UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA E CIÊNCIA DOS MATERIAIS

Espectros de Energia de Feixe
de Elétrons Terapêuticos:
Correlação entre Parâmetros
Físicos e Qualidade.

ROLANDO FONSECA FERNANDES

Tese apresentada ao Instituto de
Física e Química de São Carlos ,
Universidade de São Paulo, para
a obtenção do título de Doutor
em Ciências "Física Aplicada"

Orientador: Prof.Dr.Robert Lee Zimmerman

São Carlos São Paulo

1993

SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO - IFQSC
FÍSICA

80

**IFSC UNIVERSIDADE
DE SÃO PAULO**
Instituto de Física e Química de São Carlos

Fone (0162) 72-6222
Fax (0162) 72-2218

Av. Dr. Carlos Botelho, 1465
Caixa Postal 369
CEP 13560.970 - São Carlos - SP
Brasil

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE DOUTORADO DE ROLANDO FONSECA FERNANDES APRESENTADA AO
INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS, DA UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO, EM 05/03/1993

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. Robert Lee Zimmerman

Prof. Dr. Roberto Mendonça Faria

Prof. Dr. Brande R. Tannus

Prof. Dra. Cecil Chow Robilotta

Prof. Dr. Iuda Dawid Goldman Vel Lejbman

DEDICATÓRIA

À minha querida esposa, Cláudia dedico este trabalho, por reconhecimento do seu amor, amizade e compreensão. Sem o seu companheirismo e apoio seria impossível a realização do mesmo.

Nos últimos dias do preparo deste trabalho, a sua ajuda forte e amiga, foi primordial

Não sei como expressar o meu eterno agradecimento! Que Deus a abençoe e a recompense!

IN MEMORIAN

À minha querida e saudosa mãezinha que com seu amor e amizade permitiram que hoje tivesse condições física e intelectual para atingir este intento. À você , querida mãe, também dedico este trabalho!

Na eternidade poderei um dia, pessoalmente, mostrar meu grande reconhecimento.

AGRADECIMENTOS GERAIS

Depois de minha esposa, quero deixar aqui expresso, que sem o trabalho do meu amigo Fábio Teófilo da Silva, seria impossível a informatização do nosso trabalho . A sua dedicação foi indispensável para a realização do mesmo. A você Fábio, minha eterna amizade e respeito.

Também na informatização, a cooperação do meu amigo Fernando César Araújo Dutra, com software, em especial o ChiWriter, que foi fundamental como instrumento redator. Além disso, o que é mais importante, a sua cooperação nos esclarecimentos do programa redator e a formatação do trabalho foram muito importantes! A você Fernando, muito obrigado!

Ao Prof. Zimmerman, meu amigo e orientador, meu agradecimento sincero, por sua amizade e orientação no meu trabalho. Sua presença, Prof. Zimmerman, foi muito importante para o meu desenvolvimento como físico e profissional.

Como co-orientador, em especial quero expressar meu profundo e sincero agradecimento ao Prof. Dr. Iuda Dawid Goldman, que muito amigo e nosso ex-professor nos tempos de Graduação, permitiu que cientificamente se realizasse o nosso tão sonhado trabalho. Graças a sua amizade e profissionalismo, Prof. Iuda, tivemos condições reais para a realização deste trabalho. Muito obrigado!

Ao Prof. Dr. Marcos D' Ávila Nunes, nossos agradecimentos sinceros pelo seu estímulo, sugestões e cooperação nos programas gráficos. Sem a sua cooperação teríamos dificuldades de apresentar e processar os dados experimentais com rapidez e precisão.

Enfim, a todos os funcionários do Hospital das Clínicas, os meus asgradecimentos! Em especial aaqueles indiretamente associados a esse Hospital como, o pessoal sa Oficina de Precisão da Faculdade de Medicina de Ribeirão Preto, que sem sua magnífica assistência técnica na elaboração dos sistemas de colimação em acrílico, seria impossível a medida dos espectros de energia. Na pessoa do seu chefe e líder, o Sr. José Tirado, meus sinceros reconhecimentos e agradecimentos!

ÍNDICE GERAL

Assunto	Página	
Abstract	01	
Capítulo 1	Introdução	02
Sec.1.1	Propósito e Racionalização	02
1.2	Interações dos Elétrons com a Matéria	02
1.3	Significância Clínica da Energia do Elétron	03
Capítulo 2	A Medida da Energia dos Elétrons	06
2.2	Energia	10
2.2.1	Parâmetros de Energia	10
2.2.2	Espectros de Energia Representativo	10
2.2.3	Distribuição da Energia do Feixe Intrínseco do Acelerador	11
2.2.3	Distribuição de Energia na Superfície do Simulador	13
2.2.5	Parâmetros de Energia na Superfície do Simulador	18
2.3	Apresentação da Energia dos Elétrons	21
2.4	Métodos de Medida da Energia	22
2.4.1	Introdução	22
2.4.2	Energias Limiares das Reações Nucleares (Threshold Energies)	23
2.4.3	Radiação de CeremKov	25
2.4.4	Medidas de Alcance	29
2.4.5	Medida de Fluência	37
2.4.6	Espectrometria	42
2.4.6.1	Cintilação	42
2.4.6.2	Deflexão da Partícula Carregada	43
2.4.7	Sumário: Intercomparação dos Métodos	43
Capítulo 3	Espectrometria magneto-óptico	45
3.1	Conceito e Relações Fundamentais	45

3.2.2	Campo Setor Graduado: Entrada e Saída Normal	55
3.2.3	Região de Entrada do Setor	55
3.2.4	Regimes de Vôo Livre	55
3.2.5	Matriz do Espectrômetro	55
3.3	Propriedades do Espectrômetro	61
3.3.1	Introdução	61
3.3.2	Formação da Imagem Ponto a Ponto	61
3.3.3	Magnificação	63
3.3.4	Dispersão	63
3.3.5	Resolução	63
3.4	Refinamentos	65
3.4.1	Introdução	65
3.4.2	Localização de uma Fronteira virtual do Campo	66
3.4.3	Efeito Intrínseco do Campo de Franja Prolongado	69
3.4.4	Uma Nota Sobre os Efeitos de Segunda Ordem	74
Capítulo 4	Medidas dos Espectros de Energia	75
4.1	Introdução	75
4.2	Materiais e Métodos	76
4.2.1	Fonte de Radiação	76
4.2.2	Características do Acelerador Linear - "Mevatron-12"	80
4.2.3	Calibração do Eletroímã	
	Primeira Experiência Preliminar	80
4.2.4	Segunda Experiência Preliminar	
	Teste para a Medida do Espectro	82
4.2.5	Características do Detector Utilizado	82
4.2.6	"Fonte" de Corrente Improvisada	83
4.3	Medidas e Resultados dos Espectros de Energia do Mevatron-12	83
4.3.1	Introdução	87

4.3.2	Sistema de Colimação Utilizado para Medidas dos Espectros do Mevatron-12 e Mevatron-74	88
4.3.3	Fonte de Corrente Estabilizada	92
4.3.4	Eletroímã,	93
4.3.5	Procedimentos e Resultados Experimentais	94
4.3.5A	Procedimentos Experimentais	94
4.3.5B	Resultados Experimentais	95
Capítulo 5	Caracterização da Qualidade do Feixe	104
5.1	Introdução	104
5.2.1	Descrição da Distribuição de Dose Absorvida no Eixo Central	104
5.2.2	Definições e Discussões dos Parâmetros	108
5.2.2-1	O Alcance Terapêutico R	108
5.2.2-2	O Gradiente de Dose, G	109
5.2.2-3	O Gradiente de Dose e a Largura do Espectro	116
5.2.2-4	Alcance Terapêutico e a Largura do Espectro	123
5.3	Materiais e Métodos	123
5.3.1	Introdução	123
5.3.2	Experiência Preliminar 3	124
5.3.2-1	Conceito da Fonte Pontual, Virtual S_v	124
5.3.2-2	Arranjo Experimental para Medida de S_v	126
5.3.3	Medidas das Curvas de Porcentagem de Ionização Profunda	129
5.3.3-1	Material e Métodos	130
5.3.3-2	Procedimentos	130
5.3.3-3	Correlação dos Dados dos Espectros de Energia e os Parâmetros das Curvas de Porcentagem de Ionização Profunda	136
5.3.4	Conclusões Gerais e Finais	148

ÍNDICE DE FIGURAS

Fig. 1 -	Intercomparação de Dados de Dose Profunda -	pág.	05
Fig. 2.1 -	Espectro de Energia Gerencializadora -	pág.	09
Fig. 2.2 -	Espectro de Energia Representativo -	pág.	09
Fig. 2.3 -	Os Três Tipos Principais de Imãs de Deflexão -	pág.	12
Fig. 2.4 -	Três Tipos principais de Geometria de Planura -	pág.	15
Fig. 2.5 -	Perda na Energia Total nas Folhas de Espalhameto -	pág.	17
Fig. 2.6 -	Instrumento usado para medir o Limiar de Gerenkov -	pág.	26
Fig. 2.7 -	Curvas de Rendimentos de Luz p/ $E_{\max} = 31.4 \text{ MeV}$. determinadas pelo Método de Ativação -	pág.	28
Fig. 3.1 -	Campo Setor Graduado -	pág.	48
Fig. 3.2 -	Geometria para Entrada e Saída não normal paara um campo setor -	pág.	53
Fig. 3.3 -	Configuração Total do Espectrômetro no Plano Médio -	pág.	57
Fig. 3.4 -	Configuração Total do Espectrômetro no Plano Transverso.-	pág.	58
Fig. 3.5 -	O campo de corte (SCOFF) e Franja Prolongada (EFF) -	pág.	
Fig. 3.6 -	Distribuições de Campo de Franja Prolongada -	pág.	69
Fig. 3.7 -	Efeito do Deslocamento do Feixe -	pág.	71
Fig. 4.1 -	Diagrama Ilustrativo do Acelerador Linear - Mevatron-12 -	pág.	78
Fig. 4.2 -	Curva de Calibração do Eletroímã: $B \times i$ -	pág.	81
Fig. 4.3 -	Espectro de Energia para 17 MeV (MeV. 12)- Esperiência Preliminar -	pág.	85
Fig. 4.4 -	Sistema de Colimação Acoplado ao Detetor, Eletroímã e Acelerador -	pág.	89
Fig. (Foto) (4.5) (4.6) -	Visão Geral do Sistema de Colimação, peça do Eletrímã e SistemaMontado -	pág.	91
Fig. (Foto) (4.7) -	Visão Geral do Sistema para Medida do Espectro Montado -	pág.	92
Fig. 4.8 -	Espectro de Energia "3MeV"- Mevatron 12 -	pág.	96
Fig. 4.9 -	Espectro de Energia"7MeV" -Mevatron 12 -	pág.	97
Fig. 4.10 -	Espectro de Energia "11MeV"- Microton 74 -	pág.	98

Fig.	4.11 -	Espectro de Energia "7MeV" - Microton 74 -	pág.	99
Fig.	4.12 -	Espectro de Energia "10 MeV" - Microton 74	pág.	100
Fig.	5.2 -	Distribuição Terapeutica de Dose Profunda com as definições de todos os parâmetros usados no Texto	pág.	107
Fig.	5.3 -	Curva de % Dose Profunda para Feixe Monoenergético Pág.	pág	111
Fig.	5.4 -	Curva de % Dose Profunda para Feixe Monoenergético E 5MeV -	pág	112
Fig.	5.5	Curva de % Dose Profunda para feixe Monoenergético E 10 MeV -	pág	113
Fig.	5.6	Curva de % Dose Profunda para Feixe Monoenergético E 20MeV -	pág.	114
Fig.	5.7	Feixes de Elétrons Monoenergéticos - $G_o \times E$ -	pág.	115
Fig.	5.7	Feixes de Elétrons Monoenergéticos - $G_o \times E$ -	pág.	116
Fig.	5.8	Feixes de Elétrons Monoenergéticos - Alcance Terapêutico $\times E_{p,o}$ -	pág.	122
Fig.	5.9	Visualização Geométrica da Fonte Virtual -	pág.	125
Fig.	5.10	Câmara de Buraco de Alfinete para Medição de S_V -	pág	126
Fig.	5.11	Geometria para Cálculo de S_V -	pág	127
Fig.	5.12	Sistema Montado para Irradiação de Filme para Obter-se Dados para S_V -	pág.	127
Fig.	5.13	Curva de Porcentagem de Ionização Profunda, para Mevatron 12 - 3MeV -	pág.	131
Fig.	5.14	Curva de Porcentagem de Ionização Profunda, para Mevatron 12 - 7MeV -	pág.	132
Fig.	5.15	Curva de porcentagem de Dose Profunda, para Mevatron 12 - 11MeV -	pág.	133
Fig.	5.16	Curva de Porcentagem de Ionização Profunda Mevatron 74 - 7MeV -	pág	134
Fig.	5.17	Curva de Porcentagem de Ionização Profunda Mevatron 74 - 10MeV -	pág	135
Fig.	5.18	Variação da Energia $E_{p,o}$ (obtida pelo Espectro de Energia) com $R_{p,o}$ -	pág	137

Fig.	5.19	Variação de G_o/G com $\Gamma_o/E_{p,o}$ -	pág	143
Fig.	5.20	Variação de $(R_{85}(0) - R_8(\Gamma_o))$ com $\Gamma_o/E_{p,o}$ -	pág	143
Fig.	5.21	Comparação das Curvas de Ionização Profunda - 7MeV Mevatron 74 com Mevatron 12 -	pág	146
Fig.	5.22	Comparação das "Curvas de Espectros de Energia " - para Mev - Mevatron 74 com Mevatron 12 -	pág	147

ÍNDICE DE TABELAS

Tab.2.2.1	A Razão K, entre a Perda de Energia mais Provável e o Espalhamento de Energia Γ_0 -	pág.	20
Tab.2.4	Dados Físicos para os Limites das Reações Nucleares -	pág.	24
Tab.2.6	Relação de Energia - Alcance -	pág.	33
Tab.2.7	Algumas Características dos Materiais Simuladores -	pág.	35
Tab.2.8	(Ver ERRATA - item 9) - Intercomparação dos Métodos de Calibração da Energia -	pág.	44
Tab. 3.1	Elementos da Matriz para a Transformação no Plano Médio -	pág.	59
Tab.3.2	Elementos da Matéria para a Transformação da Direção Transversa -	pág.	60
Tab.3.3	Parâmetros do Espectrômetro Usado na Experiência dos Espectros de Energia -	pág.	65
Tab.4.1	Parâmetros de Energia que Caracterizam os Espectros de Energia -	pág.	101
Tab.4.2	Erros Experimentais para os Espectros de Energia -	pág.	101
Tab.5.1	Valores medidos para a Distância da Fonte Virtual, S_v -	pág.	129
Tab.5.3	Parâmetros Obtidos das Curvas de Porcentagem de Ionização Medidas para o Mevatron 12 e Mevatron 74 -	pág.	139
Tab.5.4	Parâmetros de Energia obtidos das Curvas de Espectro de Energia e das Curvas de Porcentagem de Ionização Profunda -	pág.	140
Tab.5.5	Relação entre Parâmetros do Espectro e Parâmetros do Espectro e Parâmetros Relevantes da Absorção -	pág.	141

R.E.S.U.M.O.

Apresentamos uma análise e medidas dos espectros de energia dos feixes de elétrons terapêuticos, relacionando-a com a qualidade destes feixes. Parâmetros clínicos e físicos, importantes nos planejamentos radioterápicos e dosimetria das radiações, são analisados detalhadamente a partir de suas definições e as suas dependências com a largura do espectro. As medidas e estudos foram efetuadas com dois aceleradores lineares clínicos de modelos diferentes: Mevatron 74 (UNICAMP - SP) e Mevatron 12 (Ribeirão Preto - SP) produzindo feixes de energias nominais variando de 5 a 12 MeV para o primeiro e, 3 a 11 MeV para o segundo. Verificamos que os valores previstos pela teoria semi-empírica para os parâmetros clínicos diferem daqueles medidos. Essas diferenças são importantes quando enfocadas sob a visão do desenho dos aceleradores e os resultados clínicos desejados.

ABSTRACT

A new approach was described for clinical and physical parameters used in radiotherapy planning and dosimetry, studying their dependencies on spectral widths. Two different models of clinical linear accelerators were used-Mevatron 74 (UNICAMP) and Mevatron 12 (HC/FMRP/RIBEIRÃO PRETO). Mevatron 74 produces beams with nominal energies from 5 up to 12 MeV and Mevatron 12 from 3 up to 11 MeV. It was verified that the values of clinical parameters expected from a semi-empirical theory differ from that obtained experimentally. Such differences are relevant from the point of view of the design of electron accelerators, as well as, of the target clinical results.

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

1.1 - PROPÓSITO E RACIONALIZAÇÃO

Aceleradores Lineares e Betatrons têm produzido feixes de elétrons com energias variando de 3 a 45 Mev, que são rotineiramente usados na radioterapia do câncer. O trabalho descrito nesta tese envolveu o uso de um eletroímã e um dosímetro clínico, para a análise dos feixes de elétrons emergentes de dois aceleradores lineares: Mevatron 74 e Mevatron 12 (ambos Siemens).

