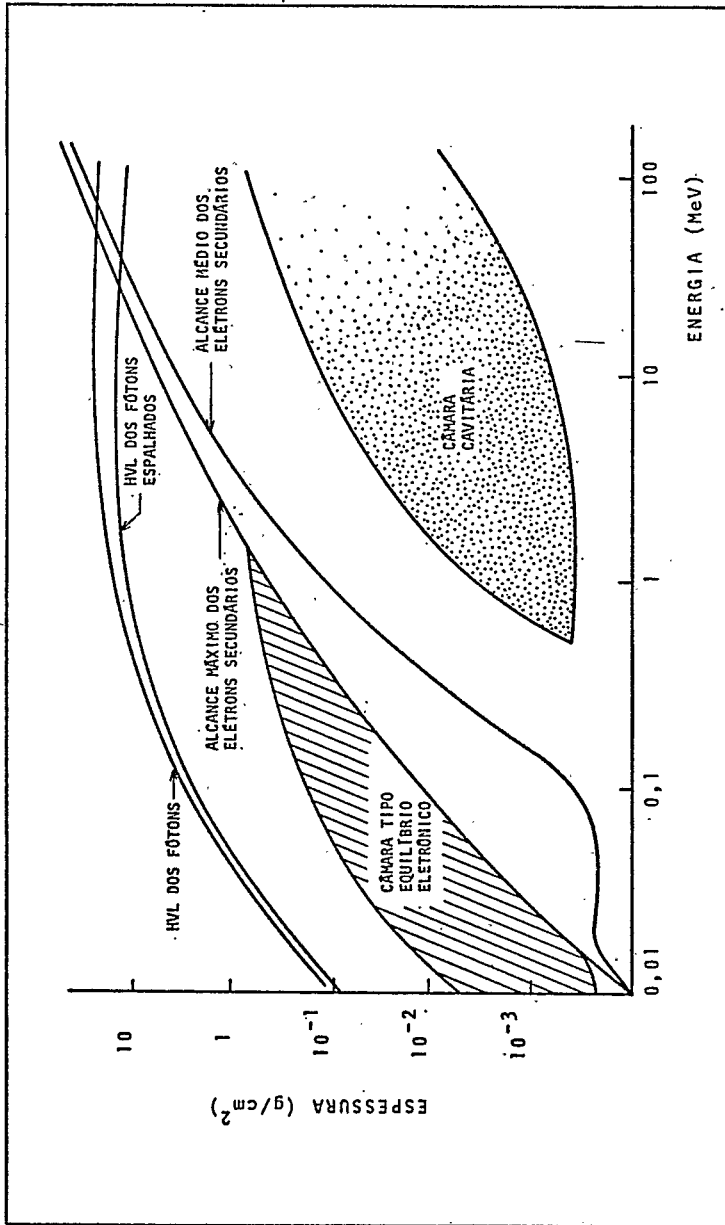


Fig. 1.1.4.1 - Região de aplicação de uma Câmara de Ionização (H. Berger: Sonderband Strahlentherapie 43(1959)3).

do alcance dos fótons espalhados. Com este valor a atenuação dos fótons na parede da câmara não modifica sensivelmente a exposição. Inferiormente, esta limitação foi feita considerando o alcance máximo dos elétrons secundários, a fim de garantir que estes elétrons não penetrem no volume sensível da câmara. Entretanto, para energia muito baixa, o limite inferior não é mais referenciado ao alcance máximo dos elétrons secundários, mas à rigidez da parede devido a considerações técnicas de construção da câmara. Na mesma figura, a área pontilhada representa a região de operação da câmara, baseada na teoria de cavidade. Como o fluxo de elétrons secundários não deve ser alterado na cavidade, a espessura (dimensões lineares) desta tem que ser muito menor que o alcance médio dos elétrons secundários. Assim, a limitação superior da cavidade foi feita tomando-se, aproximadamente, 1/10 do valor do alcance médio destes elétrons. Na delimitação inferior desta área, considerou-se os problemas técnicos de construção de câmaras cavitárias.

Existem situações em que não é possível a determinação da exposição ou da dose absorvida com a câmara de ionização. Por exemplo, para exposição muito alta, por problemas de saturação na coleta de íons. No caso de exposição muito baixa ou em volume muito pequeno, existe limitação eletrônica para a medida da baixa corrente gerada. Assim, nestas situações, recorre-se a outros sistemas que, embora sejam tão precisos quanto a câmara de ionização, possam efetuar tais medidas dentro de certa confiabilidade. Dentre estes, os dosímetros termoluminescentes (TLD) tem algumas características necessárias para suprir, na prática, a câmara de ionização. Como por exemplo, na determinação da distribuição de doses em pequenos volumes dentro de um material.

1.2 - Determinação da Dose Absorvida com Dosímetros Termoluminescentes (TLD)

1.2.1 - Medida da Exposição

Em princípio, qualquer efeito mensurável causado por uma irradiação pode ser utilizado para dosimetria. Se o efeito não fornecer diretamente a definição física da quantidade a ser medida, o instrumento baseado neste efeito precisa ser calibrado. O dosímetro ideal deve apresentar linearidade de resposta com a quantidade a ser medida, reprodutibilidade, sensibilidade e facilidade na avaliação do efeito. Na prática, entretanto, é difícil obter um dosímetro que apresente todas estas propriedades. Assim, o instrumento dosimétrico deve ser escolhido de acordo com o tipo de medida a ser realizada.

O dosímetro termoluminescente apresenta algumas destas propriedades. Seu material constituinte retém informações sobre a irradiação em defeitos cristalinos e armadilhas⁽¹⁷⁾. Quando excitados termicamente, estes materiais emitem luz devido à transição para o estado fundamental dos elétrons ou lacunas retidas nas armadilhas (estados metaestáveis). O espectro luminoso depende do tipo de material e sua estrutura. A intensidade luminosa é linearmente proporcional à quantidade de energia por ele absorvida dentro de certos limites. Esta quantidade depende do coeficiente absorção de energia. Este coeficiente varia com o número atômico efetivo, \bar{Z} , e com a energia de fótons incidentes.

Nos materiais termoluminescentes, os fótons com energia inferior a 150 keV interagem com eles predominantemente pe-

o efeito fotoelétrico. Este varia com o número atômico do material proporcionalmente a Z^3 (13). Desta forma, o fósforo composto de elementos cujos números atômicos são pequenos, apresenta uma resposta pouco dependente com a energia dos fótons em relação às que possui um número atômico efetivo elevado. Para fótons com a energia maior que 200 keV, o efeito Compton é o processo de interação predominante. Este envolve elétrons considerados "livres". A densidade destes varia pouco de elemento para elemento, com exceção do hidrogênio. Nos compostos usados nos dosímetros termoluminescentes a densidade eletrônica pode ser tomada como constante (13). Isto significa que para fótons com energia onde predomina o efeito Compton (200 keV) o número atômico efetivo do material não influencia no processo de absorção de energia. A Fig. 1.2.1.1 apresenta a resposta de vários materiais em função da energia do fóton para uma dada dose de ar. Pode-se observar que para energias em torno de 45 keV, os materiais de Z alto apresentam um máximo de resposta. Este máximo cresce com o aumento do número atômico efetivo do material.

A resposta que representa a leitura correspondente à emissão termoluminescente do fóton, TL, é fornecida por um instrumento de leitura. O fator que relaciona a termoluminescência, através da resposta do sistema dosímetro-leitor, à exposição da radiação é denominado de fator de calibração, F. Este fator é obtido através da razão entre a exposição em roentgen e a resposta do sistema em unidade arbitrária. Para a sua avaliação expõe-se o TLD a um campo de radiação conhecido, determinado por uma câmara de ionização. Este fator, para um dosímetro termoluminescente, depende da energia da radiação incidente.

Assim, conhecendo-se o fator de calibração do TLD, pa-

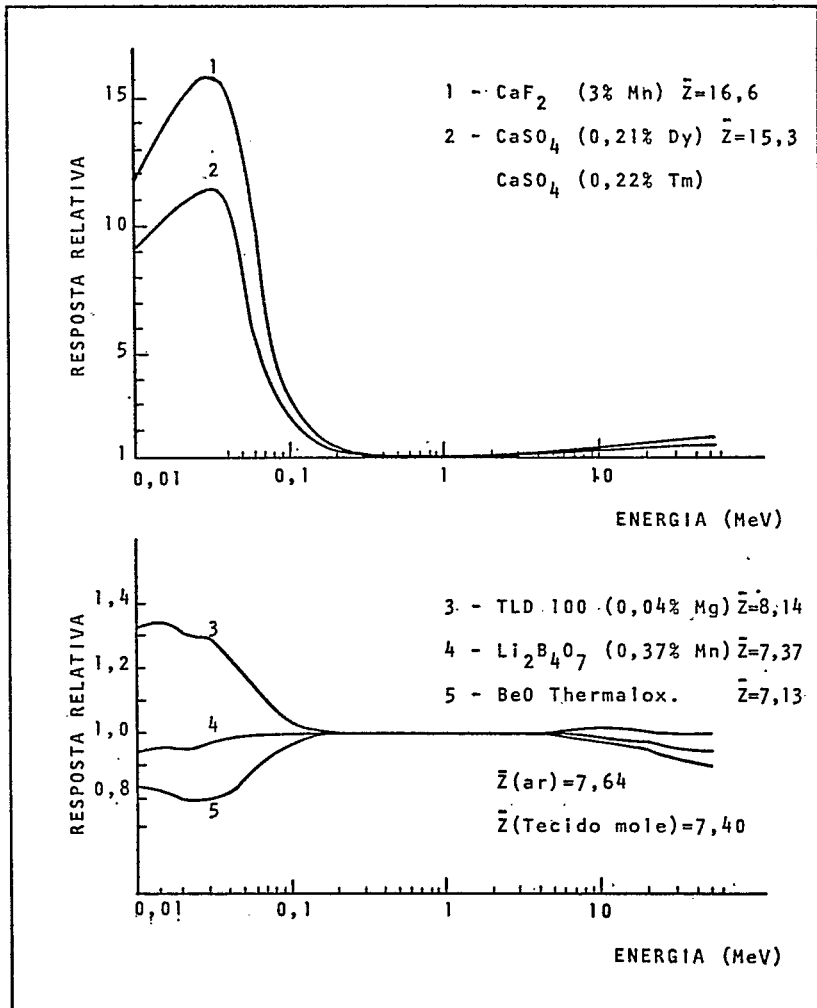


Fig. 1.2.1.1 - Resposta calculada de alguns materiais termoluminescentes, em função da energia da radiação, para uma dose absorvida de 1 rad (ar), normalizada em relação à energia dos fótons de uma fonte de Co-60 (G. Busuoli, 1973).

ra a energia da radiação, a exposição pode ser determinada multiplicando-se a leitura correspondente à emissão termoluminescente, TL, pelo fator de calibração, F,

$$X = TL \cdot F(E) \quad (1.2.1.1)$$

Para efeito de intercomparação de medidas com diferentes dosímetros termoluminescentes, o fator de calibração precisa ser normalizado. Para isso, escolhe-se preferencialmente, um valor de energia numa região onde a resposta do dosímetro é quase independente da energia. O cobalto-60 geralmente é utilizado para esta normalização. Desta forma, o fator de calibração para qualquer energia é dado por,

$$F(E) = f(E) \cdot f_{Co} \quad (1.2.1.2)$$

onde $f(E)$ é a razão entre as respostas do TLD para uma dada energia e a energia do Co-60.

Conhecida a exposição é possível determinar a dose absorvida, no mesmo ponto no ar pela eq. (1.1.1.3). Para a determinação da dose no interior de um material, outros procedimentos precisam ser realizados.

1.2.2. - Determinação da Dose Dentro de um Material

A determinação da dose no interior de um material usando dosímetro termoluminescente, pode ser feita através da equação,

$$D_m = 0,869 \cdot \frac{\left(\frac{\mu_e}{\rho}\right)_{m,\lambda}}{\left(\frac{\mu_e}{\rho}\right)_{a,\lambda}} X \quad (1.2.2.1)$$

onde a exposição \bar{e} é dada por

$$X = TL \cdot f(E) \cdot f_{Co} \quad (1.2.2.2)$$

Para a avaliação do fator de calibração, $f(E)$, nesta situação, é necessário o conhecimento da energia no local da medida, pois a interação da radiação com o material produz mudança no seu espectro de energia. Esta mudança, para fótons com energia inferior a 1 MeV, é devida aos efeitos fotoelétricos e Compton. Cálculos sobre a importância relativa desses efeitos na absorção de energia em certos meios materiais, indicam que existe uma energia em que eles contribuem igualmente. Para a água, esta energia é de 57 keV⁽¹⁴⁾. Abaixo desse valor predomina o efeito fotoelétrico, e acima deste, o efeito Compton. Quando o fotoefeito é predominante há um aumento na energia efetiva da radiação. Analogamente, a energia média do espectro deve diminuir quando o efeito Compton é predominante.

A estimativa da energia no local de interesse, dentro de um material, é feita através da determinação da energia efetiva. Experimentalmente, a energia efetiva pode ser avaliada através das respostas de dois dosímetros que respondem diferentemente à variação de energia. A este arranjo denominou-se método de tandem⁽¹⁰⁾.

1.2.3 - Método de Tandem

1.2.3 - Método de Tandem

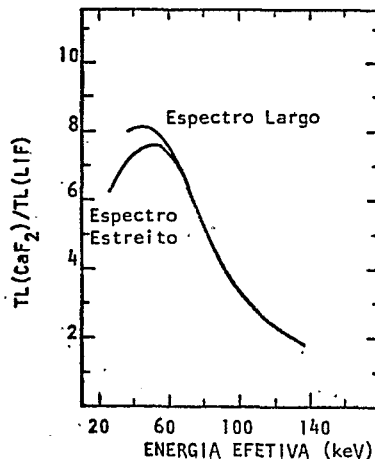
Uma avaliação experimental da energia de um campo de radiação X ou gama por TLD, pode ser realizada através do método de tandem. Este método consiste em determinar a razão entre as respostas de dois materiais termoluminescentes de diferentes números atômicos efetivos, \bar{Z} , expostos em idênticas condições. Uma grande diferença entre os números atômicos efetivos de dois fósforos, causa uma acentuada diferença nas respostas quando irradiados com fótons de média e baixa energia (Fig. 1.2.1.1). O melhor tandem será formado quando:

- a) - um dos dosímetros possuir uma acentuada dependência energética em relação ao segundo, e
- b) - este apresentar uma resposta pouco dependente da energia.

Calibrando-se estes dosímetros em campo de radiação de energias conhecidas é possível construir uma curva que permitirá determinar a energia num ponto de interesse dentro de um meio onde a energia do campo de radiação é desconhecida.

A Fig. 1.2.3.1, apresenta uma curva de razão de respostas para CaF_2 e LiF calculada teoricamente (10).

Fig. 1.2.3.1 - Razão das respostas termoluminescentes para o CaF_2 e o LiF .



Quanto maior for a inclinação desta curva, maior será

a exatidão na determinação da energia. A partir desta energia obtêm-se o fator da calibração correspondente. Este permite a avaliação da dose absorvida em um ponto de interesse dentro de um meio.

Dois fósforos que possuem boas características para a constituição de um tandem são o fluoreto de cálcio ativado com manganês, $\text{CaF}_2:\text{Mn}$ ($\bar{Z} = 16.4$) e o fluoreto de lítio ativado com magnésio, LiF:Mg ($\bar{Z} = 8.14$).

CAPÍTULO II

PROCEDIMENTOS EXPERIMENTAIS

2.1 - Geradores de Campos de Radiação

Neste trabalho, foram utilizados dois tipos de campos de radiação eletromagnética ionizante. Um campo de baixa e média energia, entre 24 keV e 214 keV, gerado por uma máquina de Raios-X do tipo Siemens Stabilipan 250. O outro de alta energia produzido por uma fonte colimada de Cóbalt-60, modelo F-125 da Atomic Energy of Canada Ltd, com uma atividade de 3,02 Ci, na época.

2.2 - Caracterização dos Espectros de Radiação Ionizante Utilizados

Os espectros de energia dos fótons foram caracterizados por suas resoluções. A resolução é definida pela razão entre a largura do espectro correspondente à metade da altura máxima da curva espectral e à energia onde ocorre este máximo. A Tab. 2.2.1, apresenta a classificação dos espectros em função da resolução. A alta tensão e a filtragem adicional, utilizada para a sua obtenção, bem como o primeiro HVL (em mm Cu) e a energia efetiva são mostradas nesta tabela. A classificação de "estrito" foi dada aos espectros de resolução menor que 40%.

TABELA 2.2.1 - Características dos espectros usados nas irradiações.

