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

**UM NOVO DOSÍMETRO DE ELETRETO
PARA RADIOTERAPIA**

LAURA NATAL RODRIGUES

Dissertação apresentado ao Instituto de Física e Química de São Carlos, para obtenção do título de Mestre em Física Aplicada.

Orientador: Prof.Dr.Sergio Mascarenhas Oliveira

Departamento de Física e Ciência dos Materiais

São Carlos - 1985

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO DE _____

Laura Natal Rodrigues

APRESENTADA AO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS, DA
UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO, EM 12 DE agosto DE 1985.

COMISSÃO JULGADORA:

Dr. Sergio Mascarenhas

- Orientador

Dr. Guilherme Fontes Leal Ferreira

Dr. Thomaz Ghilardi Neto

*A meus pais por todo incentivo,
carinho e dedicação, sem os quais
não teria sido possível a reali-
zação deste trabalho.*

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Dr. Sérgio Mascarenhas - Orientador, pela idéia inicial e acompanhamento durante todo o desenvolvimento do trabalho.

Ao Prof. Dr. John R. Cameron, pelas discussões teóricas e colaboração na análise dos resultados.

Ao Prof. Dr. Bernard Gross, por seus ensinamentos e pelas sugestões dadas durante o decorrer do trabalho.

Ao Prof. Dr. Robert L. Zimmerman, pelo estímulo e amizade.

Aos Profs. Guilherme Fontes Leal Ferreira, René A. Moreno e José Alberto Giacometti, pela ajuda e colaboração dadas.

Ao Dr. Carlos Eduardo de Almeida, pelas sugestões, pelo incentivo e apoio dados ao meu trabalho.

Aos físicos Paulo Mota Craveiro, Homero Lavieri Martins e demais colegas do Serviço da Radioterapia da Beneficência Portuguesa de São Paulo, pela ajuda, colaboração e amizade.

Aos Profs. Otaciro R. Nascimento e Rosemary Sanches, do Laboratório de Biofísica do IFQSC, pelo apoio, incentivo e amizade.

A Salvador B. Sanches Vera e Derminda Isabel de Moraes pela colaboração na parte técnica do trabalho e pelo carinho que sempre recebi.

Aos colegas Adelaide, Ignez, Aparecido, Ozien, Silvério e demais colegas do Laboratório de Biofísica e Dosimetria pela sua amizade.

A Shirley Moreira Murray pelo excelente trabalho de datilografia.

Este trabalho foi realizado com o apoio financeiro do CNPq, CAPES, AIEA, CNEN e FINEP.

ÍNDICE

Lista de figuras e tabelas	i
Resumo	v
Abstract	vi
Prefácio	vii
Contribuições da presente tese	viii
 CAPÍTULO I - NOÇÕES BÁSICAS DE DOSIMETRIA	 1
1 - Introdução	1
1.1 - Princípios Gerais	6
1.1.1 - Interação da radiação com a matéria ...	8
1.1.1.1 - Introdução	8
1.1.1.2 - Efeito fotoelétrico	10
1.1.1.3 - Efeito Compton	12
1.1.1.4 - Produção de pares	14
1.2 - Medida da radiação: grandezas e unida- des	16
1.3 - Teoria da cavidade	16
1.3.1 - Introdução	16
1.3.2 - Hipóteses básicas	18
1.3.3 - Dimensões da cavidade	18
1.3.4 - Medida da dose absorvida	21
1.4 - Câmara de ionização	22
1.4.1 - Equilíbrio eletrônico	22
1.4.2 - Características gerais	23
1.4.2.1 - Dimensões e forma da cavidade	24
1.4.2.2 - Materiais para a parede e o gás	24
1.4.2.3 - Espessura da parede	24
1.4.2.4 - Anéis de guarda	25
1.4.3 - Coleta de íons	25
1.4.3.1 - Curva de saturação	25
1.4.3.2 - Recombinação geral	26

	1.5 - Dosímetro termoluminescente	27
CAPÍTULO	II - A RADIOTERAPIA E SEUS PROBLEMAS DE DOSIMETRIA	29
	2.1 - Princípios Gerais	29
	2.1.1 - Dosimetria dos campos de radiação	30
	2.1.1.1 - Superfície espalhadora, fator de retro-espalhamento	30
	2.1.1.2 - Percentagem de dose profunda (PDP)	33
	2.1.1.3 - Relação tecido-ar (TAR)	33
	2.1.1.4 - Curvas de Isodose	36
	2.2 - Calibração	36
	2.2.1 - Introdução	36
	2.2.2 - Determinação da dose absorvida	37
	2.2.3 - Incerteza na determinação da dose absorvida	40
CAPÍTULO	III - MÉTODO EXPERIMENTAL	42
	3.1 - Descrição e desenho do dosímetro de eletreto	42
	3.1.1 - Dosímetro de eletreto cilíndrico (DEC). ..	42
	3.1.2 - Dosímetro de eletreto plano (DEP)	44
	3.2 - Carga do eletreto	46
	3.3 - Preparação e tratamento térmico	49
	3.4 - Calibração do dosímetro de eletreto ...	50
CAPÍTULO	IV - RESULTADOS EXPERIMENTAIS	53
	4.1 - Dosímetro de eletreto cilíndrico	53
	4.1.1 - DEC de agulha: descrição, desenho e calibração	53
	4.1.2 - Efeito do volume no DEC de agulha	56
	4.1.2.1 - Diminuição do volume do DEC com o aumento do diâmetro do eletreto	60
	4.1.2.2 - Diminuição do volume do DEC com a diminuição do diâmetro externo do dosímetro	62

4.1.3	-	Efeito da pressão no DEC de agulha	63
4.1.4	-	Conclusões	68
4.2	-	Dosímetro de eletreto plano	69
4.2.1	-	Introdução	69
4.2.2	-	Dependência da sensibilidade do DEP com as condições de carregamento do eletreto	71
4.2.3	-	Dependência da sensibilidade do DEP com o volume	74
4.2.4	-	Dependência da sensibilidade do DEP com o material da parede	79
4.2.5	-	Estabilidade do dosímetro de eletreto plano	91
4.2.6	-	Intercomparação entre o DEP de aço inox e o sistema dosimétrico Baldwin-Farmer	94
4.2.7	-	Dosímetro múltiplo de eletreto	102
4.3	-	Conclusões gerais	108
Sugestões para trabalhos futuros			109
Referências Bibliográficas			110

LISTA DE FIGURAS E TABELAS

	pag.
Figura 1 - Modelo de bandas para isolantes	3
Figura 2 - Importância relativa dos efeitos da interação da radiação com a matéria	9
Figura 3 - Distribuição angular dos fotoelétrons	11
Figura 4 - Diagrama esquemático do efeito Compton	14
Figura 5 - Coeficientes de absorção para o processo Compton	14
Figura 6 - Mecanismo de produção de pares e de aniquilamento de pósitrons	14
Figura 7 - Representação esquemática dos processos envolvidos na dosimetria termoluminescente	28
Figura 8 - Diagrama ilustrativo para os conceitos de superfície retro-espalhadora e percentagem de dose profunda	31
Figura 9 - Diagrama ilustrativo da definição de retro-espalhamento	31
Figura 10 - Variação do fator de retro-espalhamento com a qualidade da radiação para vários campos circulares	34
Figura 11 - Curvas de isodose para um mesmo tamanho de campo e várias profundidades	34
Figura 12 - Esquema do dosímetro de eletreto cilíndrico	43
Figura 13 - Dosímetro de eletreto cilíndrico com sistema de leitura associado	43
Figura 14 - Desenho do dosímetro de eletreto plano de alumínio	45
Figura 15 - Dosímetro de eletreto plano com sistema de leitura associado	45

pag.

Figura 16 - Carregamento do eletreto: sistema de descarga co	
rona no ar	48
Figura 17 - Circuito equivalente do DEP	48
Figura 18 - Reprodutibilidade de DEC de agulha (DEC 2 - PVC)	57
Figura 19 - Reprodutibilidade do DEC de agulha (DEC 2 - luci	
te)	58
Figura 20 - Reprodutibilidade do DEC de agulha (DEC 1 - luci	
te)	59
Figura 21 - Dependência volumétrica do DEC	64
Figura 22 - Curvas de calibração do DEC em função da pressão	
no interior do DEC, durante a irradiação	66
Figura 23 - Dependência da sensibilidade do DEC em função	
da pressão	67
Figura 24 - Variação da sensibilidade do DEP com as condi	
ções de carregamento do eletreto, para um mesmo	
DEP	72
Figura 25 - Variação da sensibilidade do DEP com as condi	
ções de carregamento do eletreto para vários DEP	73
Figura 26 - Curvas de calibração do DEP de 6 mm de espaçamen	
to	75
Figura 27 - Curvas de calibração do DEP de 3 mm de espaçamen	
to	76
Figura 28 - Curvas de calibração do DEP de 1 mm de espaçamen	
to	77
Figura 29 - Dependência volumétrica do DEP	78
Figura 30 - Esquema do DEP de latão	81
Figura 31 - Curvas de calibração do DEP de latão	82
Figura 32 - Esquema do DEP de aço inox	84
Figura 33 - Sistema de leitura do DEP de aço inox	85

Figura 34 - Reprodutibilidade do DEP de aço inox	86
Figura 35 - Dependência da sensibilidade do DEP em função do Z do material da parede	87
Figura 36 - Determinação da atenuação da parede para o alu- mínio e o aço inox	89
Figura 37 - Decaimento do DEP de alumínio	92
Figura 38 - Decaimento do DEP de aço inox	93
Figura 39 - Reprodutibilidade do DEP de aço inox sem trata- mento térmico (IFQSC)	96
Figura 40 - Reprodutibilidade do DEP de aço inox sem trata- mento térmico (Beneficência)	97
Figura 41 - Reprodutibilidade do DEP de aço inox com trata- mento térmico (IFQSC)	99
Figura 42 - Reprodutibilidade do DEP de aço inox com trata- mento térmico (HCRP)	101
Figura 43 - Procedimento experimental para a medida da uni- formidade do campo de radiação	103
Figura 44 - Esquema do dosímetro múltiplo de eletreto	105
Figura 45 - Determinação da uniformidade do campo por meio do DEP	107

Tabela I	- Grandezas físicas e unidades usadas em Dosimetria	17
Tabela II	- Fator de correção f de acordo com a teoria de Burlin	21
Tabela III	- Dependência volumétrica do DEC	61
Tabela IV	- Campo elétrico coletor no DEC	62
Tabela V	- Variação da sensibilidade do DEC em função do diâmetro do dosímetro e do eletreto	63
Tabela VI	- Dependência da sensibilidade do DEP com as condições de carregamento do eletreto	71
Tabela VII	- Dependência da sensibilidade do DEP com o volume	79
Tabela VIII	- Características do DEP de alumínio	80
Tabela IX	- Cálculo do alcance dos elétrons secundários em vários materiais	88
Tabela X	- Estudo da sensibilidade do DEP em termos da atenuação da parede	90
Tabela XI	- Resumo dos resultados da intercomparação entre o DEP de aço inox e o dosímetro Baldwin-Farmer	95
Tabela XII	- Análise dos resultados do DEP de aço inox sem tratamento térmico	98
Tabela XIII	- Sensibilidade do DEP de aço inox com tratamento térmico (IFQSC)	100
Tabela XIV	- Sensibilidade do DEP de aço inox com tratamento térmico (HCRP)	100

RESUMO

Neste trabalho apresentamos os resultados obtidos com um novo dosímetro de eletreto plano para uso em Radioterapia. O princípio de funcionamento do dosímetro de eletreto se baseia na utilização do campo do eletreto como o campo coletor de íons, em um sistema análogo ao da câmara de ionização, e ainda, como um detector para a carga integrada.

O modelo inicial do dosímetro possuía uma geometria cilíndrica. Através das curvas de calibração deste dosímetro, onde analisamos a sensibilidade, reprodutibilidade, estabilidade e, ainda, a dependência da sensibilidade com o volume e a pressão, concluímos que para aumentar a sua faixa útil de exposição, deveríamos construir um dosímetro com geometria plana.

Estudamos a dependência da sensibilidade do dosímetro plano com as condições de carregamento do eletreto, volume da câmara e material da parede (alumínio, latão e aço inox) e os melhores resultados foram obtidos com o dosímetro de aço inox. Comparamos o comportamento deste sistema dosimétrico com um dosímetro Baldwin-Farmer, comumente usado em Radioterapia e verificamos que os resultados se mostraram satisfatórios. As características finais deste dosímetro são as seguintes: sensibilidade de 10^{-13} C/R, volume de 0.20 cm^3 , reprodutibilidade de 5% e alcance máximo de exposição de 700 R.

Finalmente, desenvolvemos um dosímetro múltiplo de eletreto para a medida da uniformidade do feixe de radiação para um aparelho de Cobaltoterapia. Os resultados da sua intercomparação com o dosímetro Baldwin-Farmer apresentaram uma variação máxima de 3%.

ABSTRACT

This work presents the results obtained with a new plane electret dosimeter for use in Radiotherapy. The working principle of the electret dosimeter is based on the use of the electret field the ion collecting field, similarly to an ionization chamber, and as charge integrator detector.

The dosimeter had, initially, a cylindrical geometry. The results attained with its calibration curve concerning the sensitivity, the stability and the reproducibility lead to changes in the dosimeter geometry. A plane geometry dosimeter was built in order to increase the useful exposure range.

The plane dosimeter sensitivity dependence was measured versus the electret charging conditions, the chamber volume and wall material (aluminium, brass and stainless steel). The stainless steel dosimeter showed the best results. This dosimeter has the following characteristics: sensitivity 10^{-13} C/R, volume 0.20 cm³, reproducibility 5%, and maximum exposure range 700 R. Compared to the Baldwin-Farmer dosimeter, these results are fairly good.

A multiple electret dosimeter was developed to monitor the uniformity of the radiation beam for a Cobalt Teletherapy unit. The intercomparison with the Baldwin-Farmer unit presented a maximum variation of 3%.

P R E F Á C I O

De acordo com um levantamento realizado pela Campanha Nacional de Combate ao Câncer em novembro de 1982, existem no Brasil 98 unidades de Cobalto-60 e 47 aceleradores lineares. Diante disto, procuramos desenvolver uma instrumentação dosimétrica baseada em eletretos aplicada no controle de qualidade de cobaltoterapia. Pretendemos, no futuro, ampliar a sua utilização para os outros aparelhos de terapia. Este sistema permite determinar o fator de calibração em um "phantom" sólido, a 5 cm de profundidade, em que um dos dosímetros é posicionado no raio central do campo de radiação e, os restantes, são colocados de forma a medir a uniformidade do campo. Com isto, pode-se verificar estes parâmetros diariamente (antes do paciente ser submetido ao tratamento radioterápico) e, no caso de haver um desvio maior do que os limites de tolerância em Radioterapia (cerca de $\pm 3\%$), faz-se então uma verificação com o sistema dosimétrico usual (câmara de ionização tipo dedal). Desta forma, procuramos facilitar o trabalho do físico médico, além de permitir um acompanhamento constante do desempenho do aparelho de terapia em questão.

O Laboratório de Biofísica e Dosimetria do IFQSC continua o seu programa de desenvolvimento em Física Aplicada, em particular à Medicina, baseada em uma tecnologia nacional e com tradição de pesquisa básica também brasileira. Julgamos uma feliz coincidência se comemorar neste ano o 80º aniversário do Prof. Bernard Gross, pioneiro em pesquisa básica em eletretos.

CONTRIBUIÇÕES DA PRESENTE TESE

- 1 - Novo sistema dosimétrico para Radioterapia usando um dosímetro de eletreto plano.
- 2 - Estudos da sensibilidade, reprodutibilidade e estabilidade do dosímetro de eletreto plano.
- 3 - Novo sistema de dosímetro de eletreto plano múltiplo para medida da uniformidade do campo de radiação em Cobaltoterapia.
- 4 - Tal sistema pode servir para programas de intercomparação conforme proposto a AIEA (contrato nº 3797/RB).

CAPÍTULO I

NOÇÕES BÁSICAS DE DOSIMETRIA

1 — Introdução

Antes de ser introduzida a utilização do dosímetro de eletreto é conveniente introduzir o conceito de eletreto. A palavra "eletreto" foi criada em 1885 por Heaviside para definir uma polarização elétrica "quase-permanente"¹. O primeiro trabalho experimental com eletretos foi feito em 1919 por Eguchi, o qual verificou que a condutividade elétrica de ceras naturais aumentava consideravelmente com a temperatura e que, no estado líquido, ela era muito maior do que no estado sólido. Ele concluiu que, solidificando-se um dielétrico líquido, submetido a um campo elétrico intenso, era possível "congelar" os portadores de carga, deslocados ou orientados em posições fixas, e criar então um dielétrico que produzisse um campo elétrico intrínseco uniforme, após a remoção do campo aplicado originalmente para polarizá-lo. Ele verificou também que esta polarização era um fenômeno volumétrico pois, quando as superfícies de um dos eletretos era cortada, o campo original da secção residual era reduzido temporariamente, mas recuperava seu valor original.

Um dielétrico torna-se um eletreto quando sua razão de decaimento se torna tão pequena que uma fração significativa do campo induzido fica preservada depois do campo de polarização ter sido removido. O armazenamento de cargas e as propriedades de transporte de dielétricos irradiados podem ser analisados em termos de um modelo de bandas, desenvolvido primeiramente para fotocondutores². Nos semi-condutores, a condução é explicada por um modelo de condução, isto é, em bandas de condução para elétrons e em banda de valência para buracos. Nos isolantes, este modelo se aplica somente em dimensões microscópicas, uma vez que suas espessuras geralmente são pequenas (da ordem de micra). Introdu-

zem-se então estados localizados (representando as irregularidades de estrutura, falhas e lacunas), que funcionam como armadilhas quando não estão ocupadas por portadores carregados e como centros de recombinação quando estão ocupadas por portadores.

Estas armadilhas podem ser imaginadas como níveis discretos, tanto em energia quanto em posição, que se localizam na região da zona proibida, situada entre as bandas de condução e de valência. A presença de tais níveis pode ser causada pelas impurezas existentes ou por defeitos na estrutura do material³. Elas são capazes de reter os portadores por um tempo determinado e depois devolvê-los à banda de condução por intermédio de um processo de ativação puramente térmico. Em alguns casos, a ativação é favorecida pela presença de um campo elétrico intenso.