A medida da energia dos elétrons é de interesse fundamental nos estudos das respostas dos sistemas físicos, químicos e biológicos à irradiação dos elétrons. No nível atômico, quando os elétrons de alta energia penetram um meio, perdem energia nas interações, e uma degradação progressiva da energia efetiva dos elétrons incidentes. Se o meio de absorção é o tecido vivo, estes eventos localizados são definitivamente responsáveis pela morte celular. É por esta razão que a medida da energia absorvida é de principal importância na radioterapia. Se o absorvedor é o elemento ativo de um sistema de medida físico ou químico, a energia absorvida pode ser quantificada. Para a intercomparação de dados clínicos e físicos significantes obtidos em diferentes centros e aparelhos, é necessário um conhecimento dos espectros de energia dos elétrons incidentes. Em nosso trabalho de mestrado (1), fizemos um estudo da qualidade dos feixes de elétrons a partir de uma análise de alguns parâmetros obtidos através de uma curva de absorção. Agora, com este trabalho, analisamos aqueles mesmos parâmetros a partir das medidas dos espectros de energia. A partir destes pontos de vista, a investigação atual fornece uma especificação total da energia dos feixes de elétrons terapêuticos, bem como da qualidade destes feixes. Este trabalho foi elaborado de forma a expandir os conhecimentos sobre a qualidade dos feixes de elétrons terapêuticos junto aqueles cientistas e profissionais envolvidos com a dosimetria das radiações e principalmente assistir a radioterapeutas e físicos envolvidos na manutenção de melhores resultados dos tratamentos de câncer.

1.2 - INTERAÇÕES DOS ELÉTRONS COM A MATÉRIA

No processo de penetração de um meio, um elétron energético sofre uma sucessão de interações que contribuem com o eventual "freamento" do elétron. Por causa

de sua massa pequena, este segue um caminho tortuoso durante o qual dissipa a sua energia cinética. Os modos de perda da energia dependem sobretudo da energia do elétron incidente, da densidade e do número atômico do absorvedor. Apresentamos aqui um breve estudo dos aspectos gerais de penetração dos elétrons; um estudo mais detalhado é dado nos trabalhos apresentados por vários autores (2) (3) (4) (5).

O espalhamento dos elétrons surge das interações coulombianas elásticas e inelásticas ocorrendo predominantemente com os elétrons orbitais dos átomos do absorvedor. Tais encontros são geralmente denominados de "*colisionais*" e resultam na excitação e ionização dos átomos envolvidos. No processo de ionização, as colisões liberam elétrons secundários "*knock-on*" que dissipam suas energias de um modo similar aos elétrons primários. De maneira geral, a ionização e excitação pelos elétrons são fenômenos fundamentais de estudo pela dosimetria das radiações, radiobiologia e radioterapia.

As interações também podem ocorrer na vizinhança do núcleo, e a desaceleração do elétron produz a radiação "*bremsstrahlung*", ou radiação de freamento. Tais encontros são denominados comumente de "*interações radiativas*", e são mais prováveis em altas energias e em meios de alto número atômico.

Finalmente, as reações nucleares também podem ser disparadas pelo bombardeamento dos elétrons, mas estas se tornam significantes somente nas energias além do alcance da consideração presente.

Uma revisão da teoria da penetração dos elétrons em um meio de simulação do tecido e uma investigação experimental de sua aplicação é dada por Van Dyk and MacDonald (6), (7), (8). Suas descobertas sobre a deposição de carga estão em boa concordância com as previsões do modelo teórico baseado nos cálculos de Monte Carlo (9). As discrepâncias que surgiram foram atribuídas às incertezas no conhecimento do espectro de energia do elétron incidente.

1.3 - SIGNIFICÂNCIA CLÍNICA DA ENERGIA DO ELÉTRON

Como mencionamos anteriormente, os eventos físicos iniciais da deposição da energia nos sistemas vivos aparecem principalmente como dano biológico (p.ex. morte celular do tumor).

Assim, é necessário quantificar a energia depositada no meio, e por esta razão, o conceito de dose absorvida foi introduzido. A Comissão Internacional de

Medidas e Unidades da Radiação (Internacional Commission on Radiations Units and Measurements - ICRU), (9) definiu a dose absorvida, D , como:

$$D = \frac{\Delta E_D}{\Delta m} \quad (1.1)$$

onde ΔE_D é a energia depositada localmente em um elemento da região de massa Δm . A unidade atual de dose absorvida é o Gy (Gray), que corresponde a absorção de 1 J/Kg. Na época da definição dada acima, a unidade era o rad que correspondia a absorção de 100 Erg/g. Na unidade atual 1 rad = 1 cGy (1 centi-gray).

Finalmente, para mostrar a necessidade de uma uniformidade de procedimentos dosimétricos entre as instituições e que conduzam a uma precisão da dose absorvida, a Fig. 1 abaixo mostra historicamente dados da dose profunda medidos na água obtidos em cinco centros médicos e apresentados por Battista (10), de um trabalho efetuado por Schulz (11). A variação de 1.5cm em torno da profundidade corresponde ao nível de 50% da dose e é atribuída a pobre especificação da energia do elétron fornecido pelas instituições participantes. Schulz propôs a definição da profundidade semi-redutora (Half Value Depth - HVD) para reconciliação dos dados; a escala de energia é variada até que ocorra o nível de 50% da dose em uma profundidade arbitrariamente aceita. Tal procedimento (análogo às camadas semi-redutora para os raios-X) é um meio simples e prático de melhorar a concordância, mas o conceito da HVD (ainda atualmente empregado) esquiva o problema básico. A determinação do espectro de energia dos elétrons incidentes é a única avaliação fisicamente significativa da qualidade dos feixes de elétrons. O trabalho descrito aqui é um esforço para estabelecer uma tal descrição para os aceleradores lineares médicos sob investigação.

Fig. 1 - INTERCOMPARAÇÃO DOS DADOS DE DOSE PROFUNDA. ADAPTADO DE SCHULZ, (11).

CAPÍTULO 2

A MEDIDA DA ENERGIA DOS ELÉTRONS

2.1 - O ESPECTRO DE ENERGIA

Os elétrons emergindo de um acelerador médico atravessam várias camadas de materiais diferentes antes de atingirem o paciente. Estes incluem a janela de vácuo do tubo de aceleração, a(s) folha(s) de espalhamento usadas para produzirem os perfis de dose desejadas, e a câmara de transmissão de íons usada para monitorar a saída do feixe. É de interesse fundamental em nosso trabalho a modificação do espectro de energia dos elétrons e, a relação deste espectro com os parâmetros clínicos e físicos usados nos planejamentos radioterápicos e dosimetria das radiações.

O ICRU (9), definiu certos conceitos que são relevantes neste contexto. A fluência, Φ , é definida como:

$$\Phi = \frac{dN}{dA} \quad (2.1)$$

onde dN é o número de partículas entrando em uma esfera de área seccional de choque dA . É importante notar que Φ é um conceito geral que inclui todas as partículas, independente das suas direções e energias. No trabalho atual é investigada a distribuição da *fluência* (*fluence*) de elétrons com a energia para uma direção fixa. Esta será referida simplesmente como "*espectro de energia*", $N(E)$, na discussão subsequente.

Em relatórios subsequentes, o ICRU, (12) e (13), refinaram os modelos teóricos e apresentaram a derivada da 7 em relação ao tempo como *radiância planar das partículas* (planar particle radiance), na direção $\vec{\omega}$. O número de elétrons

passando através de um plano de área A , com a normal em uma dada posição $\vec{\omega}$, é a integral de superfície da fluência planar, e é definida por:

$$N(\vec{\omega}) = \int \Phi^P(\vec{r}, \vec{\omega}) dA \quad (2.2)$$

O termo fluência planar, $\Phi^P(\vec{r}, \vec{\omega})$, foi definido por Roesch e Attix, (14) mas foi usada por Whyte, (15) e, Carlsson, (16), do ponto de vista experimental, a *fluência planar* dá o número de elétrons que atravessa uma superfície plana com a normal na direção de um dado vetor unitário $\vec{\omega}$, por unidade de área daquela superfície.

$$\Phi^P(\vec{r}, \vec{\omega}) = \int_{4\pi} \int_0^\infty \cos \Theta \Phi_{E,\vec{\omega}}(\vec{r}) dE d\Omega \quad (2.3)$$

onde $\vec{\Omega}$ = vetor de direção do movimento das partículas. O termo $(\cos \Theta \Phi_{E,\vec{\omega}}(\vec{r}) dE d\Omega)$ é o número de elétrons em um ponto $\vec{r}$ com energia no intervalo dE ao redor de E que atravessa uma área unitária com a normal na direção $\vec{\Omega}$, dentro do intervalo de ângulo sólido $d\Omega$ ao redor de $\vec{\Omega}$.

De acordo com ICRU (13), Report 35 página 23, quando um feixe de elétrons mono energéticos penetra em um meio de absorção, sua distribuição de energia é rapidamente alargada pelas numerosas colisões inelásticas com os átomos do absorvedor. A distribuição espectral expressa o número de elétrons de uma dada energia atravessando uma esfera de área seccional de choque unitário. Esta distribuição espectral é de importância fundamental nos cálculos dosimétricos e pode ser dada como:

$$\Phi_E = \int_{4\pi} \Phi_{E,\Omega} d\Omega \quad (2.4)$$

Contudo, a fluência espectral Φ_E raramente pode ser medida experimentalmente de um modo simples. Uma medida relativísticos na superfície de um plano de referência produz, em vez disso, a distribuição espectral da fluência planar dos elétrons. Esta grandeza, $\Phi_E^P(\vec{\omega})$, pode ser obtida do espectro da fluência vetorial dos elétrons usando a equação:

$$\Phi_E^P(\vec{\omega}) = \int_{4\pi} \Phi_{E,\Omega} \cos\theta \, d\Omega = \vec{\omega} \cdot \vec{\Phi}_E \quad (2.5)$$

onde θ é o ângulo entre a direção do movimento dos elétrons ($\vec{\Omega}$) é a normal para a superfície de referência, $\vec{\omega}$. Esta situação é encontrada quando o absorvedor é dividido em duas partes e é medido o número líquido de elétrons, N^p , atravessando o plano de fronteira. Se a medida é realizada com um detector que mede somente o número de elétrons atravessando a superfície em uma direção e não leva em conta os elétrons retro-espalhados, o espectro da fluência planar-unidirecional é obtido em vez disso:

$$\Phi_E^{P,\mu}(\vec{\omega}) = \int_{2\pi} \Phi_{E,\vec{\omega}} \cos\theta \, d\Omega \quad (2.6)$$

Esta é a situação mais comum na medida de espectros de elétrons, quando parte do absorvedor tem de ser normalmente removida para permitir a extração dos elétrons para a análise da energia. Deve-se sublinhar que isto altera geralmente a fluência dos elétrons no ponto de medida. Por exemplo, aqueles elétrons retro espalhados que normalmente seriam novamente espalhados para frente não estão incluídos na Eq. (2.6) devido a remoção do material retro espalhador, mas que estão incluídos na Eq. (2.5). Esta diferença é desprezível na maioria das aplicações dosimétricas porque o número de elétrons retro espalhados é normalmente de ordens de grandezas menores que os elétrons dirigidos para frente, particularmente em materiais de números atômicos baixos com energias relativísticas. Em alguns casos, somente os elétrons transmitidos de um pequeno ângulo sólido ao redor de uma direção $\vec{\omega}$ são usados devido a aceitação limitada do sistema espectrométrico. Quando é este o caso, pode ser

obtido uma aproximação bem boa para a fluência de energia diferencial, $\Phi_{E,\vec{\Omega}}(v)$. Daqui para frente, devido a necessidade de uma simplificação na notação, a fluência de partículas que é dada pela Eq. (2.6) será denotada simplesmente por $n(E)$.

A Fig. (2.1) abaixo é um espectro de energia generalizado.

Fig.(2.1) OS ESPECTROS DE ENERGIA GENERALIZADOS

A fluência relativa é a relação entre a fluência dos elétrons com a energia E e aquela dos elétrons com energia $E_{p,0}$

Fig. 2.2 ESPECTROS DE ENERGIA REPRESENTATIVO

2.2 - ENERGIA

2.2.1 - PARÂMETROS DE ENERGIA

Os vários parâmetros que caracterizam o espectro são:

$\bar{E}$ = Energia Média, definida por:

$$\bar{E} = \frac{\int n(E)E \, dE}{\int n(E) \, dE} \quad (2.7)$$

E_p = É a energia mais provável. É a energia correspondendo ao pico da distribuição.

$E_{\text{máx}}$ = A *energia máxima* é a energia correspondendo ao limite superior da energia da distribuição.

FWHM (Será simbolizada pela letra grega Γ); Largura total da distribuição medida na metade do seu máximo (Full-Width at Half Maximum).

2.2.2 - ESPECTROS DE ENERGIA REPRESENTATIVOS

A Fig. 2.2 mostra os espectros de energia representativos.

Da direita para a esquerda, temos:

a) Espectro de energia do Feixe de Elétrons Inicial: Medido antes do feixe sair pela janela do tubo de aceleração e após ser defletido pelo Sistema de Deflexão. Largura do espectro (FWHM) é denotado por Γ_a , a energia mais provável E_p , a energia média E_a e, máxima $E_{\text{máx},a}$.

b) Espectro de Energia na Superfície do Simulador:

$E_{p,o}$ = Energia mais provável na Superfície

$\bar{E}_o$ = Energia Média na Superfície

Γ_o = Largura do espectro de energia, medido em um ponto correspondente à Superfície do Simulador.

c) Espectro de Energia em um ponto dentro do Simulador

$E_{p,o}$ = Energia mais provável na profundidade z

E_z = Energia média na profundidade z

Γ_z = Largura do espectro medido na profundidade z

2.2.3- DISTRIBUIÇÃO DE ENERGIA DO FEIXE INTRÍNSECO* DO ACELERADOR

A distribuição da energia do feixe intrínseco depende do tipo de acelerador e do modo de injeção e extração. Geralmente, a largura dessa distribuição (é muita estreita: para os Betatrons, $\Gamma_\alpha < 20$ Kev (Goldwasser, et cols.)(17) e, para os Microtrons $\Gamma_\alpha < 40$ Kev (Brahme, et cols.)(18). Para os aceleradores lineares do tipo onda estacionária (standing wave) Γ_α é cerca de 10% de $E_{p,a}$. Para os acelerados do tipo onda viajante (travelling wave), Γ_α é 5% de $E_{p,a}$ [Dolphin et cols.(19); Telford, et cols. (20); Wessels, et cols. (21)]. Combinando um sistema de fendas estreitas com o eletroímã, é possível reduzir-se o espalhamento da energia em alguns aceleradores [Brown, (22); e, Aucouturier, et cols (23)]. Por outro lado, este arranjo aumentará normalmente a energia média e diminuirá o espalhamento da energia do feixe de elétrons inicial* comparado aquele do feixe intrínseco, deixando ainda inalterada a energia mais provável. Outros sistemas de manipulação do feixe são especialmente desenhadas de modo a aceitarem variações bem grandes da energia; por exemplo, o *sistema de deflexão acromático de 270°*, que faz com que sejam iguais as distribuições de energia dos feixes intrínseco e inicial.

Fig. 2.3 OS TRÊS TIPOS PRINCIPAIS DE ÍMÃS DE DEFLEXÃO USADOS NOS ACELERADORES. A ÓRBITA NOMINAL, PARA A ENERGIA MAIS PROVÁVEL, E_{p0} É INDICADA PELA LINHA TRACÇO-PONTO E AS ÓRBITAS PARA AS ENERGIAS MENORES E MAIORES QUE E_{p0} ESTÃO INDICADAS PELAS LINHAS COM PEQUENOS E LONGOS TRAÇOS, RESPECTIVAMENTE. (a) E (b), CAMPOS MAGNÉTICOS UNIFORMES. (c) CAMPO MAGNÉTICO COM UM GRADIENTE NORMAL NA BORDA DO CAMPO. NOTE QUE ÊSTE É UM IMÃ ACROMÁTICO.

(*) Feixe Intrínseco é o feixe dentro da guia de onda e antes do sistema magnético de deflexão. Feixe de elétrons inicial é o feixe após a deflexão pelo sistema magnético e antes da janela de saída.