ESPECTRO	ALTA TENSÃO (kV)	FILTRAÇÃO ADICIONAL (*) (mm)			PRIMEIRO HVL (mm Cu)	ENERGIA EFETIVA (keV)	RESOLUÇÃO (%)
		Pb	Sn	Cu			
ESTREITO	40			0,20	0,09	33	30
	60			0,60	0,24	47	36
	80			2,00	0,61	66	31
	100			5,00	1,12	84	28
	120		1,00	5,00	1,75	101	27
	150		2,50		2,46	122	36
	200	1,00	3,00	2,00	4,15	172	32
	250	3,00	2,00		5,34	214	30
LARGO	40				0,09	24	56
	60			0,02	0,10	34	67
	80			0,10	0,15	39	87
	100			0,15	0,26	48	88
	120			0,20	0,45	59	95
	150			0,50	0,86	67	93
	200			1,20	1,82	100	81
	250			1,50	2,60	125	93

(*) A filtração adicional, inclui, em cada caso, a filtração inerente ajustada para 4mm de alumínio.

Como "largo" foi classificado aqueles com resolução acima de 50%. Para a obtenção dos espectros estreitos foram usadas combinações de filtragens e quilovoltagens aplicadas ao tubo de Raios-X recomendadas na literatura (18,19). Estes espectros apresentam uma flutuação na resolução numa faixa restrita. Alguns espectros largos foram obtidos a partir de recomendações sobre a alta tensão e a filtragem adicional da literatura (18). Os outros, foram interpolados visando obter energias efetivas intermediárias. Para avaliar a resolução destes, o espectro de pulso foi determinado com um detector de germânio intrínseco e um analisador multicanal.

Supondo-se que os espectros de pulsos são similares ao de energia e não modificam aquela avaliação. As energias efetivas para estes espectros foram obtidas através do coeficiente de atenuação de massa do cobre (13).

2.3 - *Monitoração dos Campos de Radiação*

2.3.1 - *Com Câmara de Ionização*

A calibração em exposição dos feixes mencionados foi feita com uma câmara de ionização do tipo normal, com um volume sensível de aproximadamente $0,4\text{cm}^3$, acoplada a um leitor DUO, ambos fabricados por Physikalisch-Technische Webstättens (PTW). Este sistema foi calibrado no Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB). As condições de calibração são apresentadas na Tabela 2.3.1.1. Devido às flutuações na exposição, causada pela instabilidade dos aparelhos geradores de raios-X, foi utilizado um sistema monitor para normalizar as medidas. Este sistema era composto de uma câmara de ionização do tipo dedal acoplada a um leitor Baldwin-Farmer, tipo 2502/3. A câmara era do tipo 2505/3 da Nuclear Enterprises Ltd, com um volume sensível de $0,6\text{cm}^3$. O sistema foi calibrado nas mesmas condições do sistema de referência, no Laboratório de Dosimetria e Padronização Secundária do Instituto de Radioproteção e Dosimetria, que obedece a padrões internacionais.

2.3.2 - *Com Dosímetros Termoluminescentes (TLD)*

TABELA 2.3.1.1 - Condições de calibração da câmara normal 181021, executada no Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB), em 04/09/1975.

ENERGIA MÁXIMA NO TUBO DE RAIOS-X (kV)	FILTRAÇÃO ADICIONAL (mm Cu)	CAMADA SEMI-REDUTORA (mm Cu)	ENERGIA EFETIVA (keV)	DISTÂNCIA FONTE-CÂMARA (cm)	DIÂMETRO DO CAMPO (cm)	FATOR CALIBRAÇÃO		INCERTEZA (%)
						R	DIGITOS	
70*	—	0,094	40			1.027		
150*	0,5	0,820	75	100	4	1.023		± 2,5
200*	1,0	1,590	100			1.033		
280*	3,0	3,340	145			1.037		
Co-137	—	—	662		10	1.068**		
Co-60	—	—	1250	30	11	1.052**		± 4,0

* Filtração inerente do tubo igual a 4 mm Al.

** Calibração com capa para equilíbrio eletrônico.

2.3.2 - Com Dosímetros Termoluminescentes (TLD)

Devido à necessidade de se determinar a dose em cada ponto no interior do simulador de tronco humano, foi necessário a utilização de dosímetros termoluminescentes. Estes possuíam dimensão e propriedade de deteção adequadas à realização destas medidas. Foram utilizados os dosímetros de fluoreto de cálcio ativado com manganês, $\text{CaF}_2:\text{Mn}$, e de fluoreto de lítio ativado com magnésio, $\text{LiF}:\text{Mg}$, cujas propriedades já foram descritas. Ambos eram encapsulados em capilares de vidro com 12 mm de comprimento e 1,4 mm de diâmetro. Os dosímetros de $\text{LiF}:\text{Mg}$ eram do tipo 2600-6($^{\text{nat}}\text{Li}$) da Victoreen e os de $\text{CaF}_2:\text{Mn}$ eram do tipo TLD-400 da Harshaw.

A reprodutibilidade das respostas dos dosímetros para uma mesma exposição, foi verificada usando-se o campo de radiação do Co-60 . A linearidade das respostas dos dosímetros em função da exposição foi anteriormente testada no mesmo campo de radiação, em outro trabalho⁽¹¹⁾.

A avaliação do fator de calibração e sua dependência energética dos dosímetros foi feita experimentalmente utilizando-se campos calibrados. Quando expostos ao campo do cobalto os dosímetros foram acondicionados em blocos de plexiglass, cuja espessura da parede era de 5mm para criar a região de build-up. Os mesmos dosímetros, quando expostos ao campo gerado por uma máquina de Raios-X, foram acondicionados em envelopes de PVC, de espessura desprezível, e fixados em molduras de nylon, de maneira a não perturbar o campo de radiação. A energia efetiva dos campos variou de 24 keV a 214 keV e a exposição foi sempre de 2,5R, para facilitar a leitura das respostas dos dosímetros. A

distância da fonte aos dosímetros foi fixada em 200 cm. De cada tipo de fósforo, foram utilizados 18 dosímetros pré-selecionados em relação à homogeneidade da sensibilidade. A dependência energética das respostas destes dosímetros foi determinada individualmente. Adicionalmente 6 dosímetros de cada tipo de fósforos foram também irradiados com uma fonte de Sr-90, para servir de controle. As leituras foram realizadas num leitor Victoreen 2600 e os tratamentos térmicos utilizados foram os recomendados na literatura⁽²⁰⁾. Após a leitura, as médias aritméticas e os respectivos desvios padrão foram obtidos para cada energia. As curvas de fatores de calibração para estes dois tipos de dosímetros, com as respostas normalizadas para a energia do Co-60, são apresentadas nas Figs. 2.3.2.1 e 2.3.2.2.

2.4 - Esfera Simuladora de Tronco Humano

2.4.1 - Estudo do Material

Na escolha do material utilizado na construção do simulador, foram observados dois importantes aspectos. Primeiro ele teria que se comportar como tecido mole, para simular o tecido humano, em relação às interações com Raios-X e gama, segundo critérios descritos na literatura⁽²¹⁾ e apresentados no Apêndice A.

O outro ponto crítico era o de apresentar uma resistência mecânica tal que a construção e, posteriormente, o seu manuseio fossem facilitados. Dentre os materiais disponíveis foi utilizado o polimetacrilato de metila $((C_5H_2O_8)_n)$, conhecido co

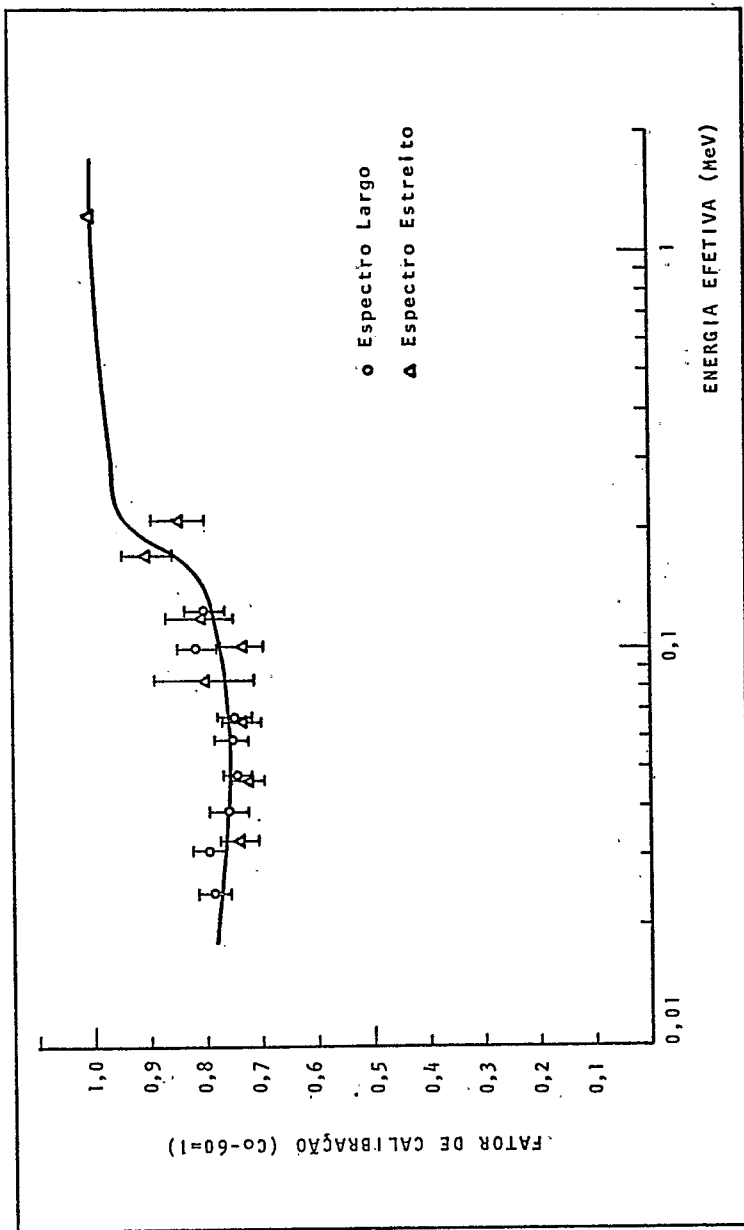
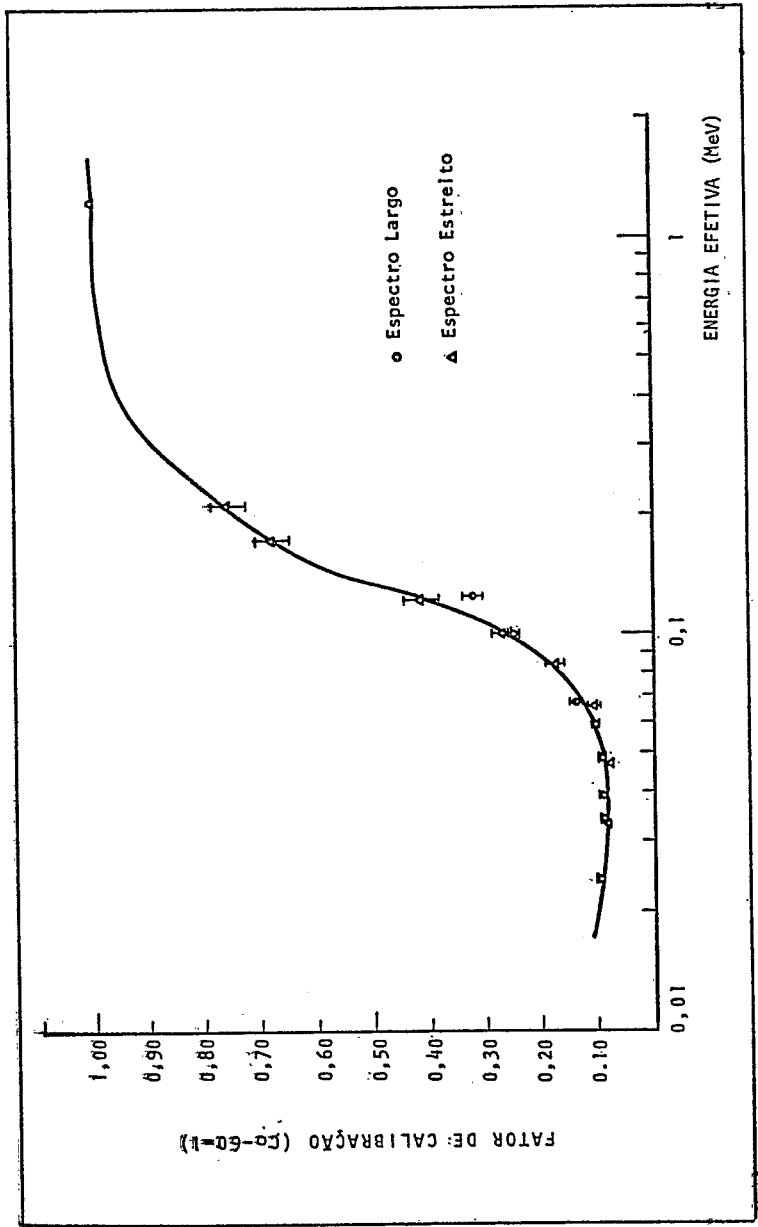


Fig. 2.3.2.1.1 - Dependência energética do fator de calibração do LiF:Mg.



mo plexiglass, cuja densidade é aproximadamente $1,18 \text{ g/cm}^3$.

Para justificar a viabilidade da sua utilização, sob o ponto de vista da equivalência ao tecido humano mole, foram feitas medidas comparativas do espectro do campo de radiação espalhado por ele, produzido e na água. Também foi determinado o coeficiente de atenuação de massa do plexiglass, através da espessura da camada semi-redutora⁽¹²⁾.

2.4.1.1 - Medida do Espectro de Fótons Espalhados

A Fig. 2.4.1.1.1, mostra esquematicamente o sistema utilizado para determinar o espectro de fótons espalhados produzido pelo material e pela água quando irradiados por um feixe de raios-X. Foi utilizado um detetor de germânio puro com janela de berílio (Ortec) acoplado a um analisador multicanal (Diac-400) com saída gráfica (Hewlett-Packard - 7004B). O detetor foi colocado próximo ao material irradiado por um feixe colimado, fazendo com este um ângulo de 45° ⁽²²⁾, onde a radiação espalhada apresenta o máximo de intensidade.

Os espectros de contagens de fótons espalhados produzidos pela água e pelo plexiglass, assim como os espectros obtidos com diferentes arranjos e composição de água e plexiglass quando se substitui parcialmente um pelo outro, foram comparados na faixa de energia efetiva de 47 keV a 172 keV. Nesta faixa de energia os espectros produzidos foram semelhantes. Como exemplo, a Fig. 2.4.1.1.2 apresenta um destes espectros medidos. Como a água é considerada um material equivalente ao tecido mole⁽²³⁾, e os espectros produzidos pela água e pelo plexiglass foram semelhantes, pode-se concluir que sob este aspecto o plexiglass é equivalente ao tecido humano mole, para os propósitos

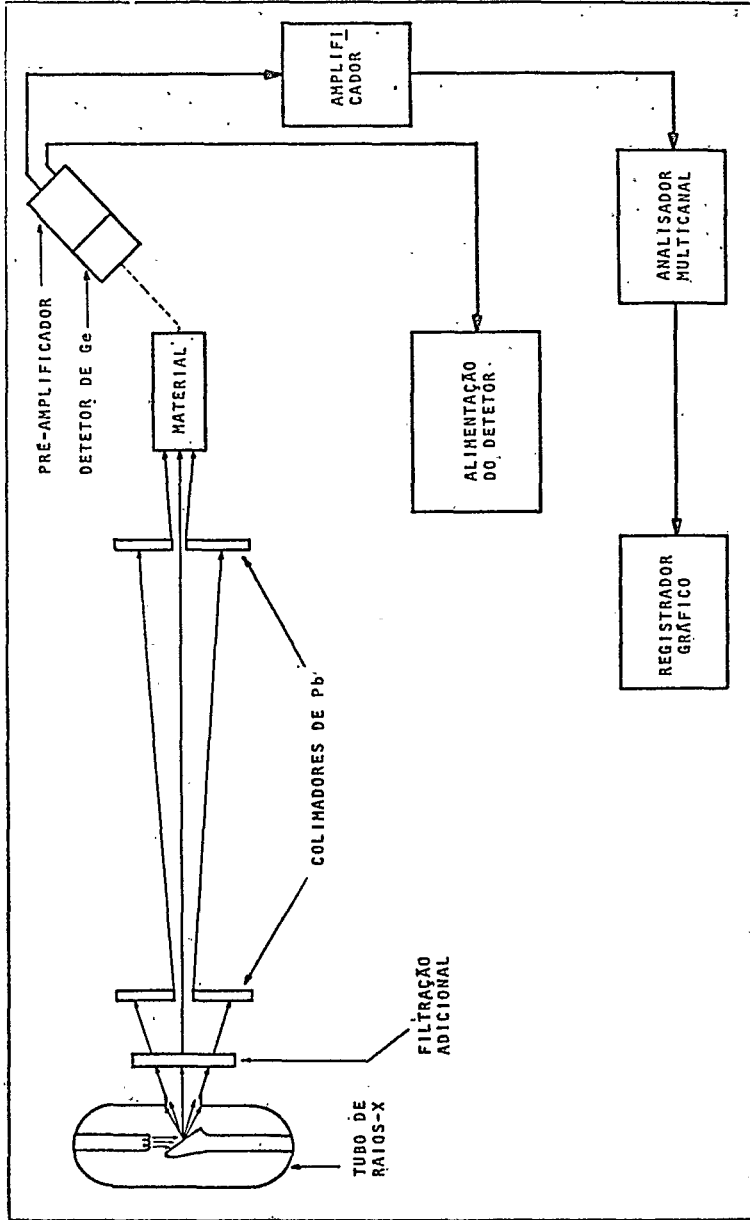


Fig. 2.4.1.1.1 - Diagrama do sistema usado para avaliar o espectro de contagem de fótons espalhados produzido pelo material.