No caso geral de condução bipolar, os elétrons e buracos são móveis. Será considerado aqui somente o caso de condução monopolar, em que um dos portadores é imóvel (no caso os elétrons) porque ele é imediatamente capturado em armadilhas, servindo somente para centros de recombinação, enquanto que os buracos são móveis.

A figura 1 mostra o modelo desenvolvido. Neste modelo, os elétrons podem cair nos níveis de armadilhas profundas não saindo mais, pois a energia de ativação será muito grande. O número de portadores na região de armadilhas rasas é maior do que o número de portadores na banda de valência. A recombinação ocorre quando os buracos chegam até o nível de armadilhas profundas para elétrons.

A carga do eletreto pode ser constituída de cargas reais (camadas de carga superficiais ou cargas espaciais), ou de uma polarização "verdadeira" (alinhamento de dipolos "congelados"), ou ainda uma combinação desses fatores. Geralmente, a carga líquida de um eletreto é nula ou próxima de zero e seus campos elétricos são devidos à separação de carga e não provocada por uma carga líquida.

Figura 1 - Modelo de bandas para isolantes; C: banda de condução; V: banda de valência; F-F: nível de fermi "dark"; A-A: nível de fermi eletrônico (sob foto-excitação); B-B: nível de fermi vazio (sob excitação); E: armadilhas rasas para elétrons; H: armadilhas rasas para buracos; G: centros de recombinação, armadilhas profundas; 1: foto-excitação da molécula; 2: elétron preso em armadilha rasa é ativado termicamente até a banda de condução e recombina em um centro de recombinação; 3: elétron preso em armadilha rasa é ativado termicamente até a banda de condução, sendo capturado em uma armadilha profunda; 4: buraco preso em armadilha rasa um elétron da banda de valência e recombina em um centro de recombinação; 5: buraco preso em armadilha rasa recebe um elétron da banda de valência e é capturado em uma armadilha profunda. A figura mostra o movimento do portador sob um campo elétrico aplicado⁴.

Muitos dielétricos, inclusive os polímeros, contêm moléculas que têm um momento elétrico. A aplicação de um campo elétrico tende a alinhar estes dipolos elementares ao longo da sua direção e produzir então um momento elétrico, originando assim uma polarização dipolar que é essencialmente um efeito de volume. Todos os dielétricos contêm um número pequeno de portadores de cargas livres, íons ou elétrons ou ambos. Um campo elétrico tende a separar as cargas positivas das negativas, movendo-as em direção aos eletrodos. A estrutura de alguns dielétricos não é homogênea; quando existem várias armadilhas distribuídas irregular-

mente em profundidades diferentes, os portadores podem se mover na direção do campo até que eles caiam dentro de armadilhas profundas nas quais eles não têm energia suficiente para escapar, a não ser que eles sejam reativados por um aumento de temperatura. Pode ser produzida também uma polarização pela deposição ou injeção de portadores de carga, sendo que a deposição de cargas iguais e opostas sobre as superfícies opostas de um dielétrico produz uma polarização "externa".

Os vários tipos de eletretos conhecidos atualmente são definidos a partir do método físico pelo qual eles foram criados podendo ser térmico (termoeletreto), ótico (fotoeletreto), isotérmico por descarga corona, por contato líquido, por injeção de feixes de partículas (elétrons ou íons), ou ainda, através de radiação penetrante (raios-X ou gama).

A utilização de eletretos em dosimetria foi sugerida primeiramente por B. Gross⁴. Vários métodos de dosimetria da radiação são baseados nos processos de interação entre a radiação eletromagnética e a polarização interna e campos de carga espacial nos dielétricos. Desde então, vários trabalhos têm sido publicados^{4,5,6,7,8,9,10,11}. No entanto, a introdução do dosímetro de eletreto sob a forma de câmara de ionização cilíndrica é dada a Miazdrikov⁵, Wolfson e Dymont⁵, Mascarenhas e Zimmerman¹⁰, Cameron e Mascarenhas¹¹ e outros^{12,13}.

Desde então, o grupo de São Carlos vem estendendo o uso do D.E. (dosímetro de eletreto) para vários tipos de radiação, tais como raios-X e γ ^{10,11}, neutrons^{13,14}, partícula beta¹⁵ e alfa¹⁶, bem como para várias aplicações: dosimetria pessoal¹², sistema com puterizado¹⁷, aplicações à Radioterapia (presente tese). Novos métodos de carregamento foram também introduzidos em São Carlos, com raios-X e alfa¹⁶.

O objetivo desta dissertação é desenvolver um instrumento baseado em eletretos para uso em Radioterapia e outras a-

plicações similares, como eventualmente gamagrafia industrial.

Como tínhamos uma experiência de vários anos como física médica na área de Radioterapia, nos foi proposto pelo prof. Mascarenhas em trabalho para avaliar, desenvolver e construir uma instrumentação dosimétrica com eletretos para uso ser utilizado em Radioterapia.

Os problemas de dosimetria ligados a Radioterapia, mencionados anteriormente, é que motiva a realização deste trabalho para desenvolver um dosímetro de eletreto com o objetivo de atender às necessidades de dosimetria, para radiação gama de ^{60}Co e que são descritos nos próximos capítulos.

O princípio de funcionamento do DE se baseia na utilização do campo do eletreto como campo coletor de íons, em um sistema análogo ao da câmara de ionização, ou ainda, como um detector para a carga integrada após a exposição à radiação. A descrição do DE para Radioterapia, bem como sua preparação (carga e tratamento térmico) e calibração serão tratados neste trabalho.

O processo de construção de tal dosímetro foi constituído de várias etapas, sendo elas as seguintes:

1) estudo do comportamento do dosímetro de eletreto cilíndrico (DEC) para um campo de radiação gama de ^{60}Co ;

2) devido ao fato de se alcançar somente linearidade para baixas exposições, houve necessidade de se fazer novas tentativas para se conseguir linearidade para exposições maiores, através de variações de volume e de pressão;

3) uma vez que as alterações desejadas não foram significativas, a geometria do DE cilíndrica foi modificada para uma geometria plano-paralela e com isso verifica-se que esta modificação atendeu às expectativas de tentar alcançar altas exposições;

4) estudo da variação do dosímetro de eletreto plano (DEP) para vários espaçamentos da câmara, para um mesmo material da parede;

5) análise do comportamento de DEP para vários materiais da parede (alumínio, latão, aço inox) a fim de melhorar a precisão mecânica e, conseqüentemente, a reprodutibilidade, para obter uma precisão total que estivesse em torno de 2%, que é a precisão aceitável para câmaras de ionização utilizadas em Radioterapia;

6) realização de um tratamento térmico do eletreto após o carregamento, com o objetivo de aumentar a estabilidade do eletreto e obter assim uma reprodutibilidade do dosímetro de eletreto constante ao longo do tempo.

1.1 — Princípios Gerais

Definem-se as radiações ionizantes¹⁸ como sendo aquelas capazes de ionizar a matéria diretamente ou então através da ação de alguma radiação secundária. As radiações ionizantes são classificadas em 2 tipos: as radiações diretamente ionizantes são partículas carregadas (elétrons, prótons, etc.) que têm energia cinética suficiente para produzir ionização por colisão; por outro lado, as radiações indiretamente ionizantes são partículas não-carregadas (neutrons, fótons, etc.) que podem liberar partículas diretamente ionizantes ou que podem iniciar transformações nucleares.

A ionização ocorre quando uma energia adequada é transferida para o material, liberando elétrons dos átomos ou moléculas. A excitação consiste em elevar um átomo ou molécula para um estado de energia maior por meio da radiação, não fornecendo energia suficiente para permitir o escape de um elétron.

Geralmente, as partículas carregadas produzem ionização e excitação através de interações diretas de forças coulombianas com os elétrons do material que está sendo atravessado. Já a radiação eletromagnética interage por processos nos quais partí-

culas carregadas secundárias (geralmente elétrons) são gerados e estes, por sua vez, produzem a maior parte da excitação e ionização.

Tanto os raios-gama quanto os raios-X são radiações eletromagnéticas mas se distinguem pela maneira pela qual eles são originados: os raios-gama são produzidos em reações nucleares onde um núcleo pode passar de um estado excitado para um outro menos excitado enquanto que os raios-X são gerados quando elétrons acelerados atingem um alvo sólido. A excitação ou remoção dos elétrons orbitais, que precede a produção de raios-X, pode ser acompanhada pelos seguintes processos: conversão interna e captura de elétron, além do espalhamento inelástico de outros elétrons.

A propriedade básica da absorção da radiação eletromagnética consiste no decréscimo exponencial na intensidade da radiação quando um feixe de fótons homogêneo passa através de uma placa fina de um dado material. Quando um feixe de fótons de intensidade I incide sobre uma placa de espessura Δx , a mudança na intensidade do feixe ao passar através da placa é proporcional à espessura e à intensidade da radiação incidente, isto é,

$$\Delta I = -\mu I \Delta x \quad (I-1)$$

onde a constante de proporcionalidade μ é chamada de coeficiente de absorção linear. Esta equação é válida nas seguintes condições: (1) os fótons são monoenergéticos, ou seja, o feixe é homogêneo; (2) o feixe é colimado e tem um pequeno ângulo sólido; (3) o absorvedor é "fino".

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (I-2)$$

1.1.1 — Interação da radiação com a matéria

1.1.1.1 — Introdução

Na interação da radiação (fótons) com a matéria^{19,20,21}, a natureza do processo que pode ocorrer depende da energia da radiação, do número atômico do material mas independe da origem do fóton. Podem ocorrer dois fenômenos: espalhamento e absorção. O primeiro envolve o desvio da energia do fóton incidente enquanto que a absorção se relaciona com a conversão da energia do fóton incidente em energia cinética de partículas carregadas e a subsequente dissipação desta energia em colisões ao longo de suas trajetórias.

Os mecanismos pelos quais a radiação interage com a matéria são os seguintes: interação com elétrons atômicos; interação com núcleons; interação com o campo elétrico em torno do núcleo ou dos elétrons; interação com o campo do méson ao redor dos núcleons. Os efeitos resultantes dessas interações são: absorção completa; espalhamento elástico (coerente); espalhamento inelástico (incoerente). A combinação desses tipos de interação com os efeitos resultantes fornece todos os possíveis processos pelos quais a radiação eletromagnética pode ser absorvida ou espalhada.

A interação da radiação com a matéria pode ocorrer com o átomo como um todo (efeito fotoelétrico e espalhamento Rayleigh), ou com um elétron no átomo (efeito Compton e produção de pares no campo de um elétron), ou então com o núcleo atômico (produção de pares, fotodesintegração, etc.). A probabilidade de ocorrer cada um destes processos é proporcional ao coeficiente de atenuação linear μ por centímetro percorrido no absorvedor, sendo que a fração de fótons incidentes que passam através de uma espessura x de absorvedor, cuja densidade é ρ , sem que haja uma interação de qualquer espécie, é dada por $\exp(-\mu x)$ ou $\exp-(\mu/\rho) \cdot (\rho x)$, onde ρ é a densidade do meio e μ/ρ é o coeficiente de atenuação de massa.

Os principais processos que ocorrem na faixa de energia de 0.01 a 10 MeV consistem no efeito fotoelétrico, efeito Compton e produção de pares. Na figura 2 temos a predominância de cada um destes processos para esta faixa de energia (de 0.01 a 10 MeV). Para qualquer Z , o efeito Compton predomina para energias entre 0.8 e 4 MeV; para materiais de baixo Z , o efeito Compton prevalece sobre uma grande faixa de energia. Já para Z maiores, a interação fotoelétrica é dominante para energias bem pequenas enquanto que a produção de pares é predominante para energias altas (em torno de 10 MeV). A seguir, faremos uma descrição desses principais processos de interação da radiação com a matéria.

Figura 2 - Importância relativa dos três maiores efeitos de absorção de radiação eletromagnética (20)

1.1.1.2 - Efeito fotoelétrico

Neste processo, toda a energia primária $h\gamma$ do fóton incidente é absorvida pelo átomo colidido e um elétron (geralmente da camada K ou L) é emitido pelo átomo com uma energia cinética T , dada por

$$T = h\gamma - B_e \quad (I-3)$$

onde B_e é a energia de ligação do elétron antes de ser emitido pelo átomo.

Como a absorção do fóton pelo átomo é total, o momento é conservado pelo recuo de todo o átomo residual. Além disto, é de se esperar que os elétrons que estão mais fortemente ligados ao átomo tenham uma probabilidade maior de absorver um fóton que está incidindo sobre o mesmo.

A energia B_e é prontamente emitida pelo átomo residual sob a forma de raios-X característicos e elétrons Auger provenientes do preenchimento da vacância na camada interna e que serão localmente absorvidos devido à sua baixa energia.

Geralmente, o processo de absorção fotoelétrica aumenta com o aumento do número atômico do absorvedor e diminui com o aumento da energia da radiação. Como todo o átomo participa da interação, as interações fotoelétricas são descritas por uma seção de choque atômica a_τ , dada por

$$a_\tau \approx \text{cte} \frac{Z^4}{(h\nu)^3} \quad (I-4)$$

Já o coeficiente de absorção de energia $a_{\tau en}$ é dado pelo produto da energia absorvida pelo coeficiente de atenuação linear atômico a_τ , isto é,

$$a_{\tau en} = \frac{h\nu - B_e}{h\nu} \cdot a_\tau \quad (I-5)$$

Figura 3 - Distribuição angular dos fotoelétrons (21)

E o coeficiente de transferência de energia a_{tr}^τ é dado por

$$a_{tr}^\tau = \left(1 - \frac{\delta}{h\nu}\right) a^\tau \quad (I-6)$$

Por outro lado, a distribuição angular dos fotoelétrons por unidade de ângulo sólido para o caso não-relativístico, é proporcional a

$$\frac{dN}{d\Omega} = \frac{\text{sen}^2\theta}{(1 - \beta\cos\theta)^4} \quad (I-7)$$

onde θ é o ângulo entre o fóton e o fotoelétron (fig. 3).

1.1.1.3 – Efeito Compton

Enquanto que o processo fotoelétrico pode ocorrer somente com um elétron ligado, o efeito Compton, por sua vez, pode ocorrer com um elétron livre ou menos ligado. Neste processo, um fóton de energia $h\nu$ colide com o elétron para produzir um elétron de recuo em um ângulo θ e um fóton espalhado com uma energia reduzida $h\nu'$, com um comprimento de onda maior a um ângulo ψ (fig. 4). O elétron de recuo tem uma massa m e uma velocidade β , sendo que

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad \beta = \frac{v}{c} \quad (I-8)$$

Pelas leis de conservação de energia e de momento temos que:

$$h\nu = h\nu' + T \quad (I-9)$$

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} \cos\theta + p \cos\psi \quad \text{no eixo } x$$

$$0 = \frac{h\nu'}{c} \text{sen}\theta - p \text{sen}\psi \quad \text{no eixo } y \quad (I-10)$$

A partir destas equações, obtemos as seguintes relações:

$$\Delta \lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \theta) \quad \text{Deslocamento Compton} \quad (\text{I-11})$$

$$h\nu' = \frac{m_0 c^2}{1 - \cos \theta + (m_0 c^2 / h\nu)} \quad \text{Energia do fóton espalhado} \quad (\text{I-12})$$

$$T = h\nu \frac{\alpha (1 - \cos \theta)}{1 + \alpha (1 - \cos \theta)}, \quad \alpha = \frac{h\nu}{m_0 c^2} \quad \text{Energia do elétron} \quad (\text{I-13})$$

$$T_{\text{máx}} = \frac{h\nu}{1 + (1/2\alpha)} \quad \text{Energia máxima transferida} \quad (\text{I-14})$$

$$\cotg \psi = (1 + \alpha) \frac{(1 - \cos \theta)}{\sin \theta} = (1 + \alpha) \tg \frac{\theta}{2} \quad \text{Relação entre } \theta \text{ e } \psi \quad (\text{I-15})$$

Uma vez que o efeito Compton envolve o fóton com um elétron livre, a probabilidade de ocorrer uma colisão vai depender da quantidade de elétrons por grama do material bem como da densidade eletrônica do meio no qual os fótons se propagam. Como a maioria dos materiais têm aproximadamente o mesmo número de elétrons por grama (exceto o Hidrogênio), então a absorção por grama, pelo processo Compton é praticamente a mesma para todos os materiais, ou seja, independe do número atômico do material.

O coeficiente de transferência de energia (σ_{tr}) e o coeficiente de espalhamento (σ_s) são dados pelas seguintes relações:

$$\sigma_{tr} = \frac{\bar{E}_{tr}}{h\nu} \sigma \quad (\text{I-16})$$

$$\sigma_s = (1 - \frac{\bar{E}_{tr}}{h\nu}) \sigma \quad (\text{I-17})$$

onde $\bar{E}_{tr}$ é a energia média dada pelo elétron de recuo no processo de espalhamento Compton e σ é o coeficiente de atenuação Compton, sendo que $\sigma = \sigma_{tr} + \sigma_s$.

Por sua vez, o coeficiente de absorção de energia, σ_{en} para o efeito Compton é igual ao coeficiente de transferência de energia (σ_{tr}) para materiais de baixo Z e para energias maiores do que cerca de 2 MeV. Para altas energias, σ_{en} é um pouco menor do que σ_{tr} (fig. 5). Verifica-se que o efeito Compton diminui

Figura 4 – Colisão entre um fóton de energia $h\nu$ com um elétron livre no efeito Compton (21)

Figura 5 – Coeficiente Compton total σ_t , coeficiente espalhado σ_s e coeficiente de absorção verdadeiro σ_a , para um elétron livre em função da energia do fóton (21)

Figura 6 – Mecanismo de Produção de Pares e de Aniquilamento de pósitrons (21)

com o aumento da energia, sendo que em média, a fração de energia transferida em energia cinética por colisão aumenta com o aumento da energia do fóton, da mesma forma que a fração de energia espalhada é grande para fótons de baixa energia e é muito pequena para fótons de alta energia.

1.1.1.4 — Produção de pares

O processo de produção de pares ocorre quando a energia do fóton incidente é maior do que 1.02 MeV, onde o fóton é completamente absorvido surgindo em seu lugar um par pósitron-elétron (fig. 6), cuja energia total é exatamente igual à energia $h\nu$ do fóton incidente. Deste modo,

$$h\nu = (T_- + m_0 c^2) + (T_+ + m_0 c^2) \quad (\text{I-18})$$

onde T_- e T_+ são as energias cinéticas do elétron e pósitron respectivamente, e $m_0 c^2 = 0.511$ MeV é a energia do elétron em repouso.