Existem três tipos principais de eletroímãs de deflexão (*bending magnets*) que tem características diferentes. As diferenças serão mais pronunciadas quando é alto o espalhamento da energia do feixe intrínseco. Nos eletroímãs de 90° (desviam a direção do feixe inicial de 90°) com um campo magnético uniforme (Fig. 2.3,a) os elétrons de alta e baixa energia emergem do eletroímã, em posições e ângulos diferentes. Nos eletroímãs de 270° com um campo uniforme (Fig.2.3,b) e apropriados ângulos da face polar, emergem do eletroímã, convergindo para um ponto, ambos os elétrons emergem de alta e baixa energia. Nos eletroímãs de 270° com um certo gradiente do campo magnético (Fig.2.3,c) (Enge)(24), os elétrons de alta e baixas energias emergem do eletroímã, no mesmo ponto e com o mesmo ângulo. Karzmark e Pering (25) dão informações importantes sobre os eletroímãs de deflexão para os aceleradores lineares de elétrons clínicos. Ademais, a influência do desenho e do ajuste do sistema óptico do feixe e das propriedades do feixe intrínseco do acelerador, nas características do feixe terapêutico, podem ser também reduzidos, quando são usados com folhas de espalhamento para planar o feixe. Este efeito é obtido quando as folhas de espalhamento são tão espessas que as distribuições de energia e angular dos feixes iniciais são alargadas substancialmente.

2.2.4 - DISTRIBUIÇÃO DE ENERGIA NA SUPERFÍCIE DO SIMULADOR

A distribuição de energia na superfície do Simulador é influenciada principalmente pelos materiais que existem entre a janela de vácuo do acelerador e a superfície. As perdas de energias dos elétrons nestes materiais deslocam a distribuição de energia para as baixas energias e as flutuações da perda de energia alargam o espectro de energia (Fig.2.2.b). Assim, apresentamos a seguir um resumo da influência daqueles materiais entre a janela e a superfície.

Para obter-se feixes de elétrons de alta qualidade para radioterapia, o feixe de elétrons inicialmente liberado pelo sistema ótico do feixe deve ser achatado para dar um campo de radiação largo uniforme. São utilizados vários métodos de aplanar os feixes de elétrons. Um dos métodos mais simples e comum utiliza folhas de espalhamento de alto número atômico (Gund e Schitenhem) (26), (Turano, et cols)(27); (Loevinger, et cols.)(28); (Okumura, et cols)(29); (Rassow)(30); (Brahme)(31); (Benedetti)(32); (Osman)(33); (Berger e Seltzer)(34). Um dos métodos mais refinados incluem a desfocalização magnética do feixe pelas inclinações ajustáveis dos pólos (Hsieh e Uhlmann)(35); ímãs de varredura (Skaggs, et cols)(36), quatro pólos eletromagnéticos de varredura do feixe (Aucouturier, et cols)(37); movimentos

pendulares de pequeno ângulo do acelerador (Rassow)(38), difusores de desfocalização do feixe (Shigematsu e Hayami)(39), e filtros de planura da dose profunda (Brahme e Svensson)(40). Estes últimos métodos foram desenvolvidos para superar a perda considerável de energia, o espalhamento da energia e a contaminação de fótons quando é usada uma única folha de espalhamento para planar um feixe de elétrons.

Desde os anos 60, tem sido usadas em Betatrons, folhas de espalhamento bem proporcionadas para melhorar a planura inicial obtida na parede do *doughnut* e no campo de franjas do ímã (Cova, et cols)(41); (Svensson)(42); (Kozlov e Shishov)(43). O método que utiliza duas folhas de espalhamento separadas pode ser consideravelmente melhorado pela seleção da espessura apropriada e do perfil radial das folhas de espalhamento, particularmente quando o feixe de elétrons é de simetria cilíndrica (Brahme)(44); (Sandber) (45); (Bjarngard, et cols)(46); (Abow-Mandour e Harder)(47); (Brahme e Svensson)(18). Com o emprego de um segundo espalhador central (ver Fig. 2.4), podem ser produzidos feixes uniformes com a espessura total da folha quase de uma ordem de magnitude mais fina que aquela usada com uma única folha de espalhamento. Isto é vantajoso porque é reduzida a perda e espalhamento da energia do feixe do acelerador, com características resultantes melhoradas de dose profunda e um aumento simultâneo da taxa de dose e uniformidade da energia (Brahme)(31); Brahme e Svensson(18). Na Fig. 2.4 estão ilustradas esquematicamente os três tipos principais de geometrias de espalhamento dos feixes de elétrons. É claro que somente as técnicas de duplas folhas são capazes de produzir feixes de uniformidade perfeita desde que estas não estejam restritas à distribuição de fluência Gaussiana simples. Além disso, as técnicas de duplas folhas usam o feixe de elétrons mais efetivamente porque menos elétrons são perdidos na parte externa do feixe útil, que, por sua vez, simplifica a colimação.

Fig.2.4 REPRESENTAÇÃO ESQUEMÁTICA DOS TRÊS TIPOS PRINCIPAIS DE GEOMETRIAS DE PLANURA DO FEIXE DE ELÉTRONS NOS QUAIS SÃO USADOS AS FÔLHAS DE ESPALHAMENTO. TAMBÉM ESTÃO INDICADOS OS TAMANHOS E LOCALIZAÇÕES APROXIMADAS DAS FONTES EFETIVAS DOS ELÉTRONS (SVENSSON E BRAHME, (1976); BRAHME, (1977)). AS LINHAS INTERROMPIDAS INDICAM AS DISTRIBUIÇÕES DAS FLUÊNCIAS NA AUSÊNCIA DOS COLIMADORES ENQUANTO QUE AS LINHAS SOLIDAS MOSTRAM AS DISTRIBUIÇÕES DAS FLUÊNCIAS COM O COLIMADOR.

A escolha do material para as folhas de espalhamento e a sua espessura é importante porque elas afetam a quantidade da degradação da energia obtida no feixe terapêutico final. Geralmente, a espessura da folha é escolhida de modo a dar um certo ângulo quadrático médio de espalhamento dos elétrons transmitidos que produzirão um feixe de uniformidade suficiente (ver referência 18). Do uso das folhas também resultam as perdas de energias por radiação e colisão, e o aumento do espalhamento de energia dos elétrons. A quantidade de cada uma destas perdas por unidade do ângulo quadrático médio é dado na Fig. 2.5 como uma função do número atômico, Z, da folha para elétrons de 20 MeV.

Os valores de $(dE / d\vec{\Theta})_{col}$ e $(dE / d\vec{\Theta})_{rad}$ são obtidos respectivamente pelos quocientes de $(dE/dx)_{col}$ (Mev/g.cm⁻²) e $(dE/dx)_{rad}$ com os valores dos poderes de espalhamento:

$$T / \rho = (1 / \rho) \left[\frac{d\vec{\Theta}^2}{dx} \right] \text{ (rad}^2\text{/g.cm}^{-2}\text{)}$$

Expressões para os cálculos destas grandezas (poderes de freamento e espalhamento) são dados, juntamente com tabelas no Report 35, ICRU,(13), em função de Z. $(dE / d\vec{\Theta})_{tot}$ é a soma destes dois valores para cada valor de Z. O termo $(d\Gamma / d\vec{\Theta})_{col}$ é o "straggling" de energia pelas colisões e é baseado na teoria de Landau (48). A perda de energia por radiação por ângulo quadrático médio permanece praticamente constante independente do número atômico da folha de espalhamento, mas a perda de energia mais provável e o "straggling" de energia aumentam rapidamente quando são usados materiais de número atômico baixo. A contaminação de "bremsstrahlung" ainda permanecerá aproximadamente constante sob estas condições mas o alcance prático e o alcance terapêutico (definidos posteriormente) aumentarão com o aumento do número atômico quando diminuem o "straggling" e a perda de energia mais provável (Gund e Schittenhelm)(26); (Loevinger, et cols) (28); (Brahme e Svensson) (18)

Fig. 2.5 A PERDA DA ENERGIA TOTAL $[(dE)_{\text{tot}}/d\theta^2]$, A PERDA DE ENERGIA POR COLISÃO, $[(dE)_{\text{col}}/d\theta^2]$, A PERDA DE ENERGIA RADIATIVA, $[(dE)_{\text{rad}}/d\theta^2]$, E O "STRAGGLING" DE ENERGIA POR COLISÕES, $[(dE')_{\text{col}}/d\theta^2]$, POR ÂNGULO QUADRÁTICO MÉDIO UNITÁRIO DE ESPALHAMENTO, COMO UMA FUNÇÃO DO NÚMERO ATÔMICO DO MATERIAL ESPALHADOR PARA ELÉTRONS DE 20 MeV (BRAHME, 1972).

2.2.5- PARÂMETROS DE ENERGIA NA SUPERFÍCIE DO SIMULADOR

Os parâmetros de energia mais relevantes na superfície do simulador podem ser avaliadas a partir dos parâmetros de energia do feixe de elétrons inicial se são conhecidas as composições atômicas e espessuras dos materiais no feixe vice-versa. $E_{p,i}$ (energia mais provável no espectro de energia medido na superfície do simulador) é obtido pela subtração de $E_{p,\alpha}$ (energia mais provável para o espectro de energia do feixe antes da janela de saída do acelerador), a soma de todas as perdas de energia mais provável ocorridas nas camadas de matéria atravessada pelo feixe. Desde que a perda de energia mais provável na camada n é bem razoavelmente aproximada da perda de energia colisional média, $(\Delta E)_{col,n}$ na camada n , a relação

$$E_{p,o} = E_{p,i} - \sum (\Delta E)_{col,n} \quad (2.2.1)$$

é freqüentemente usada como uma aproximação para obter-se $E_{p,o}$.

A energia média na superfície, $\overline{E}_o$ pode ser obtida a partir da E_α (energia média do espectro de energia do feixe antes da janela de saída do acelerador) subtraindo desta última as perdas de energia média total decorridas em todos os materiais que se encontram entre a parte externa da janela (incluindo a janela) e a superfície do simulador, ou seja:

$$\overline{E}_o = \overline{E}_i - \sum (\Delta E)_{tot,n} \quad (2.2.2)$$

onde $(\Delta E)_{tot,n}$ é a perda da energia média total na camada n , isto é, a soma das perdas de energia por colisão e por radiação.

O espalhamento da energia na superfície do simulador, Γ_o é combinado das várias contribuições e pode ser estimado da relação:

$$\Gamma_o = \Gamma_i + \sum \Gamma_n \quad (2.2.3)$$

onde Γ_i é o espalhamento de energia do feixe antes da janela de saída do acelerador e Γ_n indica o espalhamento da energia devido as folhas, ar e outros materiais no feixe. Γ_n pode ser calculado por (Landau)(48).

$$\Gamma_n = \frac{\Delta E_p}{K_n} \quad (2.2.4)$$

ou, aproximando $\Delta E_p \cong \Delta E_{col}$, Eq. (2.2.3), torna-se:

$$\Gamma_o = \Gamma_i + \sum \frac{(\Delta E)_{col,n}}{k_n} \quad (2.2.5)$$

onde K_n é um fator adimensional e, a Tab.2.2.1 abaixo mostra alguns valores para este fator:

TABELA 2.2.1. - A RAZÃO, k , ENTRE A PERDA DA ENERGIA MAIS PROVÁVEL, ΔE_p , E O
ESPELHAMENTO DA ENERGIA, T , COMO DEFEINIDO PELA EQUAÇÃO (2.2.4).

MATERIAL	E_p (MeV)	k
Berílio	10 - 15	4,7
	4 - 8	5,0
Poliestireno	10 - 15	4,7
Carbono	50	4,1
	20	3,8
Alumínio	10 - 15	4,2
	20 - 60	4,0
Cobre	1,5 - 3,6	3,0
	10 - 15	3,5
Ouro	10 - 15	2,2

2.3 - APRESENTAÇÃO DA ENERGIA DOS ELÉTRONS

As distribuições de dose absorvida e outros dados do feixe somente podem ser significativos se os parâmetros de energia usados são claramente especificados. Um resumo dos diferentes parâmetros de energia e de algumas de suas relações é dado na Fig. 2.2.

Quando é apresentado um procedimento de irradiação radioterápico, deve ser dado a energia na superfície do simulador $E_{p,o}$ é comumente usada, porque esta grandeza é simples de medir a partir das relações de energia-alcance. Assim, para uniformidade, $E_{p,o}$ é recomendada para a especificação das curvas de isodose e dose profunda. Quando é necessário especificar com mais detalhe a penetração intensa do feixe de elétrons, $E_{p,o}$ não é suficiente como um único parâmetro porque a inclinação da curva de dose profunda pode variar consideravelmente para uma dada $E_{p,o}$. A energia mais provável na superfície deve ser complementada pelo alcance terapêutico, R_t , isto é, o alcance das profundidades para tratamento com radiação que está relacionada com um certo nível de dose absorvida (ver Cap. 5, Sec.5.2.2-1). Alternativamente, Γ_0 ou $\overline{E}_o$ podem ser usados, porque juntos com $E_{p,o}$, podem estimar o valor de R_t (ver Cap. 4).

Em dosimetria, (ver Apêndice 1) os fatores de calibração dependentes da energia, são geralmente melhores relacionados com a energia média. Para este propósito, a energia média na superfície, $\overline{E}_o$, é mais útil porque esta pode ser usada para calcular a energia média, $\overline{E}_z$, na profundidade de interesse no simulador (ver Apêndice 1), onde são efetuadas as medidas dosimétricas.

Muitas vezes, é conveniente, (ICRU)(19), dar um único parâmetro de energia no console do acelerador. Este parâmetro é $E_{p,\alpha}$, a energia mais provável do acelerador antes da janela de saída do feixe, porque este é independente da escolha da folha de espalhamento. Quando pode ser variada a folha de espalhamento para uma dada situação de energia do acelerador, são obtidos valores diferentes de $E_{p,o}$ e $\overline{E}_o$ para a mesma situação de energia do acelerador.

2.4 - MÉTODOS DE MEDIDA DA ENERGIA

2.4.1 - INTRODUÇÃO:

Na especificação da qualidade de um feixe de elétrons, é altamente desejável um conhecimento completo do espectro de energia. Se o espalhamento de energia é pequeno, o estabelecimento de uma das energias acima descritas pode ser o suficiente para os propósitos da dosimetria de elétrons.

Os métodos gerais usados para medir os espectros de energia dos elétrons de alta energia são o espectrômetro magnético (Siegbahn)(49); Battista(10) e o espectrômetro de cintilação de absorção total (ver p. ex, Feist, et cols (50).

Para elétrons abaixo de uns poucos MeV, pode ser usado um detector semiconductor como um espectrômetro de absorção total com uma resolução da ordem de 1%. Para as energias mais baixas que 0,1MeV, é o analisador eletrostático, o método comumente usado para medir os espectros de energia.

Os parâmetros de energia do feixe também podem ser medidos a partir dos "limiares" (threshold) para as reações nucleares sec. (2.4.2) ou pela emissão da radiação de Cerenkov (2.4.3). Nos procedimentos dosimétricos usados para a calibração dos feixes terapêuticos, são suficientes as relações empíricas alcance-energia sec. (2.4.4). Pode ser estimado um valor de Γ_0 a partir de uma medida do gradiente de dose normalizado sob condições padronizadas, como mostrado por (Brahme e Svensson) (18)(abordado no Cap. 4).

Na Sec. (2.2) é mostrado que os parâmetros da energia na janela do acelerador e na superfície do simulador estão relacionadas por equações simples. Maiores informações sobre os métodos de medida da energia aqui citados, o leitor deverá recorrer ao Report 35, ICRU,(9).

2.4.2 - ENERGIAS LIMIARES DAS REAÇÕES NUCLEARES (THRESHOLD ENERGIES)

A interação de um fóton ou elétron com um núcleo atômico pode resultar na emissão de um ou mais nucleons e a criação de um núcleo radioativo. A reação nuclear pode ser detectada através do decaimento deste método. A energia limiar, E_{th} , para uma reação nuclear é dada, aproximadamente, pela diferença entre a energia de repouso do núcleo alvo e aquela do núcleo residual e dos nucleons emitidos

Pela avaliação cuidadosa dos dados da espectroscopia de massa e das energias das reações nucleares (Evelyn et cols)(51), (Mattanch et cols)(52); (Wapstra e Gove)(53); (Lederer e Shirley)(54), as energias de repouso de muitos núcleos são conhecidos com uma exatidão muito alta. Para energias limiares grandes, um termo de correção, $E_{th}/2m_t c^2$, onde m_t é a massa do núcleo alvo, torna-se importante e deverá ser adicionado ao E_{th} . Tais valores limiares podem ser usados para determinar a energia máxima de um fóton do feixe de elétrons(Bendel, et cols)(55); (Geller et cols)(56); (Landau)(57).

Uma amostra irradiada com elétrons de energia excedendo E_{th} também são induzidas as reações nucleares diretamente pelos elétrons (p. ex. pela reação $(e, e'n)$ ou pelos fótons de "*Bremsstrahlung*" produzidos na amostra (p. ex. pela reação (γ, n)). As contribuições relativas deste processos para a taxa de reação depende da energia do elétron, e do número atômico e espessura da amostra. Contudo, ambas as reações tem a mesma energia limite, e não é necessário eliminar uma ou outra nas medidas da energia do elétron.