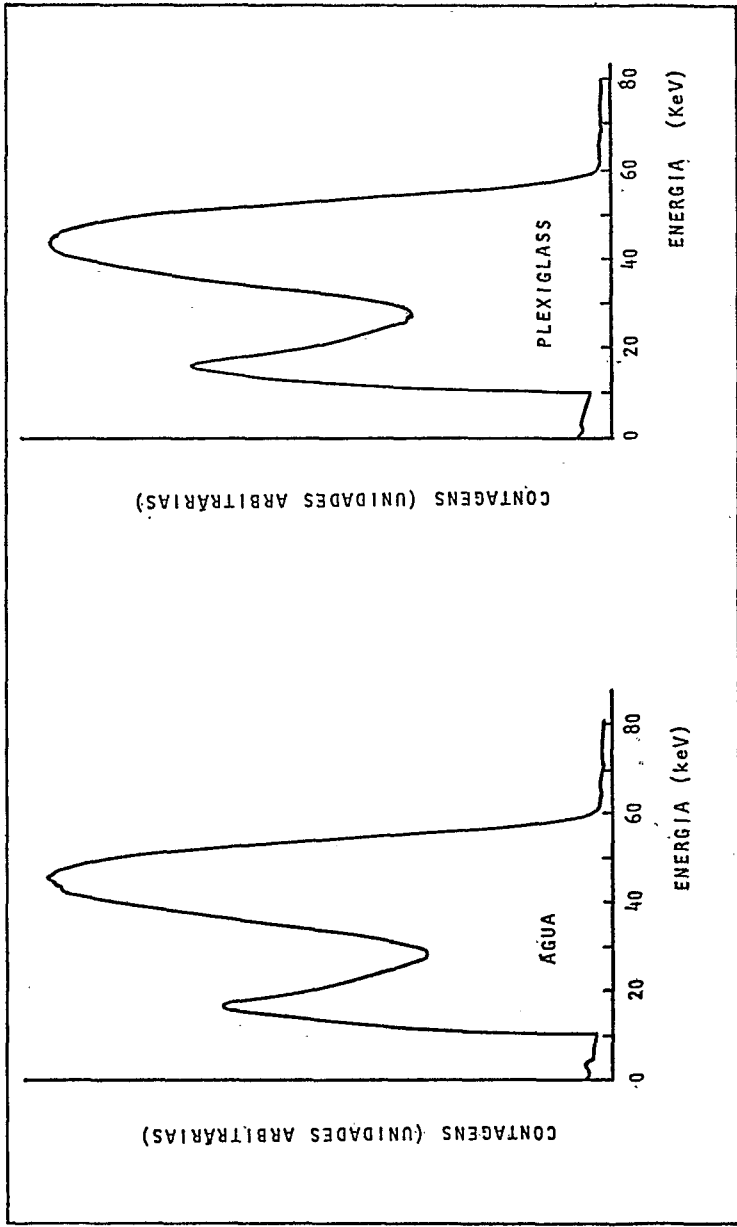


Fig. 2.4.1.1.2 - Comparação dos espectros de contagem de fótons espalhados pela água e pelo plexiglass para um campo de energia efetiva de 47 keV.

da radioproteção.

2.4.1.2 - Determinação do Coeficiente de Atenuação de Massa do Plexiglass

A outra propriedade usada para a avaliação da equivalência entre dois materiais é o poder de penetração, neles, de uma radiação ionizante. Isto significa que materiais equivalentes devem ter o mesmo coeficiente de atenuação de massa para uma radiação de determinada energia. A determinação experimental do valor deste coeficiente é feita através da avaliação da espessura da camada semi-redutora (HVL) do material.

A determinação desta espessura para o plexiglass foi feita com uma máquina de raios-X e duas câmaras de ionização. A determinação da espessura da camada semi-redutora foi feita em boa geometria⁽²⁴⁾. O arranjo usado é esquematicamente apresentado na Fig. 2.4.1.2.1. A exposição relativa em função da espessura do plexiglass para diferentes energias é apresentada na Fig. 2.4.1.2.2.

Determinada a espessura da camada semi-redutora do plexiglass para diferentes energias e a densidade do mesmo, através da expressão

$$(\mu/\rho) = \frac{\ln 2}{\text{HVL} \cdot \rho}$$

foi avaliado o coeficiente de atenuação de massa do plexiglass para diferentes energias. A Tab. 2.4.1.2.1 permite comparar os valores de μ/ρ encontrados na literatura⁽⁹⁾ para a água e o tecido com os determinados para o plexiglass, em função da energia efetiva de fótons.

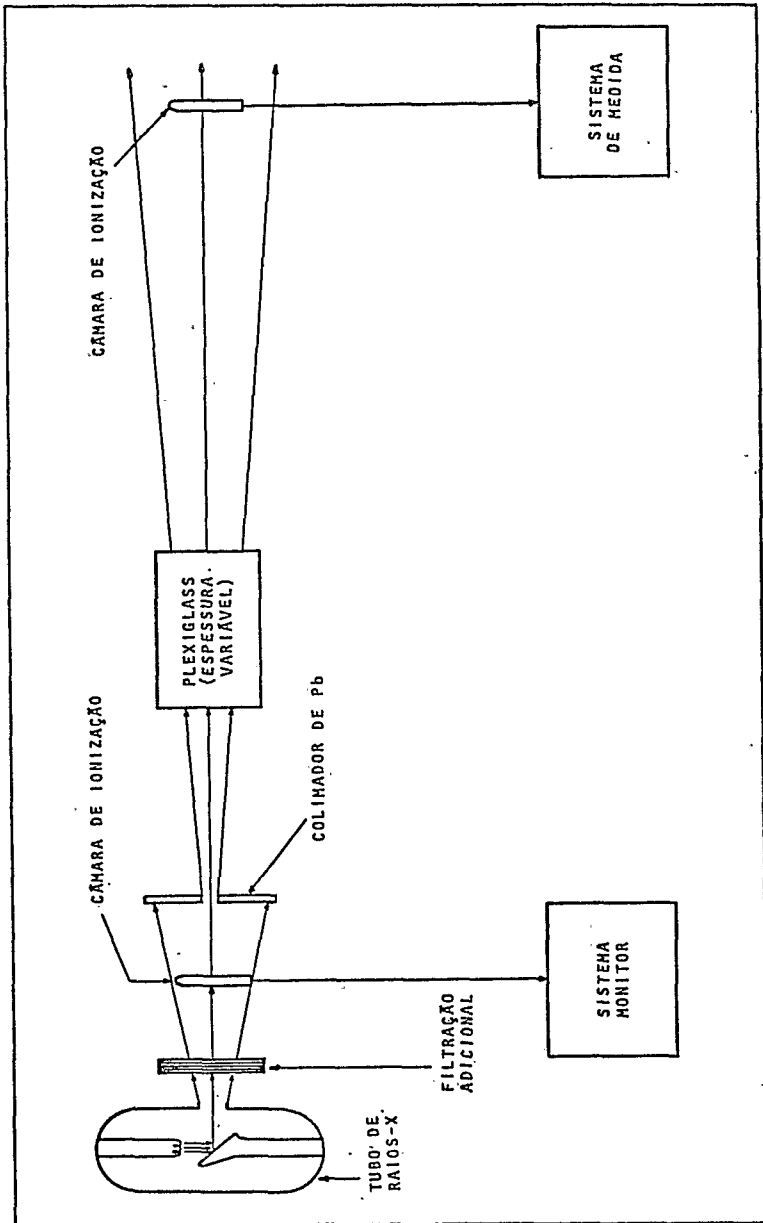


Fig. 2.4.1.2.1 - Dispositivo usado para determinar a espessura da camada semi-redutora do plexiglass em função da energia.

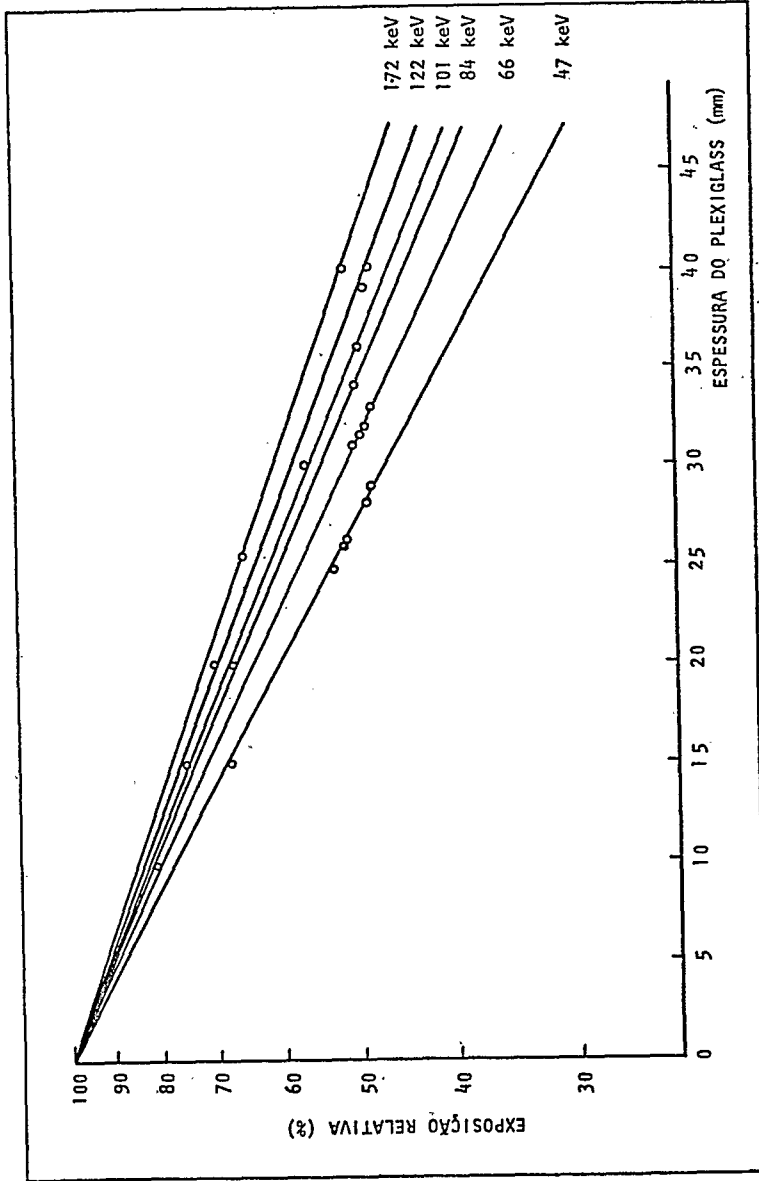


Fig. 2.4.1.1.2.2 - Determinação da espessura da camada semi-redutora do plexiglass para fótons de diferentes energias efetivas.

TABELA 2.4.1.2.1 - Valores comparativos do coeficiente de atenuação de massa (μ/ρ), em cm^2g^{-1} em função da energia.

ENERGIA EFETIVA (keV)	COEFICIENTE DE ATENUAÇÃO DE MASSA		
	LITERATURA (ICRU-17)		MEDIDO
	ÁGUA	TECIDO	PLEXIGLASS
47	0.232	0.238	0.214
66	0.195	0.197	0.187
84	0.180	0.181	0.172
101	0.171	0.169	0.163
122	0.162	0.158	0.152
172	0.145	0.142	0.140

2.4.2 - Construção do Simulador

O simulador construído consiste de uma esfera de 30cm de diâmetro, em plexiglass. Para facilitar a determinação da dose absorvida dentro desta esfera, ela foi seccionada em 14 fatias de 2cm de espessura, com furos radiais, de dimensões suficientes para acondicionar os dosímetros termoluminescentes, de 15 em 15 graus. A distância entre os furos sobre um mesmo raio foi constante e de 1 cm, sendo que perto da superfície ela diminuiu para 0,5 cm. Esta variação no espaçamento se destinou a determinar os índices de doses equivalentes superficial, $H_{I,S}$, e profunda, $H_{I,P}$, através de dosímetros termoluminescentes dispostos em planos meridianos na esfera. As Figs. 2.4.2.1 e 2.4.2.2, mostram uma destas fatias em detalhes e a montagem global, respectivamente.

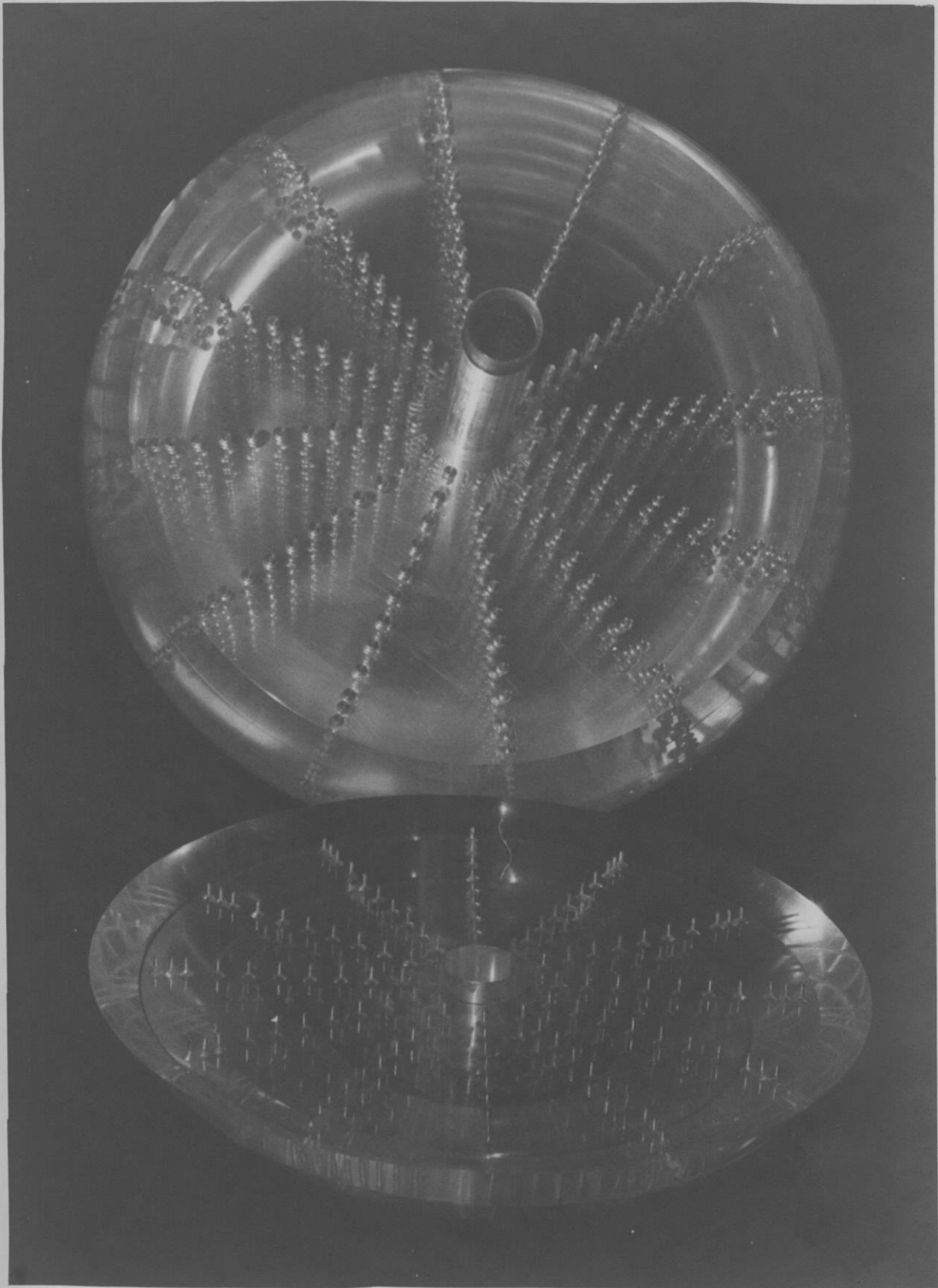


Fig. 2.4.2.1 - Detalhe da construção do simulador de flexiglass mostrando a disposição geométrica dos dosímetros em seu interior.