Este processo ocorre somente no campo de uma partícula carregada, geralmente um núcleo atômico, apesar de ocorrer também em menor escala, dentro do campo de um elétron atômico. Para que ocorra a produção de pares dentro do campo de um núcleo, há a necessidade de que o fóton incidente tenha uma energia mínima de $h\nu = 2m_0 c^2 = 1.02$ MeV, enquanto que é preciso um mínimo de energia, $h\nu = 4m_0 c^2 = 2.04$ MeV, quando dentro do campo de um elétron atômico.

A seção de choque atômica σ_a para a produção de um par nuclear aumenta com o quadrado do número atômico e com a energia $h\nu$ do fóton. As energias cinéticas do pósitron e do negatron são distribuídas continuamente, cada uma de um mínimo de zero até um máximo de $h\nu - 2m_0 c^2$.

O coeficiente de transferência de energia η_k (ou η_{tr}) é dado pela seguinte relação:

$$\eta_k = \eta \frac{\bar{E}_k}{h\nu} \quad (\text{I-19})$$

onde $\bar{E}_k$ é a energia média por colisão que é transferida como energia cinética das partículas carregadas, onde

$$\bar{E}_k = hv - 1.02 \quad (\text{I-20})$$

ou seja,

$$\pi_k = \pi \left(1 - \frac{1.02}{hv}\right) \quad (\text{I-21})$$

onde hv é dada em MeV.

1.2 — Medida da radiação: grandezas e unidades

Na publicação número 33²² a Comissão Internacional de Unidades e Medidas da Radiação (ICRU) recomenda a utilização do Sistema Internacional de Unidades, sendo que as unidades antigas, tais como o Roentgen, rad, rem e Curie serão toleradas como unidades especiais dentro deste sistema, podendo ser utilizadas até 1985. Na tabela I, temos as principais grandezas e suas respectivas unidades usadas em dosimetria.

1.3 — Teoria da cavidade

1.3.1 — Introdução

Para medir a dose absorvida em um meio exposto à radiação ionizante é preciso introduzir no meio um dispositivo sensível à radiação, isto é, capaz de medir a ionização produzida no interior desse meio²³. No entanto, este dispositivo constitui-se em uma descontinuidade no meio uma vez que ele difere tanto em número atômico quanto em densidade em relação ao referido meio. Tal dispositivo é conhecido como uma cavidade.

Porém, ao introduzir uma cavidade no interior de um determinado meio, a dose absorvida pela cavidade geralmente será

TABELA I

Grandezas Físicas e Unidades Usadas em Dosimetria

Nome	Símbolo	Definição	Unidade S.I.	Unid. Rest.	Unidade Especial
Número de partículas	N		1		
Fluência de partículas	Φ	$\Phi = \frac{dN}{da}$	m^{-2}		
Energia de uma partícula excluída a energia de repouso	E		J		
Energia radiante incidente total (exceto energia de repouso)	R_{in}		J		
Energia radiante total emergente	R_{out}		J		
Soma de todas as variações das energias de repouso de todos os núcleons e partículas elementares emergentes	ΣQ		J		
Probabilidade de interação de uma entidade do alvo sujeito à uma fluência de partículas	P		1		
Seção de choque	σ	$\sigma = \frac{P}{\Phi}$	m^2		b
Coeficiente de atenuação de massa	$\frac{\mu}{\rho}$	$\frac{\mu}{\rho} = \frac{1}{\rho N} \frac{dN}{d\ell}$	$m^2 kg^{-1}$		
Poder de freiamento linear de massa total	$\frac{S}{\rho}$	$\frac{S}{\rho} = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{d\ell}$	$J \cdot m^2 kg^{-1}$		$eV m^2 Kg^{-1}$
Energia cedida	ϵ	$\epsilon = R_{in} - R_{out} + \Sigma Q$	J		
Dose absorvida	D	$D = \frac{d\epsilon}{dm}$	$J \cdot kg^{-1}$	Gy	rad
Exposição	X	$X = \frac{dQ}{dm}$	$C \cdot kg^{-1}$		R
Atividade	A	$A = \frac{dN}{dt}$	s^{-1}	Bq	Ci

diferente da dose absorvida pelo meio, sendo que a relação entre a dose na cavidade e a dose no meio depende do material e do tamanho da cavidade. Geralmente, assume-se que o material da cavidade difere do material do meio. Desta forma, introduz-se um dosímetro em um determinado meio e a relação entre as duas doses pode ser expressa como

$$D_m = \frac{1}{f} D_c \quad (I-22)$$

em que D_m é a dose do meio e D_c a dose na cavidade, isto é, no dosímetro. Diversas teorias da cavidade têm sido desenvolvidas a fim de avaliar as expressões para o fator de correção f^{24} .

1.3.2 — Hipóteses básicas

Todas as aproximações teóricas supõem que o tamanho da cavidade é tal que:

a) o espectro dos elétrons secundários produzido no meio (isto é, na parede da câmara) pela densidade de fluxo dos fótons primários não é alterado pela presença do material da cavidade (no caso, o gás);

b) as interações dos fótons que produzem elétrons secundários no interior da cavidade são desprezíveis;

c) a fluência dos fótons primários dentro da região na qual os elétrons secundários podem penetrar na cavidade é espacialmente uniforme.

1.3.3 — Dimensões da cavidade

No caso em que o tamanho da cavidade é grande comparado com o alcance dos elétrons secundários mais energéticos, o fator de correção f é dado por

$$f = \frac{(\mu_{en}/\rho)_c}{(\mu_{en}/\rho)_m} = \mu_m^c \quad (I-23)$$

ou seja, ele é a razão dos coeficientes de absorção de energia de massa para a cavidade e o meio respectivamente.

Quando o tamanho da cavidade for pequeno em relação ao alcance dos elétrons secundários mais energéticos f será:

$$f = \frac{\left(\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \right)_c}{\left(\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \right)_m} = S_m^c \quad (I-24)$$

que é igual a razão do poder de freiamento de colisão de massa do elétron para a cavidade e o meio. Em cada caso, os valores dos coeficientes de absorção e dos poderes de freiamento precisam ser determinados em todo o espectro de energia dos fótons ou elétrons secundários na posição dos dosímetros.

Se a cavidade for muito pequena, a sua presença não afetará o número ou a energia dos elétrons primários e secundários que atravessam o meio no local onde se encontra a cavidade. A energia absorvida E_g por unidade de massa do gás na cavidade será

$$E_g = \frac{J_g \cdot W}{e} \quad (I-25)$$

em que J_g é a carga de ionização, em coulombs, por unidade de massa do gás, W a energia média necessária para produzir um par de íons no gás e e é a carga do elétron em coulombs. Substituindo-se a cavidade cheia de gás por um volume igual do meio, então a energia absorvida E_m por unidade de massa do meio será

$$E_m = \bar{s} \cdot E_g \quad (I-26)$$

em que $\bar{s}$ é a razão dos poderes de freiamento médio do meio e do gás para elétrons atravessando a cavidade. E a dose D_m para o meio no local em que se encontra a cavidade é

$$D_m = E_m = \frac{\bar{s} \cdot J_g \cdot W}{e} \quad \text{Gy} \quad (I-27)$$

Esta expressão é conhecida como a relação de Bragg-Gray.

Consideremos agora o caso em que a dose absorvida no dosímetro é devida tanto aos elétrons gerados no meio fora do dosímetro quanto aqueles gerados dentro do próprio volume, isto é, o tamanho da cavidade é comparável ao alcance dos elétrons secundários. Segundo Burlin²⁴ f será:

$$f = d \cdot S_m^C + (1 - d) \mu_m^C \quad (\text{I-28})$$

em que d é um fator de peso calculado da seguinte forma:

$$d = \frac{1 - e^{-\beta g}}{\beta \cdot g} \quad (\text{I-29})$$

em que β é o coeficiente de atenuação de massa efetivo para os elétrons e g é o comprimento do caminho médio através do dosímetro, geralmente determinado como sendo quatro vezes o volume do dosímetro dividido pela área de sua superfície. O fator d, que depende do tamanho da cavidade, representa o quanto o fluxo de elétrons produzidos no meio é, em média, atenuado na cavidade.

No entanto, geralmente o material da cavidade difere do material do meio. A espessura da parede pode ser muito pequena comparada com o alcance dos elétrons secundários de forma que sua influência sobre a energia absorvida pelo dosímetro é desprezível; por outro lado, a espessura da parede pode ser suficientemente grande de maneira que a influência do material da parede não pode ser mais desprezível. A tabela II mostra como o fator f pode ser expresso nestes dois últimos casos, de acordo com a teoria de Burlin.

TABELA II

	$t_w \ll R$	$t_w \gg R$
$t_c \ll R$	S_m^C	$\mu_m^W \cdot S_w^C$
$t_c \approx R$	$d \cdot S_m^C + (1-d) \mu_m^C$	$\mu_m^W \cdot \left[d S_w^C + (1-d) \mu_w^C \right]$
$t_c \gg R$	μ_m^C	μ_m^C

Expressões para os fatores de correção $f = D_c/D_m$ dependendo do tamanho da cavidade (t_c) e da espessura da parede (t_w) com relação ao alcance dos elétrons secundários (R). A contribuição da parede não é facilmente determinada no caso em que $t_w \approx R^{24}$.

1.3.4 — Medida da dose absorvida

Existem duas alternativas para o cálculo teórico da razão do poder de freiamento usado em câmaras de ionização do tipo cavi-
tário, sendo que uma delas está baseada no teorema de Fano²³ que es-
tabelece o seguinte: "um meio, de uma dada composição, exposto a um
fluxo uniforme de radiação primária, o fluxo de radiação secundária
é (1) uniforme, (2) independente da densidade do meio, e (3) inde-
pendente das densidades de ponto a ponto, desde que as interações
da radiação primária e da radiação secundária com os átomos do meio
sejam ambas independentes da densidade." Este princípio possibili-
ta que uma cavidade cujas paredes sejam do mesmo material que o gás
da cavidade tenha uma razão do poder de freiamento de massa unitá-
ria, desprezando o tamanho da cavidade ou a pressão do gás, desde
que o efeito de densidade (polarização) seja desprezível. Entretan-
to, na prática, é difícil conseguir a equivalência exata da parede
da cavidade e do gás em termos de número atômico.

Assim, se uma câmara de ionização cujas paredes têm espes-
sura suficiente para assegurar que todos os elétrons originados nas

paredes entrem no volume de gás e que tenha sido calibrado em C/kg (Roentgens) para o espectro dos fótons em um meio, é colocada nesse meio e registra uma exposição de X C/kg, a dose absorvida D_{meio} no mesmo ponto, quando há equilíbrio eletrônico, será

$$D_m = f_m \cdot X \cdot A \quad f_m = \text{cte} \cdot \frac{(\mu_{\text{en}}/\rho)_{\text{meio}}}{(\mu_{\text{en}}/\rho)_{\text{ar}}} \quad (\text{I-30})$$

onde A é um fator de correção que leva em conta a perturbação no fluxo de fótons pela presença da câmara de ionização pelas perdas elétricas no meio, e $(\mu_{\text{en}}/\rho)_{\text{meio}}$ e $(\mu_{\text{en}}/\rho)_{\text{ar}}$ são os coeficientes de absorção de energia de massa do meio e do ar respectivamente e f_{meio} é o fator que converte a exposição medida em uma cavidade de ar com paredes equivalentes ao ar para a dose em um dado meio. f_m é o fator de conversão de roentgen (C/kg) para rad (Gy), cujo valor depende da qualidade da radiação e do tipo do material a ser irradiado.

1.4 — Câmara de Ionização

1.4.1 — Equilíbrio eletrônico

Para que seja possível a medida da exposição é preciso que haja equilíbrio eletrônico²¹, ou seja, os elétrons secundários produzidos pela radiação primária podem perder energia no ar por ionização fora do próprio volume de massa m onde eles foram gerados, sendo necessário então que seja operado em condições tais, que haja uma compensação entre o número de íons produzidos fora do volume de medida (pelos elétrons postos em movimento no interior do mesmo) e o número de íons produzidos no interior do volume (pelos elétrons secundários gerados fora do mesmo). Todos estes elétrons secundários provêm do mesmo feixe de radiação. Assim, para haver compensação entre a perda e o ganho de energia de ionização

no volume de medida em cada camada de material, deve ser produzido o mesmo número de elétrons secundários. Em uma profundidade menor do que o alcance máximo dos elétrons secundários, o número de elétrons gerados em uma camada é maior do que o número de elétrons absorvidos na mesma camada, e o fluxo de elétrons secundários aumenta até uma profundidade igual ao alcance máximo dos elétrons secundários.

1.4.2 — Características gerais

As câmaras de ionização mais simples²⁵ são constituídas por um eletrodo central coletor; a parede da câmara com uma cavidade preenchida por um gás. O princípio de seu funcionamento se baseia na produção de ionização em um gás pelos pares de íons produzidos pela radiação incidente, e na coleção de todas essas cargas criadas pela ionização direta no interior do gás através da aplicação de um campo elétrico.

A escolha dos materiais, dimensões e forma da cavidade depende da finalidade para a qual a câmara será utilizada (medir exposição ou dose absorvida) bem como do tipo de radiação a ser medida, sua intensidade e sua variação no espaço e no tempo.

A câmara de ionização mais comumente usada em Radioterapia (câmara tipo dedal) é constituída por um condutor cilíndrico contendo um eletrodo central condutor, localizado no eixo da câmara e isolado dela, sendo preenchida por um gás (ar). Aplica-se então uma tensão entre a parede e o eletrodo central através de uma resistência colocada em paralelo com um capacitor, sendo que o eletrodo central se encontra em um potencial positivo em relação ao da parede da câmara. Assim, se a voltagem aplicada for variada, será possível determinar quantos pares de íons serão coletados ou quantos elétrons alcançarão o eletrodo central para uma dada ionização.

1.4.2.1 — Dimensões e forma da cavidade

A teoria de Bragg-Gray não impõe restrições para a forma geométrica da cavidade. No entanto, na teoria da cavidade, é preciso fixar um limite superior arbitrário para o espectro de energia dos elétrons que estão atravessando a câmara, e é considerado freqüentemente como sendo igual à energia de um elétron que pode atravessar a diferença do potencial entre a parede e o coletor. Além do mais, a perda de íons por recombinação é o melhor critério para estabelecer um limite superior para o espaçamento dos eletrodos.

1.4.2.2 — Materiais para as paredes e o gás

Se a câmara de ionização for feita para medir exposição, ela precisa ser feita de ar equivalente ($Z_{ef} \approx Z_{ar}$); se ela for feita para medir dose absorvida em um determinado meio, então tanto a parede quanto o gás precisam ser equivalentes para este meio. Na realidade, só existirá uma equivalência se os dois materiais tiverem o mesmo coeficiente de absorção para a radiação primária além do mesmo poder de freiam^{to}ento atômico para a radiação secundária.

1.4.2.3 — Espessura da parede

De acordo com a teoria da cavidade, uma espessura da parede igual ao alcance máximo dos elétrons secundários no material da parede, é equivalente a um meio infinito, desde que não hajam elétrons produzidos a uma distância grande tal que eles possam alcançar a cavidade. No entanto, se os elétrons secundários que forem gerados no material, na parte de fora da câmara, tiverem energias mais altas em relação aos elétrons produzidos na parede da câmara, então a parede deve ser mais espessa a fim de evitar que estes elé

trons, que fornecem uma contribuição significativa para a ionização, e assegurando assim a existência de equilíbrio eletrônico.

1.4.2.4 — Anéis de guarda

Os anéis de guarda servem para prevenir a corrente de fuga proveniente do eletrodo de alta tensão que atinge o coletor. Para evitar este efeito, o anel de guarda precisa envolver o coletor e ser mantido no mesmo potencial para que ele próprio não se torne uma fonte de corrente de fuga.

O anel é também utilizado para definir o volume, no interior da câmara de ionização, no qual os íons podem alcançar o eletrodo condutor. Para manter uma geometria plano-paralela na câmara é preciso envolver o eletrodo coletor com uma margem larga de anel de guarda para prevenir uma curvatura irregular de campo sobre o coletor.

1.4.3 — Coleta de íons

1.4.3.1 — Curva de saturação

Como a diferença de potencial entre os eletrodos de uma câmara irradiada aumenta de zero até um valor grande, a corrente coletada aumenta no início praticamente linearmente com a voltagem e depois mais lentamente, até que finalmente ela se aproxima assintoticamente da corrente de saturação para uma dada intensidade de radiação, isto é, a corrente que seria medida se todos os íons formados na câmara alcançassem os eletrodos.

Para baixas tensões coletoras, alguns dos íons produzidos no gás se recombinaem com outros íons de sinal oposto, antes deles poderem alcançar o eletrodo coletor. Esta recombinação pode ser reduzida, ou aumentando a intensidade do campo, ou diminuindo a distância entre os eletrodos, ou por ambos os processos.

sos. À medida em que o processo de ionização por colisão se inicia, ocorre uma rápida multiplicação dos íons na câmara e a corrente total coletada começa a ficar dependente da tensão aplicada.

1.4.3.2 — Recombinação geral

Seja f a eficiência de coleção de uma câmara de ionização que é dada pela razão da corrente medida pela corrente de saturação ideal²⁶. Assumindo que a corrente é formada pelos íons positivos e negativos com mobilidades k_1 e k_2 (em $\text{cm}^2/\text{seg.V}$) respectivamente e α o coeficiente de recombinação (em $\text{cm}^3/\text{seg.}$), então para uma câmara plana, a eficiência de coleção será

$$f = \frac{1}{1 + \frac{1}{6} \zeta^2} \quad (\text{I-31})$$

$$\text{onde } \zeta = \sqrt{\frac{\alpha}{ek_1k_2}} \frac{d^2 \sqrt{q}}{V} = m \frac{d^2 \sqrt{q}}{V}$$

sendo que q é a taxa de ionização ($\text{em cm}^3.\text{seg})^{-1}$, d a separação entre os eletrodos (em cm), V a tensão aplicada entre os eletrodos (em Volts) e m é uma constante, característica do gás à uma dada pressão e temperatura.