A Tab. 2.4 contém os valores da energia limiar para alguns materiais comuns muitas vezes usados para as determinações da energia. Em acréscimo, também dadas as mudanças abruptas da curva de ativação ("quebras"). Tais "quebras" podem ser determinadas quando é estreita a distribuição da energia, mas pode ser esquecidas para uma distribuição água. Além disso, as energias máximas dos fótons e dos elétrons podem deferir na amostra de ativação, como acima discutido, dando surgimento a "quebras aparentes". O cuidado deve ser praticado, para que uma "quebra" da energia não seja interpretada como a energia limiar. O procedimento prático requer que um número de amostras idênticas sejam feitas de material alvo. Cada uma das amostras é irradiada pela mesma fluência, como indicado pelo monitor, mas com uma energia de elétrons diferentes e é medida a radioatividade induzida de cada amostras. Os tempos para a irradiação e para a contagem, bem como aquele para a transferência da amostra, são mantidos constantes através do experimento. O limiar é indicado pelo ponto em que o

TABELA 2.4 - DADOS FÍSICOS PARA OS LIMIARES DAS REAÇÕES NUCLEARES, (ICRU) (13)

CARACTERÍSTICA RELEVANTE DA REAÇÃO	R E A Ç Ã O			
	$^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$	$^{16}\text{O}(\gamma, n)^{15}\text{O}$	$^{13}\text{C}(\gamma, n)^{12}\text{C}$	$^{16}\text{O}(\gamma, 2n)^{14}\text{O}$
Energia Limiar (dados da massa nuclear, corrigida p/ o sistema do laboratório).	10,855 ($\pm$ 0,005 MeV)	15,678 ($\pm$ 0,001 MeV)	18,737 ($\pm$ 0,001 MeV)	28,916 ($\pm$ 0,001 MeV)
"Quebras" da Curva de Ativação	-	15,86 MeV 15,99 MeV 16,22 MeV 17,27 MeV	18,79 MeV 18,86 MeV 19,00 MeV	-
Transformação Radiativa Induzida	$^{62}\text{Cu} \xrightarrow{\beta^+} ^{62}\text{Ni}$	$^{15}\text{O} \xrightarrow{\beta^+} ^{15}\text{N}$	$^{11}\text{C} \xrightarrow{\beta^+} ^{11}\text{B}$	$^{14}\text{O} \xrightarrow{\beta^+} ^{14}\text{N}$
Meia Vida	9,73 min	124 seg	20,5 min	70,48 ($\pm$ 0,15) seg
Radiação	$^+$, fótons de aniquilação (0,511 MeV)	$^+$, fótons de aniquilação (0,511 MeV)	$^+$, fótons de aniquilação (0,511 MeV)	$^+$, (2,3 MeV) e fótons de aniquilação (0,511 MeV)
Material de Prova	Cobre	Água	Benzeno	Água

número líquido de contagem, isto é, a taxa de contagem menos o black-ground(fundo), cai a zero.

2.4.3 - RADIAÇÃO DE CEREMKOV

Fótons de Ceremkov são emitidos quando um feixe de elétrons relativísticos penetra um meio no qual o elétron viaja a uma velocidade maior que a velocidade da luz naquele meio.

Na prática, um gás é usado como um meio porque este oferece a conveniência de um índice de refração variável via controle da pressão P (ou seleção do gás). A emissão de Ceremkov aparece em um valor particular do índice de refração, e é detectado por um tubo fotomultiplicador. A emissão da radiação de Ceremkov pode ser usada para a determinação da energia do elétron (Von Arx, et cols)(58); (Svensson)(59). Para este propósito, um tubo cheio de gás é posicionado longitudinalmente no feixe de elétrons. Um espelho fixo na extremidade oposta do tubo reflete os fótons de Ceremkov produzidos dentro do tubo através de uma janela montada na parede lateral em uma fotomultiplicadora (Fig.2.6).

Fig. 2.6 INSTRUMENTO USADO PARA MEDIR O LIMAR DE CERENKOV (SVENSSON, 1970). A INCERTEZA DEVIDO ÀS PERDAS DE ENERGIA NO AR É DIRETAMENTE PROPORCIONAL À PRESSÃO E COMPRIMENTO DO TUBO ASSIM, NO INTERVALO DE BAIXA ENERGIA, ONDE SÃO NECESSÁRIAS ALTAS PRESSÕES, DEVERÃO SER USADOS TUBOS MENORES QUE ACIMA.

O número de fótons de Ceremkov é dado por (Franck e Tamds)(60):

$$N = (const.)\Phi \left[1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right] \quad (2.4.1)$$

onde:

Φ = Fluência dos Elétrons

β = Razão entre a velocidade do elétron e a velocidade da luz no vácuo.

n = Índice de refração médio para o comprimento de onda medido da luz emitida.

A energia dos elétrons é mantida constante e o índice de refração do gás é diminuído pela redução da pressão do gás até que nenhum fóton Ceremkov é detectado (Fig. 2.7). Neste limiar, β torna-se β_{th} e é igual a $1/n$ como pode ser visto da Eq. (2.4.1). Como é conhecido o índice de refração para os gases em diferentes pressões β_{th} , pode ser conhecida a velocidade relativa dos elétrons no limiar. A energia cinética, E_{th} , segue da relação (ICRU)(9).

$$E_{th} = m_e \cdot c^2 \left[\left[1 - \beta_{th}^2 \right]^{-1/2} - 1 \right] \quad (2.4.2)$$

onde $m_e c^2$ é a energia de repouso do elétron.

O método de Ceremkov pode ser usado para medir $E_{max,0}$, a partir da determinação da pressão para o início da radiação de Ceremkov. A parte linear da curva é obtida para pressões acima daquela onde todos os elétrons incidentes superaram os seus valores limiares. Um ponto bem definido é obtido da extrapolação da parte linear da curva de intensidade da luz até o nível de fundo (background). (Fig.2.7)

Fig. 2.7 DUAS CURVAS DE RENDIMENTO DE LUZ MEDIDAS NA MESMA ENERGIA MÁXIMA DO ACELERADOR; $E_{max,a} = 31,4$ MeV DETERMINADOS PELO MÉTODO DE ATIVAÇÃO. CURVA A MEDIDA COM AS FOLHAS PADRÕES NO FEIXE E A CURVA B COM UMA FOLHA EXTRA COBRE DE 0,99 mm. A PARTE NÃO LINEAR DAS CURVAS DEPENDE PRINCIPALMENTE DO ESPALHAMENTO DA ENERGIA. ESTE ESPALHAMENTO É MAIOR NA CURVA B (SVENSON, 1970).

2.4.4 - MEDIDAS DE ALCANCE

As determinações absolutas da energia cinética dos elétrons pelo uso das reações nucleares ou do limiar de Ceremkov são bastante trabalhosos e necessitam de equipamentos especiais. Contudo, existe um método indireto muito mais simples de determinação da energia que usa as relações empíricas entre a energia cinética e os parâmetros de alcance da penetração dos elétrons em vários materiais. Vários parâmetros de alcance comumente em uso são mostrados na Fig.(2.8) e, que são medidos a partir das curvas de dose ou ionização profunda. Alcances levemente diferentes são obtidos a partir destas curvas com diferenças maiores em altas energias. As definições que se seguem aplicam-se para as curvas de dose absorvida versus profundidade, mas definições análogas podem ser escritas para as curvas de ionização e transmissão (ver sec. 2.7.3, ICRU(13)). Os parâmetros de alcance de importância especial na descrição da qualidade de uma distribuição de dose absorvida são definidas no Cap. 4.

Alcance máximo, R_{max} : é definido como a profundidade em que a extrapolação da calda da curva de dose absorvida versus profundidade no eixo central encontra o background (fundo) de raios-X. (Brewer, et cols)(61) encontraram uma relação linear entre a energia de elétron e alcance máximo medido no PMMA (plexiglass) e no alumínio para elétrons de 10 a 25Mev. O alcance máximo não depende da geometria de irradiação, mas este tem a desvantagem de não dar um ponto e medida bem definida.

FIG. 2.8 DISTRIBUIÇÃO TERAPEUTICA DE DOSE PROFUNDA COM AS DEFINIÇÕES DE TODOS OS PARÂMETROS USADOS NO TEXTO. D_M É O NÍVEL DA DOSE MÁXIMA ABSORVIDA, D_s É A DOSE SUPERFICIAL MEDIDA NA PROFUNDIDADE DE 0.5 mm (0.05 cm), D_x É O "BACKGROUND" DE FOTONS, G É O GRADIENTE DE DOSE, R_{100} É A PROFUNDIDADE DE DOSE MÁXIMA, R_{85} O ALCANCE TERAPEUTICO, R_{50} É A PROFUNDIDADE SEMI-REDUTORA E R_p O ALCANCE PRÁTICO.

Alcance Prático, R_p é definido como o ponto onde a tangente no ponto mais íngreme (ponto de deflexão) na parte quase reta da porção descendente da curva de dose profunda versus profundidade encontra a parte extrapolada da radiação de freamento de fundo (Fig.2.8) A maioria das medidas de R_p são baseadas nas "curvas de ionização" profundas determinadas com detectores gasosos (por ex. câmaras de ionização)(Markus)(63) (Nüsse)(64), (Harder e Schulz)(65). Devido à variação da razão do poder de freamento com a profundidade, o alcance prático determinado a partir das curvas de dose absorvido versus profundidade é cerca de 1mm maior em 30Mev (ICRU, (9)) para a água e materiais equivalente ao tecido do que seria se fosse constante a razão do poder de freamento. A diferença é ainda maior em energias mais altas e para os feixes contaminados com raios-X. Na determinação das curvas de ionização profunda, o ponto efetivo de medida da câmara deve ser conhecido. [ver Sec. 4.1.3 ICRU, (12)]. Para reduzir as incertezas, ICRU (12) recomenda que sejam usadas as câmaras planas-paralelas com pequena distância entre os pratos, porque estas tem um ponto efetivo de medida bem definido na superfície interior da janela de entrada. O alcance prático também pode ser medido com um detector largo em um feixe estreito (designado como geometria a) ou um detector estreito em um feixe largo (designado por geometria b) (Harder)(66) ; (Nüsse) (64), isto é, (a) usando um detector com um diâmetro maior que o alcance prático em um feixe cujo diâmetro é muito pequeno comparado com o alcance do elétron; (b) usando um feixe com um diâmetro maior que o alcance prático e um detector de diâmetro muito pequeno comparado com o diâmetro do feixe.

A divergência do feixe na geometria b deve ser corrigida pela Lei do inverso do quadrado:

$$D_{m,z} = D'_{m,z} \left[\frac{S_v + z}{S_v} \right]^2 \quad (2.4.3)$$

onde S_v é a distância da fonte variável (ver Sec.3.2.4.3, ICRU(13)) à superfície do simulador e $D'_{m,z}$ é a dose absorvida no meio (m) em uma profundidade z para a curva não corrigida. Correções aproximadas são adequadas quando R_p não é muito sensível a mudanças na S_v (ver Brahme e Svenson)(40).

As seguintes relações empíricas entre energia e alcance são válidas para um feixe de elétrons largo, incidindo perpendicularmente em um simulador semi-infinito (ICRU)(9).

Seus coeficientes são dados na Tab. (2.6). A relação de alcance-energia determinada por (Markus)(63), baseado em medidas de energia realizados por espectrômetro magnético e curvas de ionização-profundidade em materiais de baixo número atômico, é recomendado em vários protocolos nacionais (SCRAD) (67); DIN (68); NACP (69).

$$(*) \quad E_{p,\rho} = C_1 R_p + C_2 \quad (2.4.4)$$

A Eq. (2.4.4) também pode ser usada para o alumínio (Katz e Penfold(70)), mas com constantes C_1 e C_2 diferentes daqueles para a água (Tab.2.6).

(*) A relação de Markus original foi para elétrons com energia entre 3 a 15Mev e para feixes largos com distribuição de energia estreita ($\Gamma_0 = 1,6\%$ em 3,2Mev e $0,6\%$ em 14,2Mev) com $R_p = [(Z/A)ef K_1 E_0 - K_2]$ desde que $(Z^2 / Aef) < 4$ (Markus(66); DIN 971).

Nesta Equação, $(Z/Aef) = \sum p_i Z_i A_i$ onde P_i é a fração por massa do elemento constituinte de carga nuclear Z_i e massa atômica, A_i . Na Tab.(2.7) são dados alguns valores numéricos para alguns materiais comumente usados. Os valores das constantes físicas são $K_1 = 0,25 g / cm^{-2} Mev^{-1}$ e $K_2 = 0,137 g/cm^2$.

TABELA 2.6 - RELAÇÃO DE ENERGIA - ALCANCE

EQUAÇÃO	GRANDEZA MEDIDA	GRANDEZA CALCULADA	CONST.RECOMENDADA	INTERVALO DE ENERGIA
2.4.4	R_p no simulador de H_2O ^(a) pela ionização x profundidade ou, dose absorvida x profundidade.	$E_{p,o}$	$C_1 = 1,95 \text{ MeV.Cm}^{-1}$ $C_2 = 0,48 \text{ MeV}$	$3 \text{ MeV} \leq E_{p,o} \leq 25 \text{ MeV}$
2.4.4	R_p no simulador de Al. pela ionização x profundidade	$E_{p,o}$	$C_1 = 5,09 \text{ MeV Cm}^{-1}$ $C_2 = 0,20 \text{ MeV}$	$5 \text{ MeV} \leq E_{p,o} \leq 25 \text{ MeV}$
2.4.6.	R_p na H_2O ^(a) pela ionização x profundidade ou dose absorvida x profundidade	$E_{p,o}$	$C_3 = 0,22 \text{ MeV}$ $C_4 = 1,98 \text{ MeV.Cm}^{-1}$ $C_5 = 0,0025 \text{ MeV.Cm}^{-2}$	$1 \text{ MeV} \leq E_{p,o} \leq 50 \text{ MeV}$
2.4.7	R_{50} na H_2O pela dose absorvida versus profundidade.	$\bar{E}_o$	$C_6 = 2,33 \text{ MeV.Cm}^{-1}$	$5 \text{ MeV} \leq \bar{E}_o \leq 35 \text{ MeV}$

(a) R_p também pode ser medido em outros simuladores de número atômico baixo usando a Equação (2.4.5)

Harder (71) criou uma lei de "escalonamento" geral (scaling law) [ver também Sec. 2.8.3, ICRU (9)], que pode ser usada também para calcular a energia mais provável a partir das medidas do alcance em um material(m) arbitrário. O valor de R_p medido na água está relacionando com o valor do R_p alcance medido no meio m, R_p , pode ser estimado por:

$$R_{p,H_2O} = R_{p,m} \frac{\rho_m}{\rho_{H_2O}} \cdot \frac{r_{o,H_2O}}{r_{o,m}} \quad (2.4.5)$$

onde,

$$r_o = \int_0^{E_0} \left[\frac{S(E)}{\rho} \right]_{tot}^{-1} dE \quad (\text{Eq. 2.6, ICRU,(9)})$$

é o alcance segundo o modelo de perda contínua de energia (continuous-Slowing down) [Tab. 2.5, ICRU, Report 35, (9)]. Esta relação é muito precisa para materiais de simulação de baixo número atômico ou para materiais com $(\bar{Z}/\tau)$ (onde $\bar{Z}$ é o número atômico médio e τ a Razão entre as energias incidentes e de repouso dos elétrons) não muito diferentes daqueles para a água, $(\bar{Z}/\tau)_{H_2O}$. (Harder)(71).

Como já dissemos anteriormente, Markus(63) e DIN(68) também propuseram um fator K de escalonamento dado por:

$$K = \frac{\rho_m}{\rho_{H_2O}} \cdot \frac{[(Z/A)_{ef}]_m}{[(Z/A)_{ef}]_{H_2O}} \quad (2.4.5.b)$$

e
$$R_{p,H_2O} = KR_{p,m}$$

para os feixes de elétrons por nós estudados, verificamos que o fator de escalonamento dado por (2.4.5) é 1% menor que aquele dado por (2.4.5). A Eq. (2.4.5.b) também pode ser usada para converter todas as profundidades no plástico para aquelas na água, com uma exatidão suficiente para os propósitos clínicos [Matson, et cols (72): NACP (73)Fernandes(1)].

Tab.2.7; Algumas Características dos Materiais Simuladores

MATERIAL SIMULADOR	COMPOSIÇÃO	DENSIDADE (g.cm ⁻³)	$(\frac{Z}{A})_{ef}$	K
Água	H ₂ O	1	0,555	1,000
Poliestireno	C ₈ H ₈	1,05	0,538	1,018
Perspex	C ₅ H ₈ O ₂	1,18	0,540	1,148
A-150	ver ICRU (54)	1,12	0,548	1,106

Nüsse, (64) e Harder e Schulz (65) mostraram que a Eq.(2.4.4) pode ser usada para elétrons mono energéticos desde uns poucos MeV até 30 MeV, tanto para o alumínio como para a água, com uma incerteza não excedendo a 2%. Acima de 30MeV é observado uma não linearidade causada pelas perdas de energia por radiação. Uma equação modificada para a água que leva em conta este efeito é dada por:

$$E_{p,o} = C_3 + C_4 R_p + C_5 (R_p)^2 \quad (2.4.6)$$

Esta relação dentro do intervalo de 1 a 50MeV concorda dentro de +1% com os alcances práticos extraídos das curvas de dose absorvidas "calculadas" pelo método de Monte Carlo versus profundidade, no intervalo de 1 a 60Mev, apresentados por (Berger e Seltzer) (74), e com os dados experimentais apresentados por (Tabata, et cols)(75) para 1 a 20MeV; com (Markus)(63) de 3 a 15MeV, e extendido a 25MeV por (Nüsse)(64); com (Freyberger)(76) de 4 a 30MeV, de 30 a 60MeV por (Harder e Schultz)(65) e de 10 a 50MeV por (Brahme, et cols)(77).