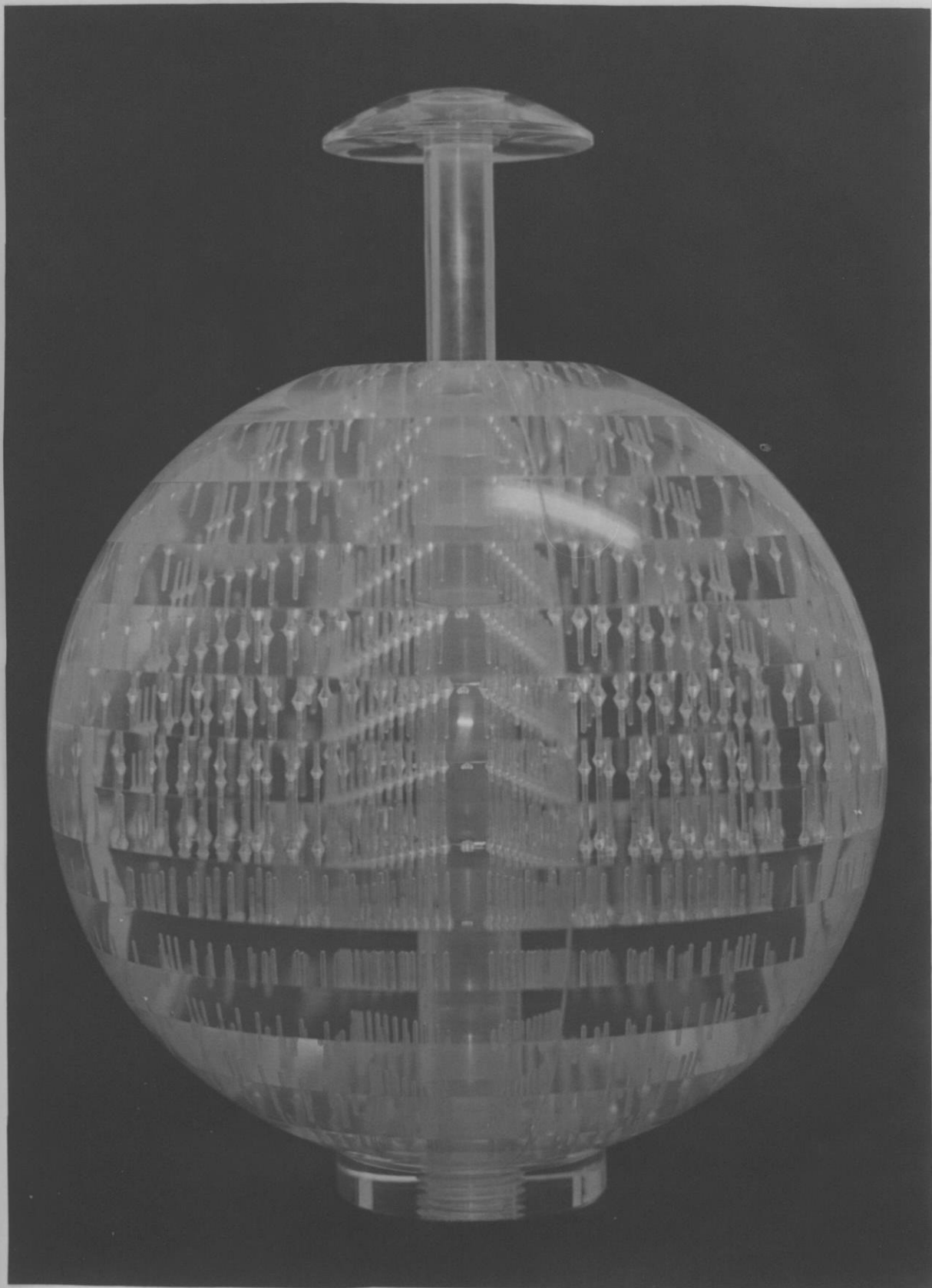


Fig. 2.4.2.2 - Vista geral do simulador mostrando os planos meridianos de disposição dos dosímetros para irradiação.

2.5 - Determinação da Energia Dentro da Esfera

A determinação do índice de dose equivalente pela distribuição da dose absorvida e pelo seu valor máximo dentro da esfera, conduz ao problema da escolha do sistema dosimétrico. O dosímetro deve possuir dimensões suficientemente reduzidas para discriminar detalhadamente a distribuição espacial da dose absorvida e ter um número atômico equivalente ao do material da esfera para não perturbar o campo de radiação. Também a resposta do dosímetro deve ser independente da energia da radiação, visto que a distribuição espacial da energia varia no interior da esfera devido à interação da radiação com o material. Como a resposta do dosímetro empregado depende da energia da radiação, foi necessário um método que permitisse a sua avaliação no local da medida para corrigir a resposta. Assim, foi usado o método de tandem, que permite a avaliação da energia nos diversos pontos dentro da esfera. Os dosímetros utilizados foram os de fluoreto de cálcio ativado com manganês ($\text{CaF}_2:\text{Mn}$) e de fluoreto de lítio ativado com magnésio ($\text{LiF}:\text{Mg}$) por possuírem características necessárias para constituir um bom tandem.

2.6 - Determinação da Razão Entre as Respostas dos TLD de $\text{CaF}_2:\text{Mn}$ e $\text{LiF}:\text{Mg}$

A determinação da razão entre as respostas dos dosímetros foi feita através dos resultados obtidos pelos procedimentos descritos em 2.3.2. Para melhor visualização dos resultados, apresenta-se as respostas dos dosímetros em função da energia, para os espectros largo e estreito separadamente. O inverso des

tas respostas constitui os fatores de calibração dos dosímetros termoluminescentes. As curvas de respostas para o LiF:Mg, em função da energia, são apresentadas na Fig. 2.6.1 para espectro estreito, Fig. 2.6.2 para espectro largo, e Fig. 2.6.3 para os dois espectros juntos. Da mesma maneira, as Figs. 2.6.4, 2.6.5 e 2.6.6 apresentam as curvas de respostas dos dosímetros de $\text{CaF}_2\text{:Mn}$ em função da energia. As curvas das razões de respostas dos dosímetros de $\text{CaF}_2\text{:Mn}$ e LiF:Mg, que formam o tandem, são apresentadas nas Figs. 2.6.7, 2.6.8 e 2.6.9 para os espectros juntos, respectivamente. A propagação do erro foi feita através da fórmula de expansão⁽²⁵⁾. As curvas foram ajustadas pelo método de Powell, através de um programa de computação, utilizando-se a forma analítica de uma gaussiana superposta a uma reta.

De posse da curva apresentada na Fig. 2.6.9, avaliou-se a energia efetiva de campos de radiação desconhecidos pela razão de resposta dos dosímetros.

2.7 - Teste do Sistema Simulador-Dosímetro

O tandem formado pelos TLD de $\text{CaF}_2\text{:Mn}$ e LiF:Mg, utilizado para determinar a energia efetiva, para a correção da leitura do TLD, foi calibrado no ar. Para avaliar a validade desta correção, quando os TLD são inseridos no simulador, uma curva de percentual de dose em profundidade foi obtida através de medidas. Os resultados foram comparados com os obtidos com uma câmara de ionização. Esta foi utilizada na comparação por ser considerada um instrumento cuja resposta independe da energia da radiação. A esfera não foi utilizada, face à necessidade de in-

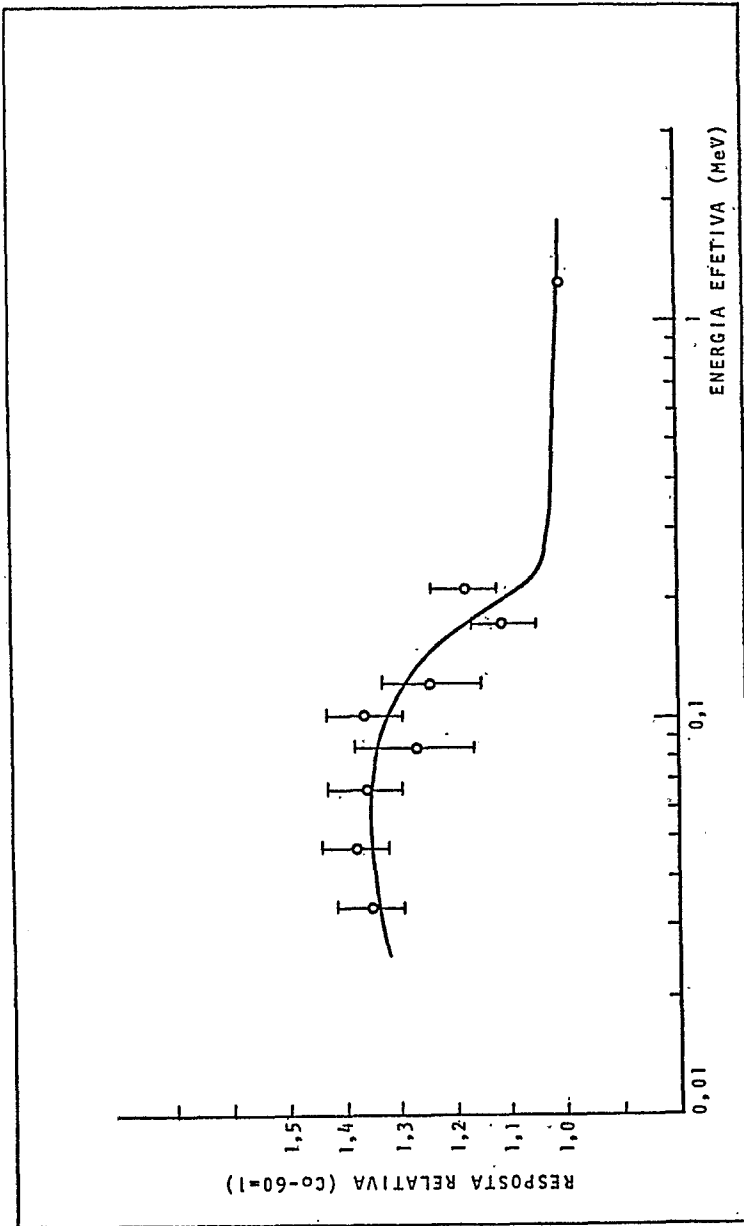


Fig. 2.6.1.1 - Dependência energética da resposta do LiF:Mg (espectro estreito).

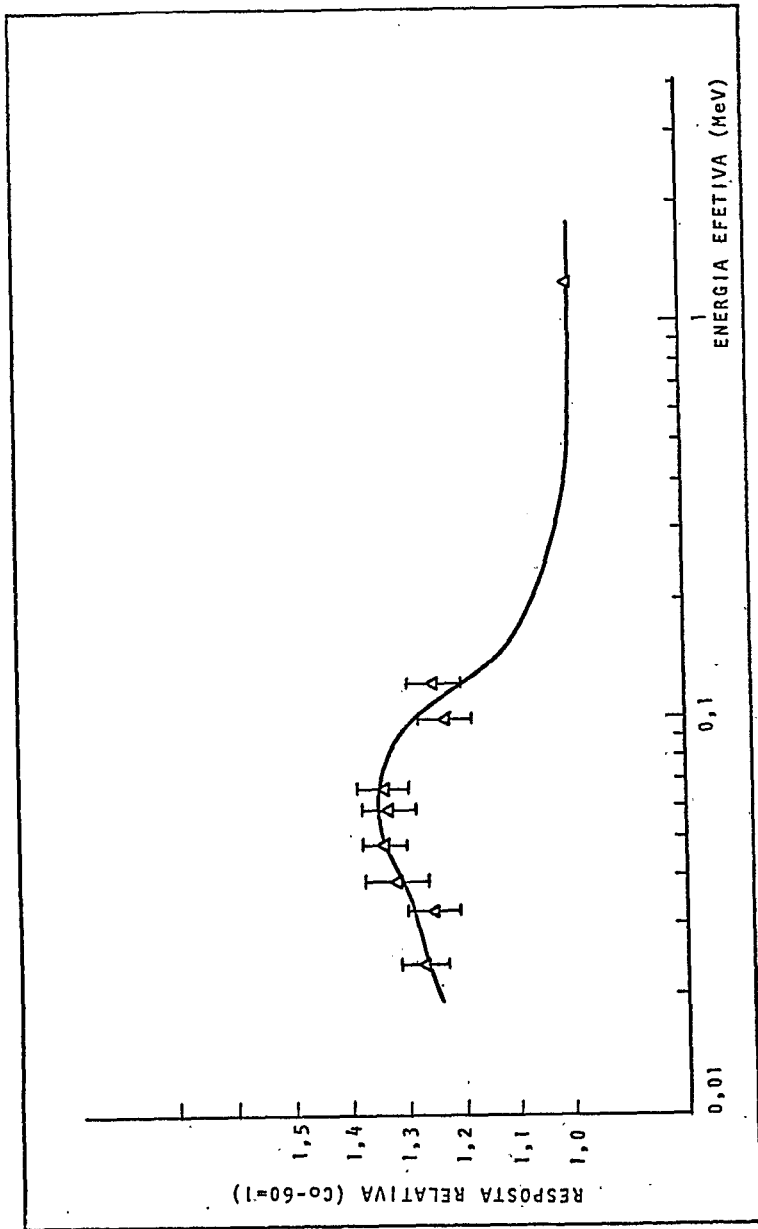


Fig. 2.6.2 - Dependência energética da resposta do LiF:Mg (espectro largo).

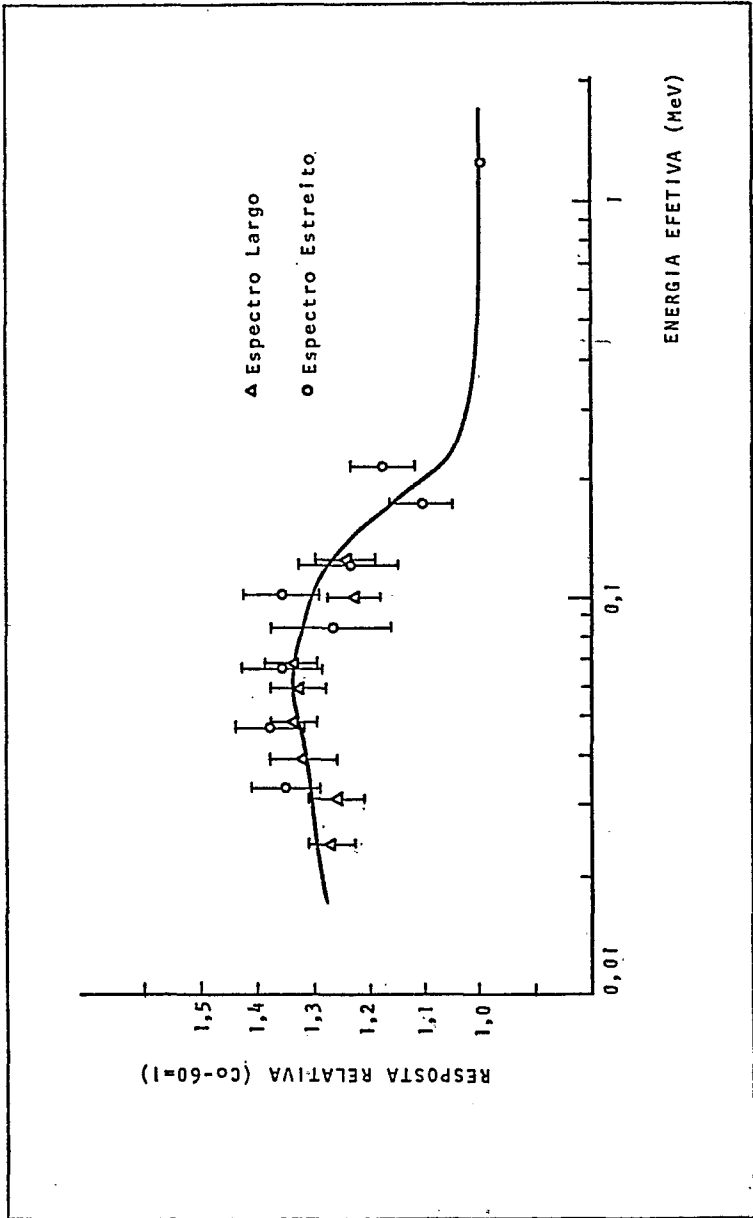


Fig. 2.6.3 - Dependência energética da resposta do LiF:Mg (espectros estreito e largo).