Para câmaras cilíndricas e esféricas teremos

$$f_{\text{cil}} = 1 - \frac{\alpha}{6ek_1k_2} \left[\frac{(a-b)^4 q}{V^2} \right] k_{\text{cil}}^2 \quad \text{onde } k_{\text{cil}} = \sqrt{\left(\frac{a/b + 1}{a/b - 1} \right) \ln \frac{(a/b)}{2}}$$

$$\text{com } \zeta_{\text{cil}} = \frac{m \{ (a-b) k_{\text{cil}} \}^2 \sqrt{q_{\text{cil}}}}{\left(\frac{V}{d} \right) b \ln \left(\frac{a}{b} \right)} \quad (\text{I-32})$$

$$f_{\text{esf}} = 1 - \frac{\alpha}{6ek_1k_2} \frac{q(a-b)^4}{V^2} \left(\frac{a^2 + ab + b^2}{3ab} \right) \quad \text{onde } k_{\text{esf}} = \sqrt{\frac{1}{3} \left(\frac{a}{b} + 1 + \frac{b}{a} \right)}$$

$$\text{com } \zeta_{\text{esf}} = \frac{m k_{\text{esf}}^2 (a-b)^2 \sqrt{q_{\text{esf}}}}{\left(\frac{V}{d} \right) \left(\frac{b}{a} \right) (a-b)} \quad (\text{I-33})$$

Se fizermos $(a-b) = d$, podemos calcular os fatores pelos quais a intensidade de ionização será reduzida nas câmaras cilín-

drica ou esférica em relação à câmara plana, mantendo uma mesma eficiência de coleção, isto é, fazendo $\zeta_{pl} = \zeta_{cil} = \zeta_{esf}$. Sendo assim, obtemos que

$$q_{pl} : q_{cil} : q_{esf} = 1 : \frac{1}{4} \left(1 + \frac{a^2}{b} \right) : \frac{1}{9} \left(1 + \frac{a}{b} + \frac{a^2}{b^2} \right)^2 \quad (I-34)$$

1.5 - Dosímetro termoluminescente

O mecanismo da termoluminescência^{27,28} pode ser descrito da seguinte forma (fig. 7): a irradiação de um sólido termoluminescente produz elétrons livres que podem se mover através do mesmo na banda de condução até que eles sejam presos em armadilhas ou retornem para a banda de valência com a emissão de luz. A profundidade das armadilhas pode ser tal que os elétrons tenham uma probabilidade muito pequena de sair das armadilhas na temperatura ambiente.

Se o sólido irradiado é então aquecido à temperaturas elevadas, os elétrons armadilhados terão energia térmica suficiente para escapar das armadilhas, retornando para a banda de valência (e recombinando com um buraco), emitindo luz. A quantidade total de luz emitida durante o processo de aquecimento é proporcional ao número de elétrons liberados das armadilhas, ou seja, à dose absorvida.

A volta dos elétrons (ou buracos aprisionados) para o estado estável, que é chamado de "annealing" (ou "fading" se o processo for lento) é associada com a liberação de energia, que é na sua maior parte térmica. No entanto, uma pequena fração de energia poderá ser liberada como luz visível ou ultra-violeta, que poderão ser observadas como uma "incandescência" transiente do cristal pré-irradiado, à uma temperatura característica durante o aquecimento. Este efeito é conhecido como termoluminescência.

A localização do pico de leitura é razoavelmente constante para um dado cristal termoluminescente e a intensidade sob

Figura 7 - Representação esquemática dos processos envolvidos na dosimetria termoluminescente (28)

o pico é proporcional à dose de radiação. A posição do pico pode variar com os seguintes fatores: variação da dose, LET, pré-tratamento do cristal, taxa de aquecimento e projeto da leitora.

As propriedades dos dosímetros termoluminescentes para uso em dosimetria são as seguintes: a) alta capacidade de aprisionamento de elétrons e uma alta eficiência na emissão de luz associada com os processos de recombinação; b) alta estabilidade no pico de leitura de 180° a 250°C ; c) a possibilidade de que o espectro de luz emitido seja detectado sem interferência de infra-vermelho para que não haja superposição; d) a distribuição de centros de aprisionamento não é complicada desde que o cristal tenha sido adequadamente "limpo" pelo "annealing"; e) resistência à ação do ambiente (luz, umidade, pressão, temperatura); f) boa resposta em baixa energia e linearidade; g) simplicidade de uso; h) rapidez de leitura e reutilização.

CAPÍTULO II

A RADIOTERAPIA E SEUS PROBLEMAS DE DOSIMETRIA

2.1 - Princípios Gerais

Um tumor maligno se forma e cresce progressivamente dentro do tecido normal, invadindo e substituindo as células tumorais, provocando metástases, estendendo-se para regiões distantes em outros tecidos normais. O tratamento deste tumor com radiação envolve a deposição de altas doses sobre um período de tempo para a área localizada na vizinhança do tumor. Como apenas esta pequena área (denominada de volume de tratamento) deve ser irradiada e, devido ao fato da dose total ser administrada em várias doses menores ($\sim 2\text{Gy}/\text{dia}$) durante um intervalo de tempo, pode-se irradiar um paciente com doses totais da ordem de 40 a 60 Gy sem induzir qualquer tipo de síndromes de radiação²⁹. Estas altas doses dadas desta maneira são necessárias para cumprir o objetivo principal da Radioterapia - esterelização do tumor com uma destruição mínima dos tecidos normais que se encontram próximos a ele, resultando na sua erradicação com a permanência de tecido normal suficiente para assegurar a sua viabilidade e função.

Os efeitos das radiações ionizantes em um paciente são bem determinados pela magnitude da dose absorvida e por sua distribuição no espaço e no tempo. Tais fatores são muito influenciados pelo meio químico das células irradiadas (tensão de oxigênio, pH, etc.) e pela distribuição microscópica da energia absorvida (LET), que depende da natureza e da qualidade da radiação.

Desta forma, a eficiência da Radioterapia vai depender do tipo e da extensão do tumor, do tipo de radiação usada no tratamento e da precisão com que a radiação será administrada ao tumor.

2.1.1 - Dosimetria dos campos de radiação

Os fótons ao atingirem um meio espalhador^{30 31}, no caso o corpo humano, podem ser absorvidos e espalhados segundo os processos de interação da radiação com a matéria descritos na seção 1.1. Na figura 8, podemos ver que o ponto P_1 na superfície do corpo (ou de um "phantom") recebe, além da radiação primária não-atenuada, a radiação espalhada incidente da metade do ângulo sólido em torno de P_1 . O ponto Q, a uma profundidade d recebe uma radiação primária atenuada, assim como a radiação espalhada proveniente de todas as direções.

Na Radioterapia é preciso que haja um sistema operativo de tal forma que a dose em qualquer ponto dentro do meio espalhador possa ser prevista a partir de uma medida do rendimento da fonte de radiação. Em princípio, a dose em um ponto qualquer R dentro do "phantom", pode ser calculada uma vez que é preciso estimar a radiação primária que chega neste ponto através das leis de absorção exponencial, enquanto a radiação espalhada pode ser calculada por meio das técnicas de Monte-Carlo. No entanto, devido à complexidade destes cálculos, pode-se fazer uma aproximação empírica para o problema usando medidas experimentais. Tais medidas envolvem os conceitos de superfície retro-espalhadora, percentagem de dose profunda, razão tecido-ar e distribuições de isodose.

2.1.1.1 - Superfície espalhadora, fator de retro-espalhamento

Uma superfície espalhadora pode ser descrita da seguinte forma (fig. 9): seja E_a a exposição no ar no eixo do campo de radiação em um ponto do espaço, a uma distância fixa da fonte. Seja E_s a exposição neste mesmo ponto quando o detector está dentro de um "phantom". Assim, E_s será maior do que E_a devido à radiação X ou gama retro-espalhada proveniente do "phantom".

Figura 8 - Diagrama ilustrativo para os conceitos de superfície retro-espalhadora e percentagem de dose profunda (30)

Figura 9 - Diagrama ilustrativo da definição de retro-espalhamento (31)

O fator de retro-espalhamento é definido como

$$B = D_s / D_a \quad (\text{II-1})$$

em que D_s é a dose em uma pequena massa de tecido Δm de material de "phantom" no ponto de referência P (fig. 9) e D_a é a dose na massa Δm após uma mesma irradiação na ausência de qualquer meio espalhador ou no ar. Este ponto de referência é considerado na superfície (P_1) para raios-X gerados com potenciais menores do que 400kV e, acima disto, ele é tomado na profundidade de dose máxima. Conhecendo este fator de retro-espalhamento, pode-se relacionar a exposição no ar com a exposição no meio espalhador no ponto de referência.

O retro-espalhamento depende da maneira pela qual a radiação é filtrada e medida, da espessura do tecido subjacente, da energia da radiação e do raio do campo, se ele for circular. Caso não o seja, ele dependerá da forma e da área do campo. No entanto, ele não varia significativamente com a distância fonte-superfície.

Por sua vez, o fator de retro-espalhamento, representado por $B(r_m, E)$, é uma função do raio do campo (ou da área correspondente) na profundidade de dose máxima e da qualidade da radiação (fig. 10).

Pode-se ver que para baixas energias, muitos fótons são espalhados para frente e para trás e, exatamente a metade deles, são espalhados em ângulos retos. Para radiação mole, a região que pode efetivamente espalhar a radiação para um ponto na superfície é muito pequena pois a radiação é rapidamente absorvida no meio, de forma que o retro-espalhamento é pequeno para baixas energias. Para médias e altas energias, é espalhada a mesma quantidade para a frente mas é cada vez menor em ângulos retos ou para trás, à medida que a energia aumenta. Para médias energias, a região que pode efetivamente espalhar para o ponto é grande, devido ao grande poder de penetração da região espalhada, sendo obtido o retro-espalhamento máximo. Para altas energias, a quantidade

espalhada para trás é desprezível mas a profundidade de referência para o retro-espalhamento não é tão diferente de zero e parte dos fótons espalhados para a frente pode contribuir para isto. Entretanto, o espalhamento resultante é relativamente pequeno³².

2.1.1.2 — Percentagem de dose profunda (PDP)

A percentagem de dose profunda é definida como sendo a razão (expressa como uma percentagem) entre a dose absorvida D_x em uma massa pequena de "phantom" Δm a uma profundidade x qualquer e a dose D_0 na mesma massa Δm em um ponto de referência fixo no raio central. Geralmente, para altas energias, este ponto é considerado na profundidade de dose máxima, enquanto para raios-X gerados com tensões abaixo de 400kVp ele é tomado na superfície do "phantom". Assim,

$$P(d, r_m, F, E) = D_x \cdot 100 / D_0 \quad (\text{II-2})$$

2.1.1.3 — Relação tecido-ar (TAR)

A relação tecido-ar é um fator que relaciona a dose em um ponto dentro do "phantom" com a dose em uma pequena massa de "phantom" no mesmo ponto do espaço, na ausência do "phantom" (isto é, no ar). Assemelha-se ao fator de retro-espalhamento, só que é mais geral pois se aplica a pontos em qualquer profundidade.

Seja D_d a dose recebida por uma pequena massa Δm de "phantom" centrada no ponto Q (fig. 8), a uma profundidade d , quando o "phantom" é exposto a uma dada irradiação; Seja D_{da} a dose recebida no centro desta mesma massa (que deve ser suficientemente grande para que haja equilíbrio eletrônico), colocada no mesmo ponto e sendo dada a mesma irradiação na ausência do "phantom"; então

$$\text{TAR} = D_d / D_{da} \quad (\text{II-3})$$

Figura 10 - Variação do fator de retro-espalhamento com a qualidade da radiação para vários campos circulares (32)

Figura 11 - Curvas de isodose para um campo 10x10 cm para profundidades de 1, 10 e 20 cm (32)

Esta relação compara duas doses no mesmo ponto do espaço sob condições de espalhamento diferentes. Ela é particularmente útil no cálculo de doses no eixo de rotação em terapia rotatória, sendo uma função da profundidade d abaixo da superfície do "phantom", do tamanho do campo medido nesta profundidade e da qualidade da radiação.

A relação tecido-ar tem as seguintes propriedades:

a) para uma profundidade $d = 0$ ela se reduz ao fator de retro-espalhamento;

b) para baixas energias o TAR diminui continuamente com a profundidade para um valor igual ao fator de retro-espalhamento em $d = 0$. Para altas energias, o TAR aumenta com a profundidade para os primeiros centímetros da mesma maneira que a dose profunda aumenta para tais radiações;

c) ela é praticamente independente da distância da fonte, pelo menos para distâncias maiores do que 50 cm;

d) ela pode ser relacionada com a percentagem de dose profunda através da seguinte relação:

$$\text{TAR}(r_a, d, F_a) = \frac{D_d}{D_a} = \left(\frac{F_a}{F + d_m} \right)^2 \cdot B(r_m) \cdot \frac{D(r_m, d, F)}{100} \quad (\text{II-4})$$

onde r_a é o raio do campo no ponto Q (fig. 8), a uma distância F_a da fonte, F , a distância foco-pele, $B(r_m)$, o fator de retro-espalhamento e $D(r_m, d, F)$ é a percentagem de dose profunda para um campo de raio r_m , profundidade d e distância foco-pele F ;

e) o TAR torna-se independente de F_a , no caso limite em que F e F_a se tornam muito grandes, e assim, o primeiro termo se aproxima de 1.00 e r_m tende para r_a , pois

$$r_m = r_a \cdot \left[\frac{(F + d_m)}{F_a} \right] \quad (\text{II-5})$$

e a relação tecido-ar se torna

$$\text{TAR}(r_a, d) = B(r_a) \cdot \frac{D(r_a, d)}{100} \quad (\text{II-6})$$

Assim, 100.TAR é a dose profunda do ponto Q, expressa como uma percentagem da dose liberada em P no ar, quando a fonte está a uma distância infinita.

2.1.1.4 — Curvas de Isodose

Se for colocado um dosímetro no ponto Q no eixo da fig. 8, será registrada uma certa dose. Se este detector for deslocado lateralmente, em ângulos retos, em relação ao eixo do campo, será observada uma dose menor. Para manter uma dose constante, o detector precisa ser colocado em uma posição mais próxima da fonte, descrevendo a curva QRS (fig. 8). Uma curva ao longo da qual a dose absorvida é constante, denomina-se uma curva de isodose. Ela é essencial para um planejamento correto em Radioterapia.

Geralmente, as curvas de isodose apresentam descontinuidades na extremidade de um campo precisamente definido. No interior do campo, a contribuição para a dose provém da radiação primária e espalhada, enquanto, fora do campo, a dose é depositada apenas pela radiação espalhada. Para radiação gama do ^{60}Co , as curvas de isodose são contínuas na extremidade do campo devido à penumbra, por causa do diâmetro finito da fonte (1.0 a 2.0 cm) (fig. 11).

2.2 — Calibração

2.2.1 — Introdução

A finalidade da dosimetria clínica da radiação é a determinação precisa da dose absorvida em todos os pontos de inte-

resse em um paciente irradiado. Para isto, é necessário conhecer o rendimento (taxa de dose) do aparelho de terapia em um determinado ponto. A distribuição da radiação dentro do paciente, ou melhor, no interior de um "phantom" homogêneo representando o paciente, é normalmente apresentada em tabelas de percentagem de dose profunda no raio central ou curvas de isodose^{33,34}.

Inicialmente, determina-se a radiação em um ponto de calibração. Esta determinação pode ser considerada como sendo a calibração do feixe, sendo feita para todos os tamanhos de campo e distâncias usadas no tratamento. O parâmetro a ser determinado é a taxa de dose absorvida em um ponto específico em um "phantom" padrão (material simulador do tecido: água, lucite, etc.), sendo que a posição deste ponto vai depender da energia do feixe de radiação. A seguir, deduz-se as taxas de dose absorvida máxima, ou por meio de medidas relativas, ou então por meio de tabelas de percentagem de dose profunda existentes na literatura. Desta forma, a taxa de dose absorvida em qualquer ponto de interesse está relacionada com a taxa de dose absorvida máxima através do uso de tabelas de PDP padronizada e de curvas de isodose. E, por último, deve-se considerar que a forma, o tamanho e a composição do paciente são diferentes das do "phantom" no qual as medidas foram feitas.

2.2.2 — Determinação da dose absorvida

A grandeza a ser medida é a dose absorvida na profundidade de máximo da curva de dose profunda. Para os propósitos de dosimetria assume-se que o paciente é equivalente a um grande volume de água e que a superfície a ser irradiada é plana e normal ao eixo central do campo³⁵. O método da medida recomendado está baseado em uma leitura feita a uma profundidade, em um "phantom" de água, e utiliza valores tabelados de percentagem de dose profunda.

O "phantom" de água deve ser suficientemente grande para que toda a contribuição da radiação espalhada alcance o ponto

de medida. Recomenda-se que ele deva ter uma seção transversal de 30 x 30 cm² e, pelo menos, 15 cm (de preferência 20 cm) de profundidade. Normalmente, o "phantom" é construído de Perspex ou lucite, de espessura inferior a 3 mm, para não afetar significativamente o valor da dose. Deve-se utilizar sempre materiais cuja densidade média de elétrons, número atômico e densidade tenham valores próximos aos da água e conseqüentemente, próximos do tecido mole.

O procedimento experimental é o seguinte:

1) posiciona-se a câmara de ionização com o seu centro a uma profundidade de 5 cm, no eixo central do campo, dentro do "phantom" de água;

2) calcula-se então a exposição a 5 cm através da expressão

$$X_{5\text{cm}} = R \cdot C \cdot \phi(P, T) \quad (\text{II-7})$$

onde R é a leitura do instrumento, C o fator de calibração do dosímetro, fornecido pelo laboratório de padronização, para converter a leitura do instrumento para exposição, para a energia em questão e $\phi(P, T)$ o fator de correção para pressão e temperatura, dado por

$$\phi(P, T) = \left(\frac{760}{P} \right) \cdot \left(\frac{T+273}{293} \right) \quad (\text{II-8})$$

onde P é dado em mm de Hg e T em graus Celsius;

3) calcula-se assim a exposição $X_{\text{máx}}$ no ponto de máximo (isto é, na posição de 100%) da curva de dose profunda da seguinte forma:

$$X_{\text{máx}} = \frac{X_{5\text{cm}}}{\text{PDP a 5 cm}} \cdot 100 \quad (\text{II-9})$$

em que %DP a 5 cm é a percentagem de dose profunda a 5 cm de profundidade, tomada das tabelas de dose profunda;

4) a taxa de exposição, na posição de máximo, é simples

mente $\dot{X}_{\text{máx}} = X_{\text{máx}}/t$, em que t é o tempo de exposição no caso de irradiação com ^{60}Co ;

5) o valor correspondente à dose, será dado por

$$D = X_{\text{máx}} \cdot C_{\lambda} = \frac{R \cdot C \cdot C_{\lambda}}{\%DP \text{ a}} \cdot \frac{\phi(P,T)}{5 \text{ cm}} \cdot 100 \quad (\text{II-10})$$

em que C_{λ} é um fator de conversão de dose. Além do mais, deve-se levar em conta que, quando a câmara é inserida dentro do "phantom", a distribuição da radiação é modificada devido à câmara, de um certo volume de "phantom". Este fator de deslocamento d para a água e raios gama de ^{60}Co é igual a 0.985³⁶.