As Eqs. (2.4.4) e (2.4.6) foram determinadas originalmente para os feixes com um espalhamento de energia muito pequeno. Medidas de R_p realizadas por ICRU (9) dos feixes de aceleradores clínicos com espectros de energia de várias larguras dão uma relação consistente entre a energia mais provável na superfície do simulador, $E_{p,o}$, e o alcance prático, R_p , em concordância, dentro da incerteza da medida, com a equação de (Markus)(63). Assim, as Eqs. (2.4.4) e (2.4.6) são válidas não somente para os feixes mono-energéticos, mas também para feixes com algum espalhamento de energia. A energia calculada a partir de R_p estaria assim bem perto da energia mais provável na superfície se o espalhamento da energia é produzido nas folhas ou outros materiais no feixe.

A Profundidade Semi-Redutora, R_{50} :é definida como a profundidade na qual a dose absorvida é 50% de seu valor máximo. No protocolo publicado pela AAPM (American Association of Physics in Medicine)(78),recomenda-se que R_{50} seja obtida a partir de uma curva de porcentagem de ionização profunda onde a porcentagem cai a 50% do seu valor máximo. Por outro lado, o erro introduzido quando obtemos R_{50} a partir da curva de dose absorvida não é maior que 0,3% que quando medimos a partir da curva de ionização profunda. (Brahme e Svenson)(79), mostraram a partir das medidas de diferentes aceleradores médicos que R_{50} na água está relacionada aproximadamente com a energia média do elétron na superfície do simulador por:

$$E_o = C_o R_{50} \quad (2.4.7)$$

O valor numérico recomendado para C_σ é dado na Tab. (2.6). A Eq.(2.4.7) é válida no intervalo de 5 a 35MeV para feixes largos incidindo perpendicularmente no simulador de água se R_{50} é determinado das curvas de dose profunda versus profundidade. A constante na Eq. (2.4.7) foi determinada na geometria b citada anteriormente (ver a pág. 40) e conseqüentemente é válida estritamente para essa geometria. Por outro lado, do protocolo da AAPM(78), vemos que uma variação de 10% no valor de $\overline{E}_0$ não acarreta um erro maior que 1% nos poderes de freamento e, conseqüentemente, na medida da dose absorvida.

2.4.5 - MEDIDA DA FLUÊNCIA

Para medirmos fluência, geralmente é utilizado um dispositivo conhecido como xícara de Faraday (Faraday Cup), ilustrada e detalhada a sua operação no Apêndice. Devido a não disponibilidade de recursos e tempo disponíveis, não pudemos elaborar tal instrumento. Assim, resolvemos utilizar nossa câmara de ionização plana paralela, tipo M 23343 (ver Sec.4.2.5), como medidor de fluência.

As justificativas que comprovam que a câmara de ionização acima citada é um detector de fluência, damos a seguir, utilizando o diagrama abaixo ilustrado do volume sensível da mesma.

Sejam Ψ_E (elétrons/cm².seg) com energia $E \pm \Delta E$ incidindo no detector e, cujas energias são determinadas pelo espectrômetro descrito no capítulo 3.

A carga $\Delta Q(E)$ coletada, proveniente da ionização dos elétrons incidentes com energia E no volume sensível da câmara, pode ser calculada por:

$$\Delta Q(E) = e \frac{\int_0^l \left[\frac{dE}{dx} \right]_E \Psi(E) \Delta t A dx}{\overline{W}} \tag{2.4.8}$$

onde,

$(dE/dx)_E$: poder de freamento para os elétrons de energia E .
 Δt = Intervalo de tempo em que é integrado a carga $\Delta Q(E)$,
 A = Área da superfície indicada no diagrama pelo diâmetro D e, igual a
 $\left[\frac{\pi}{4} . D^2 \right]$
 $\overline{W}$ = Energia média para produzir um par de íons no ar = 33,85 J.

Como as energias dos elétrons incidentes são relativísticas, segue que no ar, o alcance R destes elétrons é muito maior que o comprimento l transverso na cavidade. Por outro lado, como o decremento de energia dos elétrons atravessando o volume sensível é pequeno e muito menor que E , a equação 2.4.8 se reduz:

$$\Delta Q(E) \cong \frac{e \Psi(E) A \Delta t \left[\frac{dE}{dx} \right]_E . l}{\overline{W}}$$

que é uma boa aproximação. Logo, a fluência, $\Phi(E)$, poders ser determinada por:

$$\Phi(E) = \Psi(E) \Delta t = \frac{\Delta Q}{e} \frac{1}{A . l \left[\frac{dE}{dx} \right]_E}$$

que pode ser reescrita por:

$$\Phi(E) = \frac{\Delta Q(E)}{e} \cdot \frac{W}{V \left[\frac{dE}{dx} \right]_E} \quad (2.4.9), \text{ onde,}$$

$$V = \text{Volume Sensível da Câmara} = \frac{\pi D^2}{4} \cdot l$$

Na Equação (2.4.9) os fatores no lado direito são conhecidos e ΔQ é observada.

Portanto, determina-se a fluência para cada energia do espectro. O termo $\left[\frac{dE}{dx} \right]_E$, para cada espectro, ou melhor, dentro dos valores de energias dos elétrons para cada espectro; é bem aproximadamente constante (ver Fig. 2.9 abaixo):

Em outras palavras: a câmara de ionização, para elétrons relativísticos é um detector de fluência. Variando, ou selecionando a energia dos elétrons no espectrômetro, variamos a fluência do feixe emergente neste último, que incidindo na câmara produzirá uma ionização (ou carga coletada) na mesma proporção da variação da fluência.

Assim, medir fluência é o mesmo que se medir a carga coletada resultante da ionização proveniente dos elétrons incidentes com energia determinada, na câmara de ionização.

O eletrômetro associado à câmara de ionização, por nós utilizado, mostra valores numéricos ou leituras que, multiplicadas por um determinado fator de escala fornecido pelo fabricante, convertem aqueles valores em carga. Como os gráficos de espectro são expressos em fluências relativas (medidas em relação ao valor correspondente ao pico), estas são calculadas pelo quociente das leituras no eletrômetro, uma vez que o fator multiplicativo de escala é mantido constante durante as medidas do espectro.

A Fig.(2.9) mostra a variação do poder de freamento com energia para o ar. Esta figura foi obtida dos dados da Tab. (2.2.a) do Report 35, ICRU,(9). Naquela figura também incluímos a equação para o cálculo do poder de freamento, segundo a página 3 daquele mesmo Report.

Vemos na Fig.(2.9), que para incrementos pequenos na energia (por ex., 0,5 MeV), a partir de 1 MeV, $(dE/dx)_{col}$ é praticamente constante. Assim, duas medidas consecutivas de fluência, onde as energias dos elétrons diferem de 0,5 MeV, as diferenças respectivas nas fluências relativas, será apenas proveniente das diferentes cargas respectivas coletadas. A rigor, a fluência relativa, $\Phi(E)/\Phi(E_p)$ deveria ser calculada por:

$$\frac{\Phi(E)}{\Phi(E_p)} = \frac{\Delta Q(E)}{\Delta Q(E_p)} \cdot \frac{\left[\frac{dE}{dx} \right]_{E_p, col}}{\left[\frac{dE}{dx} \right]_{E, col}}$$

2.4.6 - ESPECTROMETRIA

2.4.6.1 - CINTILAÇÃO

O espectrômetro de cintilação é um instrumento usado para obter os espectros de energia dos feixes de elétrons. Este, consiste de um absorvedor de cintilação (emite luz quando nele incide a radiação) acoplado via válvula fotomultiplicadora e a um circuito anexo necessário para a análise do espectro de luz emitido. As limitações práticas deste método são aquelas da contagem de coincidência e da interpretação da altura do pulso do espectro obtido. A primeira requer um considerável "detuning" do acelerador afim de evitar o registro simultâneo dos eventos. A última envolve correções de cálculo para as distorções no espectro medido proveniente da resolução inerente finita. Além disso, para avaliar as capacidades de revolução do espectrômetro, é necessário estabelecer a sua resposta em relação a um feixe mono energético, isto é, devemos ter a "função do espectrômetro". As necessidades eletrônicas e as correções de cálculos estão bem ilustradas nos trabalhos de Kock e Wyckoff (80), Harder(81), Feist(50) e Weiss et cols.(82). A resolução obtida nestas investigações no intervalo de 5 a 20MeV é tipicamente de 5 a 10%. Esta resolução é aceitável, especialmente quando são medidos os espectros largos em pontos dentro de um meio.

2.4.6.2 - DEFLEXÃO DA PARTÍCULA CARREGADA

A deflexão das partículas carregadas atravessando uma região com um campo magnético ou elétrico pode ser usado para determinar os seus espectros de energia. Os analisadores eletrostáticos geralmente não são práticos para energias acima de 0,1MeV, porque são exigidos campos elétricos com intensidades muito altas.

A dispersão dos elétrons em um campo magnético forma a base da seleção do momento (ou energia) na espectrometria magnética. Podem ser obtidas resoluções menores do que 1%, tal que esta técnica é um excelente meio de se obter os espectros de energia. Alguns detalhes do desenho e operação de um espectrômetro magnético é apresentado no Cap. 3. Mais detalhes e considerações teóricas é apresentado no trabalho de Battista (10).

2.4.7 - Sumário: intercomparação dos Métodos

A técnica da energia limiar para a reação nuclear produz valores de energia altamente precisas que estão relacionados com a energia máxima de um espectro. A radiação de Cerenkov também pode ser usada para determinar a energia máxima E_{max} , e fornece uma alternativa para o método anterior em energias para as quais não é disponível a reação nuclear. A calibração de uma escala de energia provisória contra E_{max} é particularmente significativa para o caso de um feixe aproximadamente monoenergético, mas por outro lado não é tão significativa.

As medidas do alcance são realizadas prontamente (ou obtidas das curvas de ionização e dose profunda): a simplicidade deste método é uma vantagem. Contudo, somente são obtidas incertezas entre 1 a 2% ,quando os feixes são praticamente mono energéticos. Para os feixes poli energéticos (ou policromáticos) e com um espalhamento de energia considerável, as incertezas não são bem definidas. Além disso, deve-se considerar que os aspectos abordados sobre a geometria e detector são bastante importantes, quando R e R_p são obtidos através das curvas de dose ou ionização profunda.

O Espectrômetro de cintilação produz o espectro completo com uma resolução de 5 a 10%. Este método exige uma considerável instrumentação eletrônica, e a determinação inicial da função do espectrômetro exige um feixe aproximadamente mono energético. O espectrômetro magnético pode reduzir o espectro (dependendo da construção adequada do eletrohm, e da geometria do feixe) com uma resolução melhor que 1%, Battista(10). A instrumentação utilizada é relativamente pequena.

Na Tab. 2.7 mostramos uma intercomparação destes métodos.

TABELA - 2.7 - INTERCOMPARAÇÃO DOS MÉTODOS DE CALIBRAÇÃO DA ENERGIA

MÉTODO	INSTRUMENTAÇÃO BÁSICA	DESCRIÇÃO DA ENERGIA	OBSERVAÇÃO	REF. PRINCIPAL
Limiar Nuclear	Essencial: Detetor Geiger-Muller. Desejável: Detetor de Cin- tiliação.	E_{max}	Significativo p/ Feixe Aproximada- mente Monoenerge- ticos	(13)
Radiação de Ce- renkov	Câmara de Gás Fotodetetor Cerenkov	E_{max}		(13)
Medidas de Al- cance	Câmara de Ionização ou De- tetor de Eletrons	$E_{p,o}, \bar{E}_o$	Válido para Fei- xes com Espalha - mento de energia - de uns poucos MeV	(13) (72) (76) (81) (82)
Espectrometria - Cintilação	Cintilador Plástico Grande Analisador de Pulso	Espectro c/ Re- solução de 5 à 10%	Verificação Inici- al contra Feixe Monoenergético	(83) (84) (85) (50)
Espectrometro Mag- nético	Eletroimã: potência, refri- geração. Câmara de Deflexão. Detetor de Eletrons ou Câmara de Ionização	Espectro c/ Re- solução de 1%	Meio Primordial - de Calibração de Energia.	(10)

CAPÍTULO 3

ESPECTROMETRIA MAGNETO-ÓPTICA

3.1 - CONCEITO E RELAÇÕES FUNDAMENTAIS

A mecânica relativística fornece uma descrição do movimento de um elétron em um campo magnético. A força F , exercida em um elétron em uma região de campo magnético, B , é dada pela Equação vetorial de Lorentz:

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = e \vec{v} \times \vec{B} \quad (3.1)$$

onde p é o momento relativístico do elétron, e é a carga do elétron e v a sua velocidade. No caso particular de um elétron movendo-se em uma direção normal ao campo magnético B , o elétron descreve uma órbita circular com velocidade constante em um plano perpendicular à direção do campo. O movimento é, então, dado por:

$$p = mv = eBR \quad (3.2)$$

onde m é a massa relativística do elétron e R é o raio da órbita.

A Equação (3.2) é a base das propriedades seletivas do momento de um espectrômetro magnético.

O produto BR é conhecido como rigidez magnética. Fisicamente, esta grandeza representa a facilidade com que um elétron de um dado momento pode ser defletido magneticamente. Praticamente, este é um índice conveniente para avaliar a intensidade e as dimensões do campo necessário para determinar a trajetória de um elétron.

Na dinâmica relativística, a energia total ET de um elétron (constituída de suas energias de repouso e cinética) é dada por:

$$E_T = mc^2 = m_0c^2 + E_K \quad (3.3)$$

onde E_k é a energia cinética, m_0 é a massa de repouso do elétron, e c é a velocidade da luz no vácuo. Desde que a energia é obtida de uma determinação do momento do elétron, a relação momento-energia é particularmente significativa:

$$E_T = \sqrt{(m_0 c^2)^2 + p^2 c^2} \quad (3.4)$$

A energia cinética pode ser expressa então em termos da rigidez magnética medida experimentalmente:

$$E_k = E_T - m_0 c^2 = \sqrt{(m_0 c^2)^2 + e^2 c^2 B^2 R^2} - m_0 c^2 \quad (3.5)$$

Marton, et cols (83), apresentaram tabelas das energias cinéticas dos elétrons como uma função da rigidez magnética. Para o caso dos elétrons de alta energia ($E_k \gg m_0 c^2$), a equação (3.5) tende para uma função linear. No intervalo de energia de interesse, um ajuste dos mínimos quadrados dos dados de Marton com uma reta produziu:

$$E_k = 0,2997BR - 0,4976 \quad (3.6)$$

onde E e BR são expressos respectivamente em unidades de milhões de elétrons volts (MeV) e Kilogauss - cm (KG.cm). Visto que por toda parte encontrou-se uma linearidade melhor que 0,02%, a Eq. (3.6) foi usada por nós para calcular as energias dos elétrons. De acordo com a convenção habitual, as energias mencionadas nesta tese são entendidas como cinética: as energias cinéticas serão daqui por diante denotadas simples por, E .

(3.2.3)- SETOR DE ENTRADA DO SETOR

Sejam β_1 e β_2 respectivamente os ângulos da trajetória central na entrada e saída de um campo uniforme, como ilustrado na Fig.(3.2). Os ângulos β_1 e β_2 são definidos com respeito à fronteira do campo, e são tomados como positivos quando as trajetória caem no lado das normais na direção do centro de curvatura O' .

Fig.3.2 GEOMETRIA PARA A ENTRADA E SAÍDA NÃO-NORMAL PARA UM CAMPO SETOR.

3.2. - MATRIZES DE TRANSFORMAÇÕES

3.2.1 - INTRODUÇÃO

O campo de "*formato de setor*" (ou setorial) possui características desejáveis de focalização, como será mostrado abaixo.

As soluções para as equações do movimento em tal campo produzirão os coeficientes de transferência usados no mapeamento das trajetórias dos elétrons em um espectrômetro ou acelerador. Em acréscimo, o movimento em regimes de campo não setor, será apresentada individualmente, e finalmente o trânsito global dos elétrons será unificado no formalismo matricial de transporte do feixe largamente aceito, Enge (84), Livingston e Blewett,(85). O tratamento como apresentado assumirá condições paraxiais: isto será discutido no fim da próxima seção. A teoria que se segue é obtida da Tese de Battista (10).