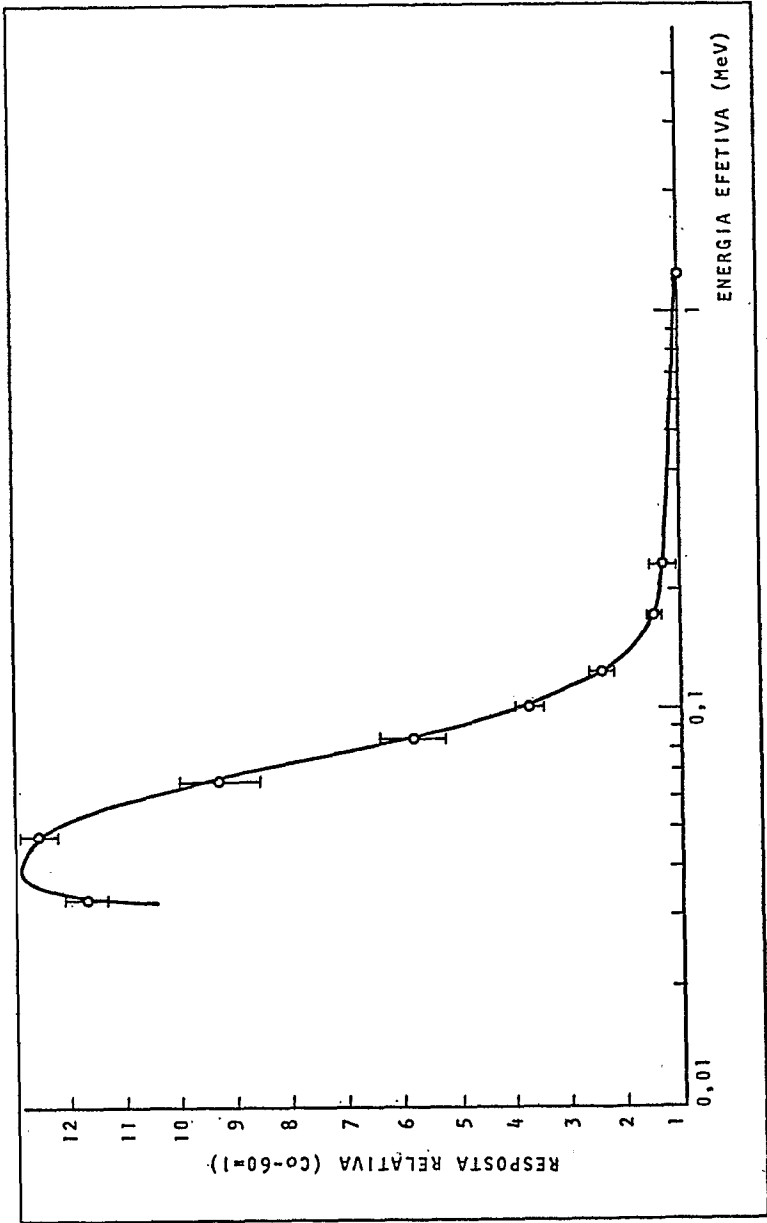


Fig. 2.6.4 - Dependência energética da resposta do $\text{CaF}_2:\text{Mn}$ (espectro estreito).

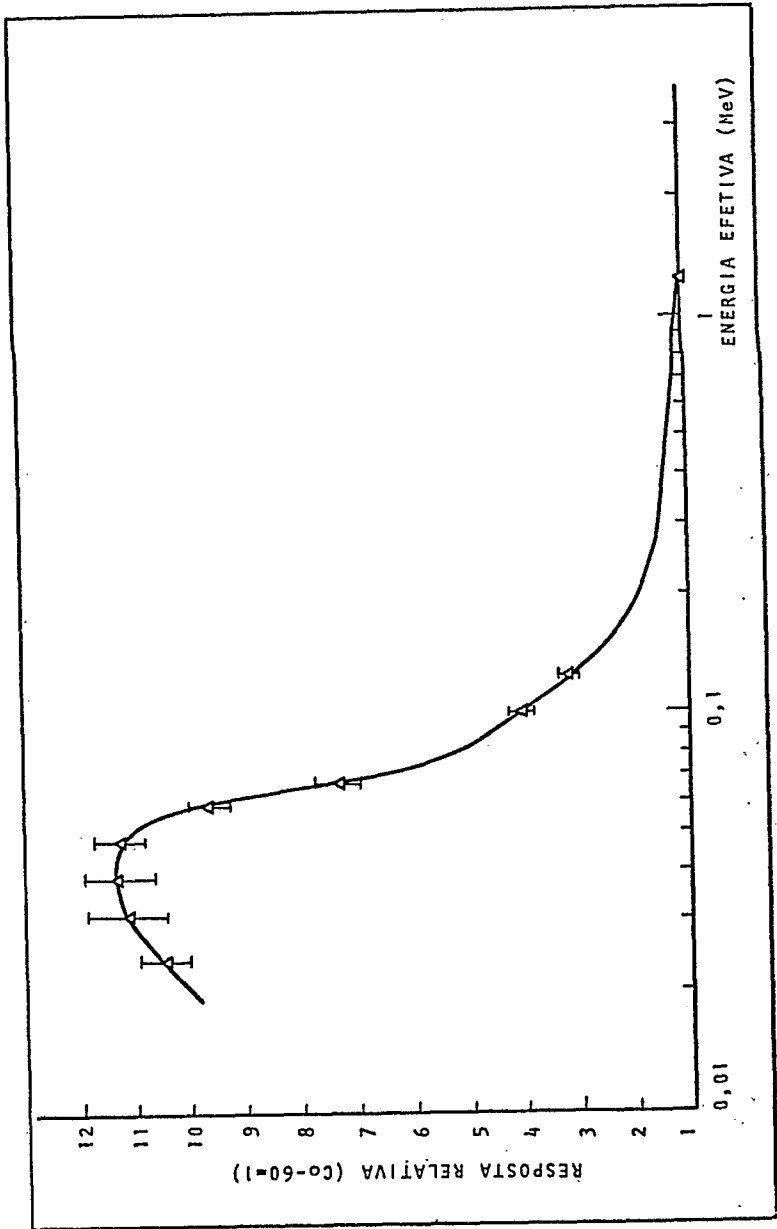


Fig. 2.6.5 - Dependência energética da resposta do $\text{CaF}_2:\text{Mn}$ (espectro largo).

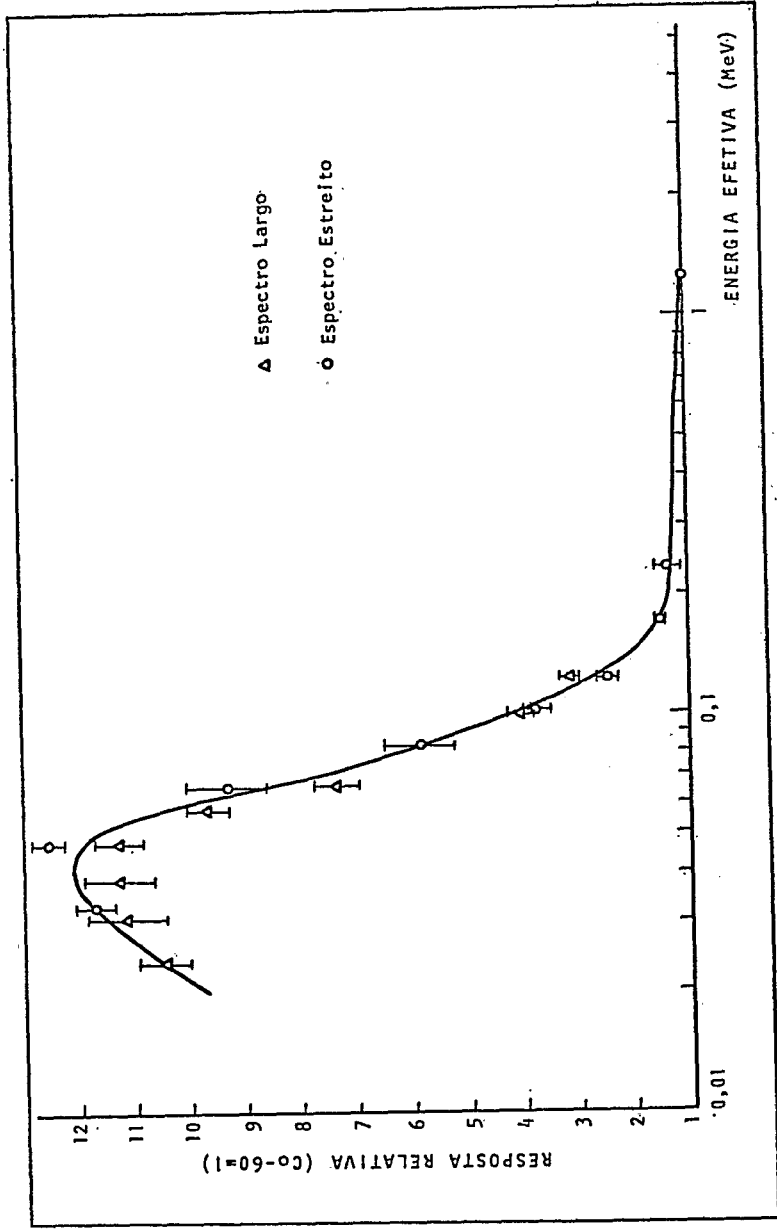


Fig. 2.6.6 - Dependência energética da resposta do $\text{CaF}_2:\text{Mn}$ (espectros estreito e largo).

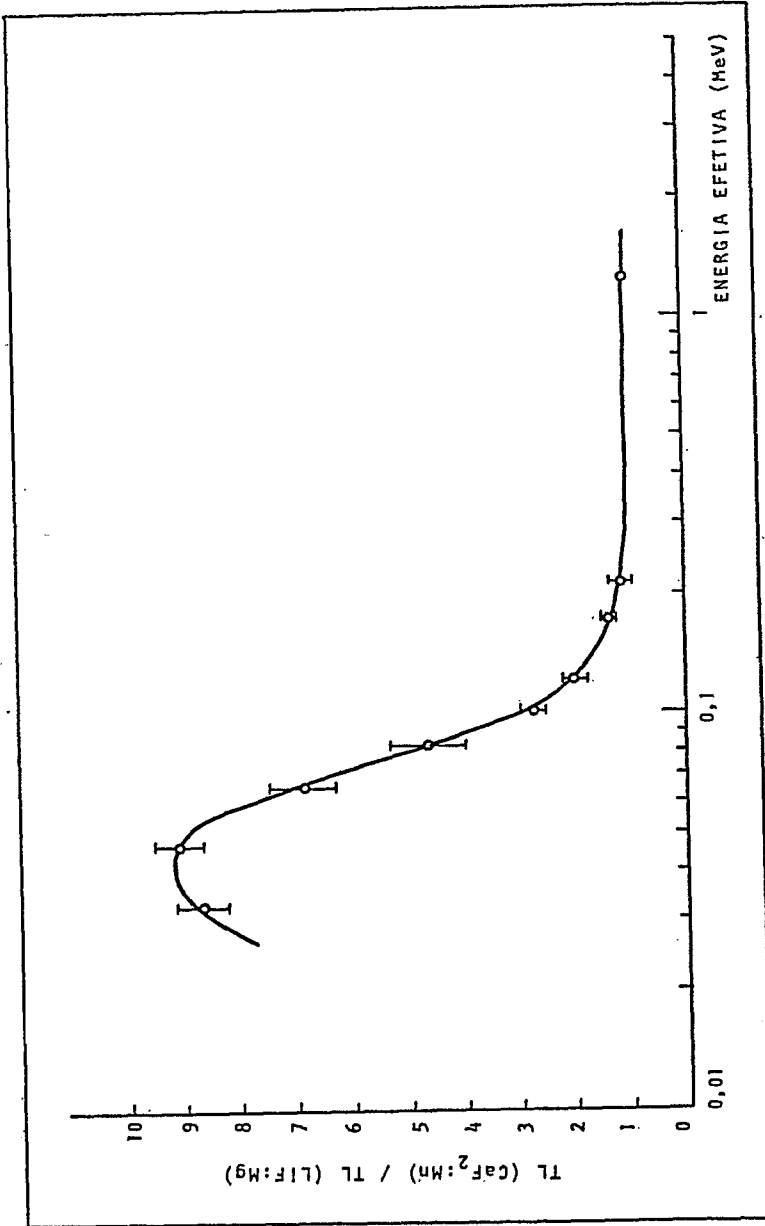


Fig. 2.6.7 - Dependência energética da razão das respostas do CaF₂:Mn e LiF:Mg (espectro estreito).

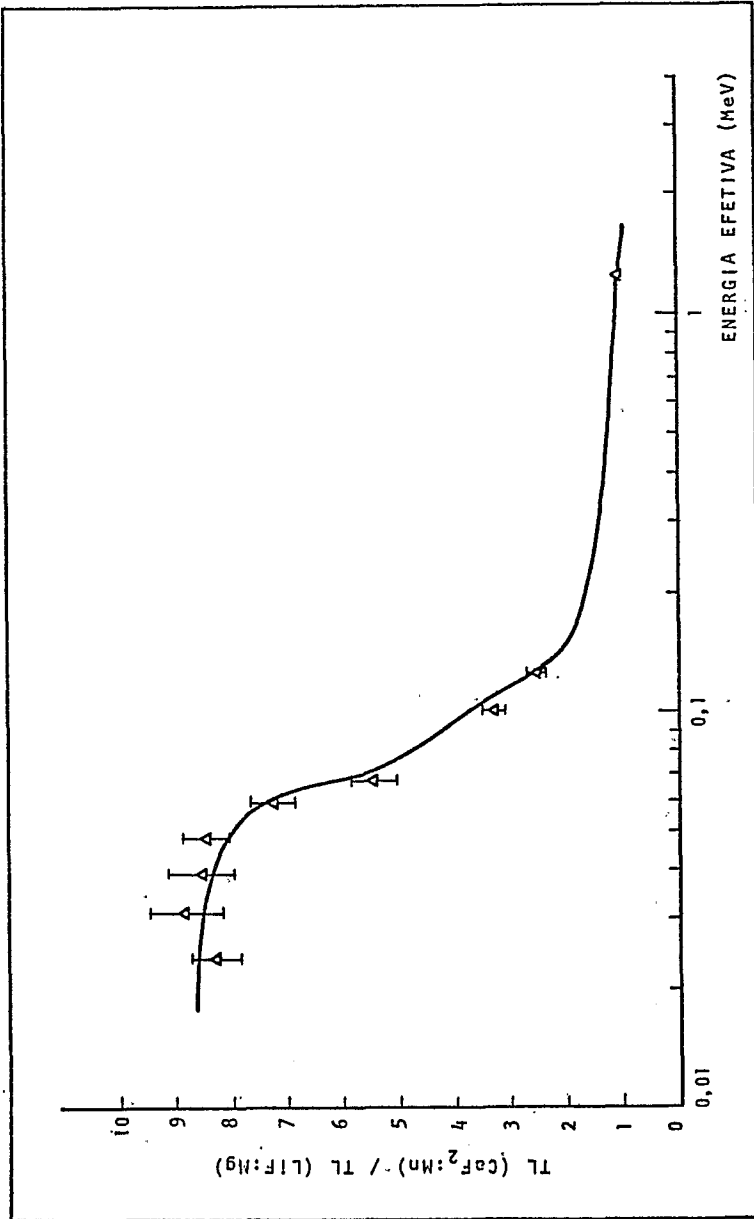


Fig. 2.6.8 - Dependência energética da razão das respostas do $\text{CaF}_2:\text{Mn}$ e $\text{LiF}:\text{Ng}$ (espectro largo).