O valor exato escolhido para a profundidade não é crítico, desde que ele esteja abaixo do pico da curva de dose profunda. A calibração na profundidade de dose máximo não é desejável³⁷ por três razões:

a) um pequeno erro de posicionamento da câmara, que a desloca em direção à superfície, pode ter um efeito relativamente grande na leitura obtida;

b) na literatura, argumenta-se que a câmara não está em equilíbrio eletrônico na profundidade de máximo;

c) é desejável que a dose seja conhecida com o mais precisamente possível nas profundidades em que são convenientes as doses em Radioterapia.

Recentemente, foi publicado um protocolo de dosimetria para a determinação da dose absorvida para fótons e elétrons de alta energia, elaborado pela American Association of Physicists in Medicine³⁸, no qual é feita uma análise dos conceitos envolvidos na calibração de dosímetros clínicos. Com relação aos protocolos anteriores^{36,37}, foram encontradas algumas inconsistências com relação aos requisitos necessários para o desenvolvimento preciso da determinação da dose, que são os seguintes:

1) o conceito da medida da exposição no "phantom", na energia de calibração é questionável, uma vez que tal medida requer que o fator de calibração da exposição, no ar, da câmara de ionização (com capa de "build-up"), permaneça constante com relação a profundidade e ao tamanho do campo utilizados para a medida no "phantom". Para os raios gama ^{60}Co , cerca de 20% da dose para a água (a 5 cm de profundidade, campo $10 \times 10 \text{ cm}^2$) é devido a contribuição de fótons espalhados. Portanto, é necessário que a câmara de ionização (com capa de "build-up") tenha um fator de calibração de exposição constante abaixo de 200keV aproximadamente;

2) os valores geralmente aceitos dos fatores de conversão de dose para fótons C_λ não concordam com os valores comparáveis do espectro de elétrons no "phantom", produzidos pelos fótons;

3) o fator deslocamento, que é uma função das dimensões da câmara e do gradiente da curva de dose profunda, é considerado incorretamente como sendo constante e independente destes parâmetros;

4) não são levadas em conta diferenças na composição da parede da câmara e do "phantom" e que afetam a dose para raios-X.

2.2.3 - Incerteza na determinação da dose absorvida

Os principais fatores que influenciam a precisão na determinação da dose, para os raios gama do ^{60}Co , com uma cavidade calibrada são³⁹: diferenças entre o espectro dos fótons no "phantom" e o espectro de calibração; a precisão do eletrômetro; a precisão da leitura do eletrômetro; o fator de calibração da câmara da ionização; o fator de conversão de dose. O efeito de cada um destes fatores na incerteza total (isto é a raiz quadrada da soma dos quadrados das incertezas individuais) para determinação da dose pode ser estimada da seguinte forma:

	Incerteza
(a) diferenças espectrais	0.5%
(b) precisão do eletrômetro	0.5%
(c) precisão de leitura	0.5%
(d) fator de calibração, C	2.0%
(e) fator de conversão de dose, C_λ	<u>1.2%</u>
Incerteza total	2.5%

CAPÍTULO III

MÉTODO EXPERIMENTAL

3.1 - Descrição e desenho do dosímetro de eletreto

3.1.1 - Dosímetro de eletreto cilíndrico (DEC)

O dosímetro de eletreto cilíndrico, com um volume sensível de ar, está esquematizado na figura 12. Nele, o eletrodo central, que serve como um suporte para o eletreto, está eletricamente ligado à parede interna da câmara, gerando assim um campo elétrico uniforme no volume ativo do DEC.

A parede da câmara pode ser constituída de um material condutor ou isolante sendo, neste último caso, recoberta internamente com tinta condutora ("Aquadag") a fim de se obter o devido contato elétrico. A sua espessura pode ser calculada de maneira a atender aos vários tipos e qualidade da radiação. Na extremidade do dosímetro é colocada uma tampa removível para isolar o eletreto da atmosfera ambiente e permitir a leitura da carga.

O eletreto (Teflon) é carregado negativamente por meio de um sistema de descarga corona no ar, de modo que o campo elétrico externo ao eletreto atue como um campo coletor.

Os íons produzidos pela interação da radiação com a parede da câmara e o volume de ar interno à câmara são coletados na superfície do eletreto, onde eles compensam o excesso de cargas. Assim, o eletreto serve como um detector para a medida da compensação de cargas remanescentes, após a exposição à radiação ionizante. A medida da carga no eletreto, feita por um processo indutivo através de um eletrômetro sensível (Keithley, por exemplo), dá uma indicação da radiação a qual o dosímetro foi exposto.

Antes de irradiar o DEC, realiza-se a leitura da carga inicial Q_i do eletreto. A medida Q_f após a irradiação, permite a

Figura 12 - Esquema do dosímetro de eletreto cilíndrico

Figura 13 - Dosímetro de eletreto cilíndrico com sistema de

avaliação da dose recebida pelo DEC. A carga não compensada será então

$$Q = Q_i - Q_f \quad (\text{III-1})$$

Esta carga, quando a eficiência de coleção na câmara de ionização é total, decresce linearmente com a dose, obtendo-se assim uma curva de calibração, que é linear com a exposição X. Assim,

$$Q_i - Q_f = b \cdot X \quad (\text{III-2})$$

onde b é a inclinação da reta da carga do eletreto em função da exposição, e que nos dá a sensibilidade do dosímetro de eletreto.

O procedimento para a medida da carga do eletreto é o seguinte: remove-se a capa situada na extremidade do dosímetro e insere-se o dosímetro totalmente dentro de duas câmaras metálicas concêntricas (fig. 13), ligadas ao eletrômetro. A câmara externa possibilita a ligação à terra da parede externa do DEC e serve, simultaneamente, como um guia mecânico para a introdução do dosímetro. A câmara interna tem um raio tal que o eletreto possa penetrar sem anular as suas cargas. Além disso, a câmara está ligada ao polo de alto isolamento do eletrômetro, útil para a medida quantitativa das linhas de campo do eletreto com as quais ela cruza. Desta forma, mantendo-se a geometria fixa, é feita a medida da carga (ou do potencial) diretamente no eletrômetro.

3.1.2 - Dosímetro de eletreto plano (DEP)

A figura 14 mostra a configuração do dosímetro de eletreto plano (DEP), semelhante a um capacitor de placas paralelas, sendo que o dielétrico está apoiado na parede inferior, interno à câmara. O eletreto é produzido em um filme fino (de 25 μm de espessura) de Teflon FEP (tetrafluoretileno-hexa-fluorpropileno), no

Figura 14 - Desenho do dosímetro de eletreto plano

Figura 15 - Dosímetro de eletreto plano com sistema de leitura associado

qual uma de suas faces (que está em contato direto com a parede interna da câmara) está metalizada, servindo assim como um contato elétrico entre o eletreto e a parede interna inferior da câmara. Entre o Teflon e a parede interna superior, existe um "gap" de ar, que é da ordem de alguns milímetros. Os materiais usados na construção do DEP foram: alumínio, latão e aço inox. O método de carregamento e tratamento térmico empregados foram os mesmos que os do DEC. O fato da câmara não ser provida de um anel de guarda é justificado em termos de ser feita uma calibração relativa por meio desta câmara. No futuro, pretende-se introduzir o anel de guarda para este tipo de câmara.

A medida da carga foi feita de maneira análoga à do DEC: no momento em que é feita a leitura, retira-se a parede superior da câmara que está encaixada na parede inferior desta. Introduce-se esta última em uma caixa metálica (fig. 15), que contém um eletrodo de medida isolado dela e que está conectado diretamente ao eletrômetro, de maneira tal que o eletreto se encontre diretamente sob este eletrodo. Como a caixa metálica, na qual o dosímetro é introduzido, está aterrada, então a parede externa do dosímetro também está aterrada. Ela serve também como um guia mecânico para a medida da carga do eletreto.

3.2 - Carga do eletreto

O carregamento do eletreto foi efetuado através do método de deposição de íons por uma descarga corona produzida no ar⁴⁰. A descarga corona consiste na aplicação de uma alta tensão entre um fio fino e pontiagudo e uma blindagem metálica gerando, por efeito de borda, um campo elétrico extremamente alto, causando a ruptura elétrica das moléculas de ar de forma a produzir, por colisão, íons que podem ser levados até a superfície da amostra.

Em corona negativa, a ionização ocorre pela colisão de elétrons com as moléculas de gás na região ativa próxima à ponta

emissora. O terminal negativo da fonte realimenta de elétrons a ponta corona, que emite elétrons secundários, através de colisão com íons positivos assim formados, que se movem em direção à blindagem, chocando-se e transferindo sua carga para as armadilhas superficiais da amostra, colocada entre os eletrodos.

A energia da espécie iônica emergente da descarga corona é determinada pela agitação térmica e velocidade de arraste do íon. Devido à sua pequena energia (3.8eV), os íons são depositados nas camadas superficiais e não penetram no material, transferindo assim elétrons (ou buracos) para as armadilhas da amostra.

Os íons presentes em um meio envolvendo o eletreto são atraídos para a superfície do eletreto através de forças coulombianas. Esta atração persiste até que a carga total dos íons seja equivalente à densidade superficial de carga do eletreto.

A técnica de carregamento por descarga corona é o método mais amplamente aplicado devido à sua simplicidade de operação necessária e à sua velocidade de carregamento, que levaram ao seu uso extensivo em alta escala na produção de filmes de eletreto para microfones de eletreto, sendo muito utilizada também em xerografia.

Para controlar o potencial de superfície e a distribuição de carga do eletreto foi acoplada ao sistema corona simples uma grade ligada à uma fonte de tensão variável (Triodo corona)⁴¹. A figura 16⁴¹ mostra o esquema do sistema de carga. Nele, P é um fio metálico que funciona como a ponta corona, e que está ligado ao terminal negativo de uma fonte de alta tensão (AT), com saída de 14kV. O eletreto foi carregado negativamente devido ao seu menor decaimento inicial e maior estabilidade⁴¹. A grade (G) está ligada à terra e a uma fonte de tensão variável (F) estabelece a diferença de potencial entre a grade e o DEC.

As fontes de tensão (AT e F) geram dois campos elétricos: o campo E_1 entre a grade e a ponta corona e o campo E_2 entre o DEC e a grade. Através destes campos, os íons negativos

Figura 16 - Carregamento do eletreto: sistema de descarga corona no ar

Figura 17 - Circuito equivalente do DEP

predominantemente CO_3^-) originados em P são depositados no DEC. À medida que a carga superficial cresce no eletreto, vai cancelando o campo elétrico E_2 , que faz com que o potencial na superfície do eletreto seja maior do que o da grade, devido à geometria cilíndrica do dosímetro. No caso do dosímetro de eletreto plano (DEP), o potencial na superfície do eletreto será igual ao potencial da grade. O circuito equivalente do DEP é mostrado na figura 17.

3.3 — Preparação e tratamento térmico

Em seguida ao processo de carregamento do eletreto, é feito um tratamento térmico com a finalidade de "esvaziar" as armadilhas energeticamente rasas. Através de medidas de corrente termo-estimulada⁴³ obtidas para amostras de Teflon FEP em circuito aberto (amostra com apenas um lado metalizado) carregadas com CORONA, foram determinados dois picos de corrente, equivalentes às temperaturas de 155°C e 200°C. O primeiro pico corresponde às armadilhas rasas enquanto o outro corresponde às cargas presas em armadilhas profundas.

Desta forma, fazendo-se um tratamento térmico do eletreto em circuito aberto a 160°C durante um determinado tempo, far-se-á com que os portadores armazenados em armadilhas superficiais sejam ativados e, conseqüentemente, penetrem em direção ao seu próprio campo elétrico no volume da amostra, onde eles serão novamente presos em armadilhas mais profundas. Isto faz com que a estabilidade do eletreto aumente⁴¹.

Além disto, eletretos de Teflon FEP formados por diversos processos (bombardeamento de elétrons, térmico, "breakdown", corona e descarga Townsend) têm um tempo de vida longo (da ordem de um ano), quando guardados em curto-circuito⁴⁰. Já os eletretos armazenados em circuito aberto (um dos eletrodos está a uma distância grande comparada com a espessura da amostra) têm dura-

ções maiores, por um fator maior do que 100. Nas medidas de corrente termo-estimada de amostras em curto-circuito, observaram-se o aparecimento de picos em baixas temperaturas, em aproximadamente 95°C ⁴³.

A estabilidade do eletreto pode ser aumentada ainda mais fazendo-se um tratamento térmico antes da amostra ser carregada, a fim de aumentar o número de armadilhas profundas⁴⁴. E, o tratamento térmico posterior ao carregamento, faz com que as cargas superficiais sejam levadas para os níveis de armadilhas profundas, através do campo elétrico interno ao eletreto. Porém, este pós-"annealing" provoca uma diminuição na sua carga⁴⁰ e, as constantes de tempo de decaimento de carga, é de cerca de 200 anos à temperatura ambiente. O efeito de aquecimento durante e após o carregamento é devido provavelmente ao "retrapping" de portadores em níveis energeticamente mais profundos⁴¹.

3.4 — Calibração do dosímetro de eletreto

O levantamento das curvas de calibração do dosímetro de eletreto foi feito da seguinte forma: as medidas foram feitas no ar, com uma fonte de ^{60}Co , cuja atividade era de $3.7 \times 10^{10} \text{ Bq}$ (1.0 Ci) em 13/10/80. A distância entre a fonte e o detector era de pelo menos 20 cm. A medida da carga foi efetuada em um eletrômetro Keithley 610C analógico.

A determinação da exposição foi obtida por meio de uma câmara Victoreen nº 552, cuja faixa de energia vai de 400 a 1300 KeV, com um alcance de 2.5R ($\pm 5\%$), sendo que o material da parede é de nylon, com uma espessura nominal de 450 mg/cm² e um volume de 9.7 cm³. Acoplado a esta câmara havia um eletrômetro Victoreen R Meter Model 570. Com a finalidade de verificar estas medidas de exposição, realizou-se uma intercomparação entre esta câmara Victoreen e uma câmara Keithley (do Hospital das Clínicas de Ribeirão Preto), esta última com as seguintes características:

volume de 0.6 cm³, parede de grafite de 0.5 mm de espessura, capa de "build-up" de 4 mm de lucite. Estava conectada a esta câmara um eletrômetro Keithley 616 digital e uma "Interface" 6169, também da Keithley.

A relação entre as exposições das câmaras Victoreen e Keithley foi de 1.14 respectivamente, isto é

$$f = \frac{\text{leitura câmara Victoreen}}{\text{leitura câmara Keithley}} = 1.14 \quad (\text{III-3})$$

Esta diferença pode ser explicada se for considerado que o volume sensível das duas câmaras é diferente (da ordem de 6%) assim como as suas respectivas sensibilidades. Além do mais, as duas câmaras têm precisões diferentes, pois enquanto a precisão da câmara Victoreen é de $\pm 5\%$, a da Keithley é de $\pm 2\%$.

A equação básica da curva de calibração do dosímetro de eletreto é dada por:

$$\Delta Q = Q_i - Q_f = b \cdot X \quad (\text{III-4})$$

onde b é a inclinação da curva da carga do eletreto em função da exposição. Este fator b, cujo valor dá a sensibilidade do dosímetro, é uma função dos seguintes parâmetros:

- 1) geometria da câmara;
- 2) dimensões (volume) da câmara;
- 3) material (número atômico) da parede;
- 4) tipo de radiação;
- 5) energia da radiação.

No caso em que a carga inicial Q_i do eletreto é muito grande e, conseqüentemente, o campo elétrico, o dosímetro passa para a região de multiplicação na câmara, o que fará com que a curva de calibração apresente uma supralinearidade para exposições iniciais pequenas. Por outro lado, quando a carga compensa-

da no DE ficar muito pequena (baixo campo coletor), a câmara entra no regime de recombinação entre os íons produzidos no volume sensível da câmara. Esta região poderá ser determinada através do cálculo da eficiência de coleção de íons no interior da câmara, que será feito no próximo capítulo.

CAPÍTULO IV

RESULTADOS EXPERIMENTAIS

4.1 - Dosímetro de eletreto cilíndrico

4.1.1 - Dosímetro de eletreto cilíndrico de agulha

O dosímetro de eletreto cilíndrico (DEC) é constituído dos seguintes componentes: o eletrodo central consiste em uma agulha de aço, o eletreto é o Teflon FEP de 0.20 mm de espessura e as paredes da câmara podem ser de lucite ou de PVC, recobertas internamente com grafite. As dimensões eram (fig. 12).

r_1 :	raio do eletrodo central	=	0.3 mm
r_2 :	raio externo do eletreto	=	0.5 mm
r_3 :	raio interno da parede do dosímetro	=	6.2 mm
r_4 :	raio externo da parede do dosímetro	=	8.0 mm
ℓ :	comprimento do eletreto	=	25.0 mm

O sistema de leitura associado (fig. 13) é feito de latão com um banho de ouro a fim de minimizar a oxidação nas suas superfícies. Para fixar a câmara interna, em uma posição que permanecesse sempre fixa com relação à câmara externa, foi introduzido um anel de Teflon, provido de uma rosca externa, que se ajusta perfeitamente à câmara interna e que é introduzido no interior da câmara externa. Além de permitir a constância da geometria no processo de medida da carga do eletreto, este componente fornece o isolamento necessário entre as duas câmaras.