3.2.2- CAMPO SETOR GRADUADO; ENTRADA E SAÍDA NORMAL

Fig. 3.1 NOTAÇÃO PARA O CAMPO SETOR GRADUADO.

A. PLANO MÉDIO
B. PLANO TRANSVERSO

Considere um elétron de momento fixo p entrando no campo de deflexão mostrado na Fig. (3.1). São usados um sistema de coordenadas curvilíneas (x,y,z) com origem em O , e um sistema de coordenadas cilíndricas (r,Φ,z) com origem no centro de curvatura O' . Seja um campo B com um valor não nulo na região dentro das superfícies definidas por $0 < \Phi < \alpha$ e simétrico com relação ao plano médio, isto é

$$B(r, \Phi, z) = B(r, \Phi, -z) \quad (0 < \Phi < \alpha) \quad (3.7)$$

Este campo tem componentes radial e transversa (B_r, B_z) , mas não existe nenhum componente de Φ em qualquer ponto na região do campo. O objetivo é estabelecer a correspondência entre as coordenadas de saída e de entrada e as direções dos elétrons defletidos.

O movimento no plano médio é orientado pela componente transversa do campo, B_z , que é suposto variar com o raio fora do eixo de acordo com:

$$B_z(r, \Phi, 0) = B_0 \left[\frac{r}{R} \right]^n \quad (3.8)$$

onde $B_0 = (R, \Phi, 0)$ é o campo ao longo da trajetória central, e n é um índice do campo dependente do gradiente da diminuição gradual da espessura dos pólos (ou peças) do ímã, (ver Fig (3.1.B) isto é:

$$n = - \frac{dB_z}{B dr} \quad \left(\begin{array}{l} \text{obtido por derivação de } B_z \\ \text{na Eq., em relação a } r \end{array} \right)$$

O movimento na direção transversa é orientado pela componente radial do campo, B_r . A última, obtida via $\vec{V} \times \vec{B} = 0$, é dada por:

$$B_r = - \left[\frac{n B_0}{R} \right] \cdot z \quad (3.9)$$

A substituição destes campos (3.8 e 3.9) na equação de Lorentz (3.1), nas direções respectivas em que são operantes; produz as relações de Kerst - Serber(86), que descrevem o comportamento dos elétrons fora do eixo:

$$\frac{d^2y}{dt^2} + (1-n)\omega^2 y = 0 \quad (3.10)$$

$$\frac{d^2z}{dt^2} + n\omega^2 z = 0 \quad (3.11)$$

onde $\omega = \frac{eB_0}{m}$ (frequência do Ciclotron). Geralmente, é mais conveniente expressar as variáveis y e z como funções da coordenada curvilínea x . A transformação segue prontamente (desde que $x = R\omega t$) e as expressões resultantes de (3.10) e (3.11) são:

$$\frac{d^2y}{dx^2} + \frac{(1-n)y}{R^2} = 0 \quad (3.12)$$

$$\frac{d^2z}{dx^2} + \frac{nz}{R^2} = 0 \quad (3.13)$$

Da Eq. (3.12), pode ser visto que, para $n < 1$, o movimento radial é harmônico em x . Similarmente, da Eq. (3.13), pode ser visto que para $n \geq 0$, o movimento transversal também é harmônico em x . A interpretação destas "oscilações livres" é que para $0 < n < 1$, as forças de "restauração" desviam os elétrons fora do eixo para a órbita central (equilíbrio), assegurando assim ambas as estabilidades orbitais radial e transversa. São de interesse dois casos especiais:

Caso I: $n = 0,5$

A igualdade resultante na frequência das oscilações (ver 3.10 e 3.11) constitui a base para a focalização simultânea em ambas as direções radial e transversa. Esta propriedade de dupla focalização ou ("focalização de espaço" ou "space-focussing"), produz assim uma imagem estigmática (estigmatismo de um ponto objeto corresponde um ponto imagem). Espectrômetros baseados nesta configuração de campo setorial foram descritos por Siegbahn (49), Bianchi (87), Froelich (88) e Sells (89).

Caso 2: $n = 0$

Este representa caso de um campo setor uniforme, como empregado em nosso trabalho. Novamente, da eq.(3.12),w claro que é preservado o movimento harmônico em x para a direção radial. Contudo, da Eq. (3.13), notamos que o movimento transverso não é mais harmônico em x de modo que é ineficiente a focalização transversa . Podemos concluir que: um campo setor uniforme nitidamente definido não pode produzir uma imagem estigmática. Contudo, será mostrado posteriormente que a focalização transversa pode ser conseguida, apesar disso, pelo emprego de campos de "franja" nas bordas dos campos uniformes.(sec.3.2.3).

As soluções para as Eqs. (3.12) e (3.13) produzem a correspondência desejada entre os parâmetros de saída (y, y', z, z'), e os parâmetros de entrada (y, y', z, z') onde (') denota as derivadas em relação a x . As trajetórias são:

$$y_2 = y(2R) = y_1 \cos[(1-n)^{1/2} \alpha] + y_1' \frac{R}{(1-n)^{1/2}} \text{sen}[(1-n)^{1/2} \alpha] \quad (3.14)$$

$$y_2' = y'(\alpha R) = -y_1 \frac{(1-n)^{1/2}}{R} \text{sen}[(1-n)^{1/2} \alpha] + y_1' \cos[(1-n)^{1/2} \alpha] \quad (3.15)$$

$$z_2 = z(\alpha R) = z_1 \cos[n^{1/2} \alpha] + z_1' \frac{R}{n^{1/2}} \text{sen}[n^{1/2} \alpha] \quad (3.16)$$

$$z_2' = z'(\alpha R) = -z_1 \frac{n^{1/2}}{R} \text{sen}[n^{1/2} \alpha] + z_1' \cos[n^{1/2} \alpha] \quad (3.17)$$

onde, $\alpha = \frac{x}{R}$

A análise anterior descreve o movimento dos elétrons com momentos idênticos, P_0 , tal que as trajetórias são dependentes somente dos parâmetros espaciais. O efeito de uma variação $\delta = \frac{\Delta p}{p_0}$ do momento pode ser analisada considerando que elétrons com momento $[p_0(1 + \delta)]$ exibirão movimento harmônico em torno de uma trajetória central de raio alterado. Isto conduz a um deslocamento consistente no plano médio da coordenada y que na posição de saída, pode ser demonstrado como, (84), (88):

$$\Delta y_2(\alpha R) = \delta \frac{R}{(1-n)} [1 - \cos(1-n)^{1/2} \cdot \alpha] \quad (3.18)$$

Se este termo é adicionado a Eq. (3.14), a aplicação é limitada a um campo setor uniforme ($n=0$), as equações (3.14), (3.15), (3.16), e (3.17) se simplificam a:

$$y_2 = y_1 \cos \alpha + y_1' R \sin \alpha + \delta R (1 - \cos \alpha) \quad (3.19)$$

$$y_2' = -y_1 \frac{\sin \alpha}{R} + y_1' \cos \alpha + \delta \sin \alpha \quad (3.20)$$

$$z_2 = z_1 + z_1' \alpha R \quad (3.21)$$

$$z_2' = z_1' \quad (3.22)$$

A linearidade acima da posição inicial, inclinação, e na variação do momento, sugere o uso de uma formulação matricial, (88), (90). O movimento no plano médio pode ser visto como uma transformação vetorial tri-dimensional:

$$\vec{y}_2 = M_s \vec{y}_1 \quad (3.23)$$

$$\text{onde } \vec{y}_2 = \begin{bmatrix} y_2 \\ y_2' \\ \delta \end{bmatrix}, \quad \vec{y}_1 = \begin{bmatrix} y_1 \\ y_1' \\ \delta \end{bmatrix}$$

e M_s é a matriz de transferência do plano médio para o campo setor:

$$M_s = \begin{bmatrix} \cos \alpha & R \sin \alpha & R(1 - \cos \alpha) \\ \sin \alpha & \cos \alpha & \sin \alpha \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (3.24)$$

Similarmente, o movimento da direção transversa pode ser tratado por uma transformação vetorial bi-dimensional:

$$\vec{z}_2 = T_s \cdot \vec{z}_1 \quad (3.25)$$

$$\text{onde } \vec{z}_2 = \begin{bmatrix} z_2 \\ z_2' \end{bmatrix}, \quad \vec{z}_1 = \begin{bmatrix} z_1 \\ z_1' \end{bmatrix}$$

e T_s é a matriz de transferência da direção transversa para o campo setorial:

$$T_s = \begin{bmatrix} 1 & \alpha R \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (3.26)$$

Assim, o movimento do elétron (para a entrada e saída normais), em um campo uniforme setorial está personificado nas matrizes (3.24) e (3.26).

Como observado anteriormente, a teoria acima supõe que os desvios da trajetória central são pequenos em que $\frac{y_1}{R}, \frac{z_1}{R}, y_1', z_1'$, são todos menores que a unidade. é somente sob tais condições que as equações do movimento (3.19), (3.20), (3.21), (3.22) são funções lineares dos parâmetros iniciais. Este tratamento é uma teoria ("paraxial") de primeira ordem, os termos de ordem mais alta foram desprezados nos parâmetros iniciais.

No plano médio, a entrada não normal com $\beta_1 > 0$, pode ser vista como a remoção efetiva de uma parte de um setor imaginário (indicada por linhas pontilhadas) para elétrons na região de y positivo. Similarmente, elétrons na região de y negativo experimentam uma parte adicionada deste setor imaginário. Este efeito é similar àquele das "lentes finas", atuando para alterar somente a direção do elétron, (90). a transformação é dada por:

$$y_2 = y_1$$

$$\dot{y}_2 = \dot{y}_1 \frac{\operatorname{tg} \beta_1}{R}$$

tal que a matriz de transferência do plano médio correspondente a esta região é:

$$M_\beta = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ \frac{\operatorname{tg} \beta}{R} & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.27)$$

onde $\beta = \beta_1$ para a região de entrada e $\beta = \beta_2$ para a região de saída. Note que foi mantido um campo de corte nítido (ou aproximação de "borda dura").

Tem-se mostrado que, na direção transversa, a focalização não é possível com um campo setor puro. Contudo, o componente $\underline{x}$ dos campos de franja do setor afetam acentuadamente o movimento transverso quando $\beta > 0$ e fornece o meio para a focalização na direção $\underline{z}$. A matriz correspondente é:

$$T_\beta = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{\operatorname{tg} \beta}{R} & 1 \end{pmatrix} \quad (3.28)$$

onde novamente, $\beta = \beta_1$ para a entrada e $\beta = \beta_2$ para as zonas de franja da saída. O dito acima corresponde a um efeito das "lentes finas", e, desde que as forças de restauração são operantes através de um tempo curto, é também conhecido como a "aproximação do impulso".

(3.2.4) REGIMES DE VÔO LIVRE

Na ausência de um campo magnético, o movimento linear resulta em uma simples mudança de coordenada com nenhuma alteração na direção da trajetória. As matrizes de transferência correspondendo à uma região de vôo livre de comprimento L são prontamente obtidas e são igualmente aplicáveis nas direções mediana e transversa:

$$M_L = \begin{pmatrix} 1 & L & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.29)$$

$$T_L = \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.30)$$

Por exemplo, estas matrizes representam o movimento através das distâncias do objeto e da imagem relativas às fronteiras do campo setor.

(3.2.5) MATRIZ DO ESPECTRÔMETRO

O transporte do feixe de elétrons no espectrômetro é convenientemente manipulado pelas matrizes de transferência acima, visto que a transformação de imagem global pode ser obtida pela multiplicação das matrizes de cada região.

Nas figuras (3.3) e (3.4) são mostrados uma geometria generalizada do espectrômetro de campo setor. A matriz completa do espectrômetro relaciona as coordenadas (y_2, z_2) e as inclinações (y'_2, z'_2) nos planos imagens com as coordenadas (y_1, z_1) e inclinações (y'_1, z'_1) no plano objeto.

Em ambas as direções mediana e transversa, os elétrons encontram uma região de entrada sem campo (ou voo livre), (1_0) , uma entrada com campo de franja, um setor (Ω) de campo homogêneo, um campo de franja de saída, e finalmente uma região de saída sem campo (1_1) . Usando a notação vetorial introduzida anteriormente, podemos denotar a trajetória total que:

$$\vec{y}_2 = M \vec{y}_1 \quad (3.31)$$

onde $M = M_{\text{lim}} \cdot M_{\beta_2} \cdot M_s \cdot M_{\beta_1} \cdot M_{10}$

$$\vec{Z}_2 = T \vec{Z}_1 \quad (3.32)$$

onde $T = T_{11} \cdot T_{\beta_2} \cdot T_s \cdot T_{\beta_1} \cdot T_{10}$

Os elementos da matriz ou coeficientes de transferência de $\underline{M}$ (como obtidos via (3.24), (3.27), (3.29) e de T (como obtido via (3.26), (3.27), (3.30) são dados respectivamente nas Tab. (3.1) e (3.2).

Fig. 3.3 CONFIGURAÇÃO TOTAL DO ESPECTRÔMETRO: PLANO MÉDIO.

Fig. 3.4 CONFIGURAÇÃO TOTAL DO ESPECTRÔMETRO: PLANO TRANSVERSO.

Table 3.1 Matrix Elements for the Median Plane Transformation*

$$M = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} \end{bmatrix}$$

$$m_{11} = (\cos\alpha + \sin\alpha \tan\beta_1) + \left[\frac{\cos\alpha}{R} (\tan\beta_1 + \tan\beta_2) + \frac{\sin\alpha}{R} (\tan\beta_1 \tan\beta_2 - 1) \right] l_{im}$$

$$m_{12} = R\sin\alpha + (\cos\alpha + \sin\alpha \tan\beta_1)l_o + (\cos\alpha + \sin\alpha \tan\beta_2)l_{im} \\ + \left[\frac{\cos\alpha}{R} (\tan\beta_1 + \tan\beta_2) + \frac{\sin\alpha}{R} (\tan\beta_1 \tan\beta_2 - 1) \right] l_o l_{im}$$

$$m_{13} = R(1 - \cos\alpha) + \left[\sin\alpha + \tan\beta_2 (1 - \cos\alpha) \right] l_{im}$$

$$m_{21} = \frac{\cos\alpha}{R} (\tan\beta_1 + \tan\beta_2) + \frac{\sin\alpha}{R} (\tan\beta_1 \tan\beta_2 - 1)$$

$$m_{22} = (\cos\alpha + \sin\alpha \tan\beta_2) + \left[\frac{\cos\alpha}{R} (\tan\beta_1 + \tan\beta_2) + \frac{\sin\alpha}{R} (\tan\beta_1 \tan\beta_2 - 1) \right] l_o$$

$$m_{23} = \sin\alpha + \tan\beta_2 (1 - \cos\alpha)$$

$$m_{31} = 0$$

$$m_{32} = 0$$

$$m_{33} = 1$$

* This three-dimensional matrix was first obtained by Froelich [34]. It was first published by Penner [36].

TABELA 3.2. - ELEMENTOS DA MATRIZ PARA A TRANSFORMAÇÃO DA DIREÇÃO TRANSVERSA

$$T = \begin{bmatrix} t_{11} & t_{12} \\ t_{21} & t_{22} \end{bmatrix}$$

$$t_{11} = (1 - \alpha \tan \beta_1) + \left[\frac{1}{R} (\alpha \tan \beta_1 \tan \beta_2 - \tan \beta_1 - \tan \beta_2) \right] l_{it}$$

$$t_{12} = R\alpha + (1 - \alpha \tan \beta_1) l_o + (1 - \alpha \tan \beta_2) l_{it} + \left[\frac{1}{R} (\alpha \tan \beta_1 \tan \beta_2 - \tan \beta_1 - \tan \beta_2) \right] l_o l_{it}$$

$$t_{21} = \frac{1}{R} (\alpha \tan \beta_1 \tan \beta_2 - \tan \beta_1 - \tan \beta_2)$$

$$t_{22} = (1 - \alpha \tan \beta_2) + \left[\frac{1}{R} (\alpha \tan \beta_1 \tan \beta_2 - \tan \beta_1 - \tan \beta_2) \right] l_o$$

(3.3) PROPRIEDADES DO ESPECTRÔMETRO

(3.3.1) - INTRODUÇÃO

O tratamento acima estabelece que os pontos (y_2, z_2) no plano imagem estão relacionados com os seus conjugados (y_1, z_1) no plano objeto por

$$y_2 = m_{11} y_1 + m_{12} y'_1 + m_{13} \quad (3.33)$$

$$z_2 = t_{11} z_1 + t_{12} z'_1 \quad (3.34)$$

As definições das propriedades do espectrômetro, incluindo a construção da imagem, magnificação, e dispersão são baseados na linearidade da transformação, e são, de fato, elementos específicos da matriz.