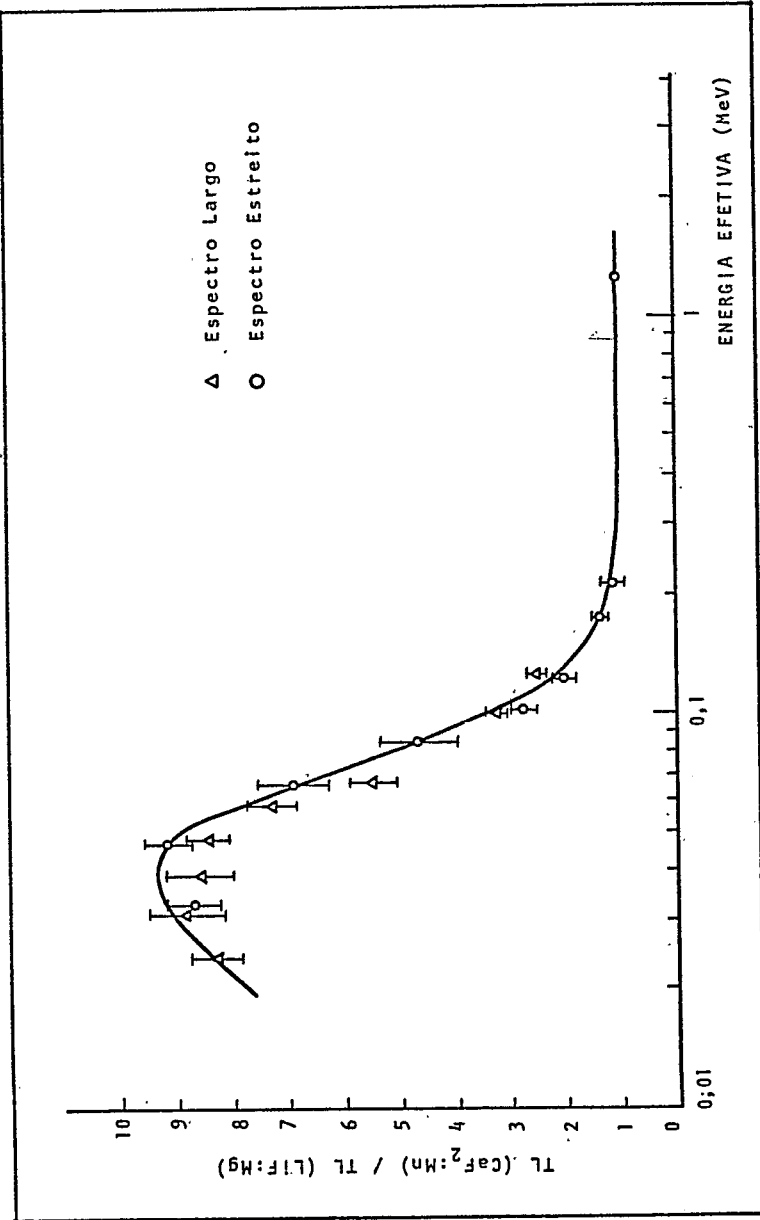


Fig. 2.6.9 - Dependência energética da razão das respostas do CaF₂:Mn e LiF:Mg (espectros estreito e largo).

trodução da câmara, o que nela não seria possível. Por isso, foi usado um bloco de Mix-D⁽¹¹⁾ com 20cm x 20cm x 12cm de dimensões. As propriedades deste material são conhecidas e ele é considerado equivalente ao tecido mole. Nesta intercomparação, uma câmara tipo dedal foi posicionada à saída do feixe de raios-X, servindo de monitor. Uma câmara de ionização tipo normal e os TLD foram colocados, um de cada vez, dentro do bloco em diferentes profundidades. Este foi posicionado a 200 cm de distância do irradiador. A irradiação foi fixada em 2,5 R em cada ponto de medida, visando oferecer melhor condição de leitura dos TLD. Através da energia efetiva obtida com o tandem, as leituras dos TLD foram corrigidas. As exposições medidas nos diversos pontos dentro do simulador, com a câmara e com os dosímetros termoluminescentes, foram normalizadas para uma leitura constante do monitor. As Figs. 2.7.1, 2.7.2 e 2.7.3, mostram as curvas de percentual de dose em profundidade obtidas para as energias efetivas do campo de radiação no ar de 39 keV, 59 keV e 100 keV, respectivamente. O valor de 100% é atribuído à medida obtida na superfície.

Outro teste do sistema foi comparar os resultados experimentais com os obtidos teoricamente, pelo método de Monte Carlo, quando uma esfera era irradiada por um feixe paralelo de radiação⁽³⁾. Neste cálculo foi determinada a variação com a profundidade do fator de conversão rad por roentgen, no diâmetro paralelo ao feixe. A exposição foi constante no lugar do centro da esfera.

Experimentalmente estas condições foram simuladas posicionando-se a esfera a uma grande distância do irradiador (350 cm). A energia efetiva no ar do campo de radiação foi de

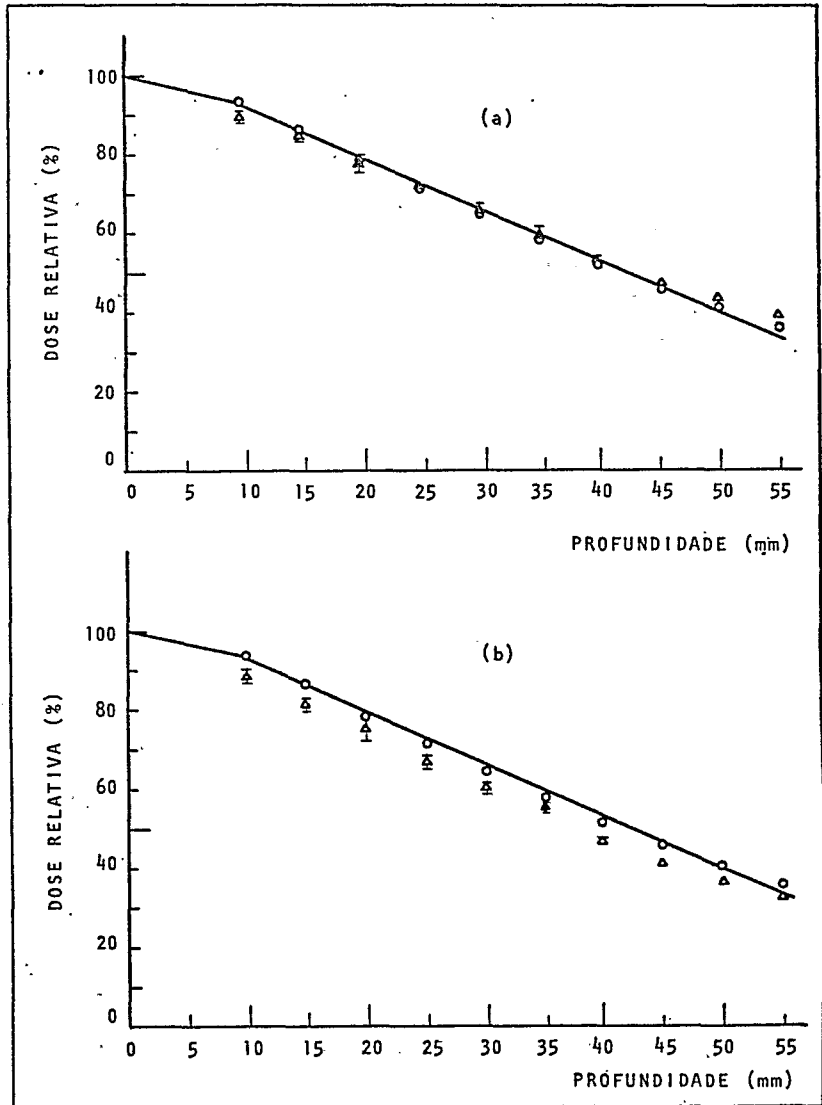


Fig. 2.7.1 - Comparação da curva de percentual de dose em profundidade obtida com Câmara de Ionização e alguns resultados obtidos com (a) CaF₂:Mn e (b) LiF:Mg para um campo de energia efetiva de 39 keV.

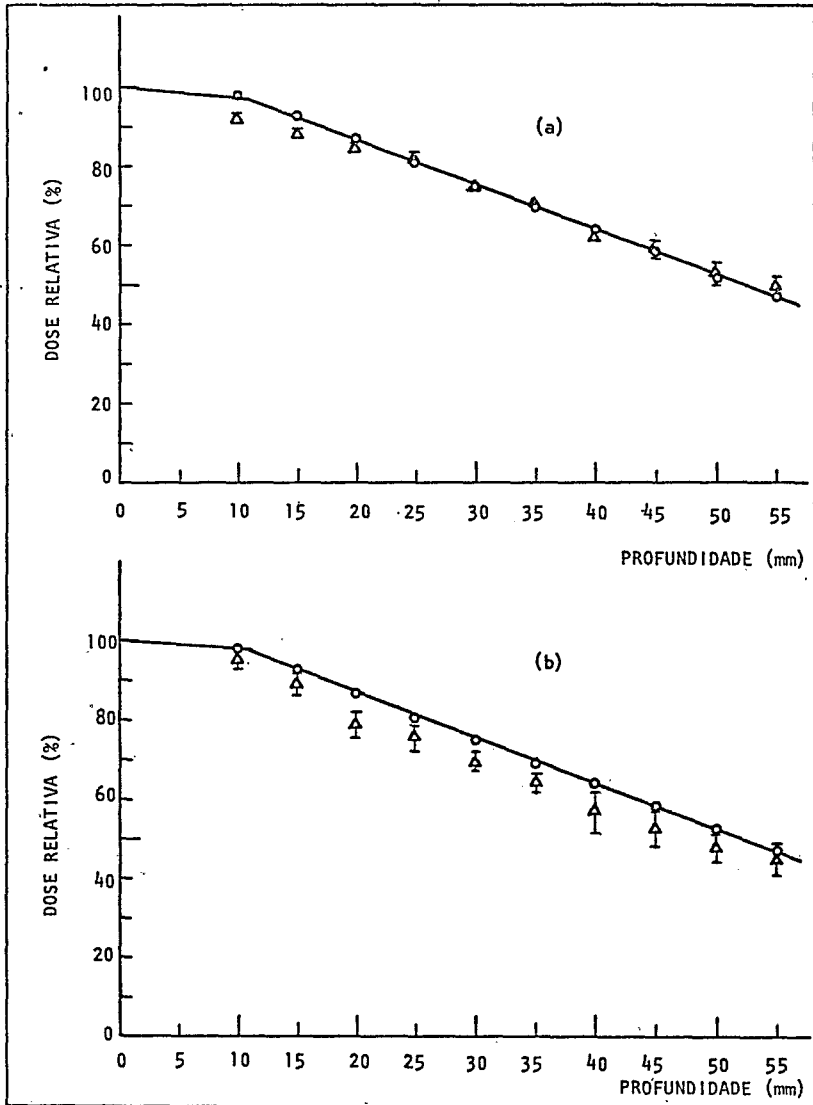


Fig. 2.7.2. - Comparação da curva de percentual de dose em profundidade obtida com Câmara de Ionização, e alguns resultados obtidos com (a) CaF₂:Mn e (b) LiF:Mg para um campo de energia efetiva de 59keV.

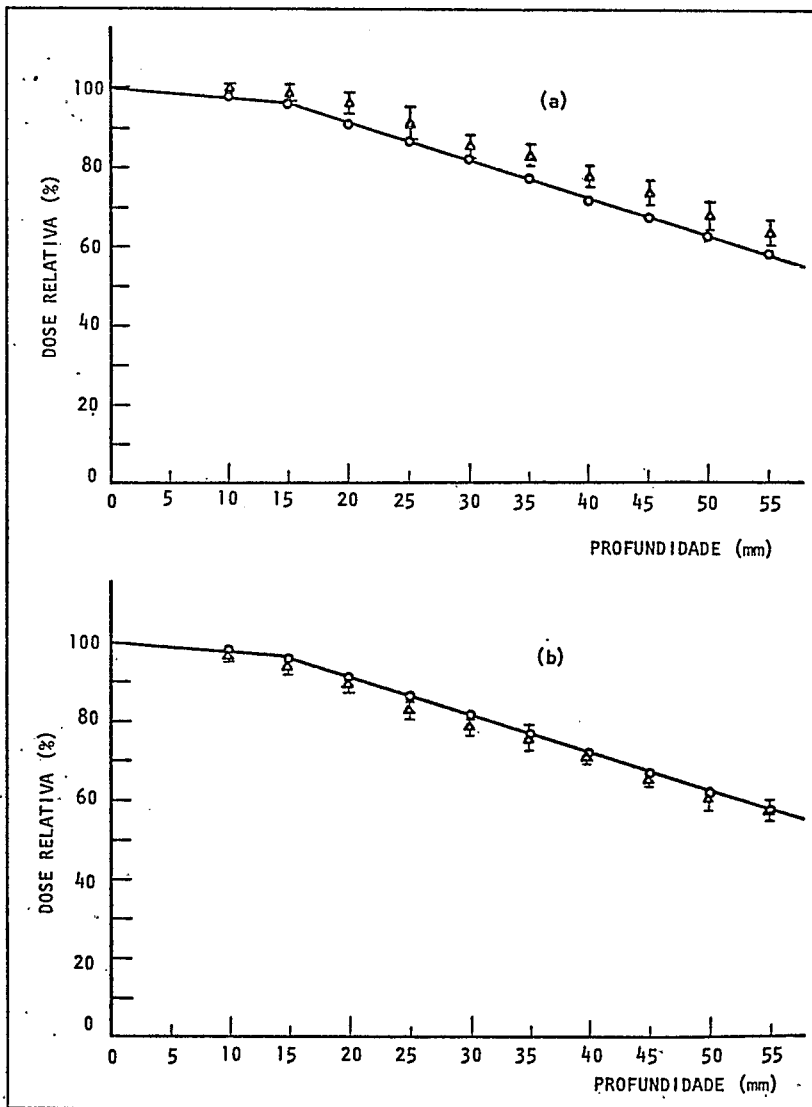


Fig. 2.7.3 - Comparação da curva de percentual de dose em profundidade obtida com Câmara de Ionização e alguns resultados obtidos com (a) CaF₂:Mn e (b) LiF:Mg para um campo de energia efetiva de 100keV.

60 keV. Para a determinação da distribuição de dose absorvida no interior da esfera, foi utilizado os TLDs já citados. As leituras destes foram corrigidas através da energia efetiva, no ponto de interesse dentro da esfera, obtida com o método de tandem. Estas doses foram normalizadas para a exposição no ar medida no lugar do centro da esfera, no mesmo campo. A Fig. 2.7.4 mostra os resultados obtidos experimentalmente com os previstos teoricamente pelo método de Monte Carlo.

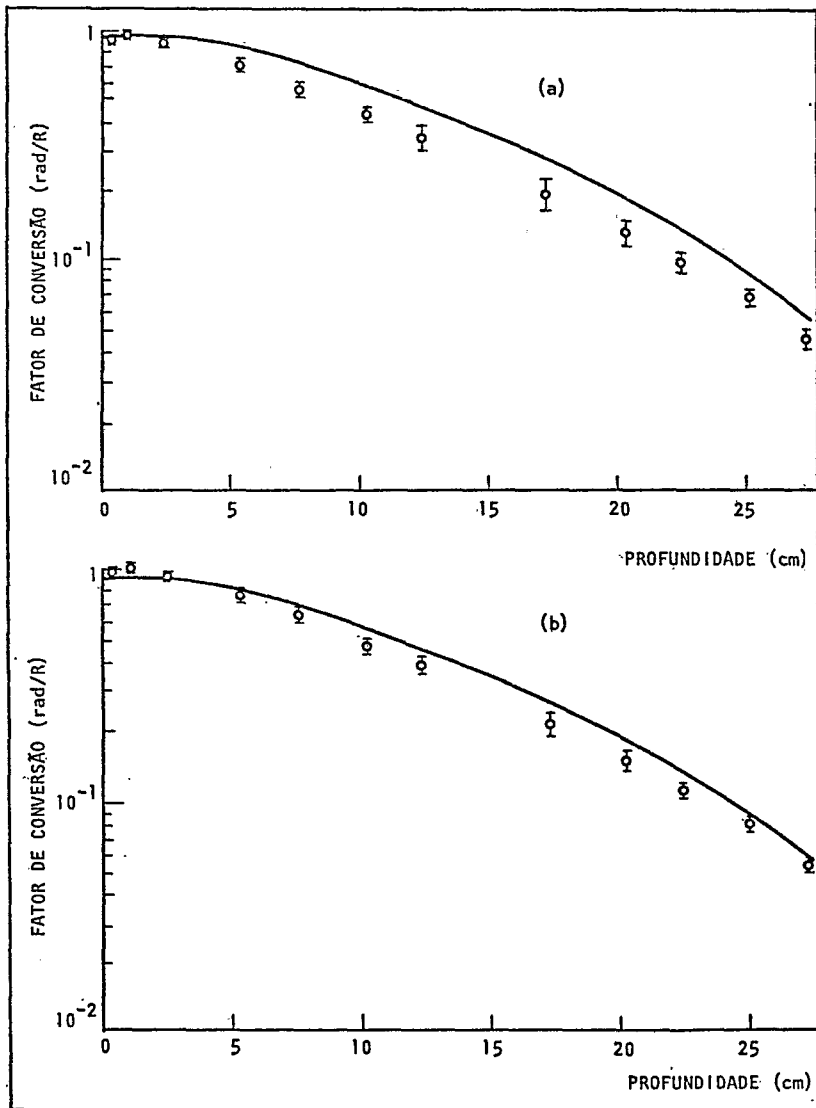


Fig. 2.7.4 - Comparação da curva de fator de conversão rad-roentgen, obtida pelo método de Monte Carlo e alguns resultados experimentalmente obtidos com (a) $\text{CaF}_2:\text{Mn}$ e (b) $\text{LiF}:\text{Mg}$.

CAPÍTULO III

DISCUSSÃO DOS RESULTADOS E CONCLUSÕES

No desenvolvimento das etapas fundamentais de um método experimental de determinação do índice de dose equivalente para radiações eletromagnéticas ionizantes de baixa e média energias, as mais importantes foram:

- a) - estudo das características do material usado na construção do simulador (esfera), e
- b) - escolha e teste do sistema dosimétrico utilizado dentro do simulador para determinar a dose absorvida.

As características mais importantes do material (plexiglass) usado para a construção do simulador, estudadas para a verificação da equivalência ao tecido mole, foram a de espalhamento e a de absorção. Esta equivalência significa um igual comportamento dos materiais quando irradiados nas mesmas condições. Como a água é considerada o melhor meio para simular tecido mole quando irradiado com raios-X ou gama⁽²⁷⁾, ela foi utilizada para a comparação.