O DEC com estas características foram preparados de acordo com o seguinte procedimento:

(1) carregamento com descarga corona (14 kV) no ar, durante 15 minutos;

(2) aquecimento a 100°C durante 10 minutos.

Foi observado que a carga do eletreto se reduz a 40% do

seu valor inicial com este procedimento, com uma reprodutibilidade de cerca de 20%. O tratamento térmico, realizado após o carregamento, faz com que a estabilidade da carga aumente, uma vez que o efeito do aquecimento é devido, provavelmente, ao reaprisionamento de portadores em níveis energeticamente mais profundos.

Para obter a sensibilidade dos DEC, foram levantadas as curvas de calibração (carga do eletreto em função da exposição) para raios gama de uma fonte de ^{60}Co , com uma atividade de $2.546 \times 10^{10}\text{Bq}$ ($= 0.688\text{Ci}$ em 10/08/83) e uma taxa de exposição de $8.26 \times 10^{-6}\text{C/kg.min}$ ($= 32\text{mR/min}$) a 80 cm da fonte. Observou-se uma boa linearidade até cerca de $5.16 \times 10^{-4}\text{C/kg}$ ($\sim 2\text{R}$), apresentando um decaimento exponencial para exposições maiores.

A não-linearidade da diminuição da carga do eletreto (lida no eletrômetro) com o aumento da exposição (acima de $2.58 \times 10^{-4}\text{C/kg}$) pode ser explicada da seguinte forma: pode-se considerar que o decréscimo na carga do eletreto é devido à toda coleta dos íons na câmara de ionização e à uma recombinação parcial dos íons, pelo campo elétrico de baixa intensidade, próximo do eletreto, por causa da sua carga ser muito pequena nesta região (da ordem de $\ln\text{C}$).

O campo elétrico coletor para um dosímetro cilíndrico é dado por¹².

$$E(r) = \frac{Q}{2\pi\epsilon_0 \ell r} \frac{\frac{1}{k} \ln \frac{r_2}{r_1}}{\frac{1}{k} \ln \frac{r_2}{r_1} + \ln \frac{r_3}{r_2}} \quad (\text{IV-1})$$

E, a eficiência de coleção para o mesmo DEC será

$$f = \frac{1}{1 + \frac{\xi^2}{6\lambda}} \quad (\text{IV-2})$$

sendo que $\lambda = Q_f / Q_i$ e

$$\xi = \left[\frac{\frac{1}{k} \ln \frac{r_2}{r_1} + \ln \frac{r_3}{r_2}}{\frac{1}{k} \ln \frac{r_2}{r_1}} \right] \pi \epsilon_0 \ell (r_3^2 - r_2^2) \sqrt{\frac{\dot{X}}{Q_i}} \quad (\text{IV-3})$$

para as dimensões do DEC de agulha, ξ será então

$$\xi = 5730 \frac{\sqrt{\dot{X}}}{Q_i} \times 10^{-6}$$

sendo $Q_i = 6.5 \times 10^{-10} \text{C}$ então

$$\xi = 8.82 \sqrt{\dot{X}} \times 10^6$$

$$f = \frac{1}{1 + \frac{77.8 \dot{X}}{6\lambda}}$$

Assim, como $\lambda = 0.2$ ($Q_i = 6.5 \times 10^{-10} \text{C}$ e $Q_f = 1 \times 10^{-10} \text{C}$) para $\dot{X} = 6.3 \times 10^{-4} \text{R/seg}$, a eficiência de coleção será de 96% na região linear da curva de calibração do DEC. Já para a região não-linear, onde $\lambda = 0.3$ ($Q_i = 1 \times 10^{-10} \text{C}$ e $Q_f = 0.3 \times 10^{-10} \text{C}$), teremos que

$$\xi = 57.3 \sqrt{\dot{X}} \times 10^6$$

$$f = \frac{1}{1 + \frac{3283 \dot{X}}{6\lambda}}$$

A eficiência será então de 47%, o que confirma o fato de que, para uma carga menor do que $1.0 \times 10^{-10} \text{C}$, o efeito de recombinação é predominante.

A figura 18 mostra a reprodutibilidade do DEC de agulha, com uma parede de PVC recoberta internamente com grafite, enquanto que a figura 19 mostra a reprodutibilidade do mesmo dosímetro com uma parede de lucite. Na figura 20 apresentam-se a reprodutibilidade de um outro DEC, com a parede de lucite.

Podemos observar que nestas curvas de calibração do DEC ocorre um cruzamento entre as retas. Este fato é devido ao fenômeno conhecido como "cross-over" entre as amostras carregadas³ que consiste no seguinte: as amostras carregadas até atingir um valor grande no potencial de superfície apresentam um decaimento extremamente rápido em comparação ao das amostras menos polarizadas, chegando-se ao extremo de que as curvas de decaimento se cruzem, resultando que as amostras mais polarizadas inicialmente se descarreguem mais rapidamente.

A inclinação da curva de calibração do DEC foi obtida pelo método de regressão linear, processado em um microcomputador D-8002 da DISMAC. Pelos valores apresentados nas figuras 18, 19 e 20 encontramos que, para um mesmo dosímetro (DEC 2), a sensibilidade em função da parede da câmara, variou de cerca de 2%. A sensibilidade média, para este caso, foi de $3.2 \times 10^{-10} \text{C/R}$ com uma reprodutibilidade de 4%. Já para um outro dosímetro (DEC 1), a sensibilidade média foi de $3.30 \times 10^{-10} \text{C/R}$ com uma reprodutibilidade de 10%. Esta diferença pode ser explicada em termos da grande variação nos valores das cargas iniciais nos dosímetros: no primeiro caso, ela foi de 10% enquanto que no segundo caso ela chegou a 30%. Observamos também um decaimento nestes dosímetros da ordem de 10^{-11}C/dia .

4.1.2 - Efeito do volume no dosímetro cilíndrico de agulha

Com a finalidade de aumentar a faixa útil do DEC de agulha (na região sem recombinação), foi proposta a redução do volume do dosímetro de acordo com os seguintes procedimentos:

Figura 18 - Reprodutibilidade de DEC de agulha (DEC 2 - PVC)

Figura 19 - Reprodutibilidade do DEC de agulha (DEC 2 - lucite)

Figura 20 - Reprodutibilidade do DEC de agulha (DEC 1 - lucite)

- a) aumentar o diâmetro do eletreto;
- b) diminuir o volume com um metal interno na hora da irradiação, sendo ele retirado para a medida após a irradiação;
- c) combinação de (a) e (b);
- d) diminuir a pressão somente durante a irradiação (seção 4.1.3).

A seguir, serão apresentados os resultados, assim como as respectivas conclusões relativas ao comportamento do DEC com a variação de volume.

4.1.2.1 - Diminuição do volume do DEC com o aumento do diâmetro do eletreto

Neste estudo, foram utilizados três dosímetros diferentes denominados de acordo com o material e diâmetro do eletrodo central: DEC de agulha, DEC de latão fino e DEC de latão grosso. As dimensões destes dosímetros e seus respectivos volume eram os seguintes:

DEC de agulha	DEC de latão fino	DEC de latão grosso
$V = 5.2 \text{ cm}^3$	$V = 5.0 \text{ cm}^3$	$V = 4.1 \text{ cm}^3$
$r_1 = 0.3 \text{ mm}$	$r_1 = 1.2 \text{ mm}$	$r_1 = 2.3 \text{ mm}$
$r_2 = 0.5 \text{ mm}$	$r_2 = 1.45 \text{ mm}$	$r_2 = 2.85 \text{ mm}$
$r_3 = 6.3 \text{ mm}$	$r_3 = 6.3 \text{ mm}$	$r_3 = 6.3 \text{ mm}$
$r_4 = 8.0 \text{ mm}$	$r_4 = 8.0 \text{ mm}$	$r_4 = 8.0 \text{ mm}$
$\ell = 25.0 \text{ mm}$	$\ell = 25.0 \text{ mm}$	$\ell = 25.0 \text{ mm}$

Na tabela III apresentamos os resultados experimentais encontrados, de acordo com o procedimento (a), em termos da sensibilidade do DEC em função do volume, em que o material da parede destes dosímetros era de alumínio.

TABELA III

DEPENDÊNCIA VOLUMÉTRICA DO DEC

Dosímetro	Volume (cm ³)	Carga inicial (Q x 10 ⁻¹⁰ C)	Sensibilidade (b x 10 ⁻¹⁰ C/R)	Exp.máx. C
DEC de agulha	5.2	2.5	3.26	1.7
DEC de latão fino	5.0	10.0	1.66	17.0
DEC de latão grosso	4.1	25.0	2.87	16.3

A partir destes resultados, verificamos que a variação da sensibilidade do DEC com o volume não é bem linear. Este comportamento pode ser explicado em termos da carga superficial equivalente do DEC, cuja expressão é dada por ¹².

$$Q = \frac{q_{el}}{C_{el}} \left[(C_3 + C_{el}) \left(1 + \frac{C_1}{C_2} \right) + C_1 \right] = \frac{q_{el}}{C_{el}} \cdot f(C)$$

em que $C_{el} = 100\text{pF}$ e q_{el} a carga lida no eletrômetro, sendo que

$$C_1 = \frac{2\pi\epsilon_0 k \ell}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \quad C_2 = \frac{2\pi\epsilon_0 \ell}{\ln \frac{r_3}{r_2}} \quad C_3 = \frac{2\pi\epsilon_0 \ell}{\ln \frac{r_4}{r_3}}$$

Assim, substituindo os valores apropriados das constantes com as dimensões dos dosímetros analisados, encontra-se que a carga superficial equivalente do DEC, assim como o campo elétrico coletor na superfície do eletreto, são os seguintes:

$$E(r_2) = \frac{Q}{2\pi\epsilon_0 \ell r_2} \left[\frac{\frac{1}{k} \ln \frac{r_2}{r_1}}{\frac{1}{k} \ln \frac{r_2}{r_1} + \ln \frac{r_3}{r_2}} \right]$$

TABELA IV

CAMPO ELÉTRICO COLETOR NO DEC

Volume (cm ³)	Carga superficial (Q x 10 ⁻¹⁰ C)	f(C)	Campo coletor (kV/cm)
5.2	30.25	1210	3.81
5.0	184.00	1840	5.28
4.1	235.5	942	6.78

A partir dos valores tabelados acima, verifica-se que, para uma mesma carga inicial ($= 25.0 \times 10^{-10}\text{C}$), o valor da constante $f(\text{C})$ decresce com a diminuição do volume (tabela IV). Desta forma, verificamos que a sensibilidade do dosímetro de eletreto cilíndrico decresce com o aumento do diâmetro do eletreto.

4.1.2.2 - Diminuição do volume do DEC com a diminuição do diâmetro externo do dosímetro

Neste procedimento, o volume do DEC é diminuído através da introdução de um cilindro metálico, na hora da irradiação, entre a superfície externa do eletreto e a parede interna do dosímetro, sendo ele retirado para a medida após a irradiação. As dimensões deste cilindro interno eram: 9.4 mm de diâmetro interno e 45 mm de comprimento. Além disto, foi feito também o estudo desta variação juntamente com o aumento do diâmetro do eletreto. Na tabela V, são notados os resultados encontrados.

TABELA V

VARIAÇÃO DA SENSIBILIDADE DO DEC
EM FUNÇÃO DO DIÂMETRO DO DOSÍMETRO

Sem Redutor de Volume			Com Redutor de Volume		
Volume (cm ³)	Sensibilidade (b x 10 ⁻¹⁰ C/R)	Exp.máx. (R)	Volume (cm ³)	Sensibilidade (b x 10 ⁻¹⁰ C/R)	Exp.máx. (R)
5.2	3.26	1.7	1.6	1.62	4.0
5.0	1.66	17.0	1.3	0.92	6.5
4.1	2.87	16.3	0.5	1.16	20.0

Na figura 21 são comparadas as curvas de calibração destes dosímetros com e sem redutor interno de volume. A partir destes resultados, pode ser verificado que para o DEC de agulha, a sensibilidade diminui por um fator de 2 cm com o redutor enquanto que a exposição máxima aumenta com este mesmo fator. Isto também ocorre com os DEC de latão fino e latão grosso no que diz respeito às suas respectivas sensibilidades. No entanto, a exposição máxima nestes dois últimos casos não aumenta na mesma proporção que a do DEC de agulha, devido provavelmente à diferença nos valores das cargas iniciais nos três dosímetros.

Apesar destes resultados, não foi possível aumentar, de maneira significativa, o limite máximo de exposição do dosímetro cilíndrico, o que levou a tentar a redução da pressão durante a irradiação, que será descrita na próxima seção.

4.1.3 - Efeito da pressão no DEC de agulha

Como foi visto na seção anterior, uma das maneiras de aumentar a faixa útil de exposição do DEC seria diminuir a pressão, somente durante a irradiação, se for levado em conta que a exposição deve ser inversamente proporcional à exposição.

Sendo assim, foi feita uma experiência, utilizando um tubo de raios-X da FUNK (60 kVp), variando a pressão no interior do do

símetro durante a irradiação. Para tal, foi removida a capa situada na extremidade do DEC e foi conectada ali uma mangueira, que por sua vez estava conectada a um medidor de pressão. Entre este medidor e a bomba mecânica havia um controlador de pressão que, por meio de uma saída de ar variava a pressão, fixando assim o valor da pressão durante a irradiação.

Deste modo, as curvas de calibração para um DEC de látex grosso ($V = 4.1 \text{ cm}^3$) foram levantadas em função da pressão no interior do DEC durante a irradiação do mesmo, com uma taxa de exposição de 500 mR/3seg.

A figura 22 mostra as curvas obtidas com a variação da pressão. Pode-se ver que, quanto menor for a pressão feita pelo sistema de vácuo dentro do DEC, menor será a variação da carga do eletreto em função da exposição e, conseqüentemente, maior será a exposição alcançada pelo dosímetro.

A fim de estudar a dependência do DEC com a pressão, foi lançado em um gráfico (figura 23) a variação da sensibilidade do DEC em termos da pressão (em mbar), onde esta pressão é a diferença entre a pressão atmosférica e a pressão do vácuo. Se for suposto que

$$D \propto \frac{1}{P} = k \frac{1}{P}$$

onde k é uma constante de proporcionalidade e, lembrando que a equação básica do DEC é dada por

$$Q = Q_0 - b \cdot X$$

tem-se que

$$b \approx k \frac{V \cdot P}{T}$$

logo,

Figura 22 - Curvas de calibração do DEC em função da pressão no interior do DEC, durante a irradiação

Figura 23 - Dependência da sensibilidade do DEC em função da pressão

$$Q = Q_0 - \frac{P k' X}{T}$$

$$Q - Q_0 = \frac{k P X}{T}$$

$$\Delta Q = k \frac{P X}{T}$$

$$k = \frac{|\Delta Q|}{XP}$$

considerando que a temperatura T é fixa e igual à temperatura ambiente. Portanto, pelo gráfico da sensibilidade em função da pressão, pode-se ver que a sensibilidade aumenta a medida que a pressão diminui, ou seja, ela é inversamente proporcional à pressão. Desta forma, está confirmado o fato de que a exposição varia inversamente com a pressão, em uma faixa de 50 a 1000 mbar, como era esperado.

Apesar destes resultados terem se mostrado satisfatórios pode-se concluir que, devido à complexidade do sistema necessário para estabelecer uma certa pressão no interior do dosímetro, além da disponibilidade de uma bomba mecânica para este experimento, a sua utilização na prática seria inviável em uma rotina de calibração. Além do mais, fica constatado que a exposição máxima atingida pelo dosímetro com esta redução de pressão foi de $2.58 \times 10^{-3} \text{ C/kg}$ ($= 10\text{R}$) no máximo, para o menor valor da pressão. Logo, foi necessário se fazer uma outra tentativa em uma câmara que tivesse uma geometria plana, a fim de aumentar a ordem de grandeza do valor da exposição máxima do dosímetro.

4.1.4 — Conclusões

As vantagens deste tipo de dosímetro cilíndrico com agulha, com relação aos outros sistemas dosimétricos, são as seguintes:

- i - sensibilidade comparável com a câmara Baldwin-Farmer que é da ordem de 10^{-10} C/R;
- ii - limite mínimo de detecção semelhante ao do dosímetro termo luminescente (como o LiF por exemplo), isto é, cerca de 10mR;
- iii - construção e sistema de leitura simples;
- iv - pode ser usado como dosímetro de bolso para uso em monitoração pessoal;
- v - boa linearidade até 2.58×10^{-4} C/kg (= 1R)

Estas e outras características foram extensivamente avaliadas em tese de O. Guerrini¹².

4.2 — Dosímetro de eletreto plano

4.2.1 — Introdução

Conforme a descrição do dosímetro de eletreto plano (DEP) feita na seção 3.1.2, o dosímetro é constituído das seguintes partes: uma parede metálica inferior que serve como apoio para o eletreto e uma parede superior, que está em contato com a anterior, sendo que entre elas existe um espaço de ar. Antes dos resultados obtidos com este dosímetro serem apresentados, será feita uma análise, em termos de geometria, dos parâmetros envolvidos com relação ao dosímetro cilíndrico e o plano.

Em primeiro lugar serão comparadas, em termos da densidade superficial, as cargas liberadas no ar para uma geometria cilíndrica e uma geometria plana. Para um dosímetro cilíndrico, tem-se que

$$\sigma_{cil} = \frac{C_{cil} \cdot V_0}{A} = \frac{\epsilon_0 V_0}{r_2 \ln \left(\frac{r_3}{r_2} \right)}$$

em que r_2 é o raio externo do eletreto e r_3 é o raio interno da

da parede do DEC. E, para uma geometria plana, ela será

$$\sigma_{pl} \sim \frac{1}{h} \quad \sigma_{pl} = \frac{k\epsilon_0 A}{h} V_0$$

em que h é o espaçamento entre as paredes internas do DEP.