(3.3.2) FORMAÇÃO DA IMAGEM PONTO F PONTO

Para elétrons mono energéticos, obtém-se a formação da imagem ponto f ponto quando as coordenadas da imagem são dependentes somente das coordenadas do objeto. Assim, dois elétrons de mesma energia atravessando um ponto no plano objeto aparecerão no mesmo ponto conjugado no plano da imagem independentemente das suas trajetórias de travessia. Das Eqs. (3.3) (com $m = 0$) e (3.34), vemos que isto torna-se possível sujeito as restrições:

$$m_{12} = 0 \text{ (formação da imagem no plano médio)} \quad (3.35)$$

$$t_{12} = 0 \text{ (formação da imagem no plano transversal)} \quad (3.36)$$

As relações acima são usadas nas determinações respectivas das posições v_{im} e v_{it} .

Se ambas as Eqs. (3.35) e (3.36) podem ser satisfeitas para a mesma distância-imagem, isto é,

$$v_{im} = v_{it}. \quad (3.37)$$

uma réplica (aumentada) do objeto aparece no plano da imagem. Os elementos m_{12} e t_{12} são dependentes da geometria em $R, \alpha, \beta_1, \beta_2, l_0$, tal que as Eqs. (3.35), (3.36) e (3.37) limitam a escolha destes parâmetros para a produção de uma imagem sigmática (ou repetitiva). Isto foi examinado por Cross (91), Froelich (88). Usando os elementos existentes da matriz, e introduzindo as simplificações:

$$tg \psi = tg \beta_1 + \frac{R}{l_0} \quad (3.38)$$

$$tg \omega = tg \beta_1 - \frac{R}{l_0} \quad (3.39)$$

a condição de dupla imagem (3.37) se reduz a uma seleção de β_2 dada por:

$$\beta_2 = tg^{-1} \left\{ \frac{1}{2} tg(\alpha + \psi) \frac{1}{\alpha - \cot g \omega} \right\} \quad (3.40)$$

Com este valor de β_2 , a posição da imagem é encontrada de acordo com:

$$l_i = \frac{2R(\alpha - \cot g \omega)}{(\alpha - \cot g \omega)tg(\alpha - \psi) - 1} \quad (3.41)$$

Nas Eqs. (3.40) e (3.41) os ângulos α, ψ e ω deverão ser utilizados em radianos. Note que a única limitação teórica na escolha dos parâmetros de entrada é que l deva ser positivo, indicativo da formação de uma imagem real. Contudo, as limitações práticas incluem a seleção de um b positivo (Cross)(91), de um par (α, R) compatível com as necessidades de campo para a análise do intervalo de energia de interesse, e finalmente um l adequado imposto pelo espaço disponível para a montagem do espectrômetro.

3.3.3 - MAGNIFICAÇÃO

A magnificação, definida separadamente nas direções medianas (μ_m) e transversa (μ_t), é a Razão da dimensão (ou coordenada) linear da imagem com aquela do seu objeto conjugado. Para um feixe mono energético ($m_{12} = t_{12} = d = 0$) segue das Eqs. (3.33) e (3.34) que as magnificações nas posições da imagem são dadas por:

$$\mu_m = \frac{Y_2}{Y_1} = m_{11} \quad (3.42)$$

$$\mu_t = \frac{z_2}{z_1} = t_{11} \quad (3.43)$$

3.3.4 - DISPERSÃO

A dispersão representa a habilidade do espectrômetro de separar elétrons de momentos diferentes no plano imagem. Desde que as forças seletivas do momento são operantes somente no plano médio, a dispersão é definida somente na direção de y :

$$D = \frac{\Delta Y}{\delta} \quad (3.44)$$

Recordando que o termo m_{13} originou-se das considerações do deslocamento da trajetória devido a uma variação δ do momento (sec. 3.2.1), segue que:

$$D = m_{13} \quad (3.45)$$

3.3.5 - RESOLUÇÃO

A resolução de um espectrômetro magnético é definida em termos do espalhamento do momento que é permitido ao atravessar um par de fendas de definição do objeto e da imagem. Os elétrons de momento fixo, p_0 , atravessando uma fenda objeto de dimensão y_1 formarão uma imagem de dimensão ($\mu_m \cdot y_1$). Se uma fenda imagem com a dimensão desta

última está situada em uma posição correspondente à coleção destes elétrons, então uma diferença de momento de $\delta = \frac{\mu_m \cdot Y_1}{D}$ é o suficiente para deslocar os elétrons além da visão de um detector colocado atrás da fenda imagem. A resolução pode então ser definida como:

$$\mathfrak{R} = \frac{\mu_m \cdot Y_1}{D} = \frac{m_{11} Y_1}{m_{13}} \quad (3.46)$$

Na prática, a dimensão da fenda objeto é limitada pelo fato de que deva ser suficientemente grande de modo a passar um número detestável de elétrons defletidos. Isto segue que a resolução ótima é conseguida pela minimização da Razão da magnificação pela dispersão.

Façamos agora, uma nota sobre a resolução de momento e da energia. Da Eq. (3.4), pode ser mostrado (49) que as mudanças fracionais na energia e no momento estão relacionadas por:

$$\frac{\Delta E}{E} = \left[1 + \frac{m_o c^2}{m_o c^2 + E} \right] \frac{\Delta p}{p} \quad (3.47)$$

Para elétrons relativísticos onde $E \gg m_o c^2$,

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta p}{p} = \delta = \mathfrak{R}$$

Energia e momento podem então ser usados intercambiavelmente com referência f dispersão e resolução em altas energias.

A Tab. 3.3 abaixo fornece os parâmetros usados neste trabalho para o nosso espectrômetro.

Tab. (3.3): PARÂMETROS DO ESPECTRÔMETRO USADO NA EXPERIÊNCIA

PARÂMETRO	EQUAÇÃO	VALOR DO MODELO
Raio de Deflexão, R		20,0 cm
Ângulo de Deflexão, α		45°
Ângulo de Entrada, β_1		$\cong 0^\circ$
Distância Objeto, u		10,0 cm
Ângulo de Saída, β_2	(3.40)	-7,38°
Distância de Imagem, l		10,0 cm
Magnificação, μ	(3.42)	0,7
Dispersão	(3.45)	0,63 R
Resolução, $\mathfrak{R}(\ast)$	(3.46)	
para $y_1 = \begin{cases} 0,7cm \\ 1,00cm \end{cases}$		0,017(1,7%)
		0,025(2,5%)

3.4 - REFINAMENTOS

3.4.1 - INTRODUÇÃO

Na teoria anterior encontramos as seguintes hipóteses:

1) Os elétrons fora do eixo tem pequenos desvios nos deslocamentos e nas direções em relação àqueles correspondentes para a trajetória central.

2) Um campo setor uniforme tem uma nítida borda de corte (ou, em inglês, sharp cutt-off -SCOFF), o campo de franja brevemente operante proporciona uma focalização transversa impulsiva.

A primeira condição pode ser geralmente encontrada na prática, de modo que uma teoria de primeira ordem proporciona uma partida segura para o desenho de um espectômetro. Um desenho mais crítico de modo a minimizar os efeitos segundo ordem

(ou, "aberrações") é considerado fora do alcance deste trabalho. Contudo, a segunda condição é uma idealização: um "campo de franja prolongado" (do inglês, a extend fringe field - EFF) exige modificações para o tratamento de primeira ordem, como será discutido abaixo.

3.4.2 - LOCALIZAÇÃO DE UMA FRONTEIRA VIRTUAL DO CAMPO

Na prática, a componente transversa do campo de franja é de uma importância significativa para várias distâncias de "gap" (distâncias entre os pólos) a partir da fronteira mecânica do polo. Na Fig.(3.7) é mostrada uma distribuição representativa.

Fig.3.7 O CAMPO DE CORTE (SCOFF) E FRANJA PROLONGADO (EFF)

O objetivo é localizar a fronteira virtual (ou efetiva) do campo, x_v , tal que o campo equivalente da borda dura forneça a mesma deflexão (α) que a distribuição medida do campo, Enge (94).

Desde que (Battista, 10)

$$\alpha = \frac{1}{BR} \int B_z dx \quad (3.49)$$

Um elétron sofrerá a mesma deflexão dado que este encontre o mesmo campo total. Se a área sob a distribuição do campo prolongada é determinada numérica ou planimétrica, então X_v é determinada por : $X_v = \frac{\sigma}{B_o}$, e assim é localizada a fronteira virtual do campo correspondente.

As distâncias do objeto e da imagem são então localizadas relativas X_v em vez de X_m (fronteira mecânica).

Battista,(10) construiu um espectrômetro que tendo as peças de polo de cerca de 150cm e um "gap" entre as mesmas de 1,6cm: o valor de X_v estava a cerca de um gap a partir das bordas mecânicas dos pólos.

3.4.3 - EFEITO INTRÍNSECO DO CAMPO DE FRANJA PROLONGADO

Na Fig. (3.8) são mostrados formas típicas de campos de franja medidos.

Fig.3.8 DISTRIBUIÇÕES DE CAMPO DE FRANJA PROLONGADO.

As medidas são tomadas no plano médio, ao longo da normal à fronteira da peça do polo (entrada ou saída) que está centrada no meio do caminho entre os cantos dos pólos. O efeito dos campos de franja prolongado na transformações obtida via aproximação SCOFF, foi tratada por vários autores (92), (93), (94). Em particular, Enge (92), mostrou que, sob a hipótese de que as trajetórias EFF e SCOFF são coincidentes dentro da região do campo uniforme:

1 - No plano médio, o aumento ou diminuição progressiva do campo desloca a posição da trajetória central nas regimes além do limite do campo setor. Ele tira a importante conclusão que este deslocamento é de "ordem zero", isto é, aquele para o qual estão sujeitos todos os elétrons defletidos. Os coeficientes de transferência para o plano médio obtidos anteriormente permanecem válidos contanto que o espectrômetro esteja alinhado de acordo com estes deslocamentos. Na Fig. (3.9) está ilustrado a geometria deste efeito de deslocamento do feixe.

Fig.3.9 EFEITO DO DESLOCAMENTO DO FEIXE.

Os deslocamentos na entrada e saída são avaliados de acordo com as relações:

$$\Delta Y_1 = \frac{g^2 \cdot I_{m1}}{R \cdot \cos^2 \beta_1} \quad (3.50)$$

$$\Delta Y_2 = \frac{g^2 \cdot I_{m2}}{R \cdot \cos^2 \beta_2} \quad (3.51)$$

onde g é o espaço (ou gap) entre as peças (ou pólos) do eletroimã, e I_{m1} e I_{m2} são integrais dependente do formato do campo. Para as distribuições apresentadas na fig. (3.8), Enge(92) apresenta os valores integrais respectivos como:

$$I_m (A) = 0,309 \quad (3.52)$$

$$I_m (B) = 0,491 \quad (3.53)$$

$$I_m (C) = 0,717 \quad (3.54)$$

Supondo que o nosso formato de campo tenha um formato semelhante àquele determinado por Battista ,(10) e, este último de acordo com a distribuição de campo (C), o [Fig. (3.8)], para o nosso eletroimã, com valor de $g = 2,0\text{cm}$; $R = 20,0\text{cm}$; $\beta_1 = 0^\circ$, $\beta_2 = -7,38^\circ$, com $I_{m1} = I_{m2} = 0,717$, teríamos:

$$\Delta y_1 = 0,143\text{cm} \quad (3.55)$$

$$\Delta y_2 = 0,146\text{cm} \quad (3.56)$$

2 - Do encontro dos elétrons com o campo de franja resulta uma redução nas forcas de restauração na direção transversa. Isto ocorre porque é rompida a aproximação das "lentes delgadas" usadas anteriormente. Para um procedimento mais realístico das "lentes espessas" (isto w, EFF), os coeficientes de transferência transversa devem ser ajustados pela introdução dos ângulos efetivos de entrada e saída:

$$(\beta_1)_{ef} = \beta_1 - \frac{g \cdot I_{m1} (1 + \sin^2 \beta_1)}{R \cdot \cos \beta_1} \quad (3.57)$$

$$(\beta_2)_{ef} = \beta_2 - \frac{g \cdot I_{m2} (1 + \sin^2 \beta_2)}{R \cdot \cos \beta_2} \quad (3.58)$$

3.4.4 - UMA NOTA SOBRE OS EFEITOS DE SEGUNDA ORDEM

Nas teorias magneto-ópticas mais elaboradas, as expressões que relacionam as características do objeto e da imagem são dados por:

$$y_2 = f_1 (y_1, y'_1, z_1, z'_1, \delta) \quad (3.63)$$

$$y'_2 = f_2 (y_1, y'_1, z_1, z'_1, \delta) \quad (3.64)$$

$$z_2 = f_3 (y_1, y'_1, z_1, z'_1, \delta) \quad (3.65)$$

$$z'_2 = f_4 (y_1, y'_1, z_1, z'_1, \delta) \quad (3.66)$$

onde as funções f_1, f_2, f_3, f_4 representam a transformação. Se expandimos as funções como série de Taylor, os coeficientes de Taylor são os coeficientes de transferência. Desta forma, Enge, (84) encontrou trinta coeficientes de segunda ordem. O desenho de um espectrômetro de alta precisão requer o controle de um número considerável destes coeficientes (por exemplo, a curvatura da peça do polo). Além disso, são necessários extensos cálculos de traçamento dos raios. Este trabalho foi considerado estar além dos nossos objetivos. Para tratamentos respeitáveis magneto-óptico de segunda ordem, magneto-ópticas ao leitor é recomendados excelentes apreciações dadas por Enge (84) e Brown,(95), (96).

CAPÍTULO 4

MEDIDAS DOS ESPECTROS DE ENERGIA

4.1 - INTRODUÇÃO

O espectrômetro construído consiste basicamente de:

- 1) Um eletroímã,
- 2) Um sistema de colimação adequado
- 3) Uma fonte de corrente estável para alimentação do eletroímã, e,
- 4) Um instrumento para a medida da fluência dos elétrons.

(1) O eletroímã, utilizado foi cedido gentilmente pelo Departamento do Acelerador Linear do Instituto de Física da USP, SP, capital; e que já fora utilizado para a monitoração da energia dos feixes gerados pelo acelerador linear daquele Instituto. As características e a sua construção foram então previamente estabelecidas, de modo que não tivemos a oportunidade de modifica-las para atingir a condição de focalização da imagem citadas no capítulo anterior. Restou-nos assim apenas a oportunidade de efetuarmos uma colimação de modo atingirmos uma resolução previamente estabelecida, como fizemos posteriormente nas secs. (3.3), (3.4) e (3.5), e apresentadas na Tab. (3.3).

(2) Idealizamos em acrílico, um sistema de colimação que adaptado ao aparelho (acelerador linear) e ao eletroímã, reproduzissem a parte do colimador original do acelerador linear e, que também se ajustasse perfeitamente entre as peças do eletroímã. Esta colimação foi planejada de modo a garantir incidência de entrada e saída normais, bem como garantir que a trajetória circular de deflexão ficasse restrita somente àqueles elétrons defletidos de 45° e descrevessem uma trajetória de raio, $R = 20,0\text{cm}$, característica da construção do eletroímã. Supomos que os elétrons defletidos com trajetória com $R + \Delta R$ e $R - \Delta R$ seriam absorvidos pelo sistema de colimação e não atingiriam o detector ($\Delta R = \pm 3 \text{ mm}$).

(3) A fonte de corrente que alimenta o eletroímã, teria que ser uma fonte estabilizada, uma vez que uma variação da corrente durante a medida produziria desvios consideráveis no valor de B , e conseqüentemente no valor da energia dos elétrons defletidos. Uma experiência preliminar em que utilizamos uma "fonte" de corrente improvisada,

constituída por quatro baterias de automóvel de 12 volts cada e ligadas em paralelo, um "reostato", constituído de uma resistencia elétrica de chuveiro; mostrou a necessidade da utilização de uma fonte estabilizada, pois as perdas de potencia devido a dissipação de calor na resistencia não permitia, durante a irradiação, obter valores constantes de i e conseqüentemente de B .

(4) Pelos motivos alegados na Sec. 2.4.5, Cap.2, utilizamos uma câmara de ionização plana paralela Mod. M23343, da PTW-Freiburg, como um detector de fluência.

Inicialmente, pretendíamos calibrar a nossa câmara de ionização em relação a uma xícara de Faraday. Para tanto, fomos até o Departamento do Acelerador Linear do Instituto de Física da USP. capital, para tentarmos a devida calibração. Devido ao fato de que a intensidade mínima do feixe daquele acelerador aturava a nossa câmara, foi impossível efetuar a aferição da câmara e também verificar se havia uma proporcionalidade entre o número de partículas incidentes e a ionização dentro da câmara.

Após um estudo melhor (ver Sec. 2.4.5), chegamos a conclusão que a câmara de ionização, para elétrons relativísticos é também um detector de fluência.

Utilizando da fonte de corrente mencionada no item anterior, realizamos uma primeira tentativa e ensaio para a medida do espectro, (ver Sec. 4.2.4 adiante). Esta experiência nos encorajou, pois acreditávamos agora que a câmara de ionização media também fluência.