Os espectros de contagem dos fótons espalhados produzidos pelo plexiglass e pela água, quando irradiados nas mesmas condições, apresentaram visualmente os mesmos resultados dentro da faixa de energia efetiva de 47 keV a 214 keV. Tal equivalência se conservou, mesmo quando se substituiu parcialmente um

pelos outros. Como exemplo, tem-se a Fig. 2.4.1.1.2, que apresenta os espectros medidos para a água e para o plexiglass, para um campo de energia efetiva de 47 keV. Concluiu-se então que, sob este aspecto o plexiglass é equivalente ao tecido mole, para os propósitos da radioproteção.

O coeficiente de atenuação do plexiglass foi outra propriedade estudada para avaliar a sua equivalência ao tecido mole. A determinação prática deste coeficiente foi feita através da espessura da camada semi-redutora (HVL) do material, determinada experimentalmente em diferentes energias efetivas (Fig. 2.4.1.2.2). A Tab. 2.4.1.2.1, mostra os valores medidos do plexiglass comparando-os com os valores para a água, obtidos na literatura⁽⁹⁾, e permite observar uma variação máxima de $\pm 8\%$ quando irradiados com fótons de 47 keV de energia efetiva. Esta variação diminuiu com o aumento da energia, até alcançar um valor mínimo de $\pm 3\%$, para energia efetiva de 172 keV. Estes mesmos valores do plexiglass, quando comparados com os do tecido mole, apresentaram uma variação máxima de $\pm 10\%$ para a energia efetiva menor (47 keV) e uma variação mínima de $\pm 1\%$ para a maior energia efetiva (172 keV). Esta variação, em relação à energia efetiva, pode ser explicada pelo número atômico efetivo (\bar{Z}) dos materiais. Como a água e o tecido mole possuem o mesmo \bar{Z} 7,4⁽¹²⁾, os seus valores de coeficientes de atenuação de massa em função da energia do fóton são bastante parecidos. O \bar{Z} do plexiglass é próximo ao do carbono⁽¹²⁾, isto é, menor que o da água e do tecido mole. Assim, ele tem uma menor probabilidade de atenuar fótons de baixa energia. Com o aumento da energia, a diferença entre os valores dos coeficientes de atenuação dos materiais diminuiu, mostrando que a diferença entre estes \bar{Z} pouco

influenciou.

Estas medidas permitiram afirmar que o plexiglass espalha e atenua os fôtons de baixa e média energias, de maneira similar ao tecido mole. Embora as densidades do plêxiglass ($1,18 \text{ g/cm}^3$) e do tecido mole (1 g/cm^3) sejam um pouco diferentes, esta diferença pouco interferiu nas medidas.

Concluiu-se, então, que apesar da diferença apresentada para as baixas energias e da diferença nas densidades, o plexiglass é equivalente ao tecido mole, para as finalidades da radioproteção.

Em outra etapa deste trabalho, procurou-se escolher e testar o sistema dosimétrico que melhor se adaptava às condições de medida.

Os dosímetros termoluminescentes de LiF:Mg e $\text{CaF}_2\text{:Mn}$ foram os escolhidos para a determinação da dose absorvida em pontos interiores do simulador. Antes de usá-los nesta medida, algumas verificações e testes foram realizados.

A linearidade e a reprodutibilidade das respostas destes dosímetros foram analisadas por J.L.B. Leão⁽¹¹⁾ e os resultados foram satisfatórios. Na verificação da dependência energética do fator de calibração dos dosímetros de LiF:Mg , a reprodutibilidade das medidas realizadas para cada energia, o maior desvio padrão em relação à média, foi de 8,67% em 84 keV, e o menor de 3,72% em 24 keV, conforme a Fig. 2.3.2.1. Para os dosímetros de $\text{CaF}_2\text{:Mn}$ o maior desvio foi de 9,75% que também ocorreu em 84 keV, o menor de 2,59% em 47 keV, como mostra a Fig. 2.3.2.2. Mesmo com estas variações, os resultados obtidos de fatores de calibração para ambos os tipos de dosímetros foram satisfatórios, visto que em rotina de radioproteção são aceita-

veis erros de até 20%.

As curvas que representam a dependência energética das respostas dos dosímetros, em função do tipo de espectro, apresentam variações de reprodutibilidade dentro da faixa anteriormente descrita, pois foram obtidas da dependência energética do fator de calibração. Para o LiF:Mg a variação maior ocorreu no espectro estreito (Fig. 2.6.1) e menor no espectro largo (Fig. 2.6.2). Também para o CaF₂:Mn a maior variação ocorreu no espectro estreito (Fig. 2.6.4) e a menor no espectro largo (Fig. 2.6.5).

O desvio padrão da razão das respostas dos TLDs de CaF₂:Mn e LiF:Mg em cada energia, foi obtido utilizando-se a técnica de propagação de erro. A maior variação foi de 15,09% e logicamente aconteceu no espectro estreito (Fig. 2.6.7), em 84 keV, onde o CaF₂:Mn e o LiF:Mg apresentaram os maiores desvios. A menor variação foi de 5,05% e ocorreu no espectro largo (Fig. 2.6.8), em 48 keV. Mesmo com grandes variações, as energias efetivas obtidas através da dependência energética das razões das respostas dos dosímetros ainda são consideradas razoáveis por estarem dentro dos limites de erro permitido pela radioproteção.

A validade do método de tandem, quando os TLDs foram inseridos no simulador, foi testada. Para tal, comparou-se a curva de percentual de dose em profundidade, obtida através de medidas com câmara de ionização, com os resultados das medidas com TLDs, para diferentes campos de energia efetiva no ar. As Figs. 2.7.1, 2.7.2 e 2.7.3, mostram que os resultados obtidos com os TLDs e com a câmara de ionização, podem ser considerados equivalentes. Para as curvas normalizadas a 100% na superfície,

o desvio máximo foi de 12%, em relação à câmara de ionização, para os TLDs de LiF:Mg, e ocorreu no campo de energia efetiva de 39 keV a uma profundidade de 45 mm. Para os TLDs de CaF₂:Mn o desvio máximo foi de 11% em 100 keV, a 55 mm de profundidade. O aumento gradual existente na dose relativa dos TLDs de CaF₂:Mn, em função da energia efetiva do campo de radiação, pode ser devido a erro sistemático, de causa ainda desconhecida, das irradiações. Como todas essas variações detetadas ainda estão dentro dos critérios da radioproteção, concluiu-se que o método de tandem, também, é válido quando os TLDs são inseridos em um meio material equivalente ao tecido mole.

Finalmente, o sistema dosímetro-simulador foi testado comparando-se os resultados experimentais com os obtidos teoricamente⁽³⁾, quando ele foi irradiado por um feixe paralelo. A Fig. 2.7.4 permitiu observar que os resultados para os TLDs de CaF₂:Mn apresentaram um desvio máximo de 23% em 175 mm de profundidade, em relação à curva teórica. Para os TLDs de LiF:Mg o desvio máximo de 19% também ocorreu em 175 mm de profundidade. Em ambas as comparações, observou-se que os desvios maiores ocorreram em 175 mm, 205 mm e 225 mm. Deve ser considerado que a simulação do feixe paralelo pela distância fonte-simulador (350 cm) introduz uma dependência com a distância devido ao ângulo sólido de irradiação e também uma modificação nas condições de espalhamento dentro do simulador. Outro fator que pode contribuir para a discrepância entre a medida experimental e a teórica é a dependência angular dos TLDs. Por outro lado, a curva teórica pode acentuar a diferença entre os dados experimentais devido às necessárias simplificações para o cálculo prático pelo método de Monte Carlo. Assim, concluiu-se que, o siste-

ma dosímetro-simulador desenvolvido mostrou-se capaz de determinar a distribuição de dose absorvida e, portanto, a avaliação do índice de dose equivalente.

Resumindo as conclusões, pode-se destacar para os propósitos da radioproteção que:

- a) - o plexiglass é um material que espalha fótons de baixa e média energia, de maneira similar à água e, conseqüentemente, ao tecido mole;
- b) - o plexiglass atenua estes mesmos fótons de maneira similar ao tecido mole;
- c) - a diferença entre as densidades do plexiglass e do tecido mole não interfere acentuadamente nestas medidas;
- d) - a partir das medidas e conclusões anteriores, pode-se afirmar que o plexiglass é equivalente ao tecido mole, para as finalidades da radioproteção;
- e) - os fatores de calibração são aceitáveis, mesmo com variações na reprodutibilidade de até 8,67% para os TLDs de LiF:Mg e de 9,75% para os TLDs de $\text{CaF}_2\text{:Mn}$, porque em radioproteção, erros de até 20% são tolerados;
- f) - os resultados das curvas de dependência energética das razões das respostas dos TLDs são satisfatórios, porque estão dentro deste limite de tolerância;
- g) - o método de tandem mantém a sua validade, para determinar a energia efetiva de um campo de radiação desconhecida, mesmo quando usado dentro de um material equivalente ao tecid-

do mole;

- h) - o sistema dosímetro-simulador desenvolvido, mostrou-se capaz de determinar a distribuição de dose absorvida. Portanto, é possível a avaliação do índice de dose equivalente com este sistema.

APÊNDICE A

DEFINIÇÕES E CONCEITOS BÁSICOS

(a) - *Fluência de Energia*

A fluência de energia de partículas, ψ , é definida (5) como,

$$\psi = \frac{dE_{f\ell}}{da}$$

onde $dE_{f\ell}$ é a soma das energias, exceto as energias de repouso, de todas as partículas que entram em uma esfera de secção retada. A unidade, no sistema SI, é o Joule por metro quadrado, Jm^{-2} .

(b) - *Coefficiente de Atenuação de Massa*

O coeficiente de atenuação de massa, μ/ρ , de partículas indiretamente ionizantes é definido (5) para uma dada energia, como o quociente de dN/N por $\rho d\ell$.

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{1}{\rho N} \cdot \frac{dN}{d\ell}$$

onde dN/N é a fração de partículas que produz interações ao longo da distância $d\ell$ em um meio de densidade ρ .

O termo interação refere-se aos processos pela qual a energia ou direção de partículas indiretamente ionizante é alterada.

Para fótons de raio-X ou gama tem-se

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma}{\rho} + \frac{\kappa}{\rho}$$

onde $\frac{\tau}{\rho}$, $\frac{\sigma}{\rho}$ e $\frac{\kappa}{\rho}$ são os coeficientes de atenuação de massa para os efeitos, fotoelétrico, Compton e produção de par, respectivamente. Outros efeitos devem ser considerados quando tiverem importância relevante, através de seus respectivos coeficientes. A unidade, no sistema SI, é o metro quadrado por quilograma, $m^2 \cdot kg^{-1}$.

(c) - *Coefficiente de Absorção de Energia de Massa*

O coeficiente de absorção de energia de massa, μ_e/ρ , de um material para partículas indiretamente ionizantes, com uma dada energia específica, é o produto do coeficiente de transferência de energia de massa μ_{tr}/ρ , para aquela energia e $(1-g)$ onde g é a fração da energia de partículas secundárias carregadas que é perdida por bremsstrahlung no material (5)

$$\frac{\mu_e}{\rho} = \frac{\mu_{tr}(1-g)}{\rho}$$

O coeficiente de transferência de energia de massa para fótons de raios-X ou gama de energia $h\nu$ é dado por,

$$\frac{\mu_{tr}}{\rho} = \frac{\tau_a}{\rho} + \frac{\sigma_a}{\rho} + \frac{\kappa_a}{\rho}$$

onde $\frac{\tau_a}{\rho}$, $\frac{\sigma_a}{\rho}$ e $\frac{\kappa_a}{\rho}$ são os coeficientes devido aos efeitos fotoelétrico, Compton e produção de pares, respectivamente. Estes são

dados por:

$$\frac{\tau_a}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} \left(1 - \frac{\delta}{h\nu} \right)$$

onde τ/ρ é o coeficiente de atenuação de massa devido ao fotoefeito e δ é a energia emitida como radiação fluorescente por fóton absorvido.

$$\frac{\sigma_a}{\rho} = \frac{\sigma}{\rho} \frac{E_e}{h\nu}$$

onde σ/ρ é o coeficiente de atenuação de massa total para o efeito Compton e E_e é a energia cinética do elétron Compton por fóton espalhado, e

$$\frac{\kappa_a}{\rho} = \frac{\kappa}{\rho} \left(1 - \frac{2mc^2}{h\nu} \right)$$

onde κ/ρ é o coeficiente ou atenuação para a produção de par e mc^2 é a energia de repouso do elétron.

(d) - *Poder de Frenamento de Massa*

Quando uma partícula carregada penetra em um material ela perde energia, durante a sua trajetória, por colisão e por produção de bremsstrahlung. Classicamente, quando uma partícula carregada (elétron) tem sua trajetória desviada pelo campo coulombiano do núcleo, a aceleração radial causa uma perda de energia da partícula em forma de radiação eletromagnética. Esta radiação é denominada de radiação de frenamento (bremsstrahlung) e sua intensidade aumenta com a energia inicial da partícula, e

é proporcional à razão Z/m , onde Z é o número atômico do material absorvedor e m é a massa da partícula.

A perda de energia por unidade de percurso é chamada de poder de frenamento, S .

$$S = \left| \frac{dE}{dx} \right| = \left| \frac{dE}{dx} \right|_{\text{col}} + \left| \frac{dE}{dx} \right|_{\text{rad}} = S_{\text{col}} + S_{\text{rad}} \quad (\text{A.1})$$

Para um feixe de elétrons, a energia média perdida num dado percurso, é proporcional à energia média transferida por colisão e ao número de elétrons por unidade de volume do material,

$$dE = \bar{\epsilon} \cdot Z \cdot N \cdot dx \quad (\text{A.2})$$

onde dE é a energia total perdida pela partícula que atravessa o material, $\bar{\epsilon}$ é a energia média perdida por colisão, Z é o número atômico, N é o número de átomos por unidade de volume, e dx é o comprimento do percurso. A energia média perdida $\bar{\epsilon}$ pode ser calculada usando-se a lei de Coulomb, e será igual a:

$$\bar{\epsilon} = \frac{(\overline{dp})^2}{2m_e} = \frac{(\overline{F_c \cdot dt})^2}{2m_e} \approx \frac{Z^2 e^4}{m_e v^2 b^2} \quad (\text{A.3})$$

onde \overline{dp} é o momento médio transferido para o elétron, m_e é a sua massa de repouso, F_c é a força coulombiana, e dt é o tempo de passagem da partícula no campo coulombiano, Z é o número atômico do núcleo alvo, e é a carga do elétron, b é a menor distância entre a partícula e o elétron orbital, e v é a velocidade da partícula.

Finalmente, o poder de frenamento por colisão pode ser descrito quando combinadas as equações (A.2) e (A.3),

$$S_{col} = \left| \frac{dE}{dx} \right|_{col} = \frac{Z^2 e^4}{m_e v^2 b^2} Z \cdot N \quad (A.4)$$

A razão, entre os poderes de frenamento por radiação e por colisão para elétrons, pode ser estimada $\left(\frac{9}{800}\right)$ pela equação,

$$S_{rad}/S_{col} = \frac{E(Z+1.2)}{800} \quad (A.5)$$

onde E é a energia do elétron em MeV e Z é o número atômico do alvo.

Esta equação mostra que o poder de frenamento por radiação (S_{rad}) é pequeno, comparado com o poder de frenamento por colisão (S_{col}) no processo de absorção de energia no tecido. A energia requerida para tornar (S_{rad}) significativo seria muito elevada, pois o Z do tecido humano é baixo ($\bar{Z} = 7$).

(e) - Poder de Espalhamento Angular de Massa de Elé - trons

O poder de espalhamento de massa de elétrons ($\theta^2/\rho\ell$) descreve o espalhamento múltiplo de elétrons quando estes atravessam um percurso ℓ em um material. Ele é geralmente descrito pelo ângulo de espalhamento médio quadrático, $\bar{\theta}^2$. O quociente, $\bar{\theta}^2/\rho\ell$ é assim chamado por analogia com o poder de frenamento de massa do material (26) . A teoria detalhada de espalhamento múltiplo é bastante extensa e complicada. Assim, aqui será apresentada de compactamente num resumo.

Os elétrons quando passam em um material são defletidos várias vezes. Os ângulos de deflexão resultantes, θ , são dis

tribuídos em torno de $\theta = 0$, de acordo com a lei Gaussiana (27). A probabilidade de desvio entre θ e $\theta + d\theta$ é:

$$p(\theta)d\theta = \text{const } e^{-\kappa\theta^2} d\theta \quad (\text{A.6})$$

para pequeno ângulo de espalhamento,

$$\bar{\theta}_p^2 = \sum_{i=1}^p \bar{\theta}_i^2 \quad (\text{A.7})$$

onde $\bar{\theta}_p$ é o ângulo médio de deflexão resultante para p colisões. Como estatisticamente os eventos individuais não diferem, $\bar{\theta}_i^2 = \bar{\theta}^2$ é como $\theta = 2zZ e^2/m_e b v^2$ (para $v \ll c$) (28). Somando para todas as colisões no percurso ℓ , obtêm-se:

$$\bar{\theta}^2 = 2\pi N\ell \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} \left(\frac{2zZe^2}{m_e b v^2} \right)^2 b \cdot db \quad (\text{A.8})$$

onde N é o número de átomos por cm^3 , ℓ é o percurso, b é o parâmetro de impacto, z é a carga da partícula incidente (elêtron), Z e e é a carga nuclear, m é a massa da partícula incidente e v a sua velocidade.