Desta forma, como temos que

$$Q = \sigma A = X V \quad V: \text{volume}$$

então

$$Q_{pl} = \sigma A = X A h$$

$$X_{pl} = \frac{\sigma_{pl}}{h} \quad \text{sendo que} \quad \sigma_{pl} = \frac{k\epsilon_0 A V_0}{h}$$

Analogamente,

$$Q_{cil} = X_{cil} V = \sigma A$$

$$X_{cil} \cdot \pi (r_3^2 - r_2^2) \cdot h = \sigma_{cil} \cdot 2\pi r_2 h$$

$$X_{cil} = \left[\frac{2r_2}{(r_3^2 - r_2^2)} \right] \sigma_{cil}$$

Supondo que $\sigma_{pl} = \sigma_{cil}$, teremos

$$\frac{X_{pl}}{X_{cil}} = \frac{r_3^2 - r_2^2}{2 r_2 h} \approx 80$$

Conseqüentemente, é de se esperar que a exposição máxima do dosímetro plano seja cerca de 80 vezes maior do que a do dosímetro cilíndrico. Além do mais, quanto menor for o espaçamento de ar do DEP, maior será a exposição máxima medida por este tipo de dosímetro. Este comportamento será descrito nas próximas seções.

4.2.2 - Dependência da sensibilidade do DEP com as condições de carregamento do eletreto

Antes de ser verificada a variação da sensibilidade do DEP com o espaçamento da câmara, será analisado o comportamento do eletreto em termos das suas condições de carregamento. Neste caso, o dosímetro utilizado tinha suas paredes de alumínio (com 1 mm de espessura), com um espaçamento interno entre elas de 3 mm (figura 14).

O eletreto utilizado foi o Teflon FEP de 25 μm de espessura com uma de suas faces metalizada e que fica em contato com a parede interna do dosímetro. Inicialmente, ele foi pré-aquecido a 160°C, durante 10 min, depois carregado sob várias condições de carregamento e então aquecido novamente na mesma temperatura, durante o mesmo período.

Na tabela VI são apresentados os resultados obtidos, em que as medidas foram feitas para um mesmo dosímetro. Na figura 24 pode-se ver a variação da sensibilidade deste dosímetro em função das condições de carregamento. A sensibilidade média encontrada foi de (4.8 ± 0.4) pC/R, o que mostra um desvio percentual de aproximadamente 7%, para um mesmo dosímetro.

TABELA VI

DEPENDÊNCIA DA SENSIBILIDADE DO DEP COM AS CONDIÇÕES DE CARREGAMENTO DO ELETRETO PARA UM MESMO DOSÍMETRO

Dosímetro	Carregamento	Sensibilidade (pC/R)	Carga inicial ($Q \times 10^{-10} \text{C}$)
DEP 1	sem grade	4.86	12.5
DEP 1	com grade (500V)	5.20	8.4
DEP 1	com grade (1000V)	5.00	7.7
DEP 1	com grade (1500V)	4.30	8.5
DEP 1	com grade (2000V)	4.53	9.0

Figura 24 - Variação da sensibilidade do DEP com as condições de carregamento do eletreto, para um mesmo DEP

Figura 25 - Variação da sensibilidade do DEP com as condições de carregamento do eletreto para vários DEP

Em seguida, será estudado o comportamento do DEP, para vários dosímetros, carregados nas mesmas condições, que foram as seguintes:

- i - pré-aquecimento a 160°C durante 10 min;
- ii - carregamento com ponta corona (14 kV), com grade (500V) durante 15 min;
- iii - aquecimento a 160°C durante 10 min.

A figura 25 mostra os resultados encontrados nestas condições, sendo que a sensibilidade média obtida foi de (5.1 ± 0.6) pC/R, com um desvio percentual de cerca de 10%.

4.2.3 - Dependência da sensibilidade do DEP com o volume

Com a finalidade de estudar a variação da sensibilidade do dosímetro plano em termos do volume sensível da câmara, foram construídos três dosímetros (parede de alumínio) com espaçamentos de 6, 3 e 1 mm, com volumes de 5.3, 3.0 e 0.1 cm³ respectivamente. O eletreto foi carregado com uma ponta corona (14 kV) e com grade (500V), sendo aquecido antes e depois do processo de carga. A irradiação foi feita com um fonte de ⁶⁰Co ($A = 3.7 \times 10^{10}$ Bq em 13/10/80), a 20 cm de distância da mesma. As figuras 26, 27 e 28 mostram as curvas de calibração destes dosímetros, com os respectivos espaçamentos.

A figura 29 mostra a sensibilidade do dosímetro plano em função dos volumes utilizados. Pode-se ver que a relação entre a sensibilidade e o volume é linear, com um desvio percentual de cerca de 10% na medida de sua reprodutibilidade. Na tabela VII são mostrados os parâmetros envolvidos neste estudo.

Figura 26 - Curvas de calibração do DEP de 6 mm de espaçamento

Figura 27 - Curvas de calibração do DEP, de 3 mm de espaçamento

Figura 28 - Curvas de calibração do DEP de 1 mm de espaçamento

Figura 29 - Dependência volumétrica do DEP

TABELA VII

DEPENDÊNCIA DA SENSIBILIDADE DO DEP EM FUNÇÃO DO VOLUME

Espaçamento (mm)	Área (cm ²)	Volume (cm ³)	Sensibilidade (pC/R)	Exp.máx. (R)
6	8.8	5.28	10.6 ± 1.4	160
3	10.0	3.00	5.1 ± 0.6	190
1	1.2	0.12	0.19 ± 0.03	200

Foi verificado que para os dois primeiros dosímetros, com espaçamentos de 6 e 3 mm, a relação entre os respectivos volumes é igual à relação entre as suas sensibilidades. No entanto, isto não ocorre com o DEP de 1 mm de espaçamento, devido ao fato de que a área do eletreto não ser a mesma (é cerca de 10 vezes menor) do que nos casos anteriores, conforme os dados apresentados na tabela.

4.2.4 - Dependência da sensibilidade do DEP com o material da parede

A fim de verificar a resposta da sensibilidade do DEP em termos de reprodutibilidade, foram construídos vários dosímetros com diferentes materiais de parede, para possibilitar a escolha do material mais adequado em termos de uma maior precisão (em torno de 2 a 3%) e de uma boa reprodutibilidade na sensibilidade do dosímetro.

O primeiro material a ser pesquisado foi o alumínio. As características dos 3 tipos de dosímetros construídos com este material são apresentados na tabela abaixo, cuja espessura de parede era de 270 mg/cm².

TABELA VIII

CARACTERÍSTICAS DO DEP DE ALUMÍNIO

Espaçamento (mm)	Volume (cm ³)	Preparação corona (14kV)	Sensibilidade (pC/R)	Desvio
6	6.10	pré e pós aquec.	10.0 ± 0.5	5%
3	3.00	pré e pós aquec.	5.1 ± 0.2	4%
1	0.12	pré e pós aquec.	0.21 ± 0.01	4%

Nas figuras 26, 27 e 28 é mostrada a reprodutibilidade dos DEP de alumínio com espaçamentos de 6, 3 e 1 mm respectivamente.

Apesar dos valores encontrados, não se conseguiu obter um resultado satisfatório e, por isto, foi feita uma outra tentativa com um material mais rígido mecanicamente do que o alumínio, no caso, o latão.

Na figura 30 é mostrada a configuração deste dosímetro (de latão) assim como o seu sistema de leitura associado. Devido às características deste dosímetro, o eletreto não foi submetido a um tratamento térmico já que ele se encontrava em contato com a superfície interna da parede por meio de uma tinta de prata (condutora). Com o aumento de temperatura, o eletreto se soltava e não havia assim o devido contato elétrico com a parede do dosímetro. Com isto foi obtida uma sensibilidade média de 0.03 pC/R, com uma reprodutibilidade de 1%, devido ao seu alto número atômico efetivo (aproximadamente igual a 29), para uma composição de 70% de cobre e 30% de zinco (figura 31). A espessura da parede era de 1680mg/cm² (2 mm), o espaçamento de 1 mm e o volume de 0.25 cm³. Com o objetivo de diminuir o espalhamento provocado pelo material da parede dentro do volume sensível da câmara, foi feita uma experiência com o aço inox, cuja composição de 18% de cromo, 0.04% de carbono, 10% de níquel, 2% de manganês, 1% de silício, 0.04% de fósforo, 0.03% de enxôfre.

1 PAREDE INFERIOR

4 PLACA DE MEDIDA

2 PLACA INTERMEDIÁRIA

3 PAREDE SUPERIOR

VISTA LATERAL

Figura 30 - Esquema do DEP de latão

Figura 31 - Curvas de calibração do DEP de latão

Nas figuras 32 e 33 estão apresentados esquema do DEP de aço inox assim como do sistema de leitura associado, sendo este último análogo ao do DEP de latão. Na figura 34 temos a reprodutibilidade deste dosímetro, para um espaçamento de 1 mm, uma espessura de 1970 mg/cm² (2.5 mm) e um volume de 0.20 cm³. Observamos uma sensibilidade média de 0.10 pC/R, com um desvio de 3%. Este dosímetro foi preparado da mesma forma que os anteriores, isto é, pré e pós aquecimento a 160°C e carregamento com corona (14 kV), com grade (500V).

Na figura 35, temos a dependência da sensibilidade dos DEP em função do número atômico (efetivo, no caso do latão e do aço inox) para os três tipos de dosímetros estudados. Esta variação pode ser explicada em termos de vários fatores, sendo eles os seguintes: (1) espessura da parede: se for considerado que a energia máxima dos elétrons Compton, dada pela relação (45)

$$E_{\max} = h\nu_0 \frac{2\alpha}{1 + 2\alpha}, \quad \alpha = \frac{h\nu_0}{m_0c^2}$$

$$= 1.04 \text{ MeV}$$

para a energia do ⁶⁰Co, tem-se que o alcance destes elétrons secundários no material será dado por

$$R = 412 E^n, \quad n = 1.265 - 0.0954 \ln E \quad \text{para } 0.01 \text{ MeV} < E < 3 \text{ MeV}$$

em que E é a energia em MeV e R o alcance dos elétrons, dado em mg/cm². Substituindo o valor encontrado para a energia dos elétrons Compton, obtem-se que

$$R = 432.89 \text{ mg/cm}^2$$

Sendo assim, pode-se calcular o alcance dos elétrons secundários em cada um dos materiais. Na tabela IX estão apresentados os resultados destes cálculos.

Fig. 36 - Determinação da atenuação da parede para o alumínio e o aço inox

Z ou Z_{ef}	Transmissão esperada	Transmissão obtida
13	99.79%	99%
26	99.83%	89%

Desta forma, a atenuação devida ao material da parede é de cerca de 1 a 11% para o alumínio e o aço inox respectivamente, para as espessuras empregadas na construção dos dosímetros, enquanto que a atenuação é de cerca de 0.2% para a espessura calculada para existir o equilíbrio eletrônico. Logo, fazendo a correção para 99.8% de transmissão através da parede, pode-se fazer uma comparação entre a sensibilidade medida e a esperada na tabela abaixo.

Figura 32 - Esquema do DEP de aço inox

Figura 33 - Sistema de leitura do DEP de aco inox

Figura 34 - Reprodutibilidade do DEP de aço inox

Figura 35 - Dependência da sensibilidade do DEP em função do Z do material da parede

TABELA IX

VALORES DO ALCANCE DOS ELÉTRONS
SECUNDÁRIOS NOS MATERIAIS ESTUDADOS

Material	Z ou Z_{ef}	Densidade (mg/cm ³)	Espessura (mg/cm ²)	Alcance (cm)
Alumínio	13	2700	270	0.16
Latão	29	8410	1680	0.05
Aço Inox	26	7870	1970	0.06

Considerando que existe uma linearidade entre a sensibilidade do dosímetro e o espaçamento da câmara, pode-se supor que, para a espessura de parede utilizada, a sensibilidade esperada de acordo com o alcance calculado dos elétrons secundários na parede, será dada por

Z ou Z_{ef}	R_{exp}	b_{exp}	R_{teo}	b_{teo}
13	0.10	0.21	0.16	0.34
29	0.20	0.03	0.05	0.01
26	0.25	0.10	0.06	0.02

Conseqüentemente, verifica-se que a sensibilidade do DEP para o alumínio e o aço inox varia linearmente com o número atômico da parede da câmara. Isto não ocorre com o DEP de latão devido à falta de estanqueidade em tal dosímetro; (2) atenuação da parede: a fim de determinar a atenuação da parede, mede-se a intensidade da radiação (para o alumínio e o aço inox) que passa através do material em função da espessura do mesmo (figura 26). As medidas foram feitas no ar, a 50 cm da fonte de ⁶⁰Co, com uma câmara Victoreen nº 552, de 2.5R (de 400 a 1300 keV) e com os atenuadores colocados sobre a boca da fonte. Assim, utilizando os valores da espessura usados nos DEP, pode-se comparar a atenuação esperada com a atenuação obtida. Os resultados são mostrados em seguida:

TABELA X

COMPARAÇÃO DAS SENSIBILIDADES MEDIDA E ESPERADA DE ACORDO
COM A TRANSMISSÃO ATRAVÉS DO MATERIAL DA PAREDE DA CÂMARA

Z	Transmissão medida	Transmissão esperada	b medida	b esperada
13	99%	99.8%	0.21	0.21
26	89	99.8%	0.10	0.11

Portanto, pode-se ver que a sensibilidade medida do DEP em função do material da parede, se aproxima do valor esperado se for considerado o efeito da atenuação da parede: (3) volume sensível: fixando-se o espaçamento de ar da câmara em 1 mm pode-se constatar que o efeito da sensibilidade do DEP, ainda em termos do material da parede, em função do volume sensível, que é mostrado a seguir:

Z	Volume sensível (cm ³)	Sensibilidade (pC/R)	Volume normalizado (cm ³)	b pC/R
13	0.12	0.21	0.25	0.44
29	0.25	0.03	0.25	0.03
26	0.20	0.10	0.25	0.13

Desta maneira, observa-se que para o maior volume sensível (0.25 cm³), a sensibilidade do dosímetro é linear em relação ao número atômico, exceto para o latão devido à falta de estanqueidade deste dosímetro.

Pela figura 35, pode-se concluir que os valores obtidos experimentalmente para a sensibilidade em função do Z do material, mostraram uma boa dependência linear, para os materiais que foram corrigidos de acordo com o volume sensível da câmara. Além

disto, o DEP de aço inox é o dosímetro que apresentou uma menor variação entre o valor experimental e o teórico para a sensibilidade, com relação aos 3 fatores analisados.

4.2.5 — Estabilidade do dosímetro de eletreto plano

Como foi mencionado na seção 3.3, o tratamento térmico logo após o carregamento do eletreto tem, como objetivo principal, "esvaziar" as armadilhas energeticamente rasas, fazendo com que os portadores armazenados nelas sejam ativados (por agitação térmica) e penetram no volume da amostra, de tal forma que eles serão aprisionados em armadilhas energeticamente mais profundas. Este processo permite assim, aumentar a estabilidade do eletreto.

A escolha do tratamento térmico ideal para o dosímetro de eletreto foi baseada em trabalhos anteriores^{43, 44}, que mostraram que um aquecimento a 160°C em circuito aberto durante 10 minutos, faz com que o dosímetro apresente um decaimento da ordem de 2% ao mês, além de manter a linearidade na curva de calibração¹².

Figura 37 - Decaimento do DEP de alumínio

Figura 38 - Decaimento do DEP de aço inox

Sendo assim, este mesmo procedimento foi adotado para as medidas do decaimento do DEP. As figuras 37 e 38 mostram as curvas de decaimento dos DEP de alumínio e de aço inox. No DEP de latão não foi feito o tratamento térmico, uma vez que o eletreto era mantido preso sobre a superfície metálica por meio de uma tinta condutora; com o aumento da temperatura, o eletreto se soltava da parede do dosímetro. Por causa disto, o DEP de latão não foi aquecido.

Podemos observar que para o DEP de alumínio, o decaimento foi de 14% nos primeiros 5 dias e de 2% na primeira semana subsequente a este período, apresentando assim uma estabilidade razoável para medir o rendimento de uma bomba de cobalto neste mesmo período.

Quanto ao DEP de aço inox, ele apresentou um decaimento natural (sem tratamento térmico) de 5% em um período de uma semana, após 2 dias da realização do carregamento. Além do mais, a estabilidade deste dosímetro, de um dia para outro, foi de cerca de 1%. Já com um tratamento térmico, estas variações devem se reduzir sensivelmente.

4.2.6 — Intercomparação entre o DEP de aço inox e o sistema dosimétrico Baldwin-Farmer

A fim de realizarmos uma intercomparação entre a resposta do DEP de aço inox e a de um dosímetro Baldwin-Farmer, foram efetuadas medidas de exposição em uma unidade de Cobalto-60 (A=12168 Ci em 27/8/75) THERATROM 780 da Atomic Energy Canada Limited, no Serviço de Radioterapia da Beneficência Portuguesa de São Paulo.

O eletreto foi carregado com um sistema de descarga corona no ar (2 kV) durante um minuto, não tendo sido submetido a um tratamento térmico. As condições de irradiação foram as se-

guintes: as medidas foram feitas no ar com capa de "build-up" (câmara Baldwin-Farmer), com um campo $5 \times 5 \text{ cm}^2$, distância fonte-superfície do detector de 80 cm, distância piso-detector de 115 cm. Foram utilizadas como suporte para o dosímetro plano, uma placa de isopor de 5 cm de espessura que estava, por sua vez, apoiada na mesa de tratamento, de forma a ficar fora do campo de radiação e sob a capa de build-up da câmara dedal. Assim, esta placa de isopor não deve contribuir na medida da exposição quando se utiliza o DEP de aço inox.

Inicialmente, foi medida nestas condições a exposição com a câmara dedal, com e sem a placa de isopor, para que fosse verificada a sua influência nas medidas. Constatou-se que a diferença entre estas duas leituras foi de 0.03% e, portanto, o isopor não altera o valor medido pela câmara Baldwin-Farmer.

Em seguida, a câmara dedal foi retirada do campo de radiação, e foi introduzido o dosímetro de eletreto na mesma posição da câmara (isto é, no eixo central do campo) e foram levantadas as curvas de calibração para os sete dosímetros estudados. Nas figuras 39 e 40 essas curvas são mostradas, às quais foram obtidas no IFQSC e na Beneficência Portuguesa respectivamente, e os resultados estão apresentados na tabela XI.