Fazendo algumas simplificações e integrando, tem-se:

$$\bar{\theta}^2 = 8\pi N\ell \frac{z^2 Z^2 e^4}{m_e^2 v^4} \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}} \quad (\text{A.9})$$

Usando

$$b_{\max} = \frac{280}{A^{1/3}} \frac{m_e c}{p_e}$$

$$b_{\min} = \frac{z^{1/3}}{137} \frac{m_e c}{p_e} \quad (12)$$

onde A_r é a massa atômica relativa do material, tem-se

$$\bar{\theta}^2 = 16\pi N_a \ell \frac{Z^2 Z^2 e^4}{m_e v^4} \ln \left[\frac{196}{Z^{1/3}} \left(\frac{Z}{A_r} \right)^{1/6} \right] \quad (\text{A.10})$$

Esta fórmula é usada quando a energia dos elétrons é alta e a massa relativa é grande.

Quando a energia do elétron e a massa atômica relativa são baixas, o valor de b_{\max} é maior que 1, e é aconselhável usar o limite 1 ao invés de b_{\max} . Então obtêm-se:

$$\bar{\theta}^2 = 16\pi N_a \ell \frac{Z^2 Z^2 e^4}{m_e v^4} \ln \left[\frac{137p}{Z^{1/3} m_e c} \right]^{1/2} \quad (\text{A.11})$$

Finalmente, pode-se escrever as fórmulas de poder de espalhamento angular de massa; introduzindo uma nomenclatura mais adequada à radioproteção.

$$\frac{\bar{\theta}^2}{\rho \ell} = 16\pi N_a \frac{Z^2}{M_a} \cdot r_e^2 \left(\frac{m_e c^2}{\beta \cdot p_e \cdot c} \right)^2 \cdot \ln \left[196 Z^{-1/3} \left(\frac{Z}{A_r} \right)^{1/6} \right] \quad (\text{A.12})$$

$$\frac{\bar{\theta}^2}{\rho \ell} = 16\pi N_a \frac{Z^2}{M_a} r_e^2 \left(\frac{m_e c^2}{\beta \cdot p_e \cdot c} \right)^2 \ln \left(\frac{137 p_e \cdot c}{Z^{1/3} m_e \cdot c^2} \right)^{1/2}, \quad (\text{A.13})$$

onde ρ é a densidade da massa, N_a é o número de avogadro, Z é o número atômico, M_a é a massa molar da substância A, r_e^2 é o raio de elétrons, $m_e c^2$ é a energia de repouso do elétron, e $\beta = v/c$. As equações são, respectivamente, (A.10) e (A.11).

(f) - *Dose Absorvida*

A dose absorvida, D, é definida (5) como o quociente de $d\bar{\epsilon}$ por dm, onde $d\bar{\epsilon}$ é a energia média cedida pela radiação ionizante para a matéria num elemento de volume de massa dm,

$$D = \frac{d\bar{\epsilon}}{dm}$$

A unidade no sistema SI é o Joule por quilograma, $J.kg^{-1}$. Todavia, no caso de dose absorvida, esta unidade recebe o nome de Gray (Gy).

$$1 \text{ Gray (Gy)} = 1 \text{ Joule/quilograma (1 } J.kg^{-1})$$

Uma unidade ainda em uso é o rad que é dado por

$$1 \text{ rad} = 0,01 \text{ Gy} = 0,01 \text{ J.kg}^{-1} = 100 \text{ erg.g}^{-1}$$

(g) - *Dose Equivalente*

A dose equivalente, H, é definida (5) por

$$H = D.Q.N$$

onde D é a dose absorvida, Q é um fator de qualidade que depende do tipo e da energia da radiação, e N é o produto de todos os outros fatores de modificação. No momento N é considerado unitário.

O fator de qualidade é função do poder de frenamento por colisão na água para cada tipo de radiação. Seus valores são tabelados na literatura (5).

Como estes fatores, Q e N, são adimensionais, a unida

de de H é a mesma de D, $J.kg^{-1}$. Para evitar equívocos, em radioproteção, esta unidade recebeu o nome específico de Sievert(Sv).

$$1 Sv = 1 J.kg^{-1}$$

Uma outra unidade especial ainda em uso é o rem;

$$1 rem = 0,01 Sv = 0,01 J.kg^{-1}$$

A dose equivalente média, \bar{H} , é definida pela expressão:

$$\bar{H} = \frac{1}{M} \int_0^M H dm ,$$

onde M é a massa do órgão.

(h) - *Material Simulador de Tecido Humano*

Sob o ponto de vista físico, para que dois materiais absorvam e espalhem fótons e elétrons de maneira similar, as cinco quantidades abaixo precisam ser o mais semelhante possível,

- i - coeficiente de atenuação de massa (μ/ρ)
- ii - coeficiente de absorção de energia de massa (μ_e/ρ)
- iii - poder de frenamento de massa para elétrons (S/ρ)
- iv - poder de espalhamento angular de massa de elétron ($\theta^2/\rho\ell$)
- v - densidade de massa (ρ)

As duas primeiras quantidades descrevem os processos, de espalhamento e absorção de fótons. Estes processos de interação de fótons com a matéria, produzem elétrons secundários que

são os responsáveis pela deposição de energia na matéria. O poder de frenamento de massa de elétrons (S/ρ) e o poder de massa de espalhamento angular de elétrons ($\theta^2/\rho L$), descrevem de maneira similar, as interações de absorção e espalhamento de elétrons.

Em um estudo rigoroso de equivalência de materiais não se deve simplesmente considerar o efeito total. Todas as cinco quantidades precisam ser avaliadas e comparadas isoladamente, devido às possibilidades de compensação entre efeito numa determinada faixa de energia. Isto é, um resultado aparentemente correto pode ser obtido como resultante de sobre-estimativa e sub-estimativa de efeitos igualmente importantes.

Como o atendimento de todos os requisitos para a equivalência de dois materiais é muito difícil, na verdade, utiliza-se a similitude de algum deles numa determinada aplicação. Para o estudo de dose absorvida, devido à irradiação com fótons, todas as cinco quantidades são importantes, uma vez que os coeficientes de atenuação e de absorção indicam o tipo e a intensidade da interação dos fótons e poderes de frenamento e de espalhamento influenciam na deposição de energia de elétrons secundários criados. Porém, para as irradiações com elétrons, somente é necessária a equivalência nos poderes de frenamento e espalhamento. Entretanto, a equivalência de materiais tem sido baseada nos coeficientes de atenuação de massa e nas densidades quando se trata com fótons. No mínimo os materiais devem apresentar densidades similares (21).

A definição usada em radioproteção para material equivalente ao tecido humano, abrange todos os conceitos anteriores. As propriedades de absorção e de espalhamento do material, para

uma dada irradiação, deve simular tão aproximadamente quanto possível, os materiais biológicos como tecido mole, músculo, osso e gordura⁽⁹⁾. O tecido padrão usado é o tecido mole com uma densidade de 1g.cm^{-3} , cuja composição é apresentada na Tab. A.1⁽⁴⁾.

TABELA A.1 - Composição de tecido mole padrão com densidade unitária .

ELEMENTO	NÚMERO ATÔMICO (Z)	PESO ATÔMICO	PESO %	NÚMERO DE ÁTOMOS POR GRAMA DE TECIDO	ÁTOMOS %
H	1	1,008	10,1	$603,4 \cdot 10^{20}$	63,04
C	6	12,01	11,1	$55,7 \cdot 10^{20}$	5,82
N	7	14,01	2,6	$11,2 \cdot 10^{20}$	1,17
O	8	16,00	76,2	$286,8 \cdot 10^{20}$	29,97

(i) - *Risco de Indução de Efeitos Estocásticos Danos -
sos*

O risco de indução de efeitos estocásticos danosos, R_T , para um tecido ou órgão exposto a um campo, pode ser descrito por,

$$R_T = f_T H_T = f_T \bar{Q} \bar{D}_T \left(\psi(\vec{r}, E), (\mu/\rho)_T \right) \quad , \quad (A.14)$$

onde f_T é o fator absoluto de risco que considera a probabilidade de mortalidade por câncer e efeitos genéticos danosos, por unidade de dose equivalente, \bar{Q} é o fator de qualidade da radiação, e \bar{D}_T é a dose absorvida média em função da fluência de ener

gia, ψ , e do coeficiente de atenuação de massa, $(\mu/\rho)_T$, do tecido ou órgão irradiado.

Os fatores de risco absoluto foram avaliados pela radiosensitividade do órgão ou tecido em relação aos efeitos estocásticos, e são apresentados na Tab. A.2⁽¹⁾.

TABELA A.2 - Fatores absolutos, f_T , e relativos, ω_T , de riscos de mortalidade de devido à indução de efeitos estocásticos danosos, causados pela radiação (ICRP 26).

TECIDO (T)	$f_T [10^{-4} \text{ Sv}^{-1}]$	$\omega_T = f_T / \sum_T f_T$
GÔNODAS	40	0,25
SEIOS	25	0,15
MEDULA ÓSSEA	20	0,12
PULMÃO	20	0,12
TIREÓIDE	5	0,03
SUPERFÍCIE DO OSSO	5	0,03
RESTANTE	50	0,30
CORPO INTEIRO	$f_{wb} = \sum_T f_T = 1.65 \times 10^{-2} \text{ Sv}^{-1}$	$\sum \omega_T = 1,00$

O risco de indução de efeitos estocásticos danosos, para o corpo inteiro, R_{wb} , é o resultado dos riscos a que estão submetidos todos os órgãos irradiados, ou seja,

$$R_{wb} = \sum_T R_T = \sum_T f_T \bar{H}_T = \bar{Q} \sum_T f_T \bar{D}_T \left[\psi(\vec{r}, E), (\mu/\rho)_T \right] \quad (\text{A.15})$$

Para se quantificar o dano total provocado pela radiação é necessário combinar os detrimientos⁽¹⁾ para todos os tipos de efeitos estocásticos em todos os órgãos ou tecidos,

através de uma quantidade chamada de dose equivalente de corpo inteiro⁽¹⁾ ou de dose equivalente estocástica efetiva⁽⁴⁾, H_{wb} . Esta quantidade é obtida através da expressão

$$H_{wb} = \sum_T \omega_T \bar{H}_T \quad (A.16)$$

onde, \bar{H}_T é a dose equivalente média em cada tecido ou órgão, e ω_T são os fatores relativos de risco, obtidos a partir dos fatores absolutos de risco, como segue,

$$\omega_T = f_T / \sum_T f_T \quad (A.17)$$

e apresentados na Tab. A.2.

Desta forma o risco estocástico total, R_{wb} , pode ser facilmente calculado por:

$$R_{wb} = f_{wb} H_{wb} \quad (A.18)$$

onde f_{wb} é o fator de risco total para o corpo inteiro é dado por:

$$f_{wb} = \sum_T f_T \quad (A.19)$$

Alternativamente, tem-se para a equação (A.18)

$$R_{wb} = f_{wb} \bar{Q} \sum_T \omega_T \bar{D}_T \left[\psi(\vec{r}, E), (\mu/\rho)_T \right] \quad (A.20)$$

Como $f_{wb} = \sum_T f_T = 1.65 \times 10^{-2} \text{ Sv}^{-1}$ (Tab. A.2), tem-se finalmente:

$$R_{wb} = 1.65 \times 10^{-2} \text{ Sv}^{-1} \sum_T \omega_T \bar{H}_T = 1.65 \times 10^{-2} \text{ Sv}^{-1} H_{wb} \quad (A.21)$$

ou

$$R_{wb} = 1.65 \times 10^{-2} \text{ Sv}^{-1} \bar{Q} \sum_T \omega_T \bar{D}_T \left[\psi(\vec{r}, E), (\mu/\rho)_T \right] \quad (A.22)$$

Pela expressão (A.21), tem-se a possibilidade de avaliar a quantidade do risco total, desde que, se conheça H_{wb} . A determinação experimental de H_{wb} , entretanto, envolve uma série de conceitos e dificuldades de medida.

BIBLIOGRAFIA

- (1) *International Commission on Radiological Protection*, ICRP Publication 26, Annals of the International Commission on Radiological Protection, Pergamon Press, Oxford, (1977).
- (2) G. Drexler, R. Kramer, Relations Between Metrological Quantities and Quantities Relevant in Radiation Protection for External Gamma Exposure, *XIV International Congress of Radiology*, Rio de Janeiro (1979).
- (3) R. Kramer, *Ermittlung von Konversionsfaktoren Zwischen Körperdosen und Relevanten Strahlungskenngrößen Bei Externer Röntgen-Und Gammabestrahlung*; GSF-Bericht-S-556, München (1979).
- (4) W. Jacobi, Physical and Biological Fundamentals, Institut für Strahlenschutz, Munich - Neuherberg, *Notas de Aula*, Pronuclear (1977).
- (5) *International Commission on Radiation Units and Measurements*, ICRU Report 19, Radiation Quantities and Units, International Commission on Radiation Units and Measurements, Washington, (1971).
- (6) *International Commission on Radiological Protection*, ICRP Publication 9, Recommendations of the International Commission Radiological Protection, Pergamon Press, London, (1965).
- (7) *International Commission on Radiation Units and Measurements*, ICRU Report 25, Conceptual Basis for the Determination of Dose Equivalent, Washington (1976).
- (8) J.E. Peixoto, R. Blohm, M. Abon Maudour, D. Harder, Berechnung des Äquivalentdosisindex für Elektronenstrahlung, *10 Tagung der Deutschen Gesellschaft für Medizinische*

Physik, (1979).

- (9) *International Commission on Radiation Units and Measurements*, ICRU Report 17, *Radiation Dosimetry: X-Ray Generated at Potentials of 5 to 150 keV*. Washington (1970).
- (10) S.G. Gorbics, F.H. Attik, LiF and $\text{CaF}_2:\text{Mn}$ Thermoluminescent Dosimeters in Tandem, *International Journal of Applied Radiation and Isotopes*, 19, (1968), 81.
- (11) J.L.B. Leão, Desenvolvimento e Aplicação de um Método para Intercomparação de Doses de Cobaltoterapia, Tese de Mestrado, Instituto de Biofísica, UFRJ (1975).
- (12) W.J. Meredith, J.B. Massey, *Fundamental Physics of Radiology*, Caps. VI, VII, IX, X, XII, Bristol, John Wiley and Sons Ltd., (1968).
- (13) H.E. Johns, *The Physics of Radiology*, Caps. V, VI, VII, C.C. Thomas, Springfield, Illinois, U.S.A. (1966).
- (14) J.R. Cunnighan, H.E. Johns, *The Physics of Radiology*, Cap. 7. C.C. Thomas, Springfield, Illinois, U.S.A. (1969).
- (15) L.G. Christophoron, *Atomic and Molecular Radiation Physics*, Cap. II, John Wiley and Sons Ltd., New York, (1971).
- (16) J.B. Massey, Photon Dosimetry, *International Seminar on Medical Physics Teresópolis*, Rio de Janeiro (1977).
- (17) K. Becker, *Solid State Dosimetry*, Cap. II, CRC Press, Ohio, U.S.A. (1973).
- (18) Organisation International de Normalization, *Comite Technique ISO/TC "Energie Nucleaire"*, Protection Contre les Rayonnements, (1973).
- (19) F. Wachsmann, G. Drexler, *Graphs and Tables for Use in Radiology*, Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, New York (1976).
- (20) Joseph G. Bellian, *Reproducible Thermoluminescent Dosime*

try with the Victoreen System, Victoreen Instrument Division, Ohio, U.S.A.

- (21) D.R. Write, The Formulation of Substitute Materials with Predetermined Characteristics of Radiation Absorption and Scattering, Thesis of Doctor of Philosophy, University of London, (1974).
- (22) R.G. Jorgerund, W. Hübner, *Dosimetrie und Strahlenschutz*, Cap. VI, Georg Thieme Verlag Stuttgart, (1974).
- (23) *International Commission on Radiation Units and Measurements*, ICRU Report 23, Measurement of Absorbed Dose in a Phantom Irradiated by a Single Beam of X or Gamma Ray, Washington, (1973).
- (24) E.D. Trout, J.P. Kelly, A.C. Lucas, Determination of Half Value Layer, *American Journal of Roentgenology*, 84 (1960) 729.
- (25) R.D. Evans, *The Atomic Nucleus*, Cap. 26, McGraw Hill (1965).
- (26) *International Commission on Radiation Units and Measurements*, ICRU Report 21, Radiation Dosimetry: Electrons with Initial Energies Between 1 and 50 MeV, Washington, (1970).
- (27) B. Rossi, *High Energy Particles*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, New Jersey (1952).
- (28) E. Fermi, Nuclear Physics, *Notas de Aula*, Cap. 11, The University of Chicago Press, (1951).