TABELA XI

RESUMO DOS RESULTADOS DA INTERCOMPARAÇÃO
ENTRE O DEP DE AÇO INOX E O DOSÍMETRO
BALDWIN-FARMER OBTIDOS NA BENEFICÊNCIA
PORTUGUESA

Dosímetro	Carga inicial $\bar{Q}_i \times 10^{-10} \text{ C}$	Sensibilidade $\bar{b} \times 10^{-13} \text{ CIR}$	Reprodutibilidade	Exp.máx. R
DE 01	0.813 ± 0.219	1.029 ± 0.091	8.9%	750 ± 142
DE 02	0.740 ± 0.083	1.080 ± 0.061	5.6%	668 ± 86
DE 03	0.776 ± 0.079	1.005 ± 0.104	10.3%	710 ± 54
DE 04	0.914 ± 0.242	1.141 ± 0.230	20.1%	765 ± 88
DE 05	0.628 ± 0.427	0.852 ± 0.200	23.4%	638 ± 278
DE 06	0.896 ± 0.094	1.116 ± 0.100	8.9%	772 ± 36
DE 07	0.861 ± 0.222	1.100 ± 0.074	6.8%	752 ± 175

Figura 39 - Reprodutibilidade do DEP de aço_inox sem tratamento térmico (IFQSC)

Figura 40 - Reprodutibilidade do DEP de aço inox sem tratamento térmico (Beneficência)

Assim, a sensibilidade média total encontrada foi de 1.046×10^{-13} C/R, com uma reprodutibilidade de 9%, para um total de seis irradiações em cada dosímetro. No entanto, como os DEP não foram submetidos a um tratamento térmico, foi considerado que houvesse uma faixa de carga do eletreto na qual o dosímetro já estivesse estabilizado, após ter sido submetido a uma pré-irradiação. Desta forma, o eletreto era carregado e, após um período de 20h aproximadamente, o dosímetro era então irradiado. Logo, a variação da sensibilidade com a exposição só foi levada em consideração quando a carga do eletreto se encontrava na faixa de 0.500 a 0.200×10^{-10} C. Os resultados desta análise são mostrados na tabela XII.

TABELA XII

ANÁLISE DOS RESULTADOS DO DEP DE AÇO INOX
SEM TRATAMENTO TÉRMICO

Dosímetro	Sensibilidade $\bar{b} \times 10^{-13}$ C/R	Reprodutibilidade
DE 01	0.932	1%
DE 02	1.034	7%
DE 03	0.932	2%
DE 04	0.909	5%
DE 05	0.739	5%
DE 06	1.011	7%
DE 07	1.057	7%

Em consequência, os DEP foram submetidos a um tratamento térmico (100°C durante uma hora) após o processo de carregamento. Na tabela XIII estão resumidos os resultados encontrados, a irradiação sendo feita no IFQSC com $\dot{X} = 20$ R/h (figura 41).

Figura 41 - Reprodutibilidade do DEP de aço inox com tratamento térmico (IFQSC)

TABELA XIII

SENSIBILIDADES DOS DEP DE AÇO INOX COM
TRATAMENTO TÉRMICO OBTIDAS NO IFQSC COM
 $\dot{X} = 20 \text{ R/h}$

Dosímetro	Sensibilidade $\bar{b} \times 10^{-13} \text{ C/R}$	Reprodutibilidade
DE 01	1.000	1%
DE 02	1.050	1.7%
DE 03	1.150	2.5%
DE 04	1.100	4.5%
DE 05	1.100	2.7%
DE 06	1.050	4.8%
DE 07	1.050	5.4%

Logo, com o tratamento térmico, foi obtida uma sensibilidade média de $1.071 \times 10^{-13} \text{ C/R}$, com uma reprodutibilidade média de 5%.

Constatou-se então, que a reprodutibilidade dos dosímetros aumentou com o tratamento térmico, o que faz com que a estabilidade do DEP permaneça constante ao longo do tempo. A fim de ser verificada a dependência da sensibilidade com a taxa de exposição (com tratamento térmico), os dosímetros foram irradiados em uma unidade de Cobalto-60 GAMATRON da SIEMENS no Hospital das Clínicas de Ribeirão Preto e cujos resultados mostramos a seguir (figura 42).

TABELA XIV

SENSIBILIDADES DOS DEP DE AÇO INOX COM
TRATAMENTO TÉRMICO OBTIDAS NO HCRP COM
 $\dot{X} = 20 \text{ R/40 seg.}$

Dosímetro	Sensibilidade $\bar{b} \times 10^{-13} \text{ C/R}$	Reprodutibilidade
DE 05	1.900	2%
DE 06	1.800	2%
DE 07	2.050	3%

Figura 42 - Reprodutibilidade do DEP de aço inox com tratamento térmico (HCRP)

Desta forma, pode ser verificada a variação da sensibilidade em função da taxa de exposição, com e sem o tratamento térmico do eletreto. Conclui-se assim, que a sensibilidade do DEP de aço inox é praticamente independente da taxa de exposição.

4.2.7 — Dosímetro múltiplo de eletreto

Antes de efetuar a calibração de um aparelho de terapia, é importante determinar o desempenho da máquina, assim como a estabilidade do seu rendimento. Geralmente, observa-se variações acima de 2% na dose absorvida por unidade de tempo ou por unidade de monitor. Um dos parâmetros importantes a serem investigados no controle de qualidade em Radioterapia, consiste na determinação da uniformidade e da simetria do feixe de radiação, que pode ser determinada a partir de medidas feitas no ar ou em um "phantom". O esquema do procedimento a ser seguido está ilustrado na figura 42.

O método usado rotineiramente para a determinação da uniformidade do feixe é o seguinte³⁵:

1) centraliza-se um "phantom" de água (de $20 \times 20 \times 20 \text{ cm}^3$) no eixo central de um campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$;

2) introduz-se a câmara de ionização (Baldwin-Farmer, por exemplo) em uma cavidade cujas dimensões se ajustam perfeitamente às da câmara, de forma que o centro do volume sensível fique no centro do "phantom" e é centralizado no eixo central do campo. Além do mais, a espessura desta cavidade fornece o equilíbrio eletrônico para a câmara de ionização;

3) as medidas são feitas a uma profundidade de 5 cm, de acordo com os protocolos de dosimetria, nas distâncias usuais de tratamento;

4) efetua-se então medidas de exposição ao longo do campo de radiação (primeiramente no eixo central), de forma que o deslocamento da câmara esteja em uma mesma direção e de centímetro em centímetro;

Figura 43 - Procedimento experimental para a medida da uniformidade do campo de radiação

5) as medidas em pontos simétricos devem coincidir dentro de 3 a 5%, enquanto que a medida feita a 1 cm, do lado interno da extremidade do campo, não deve ser menor do que 90% do valor no eixo central^{4,6}.

6) fazer um gráfico que represente o padrão da dose ao longo de retas, em várias direções normais ao eixo central do feixe;

7) verificar se estas flutuações se encontram dentro da faixa de variações fornecidas pelo fabricante.

Sendo assim, foi construído um dosímetro múltiplo de eletretos com uma configuração plana e as seguintes características: uma parede de lucite (de 2.5 mm de espessura) recoberta com "Aquadag"; o eletreto é o Teflon FEP de 25 μ m de espessura; um espaçamento de ar de 2.5 mm e um volume sensível de 0.16 cm³. A configuração de tal dosímetro (figura 44) é constituída das seguintes partes: a parede inferior da câmara é uma placa inteiriça que serve como apoio para o eletreto, sendo este último uma fita do mesmo comprimento desta placa, que está preso e esticado nas extremidades da mesma. A parede superior é vazada no seu centro de forma a permitir o encaixe perfeito de outra placa mais estreita, que se desloca ao longo dela, no momento da leitura da carga do eletreto. Uma outra placa é colocada entre as paredes inferior e superior, provida de sete janelas circulares de 8 mm de diâmetro e de 10 mm de espaçamento entre si. Assim, a superposição destas três placas (presas por parafusos nas suas bordas) constituem o nosso sistema dosimétrico.

O carregamento do eletreto foi feito por meio de um sistema de descarga corono no ar (2 kV) durante 1 minuto, sendo que o eletreto não foi submetido a nenhum tratamento térmico. Para a medida da carga, foi construída uma caixa metálica que contém no seu interior um eletrodo metálico e uma abertura, cujas dimensões internas são ligeiramente maiores do que as dimensões externas do

Figura 44 - Esquema do dosímetro múltiplo de eletreto

dosímetro. A caixa tem um comprimento tal, que não há variação na distância entre o eletreto e o eletrodo de medida. Nas duas faces laterais do DEP existem sete reentrâncias para que seja possível a leitura da carga, e que estão localizadas no centro das janelas do DEP. Assim, o eletrodo de medida se encontra imediatamente acima do eletreto e com um diâmetro ligeiramente maior, de forma a não originar erros de posicionamento no momento de leitura. Dentro da caixa, existe ainda uma mola que se encaixa nas reentrâncias existentes no dosímetro e que faz com que a medida da carga, correspondente às janelas existentes, seja feita uma a uma.

As medidas foram feitas em uma unidade de Cobalto-60 THERATROM 780 da Atomic Energy Canada Limited, com um "phantom" de lucite a 5 cm de profundidade, em campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ e uma distância fonte-superfície de 80 cm. Os resultados foram comparados com as medidas feitas com uma câmara Baldwin-Farmer de 0.6 cm^3 em um "phantom" de água, nas mesmas condições de irradiação (figura 45).

As leituras feitas com o dosímetro múltiplo de eletreto em pontos simétricos, tanto no sentido CD quanto no sentido AB diferiram cerca de 5%. A medida feita a 1 cm do lado interno da borda do campo (com relação ao valor medido no eixo central) foi de 99% em média, no sentido AB e de 98% no sentido CD e, portanto, maior do que 90%, que é o valor recomendado. Por sua vez, os resultados obtidos com a câmara Baldwin-Farmer mostraram uma diferença de 0.5% no sentido CD e de 2% no sentido AB. Além do mais, podemos ver que os resultados obtidos com estes dois sistemas dosímetros foram compatíveis, uma vez que foi encontrada variação média de cerca de 3% entre eles.

Desta forma, conclui-se que o dosímetro múltiplo de eletretos com essa configuração poderá ser usado no controle de qualidade em Cobaltoterapia, no que diz respeito à medida da uniformidade do feixe de radiação, pois os resultados se mostraram compatíveis com os valores recomendados pela literatura, além do fato da sua construção e do seu sistema de leitura associado serem simples e de baixo custo.

MEDIDA DA UNIFORMIDADE DO FEIXE DE RADIAÇÃO (^{60}Co)

Figura 45 - Determinação da uniformidade do campo por meio do DEP

4.3 — Conclusões gerais

A partir dos resultados obtidos com o dosímetro de eletreto plano apresentados na presente dissertação, pode-se chegar às seguintes conclusões:

- a) simplicidade de construção do dosímetro e do sistema de leitura associado;
- b) sensibilidade de 10^{-13} C/R, com uma reprodutibilidade de 5% (DEP de aço inox);
- c) alcance máximo de exposição de 700R;
- d) medida da uniformidade do campo de radiação por meio do dosímetro múltiplo de eletreto, que se constitui em um sistema útil para fins de programas de inter-comparação;
- e) intercomparação com o sistema Baldwin-Farmer mostrar uma variação de 3%;
- f) memória permanente, não apagando o valor da medida durante a leitura;
- g) baixo custo e construção com tecnologia totalmente nacional.

SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

- 1 - Utilização e avaliação do sistema para elétrons e raios-X.
- 2 - Melhoria do sistema de carga e de medidas.
- 3 - Estudos mais detalhados sobre tratamento térmico para eventual uso em intercalibrações à distância.
- 4 - Uso de métodos diferenciais na medida da carga.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. SESSLER, G.M. - Electrets. In: Topics in Applied Physics. Vol. 33. Edited by G.M. Sessler, Springer Verlag, 1980. Cap. 2.
2. In ref. 12.
3. MORENO, R.A. - Um método para o estudo de transporte de cargas em filmes isolantes carregados por descarga corona. Aplicação ao polietileno. Tese de Doutorado, IFQSC - DFCM, São Carlos, 1977.
4. GROSS, B. - In ref. 12, cap. 4.
5. WOLFSON, J.L. & DYMENT, J.C. - "Dosimetric properties of electrets". Health Phys. 7, 1961. p. 36-39.
6. BAUSER, H. & RONGE, W. - "The electret ionization chamber: a dosimeter for long-term personnel monitoring". Health Phys. 34, 1978. p. 97-102.
7. IKEYA, M. & MIKI, T. "Electret dosimeter utilizing gas multiplication". Health Phys. 39, 1980. p. 797-799.
8. FALLONE, B.G. & PODGORSK, E.B. - "Radiation-induced foil electret chamber". Phys. Rev. B, 28, 1983. p. 4753-4760.
9. MASCARENHAS, S. - "Um novo tipo de dosímetro de eletreto". In: Seminário de Instrumentação Nuclear. Rio de Janeiro, 1980.
10. MASCARENHAS, S. & ZIMMERMAN, R.L. - "A new electret dosimeter". In: 10º Aniversário da Associação Brasileira de Físicos em Medicina. Edited by S. Watanabe, São Paulo, 1979. p. 488-491.

11. CAMERON, J.R. & MASCARENHAS, S. - "A cylindrical electret ionization chamber". In: 6th International Conference on Solid State Dosimetry. Toulouse-France, 1980. April 1-4.
12. GUERRINI, O. - Investigações sobre dosimetria com eletretos. Tese de Mestrado, IFQSC-DFCM, São Carlos, 1983.
13. DE ALMEIDA, A. - Investigações com dosímetro de eletreto cilíndrico para neutros rápidos. Tese de Mestrado, IFQSC-DFCM, São Carlos, 1983.
14. MASCARENHAS, S.; CAMPOS, L.L. & SUAREZ, A.A. - "A new electret dosimeter for fast neutrons". Health Phys. 43 (5), 1982. p. 731-733.
15. CAMPOS, L.L.; CALDAS, L.V.E. & MASCARENHAS, S. - "Electrets for beta radiation detection". In: International Beta Dosimetry Symposium. Washington D.C., Feb. 1983. p. 15-18.
16. CRESTANA, S. & MASCARENHAS, S.: "Produção de eletretos e dosimetria com partículas alfa". Suplemento de Ciência e Cultura 36 nº 7, julho de 1984, p.409.
17. CRUVINEL, P.E. - "Sistema dosimétrico digital computerizado para dosímetro de eletreto". Tese de Mestrado. UNICAMP. Campinas, 1984.
18. ROESCH, W.C. & ATTIX, F.H. - "Basic aspects of dosimetry". In: Radiation Dosimetry, 2ª ed. Edited by F.H. Attix and W.C. Roesch. New York, Academic Press, 1968. Vol. I, cap. 1, p. 2.
19. JOHNS, H.E. & CUNNINGHAM, J.R. - The Physics of Radiology. 3ª ed. Charles C. Thomas Publisher, Springfield, 1978. Cap. 5, p. 149.
20. EVANS, R.D. - "X-ray and γ -ray interactions". In ref. 1, cap. 3, p. 94.

21. HINE, G.J. & BROWNELL, G.L. - Radiation Dosimetry. Academic Press, New York, 1956.
22. INTERNATIONAL COMMISSION OF RADIATION UNITS AND MEASUREMENTS - ICRU Report 33: Radiation quantities and units. Washington D.C., 1980.
23. BURLIN, T.E. - "Cavity-chamber theory". In ref. 1, Cap. 8, p. 331.
24. MILLER, A. & McLAUGHLIN, W.L. - "Calculation of energy dependence of dosimeter response to ionizing photons". Int. J. Appl. Radiat. Isot. 33, 1982. p. 1299-1310.
25. BOAG, J.W. - "Ionization chambers". In: Radiation Dosimetry. 2^a ed. Edited by F.H. Attix and W.C. Roesch. New York, Academic Press, 1968. Vol. II, cap. 9, p. 2.
26. BOAG, J.W. - In ref. 4, cap. 9, p. 11.
27. BECKER, K. - Solid State Dosimetry. CRC Press, Cleveland, 1973. Cap. 2, p. 27.
28. FOWLER, J.F. - "Solid State Electrical Conductivity Dosimeters". In ref. 9, cap. 13, p. 269.
29. MEREDITH, W.J. & MASSEY, J.B. - Fundamental Physics of Radiology. 3^a ed. John Wright Ltd., 1977.
30. JOHNS, H.E. - "Use of X and γ rays in Radiotherapy". In: Radiation Dosimetry. 2^a ed. Edited by F.H. Attix and E. Tochilin. New York, Academic Press, 1968. Vol. III, cap. 30, p. 677-738.
31. JOHNS, H.E. - "X-ray and teleisotope γ rays". In: Radiation Dosimetry. New York, Academic Press, 1968. Vol. III, cap. 17, p. 1-47.

32. In ref. 2, cap. 10, p. 321-322.
33. INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIATION UNITS AND MEASUREMENTS -
ICRU Report 10d: Clinical Dosimetry. Washington D.C.,
1962.
34. 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 γ rays. Washington
D.C., 1973.
35. MASSEY, J.B. - Manual of Dosimetry in Radiotherapy. IAEA,
Vienna, 1970. Cap. IV, p. 39-68.
36. Scientific Committee on Radiation Dosimetry of AAPM. -
"Protocol for the dosimetry of X and γ -rays beams with
maximum energies between 0.6 and 50 MeV". Phys. Med.
Biol. 16, n $^{\circ}$ 3, 1971. p. 379-396.
37. The Hospital Physicists' Association. - "A code of practice
for the dosimetry of 2 to 35 MV X-ray and ^{137}Cs and ^{60}Co
 γ -rays beam". Phys. Med. Biol. 14, n $^{\circ}$ 1, 1969. p. 1-8.
38. American Association of Physicists in Medicine, Task Group
21. - "A protocol for the determination of absorbed dose
from high energy photon and electron beams". Med. Phys.
10 (6), 1983. p. 741-771.
39. In ref. 32.
40. In ref. 12.
41. In ref. 14.
42. In ref. 23.

43. SEGGERN, H. - "Identification of TSC peaks and surface-voltage stability in Teflon FEP". J. Appl. Phys. 50 (4), 1979. p. 2817-2821.
44. GROSS, B.; SESSLER, G.M. & WEST, J.E. - "Heat sealing of Teflon electrets by annealing". J. Appl. Phys. 46 (11), 1975. p. 4674-4677.
45. PRICE, W.J. - "Nuclear Radiation detection", 2ª edição, McGraw-Hill Book Company, New York, 1964. Cap. 1, p. 17-20.
46. SCAFF, L.A.M. - "Bases físicas da Radiologia: Diagnóstico e Terapia", SARVIER, São Paulo, 1979, Cap. XI, p. 217-218.