4.2 MATERIAIS E MÉTODOS

4.2.1 FONTE DE RADIAÇÃO

Como dissemos no início deste trabalho, realizamos um estudo da qualidade de dois aceleradores lineares:

Mevatron - 12 (Hospital das Clinicas de Ribeirão Preto) e Mevatron - 74 (CAISM - Serviço de Radioterapia - Unicamp - Campinas). Ambos os aceleradores são de fabricação Siemens americana e, construídos praticamente com as mesmas características de definição do feixe, (segundo os técnicos da Siemens no Brasil). Contudo, devido a falta de dados relevantes do Mevatron 74, apresentaremos alguns detalhes importantes do Mevatron 12, e que publicamos em nossa tese de mestrado (1).

Fig. 4.1 DIAGRAMA ILUSTRATIVO DO ACELERADOR LINEAR "MEVATRON 12" MOSTRANDO A GUIA DE ONDA, SISTEMA DE DEFLEÇÃO TRAJETÓRIA E ALVO (FÔLHAS) P/ ELÉTRONS.

O feixe de elétrons terapêutico, que atinge a superfície do paciente, é obtido como segue: Inicialmente um canhão de elétrons que fornece elétrons em uma velocidade de aproximadamente $1/4$ da velocidade da luz e, são acelerados por um potencial de 15 Kv para dentro de um guia de onda estacionária. Este guia de ondas é constituído por algumas células, dentro do qual percorre uma microonda de modesta potência de entrada. O guia de onda é desenhado de tal forma que o campo elétrico ao longo do eixo de sua estrutura é muito intenso dentro das células e essencialmente zero entre as células. O campo elétrico da microonda é paralelo ao eixo do guia de onda, relativamente uniforme ao longo do eixo e é dirigido opostamente de célula a célula (isto é, está separadamente em fase de 180°). Os elétrons são injetados dentro do guia de onda quando o campo elétrico oscilante da microonda está em direção de modo a fornecer uma força positiva ao elétron, que será acelerado em altas velocidades. Os elétrons, que são injetados dentro do guia, de modo a serem atuados por uma força negativa pelo campo elétrico da microonda, são desacelerados e são rejeitados. Os elétrons capturados e acelerados pela microonda viajam em punhados ordenados pelas forças de aceleração favoráveis geradas dentro do guia de ondas. Quando um elétron ganha energia cinética, a velocidade aumenta e se aproxima da velocidade da luz. Desde que a velocidade dos elétrons varia desde 24% da velocidade da luz até essencialmente 100%, o comprimento das células deve ser mudado de modo a manter constante o tempo de percurso dentro da célula.

Após a aceleração, o feixe de elétrons é defletido de 270° em direção ao isocentro por um campo magnético de um sistema de focalização acromático (ver Fig. 2.3.C) de desvio da trajetória do feixe. O sistema consiste de três campos magnéticos; um campo magnético central com a intensidade do campo aumentando para fora que está cercado por dois campos magnéticos homogêneos. Elétrons com energia levemente mais baixa ou mais alta que aquela pré-selecionada são desviados de tal modo que os seus caminhos e direção são corrigidos dentro de certos limites. Os elétrons de energias significativamente mais baixas ou mais altas que a pré-selecionada são filtrados para fora do feixe por um filtro de fenda mecânico.

Finalmente, os elétrons passam por uma janela constituída por duas folhas de aço inoxidável com espessuras de 0,04 mm e 0,05 mm separadas por uma camada de água de 1,57 mm de espessura. Depois de atravessarem a janela, os elétrons passam através de um sistema constituído por duas folhas de espalhamento para obter uma distribuição de intensidade homogênea. A primeira folha encontrada pelo feixe em seu percurso (folha primária) é de tungstênio com espessura de 0,15 mm. Esta folha primária serve para espalhar o feixe tornando-o divergente e de utilidade para tratamento. O material desta folha é de alto número atômico para minimizar a perda de energia causada pela mesma. A

sua espessura deverá ser mínima de modo a produzir uma contaminação mínima de elétrons secundários que mudam o espectro de energia na direção das energias mais baixas. A segunda folha (folha secundária) serve para produzir um campo de radiação homogêneo principalmente pela absorção. A folha é feita de material de baixo número atômico, no caso de alumínio. A sua espessura diminui do eixo central do feixe para a borda. Pela troca de folha primária como uma função da energia dos elétrons é conseguida uma excelente homogeneidade do campo para todas as energias, embora mantendo a espessura total do material da folha no feixe de elétrons tão baixa quanto possível. O feixe é monitorizado por uma câmara formada por uma grade de fios no ar com um potencial de 600 volts.

4.2.3 - PRIMEIRA EXPERIÊNCIA PRELIMINAR:

CALIBRAÇÃO DO ELETROÍMÃ ($B \times i$)

Para esta experiência, utilizamos de um "gaussmeter", mod. Bell 640, que foi por sua vez calibrado, segundo o fabricante, contra um medidor padrão e, cujos valores obtidos em qualquer escala do mesmo, diferem em $\pm 1\%$ daquele obtido com o medidor padrão. O princípio para obtenção dos valores de B é o Efeito Hall, que se encontramos na literatura de um curso de magnetismo, dado na graduação em Física.

Para a obtenção dos valores de B , a sonda foi introduzida no plano médio entre as peças-polos e em um ponto correspondente ao ponto médio da trajetória de deflexão.

A fonte de corrente utilizada foi semelhante a descrita na Sec. 4.33. Os valores das correntes fornecidos pela fonte foram monitorizados por um multímetro digital e os valores apresentados estavam dentro de 2%.

A Fig. 4.2 ilustra a curva de calibração de $B \times i$

CALIBRAÇÃO DO ELETROIMÃ

Fig.4.2 : CALIBRAÇÃO DO ELETROIMÃ: CAMPO MASGNÉTICO VERSUS CORRENTE

A curva de calibração é ajustada pela equação:

$$B = 0,13 \text{ (KG/A). } i \text{ (A)} \quad (4.1)$$

(plano médio, meio da trajetória)

Substituindo o valor de B dado em (4.1), na Eq. (3.6) que $ds:E = E(B)$, obtemos:

$$E = 0,779 \frac{\text{MeV}}{\text{A}} i(A) - 0,498(\text{MeV}) \quad (4.2)$$

A Eq. (4.2) foi utilizada para o cálculo da energia quando variamos e conhecemos o valor da corrente que passa no eletrohm,. As incertezas no valor de E dado por esta equação são aquelas provenientes na medida de B (Eq. 4.1) e no valor de R ($R=20,0 \text{ cm} \pm 0,3 \text{ cm}$), que levados na Eq. (3.6), contribuem em (4.2) uma incerteza nos valores de E de $\pm 2,5\%$.

4.2.4 - 2ª EXPERIÊNCIA PRELIMINAR

Primeira Tentativa da Medida do Espectro de Energia, utilizando a Câmara de Ionização com o Detector de Fluência.

Introdução:

Como ficamos impossibilitados de construir uma "xícara" de Faraday (ver detalhes no Apêndice) como detector de fluência, resolvemos utilizar a própria câmara de ionização plana-paralela, M23343 da PTW - Freiburg, como detector, baseados nos fatos apresentados na Sec. 2.4.5.

As características principais da câmara de ionização e do eletrômetro associado, apresentamos em seguida.

4.2.5 CARACTERÍSTICAS DO DETECTOR UTILIZADO

O detector utilizado é conhecido por dosímetro, pois é empregado principalmente para calibração e medida da dose absorvida. O dosímetro consiste de um eletrômetro e uma câmara de ionização plana-paralela. A seguir damos a características do eletrômetro:

O dosímetro é constituído por duas partes distintas: a denominada de DL - 4 é um medidor de corrente, utilizada para medir a taxa de dose; a DI - 4 mede a carga integrada, utilizada para medir a dose integrada. Na DL - 4 é conectado o cabo de alimentação da câmara e, para cada câmara há uma chave que a conecta a uma voltagem de polarização fixa e pré-determinada pelo fabricante. O aparelho pode ser usado em ambientes onde a umidade relativa do ar é cerca de 85%.

As variações na taxa de exposição devido as influências externas são como segue:

a) Instabilidade na voltagem de Alimentação Externa

Para variações de $\pm 15\%$ nos valores nominais das tensões (110, 220 e 240V) a variação da Razão da leitura pela taxa de exposição é menor que 0,05%.

b) Influência da Temperatura:

No intervalo de temperatura de uso ($+10\text{ }^{\circ}\text{C}$ a $+40\text{ }^{\circ}\text{C}$) a mudança da Razão entre a leitura e a taxa de exposição é menor que $\pm 0,5\%$.

c) Influência da Umidade:

O aparelho tem um sistema que permite colocar o amplificador e os resistores ôhmicos altos em uma temperatura constante de $+42\text{ }^{\circ}\text{C}$. Ao atingir esta temperatura nenhuma umidade pode condensar-se nas partes de alta isolamento da unidade.

O DL - 4 tem um tempo de estabilidade longo, pois a Razão entre a leitura e a taxa de exposição é constante durante 1 ano com um desvio padrão de $\pm 0,5\%$ se utilizamos de uma câmara aberta (troca massa com ambiente) em conexão com uma fonte radiativa e fazemos a correção da leitura devido a variação na massa de ar do volume sensível da câmara.

O DL - 4 apresenta uma chave que permite variar a velocidade da leitura. Como o dosímetro está conectado ao integrador DI - 4, usamos esta chave com a constante do tempo igual a 0,4 seg.. Quando o nosso dosímetro é acoplado a um traçador de gráficos, usamos a constante de tempo longo igual a 2seg.

Dentro das recomendações do fabricante, a corrente de fuga é de $\pm 5 \times 10^{-12}$ Amp..

O DL - 4 juntamente com o DI -4 tem uma sensibilidade à radiação de fundo de 10^{-8} Amp. R^{-1} seg.. Se o aparelho está em um lugar onde a taxa de exposição de fundo é 2 mR/h., esta radiação provocará uma corrente de 7×10^{-15} Amp.. A corrente que

corresponde ao menor valor de medida na escala mais sensível do DL - 4 é cerca de 3×10^{-12} Amp. Isto significa que a radiação de fundo provoca uma corrente de cerca de 0,2% da menor corrente mensurável.

A razão entre a leitura e taxa de dose no intervalo de medidas em todas as três escalas é constante e igual a $\pm 0,5\%$.

d) Influência do Tamanho dos Campos e da Radiação de Fundo sobre os Cabos das Câmaras.

Como os campos usados em terapia e nas calibrações do acelerador são maiores que aqueles usados para calibração das câmaras, uma parte maior do talo da câmara, do seu cabo ou acoplamento ou do seu cabo de extensão é irradiado. A corrente induzida pela radiação é de 10^{-14} Amp.seg. $R^{-1} cm^{-1}$ nas partes do talo e cabo da câmara. A irradiação da cavilha de conexão e soquete da câmara resulta uma corrente de 10^{-19} Amp. $R^{-1} seg.$

A radiação de fundo induz sobre o talo da câmara e no seu cabo de alimentação e na extensão uma corrente de $10^{-4} R^{-1} seg.cm^{-1}$. E, sobre as partes de acoplamento uma corrente de 10^{-19} Amp. $R^{-1} seg.$

Através de um potenciômetro instalado no dosímetro é possível variar o ganho do amplificador e ajustar o mostrador do DL - 4 de tal modo que a medida de dose pode ser em Rads ou Gray(Gy).

As influências sobre o integrador DI - 4 são as mesmas que atuam sobre o DL - 4 e as incertezas também são as mesmas.

A câmara de ionização utilizada na medida de todas as curvas de espectro de energia e de porcentagem de ionização profunda foi a câmara plana paralela, da PTW - Freiburg; projetada pelo Dr. Benno Markus, e do tipo M23343. Suas características principais são:

Volume Nominal	= 0,04cm ³
Diâmetro da Cavidade	= 5mm
Diâmetro do Eletrodo Central	= 3,5mm
Profundidade da Cavidade	= 2mm
Material da Parede	= Polietileno grafitado (CH ₂)
Espessura da Parede	= 0,03mm _ 2,7mg.cm ⁻²
Corrente de Fuga da Câmara	= 2×10^{-16} Amp
Corrente de Fuga do Cabo	= $\pm 2 \times 10^{-14}$ Amp.cm ⁻¹ .Rad ⁻¹ .s
Menor dose	= 1 rad
Menor corrente	= 10^{-11} Amp.Rad ⁻¹ .s
Coeficiente de Coleção	= 99,5% (140mRad a 70 mRad)
Radiação Pulsada	= feixe de elétrons

4.2.6 "FONTE" DE CORRENTE IMPROVISADA

Após várias tentativas infrutíferas de obtermos emprestada uma fonte estabilizada de corrente, improvisamos a seguinte fonte: a) 4 baterias de automóvel de 12 volts cada, ligadas em paralelo; b) 1 "reostato" improvisado, constituído por uma resistência elétrica de chuveiro de 220 Volts.

Conectamos esta fonte ao eletroímã, constituído de 145 espiras por bobina e com características dada na tab. 3.3, mas sem precisarmos então, a geometria de focalização dada naquela tabela. O resultado obtido é mostrado na figura 4.3.

FIG.4.3 : ESPECTRO DE ENERGIA

A Fig. 4.3 mostra o espectro de energia "aproximado", do feixe de elétrons gerado pelo Mevatron 12, com energia nominal de 7MeV. Dissemos "aproximado", porque os alinhamentos do feixe na entrada e na posição de saída (onde colocamos o detector) foram posicionados aproximadamente normais as peças do eletroímã, e passando pelo plano médio entre as mesmas. Os valores das energias foram obtidos segundo a curva de calibração da figura 4.2, ou melhor, a partir da equação 4.2, resultante da curva de calibração da figura 4.2.2., obtida na 1ª Experiência Preliminar. As correntes foram monitoradas com um multímetro digital.

Os resultados obtidos através desta experiência nos fizeram acreditar que o nosso dosímetro com a câmara plana paralela poderiam ser usados como detector de fluência. Restava agora melhorarmos a geometria, a resolução do sistema e, alimentarmos o eletroímã, com uma fonte de corrente estabilizada e de confiança.

4.3 MEDIDAS E RESULTADOS DOS ESPECTROS DE ENERGIA DO "MEVATRON 12" E "MEVATRON 74"

4.3.1 Introdução

Casualidade, ou não, o fato é que tivemos a oportunidade de medir os espectros de energia destes aceleradores logo após a troca de suas respectivas guias de onda, peça fundamental de um acelerador linear. As medidas dos espectros de energia do Mevatron-12 (HC - Ribeirão Preto) literalmente ocorreram logo após a montagem da nova guia de onda e coincidindo com o ajuste das energias e homogeneidade dos "novos" feixes de elétrons. O "Mevatron 74" de Campinas já tinha trocado a sua guia de onda em julho/92, e precisava de alguns ajustes da energia e alinhamento o feixe. Assim, as medidas de espectros de energia obtidas por aqueles aceleradores poderão servir como referência futura para o controle de qualidade daqueles feixes.

As medidas de espectro de energia foram iniciados pelo nosso acelerador Mevatron-12, do Hospital das Clinicas de Ribeirão Preto, por causa das facilidades que permitiram testar a nossa metodologia e o espectrômetro idealizado. Assim, iniciaremos a apresentação dos resultados a partir dos espectros do Mevatron-12.

Quase concomitante as medidas de espectro, em dias diferentes, mas bem próximos, realizamos a medida das curvas de porcentagem de ionização profunda, a partir das quais obtivemos os parâmetros físicos e clínicos estudados em nossa tese de mestrado,(1) e que serão correlacionados com os parâmetros do espectro para uma

caracterização de qualidade dos feixes mais completos. Estas medidas e parâmetros são apresentados no Cap. 5.

4.3.2 SISTEMA DE COLIMAÇÃO UTILIZADO PARA MEDIDAS DOS ESPECTROS NO MEVATRON 12 E MEVATRON 74

A Fig.(4.4) abaixo mostra uma visão em corte do arranjo geométrico e de colimação construído para a medida dos espectros de energia. A parte (A) é a câmara de monitorização do feixe fixa e original do aparelho, que aparece também nas Fig.(4.1) e (4.4). Os tamanhos de campos, ou melhor, as áreas a serem irradiadas nos pacientes, são obtidas através de uns "tubos" de secções quadradas fixas variando de 5 x 5 (cms) até 25 x 25 (cm) e de comprimento L constante (fig. 4.4) igual 22,0 cm aproximadamente. Idealizamos então as peças B e C de modo que o comprimento total de (B + C) totalizasse o mesmo valor de L anterior. A peça maciça apresentava uma cavidade cilíndrica com diâmetro igual a 0,7 cm, com o seu centro alinhado ao centro geométrico da secção da peça B e A. A espessura era igual a 2 cm de modo a permitir que entrasse entre as bobinas do eletroímã, e encaixasse na peça (D).

A peça (D) foi construída como uma réplica idêntica do formato e dimensão das peças-polos do eletroímã, (que são curvas, como mostrada na Fig (4.4). No interior da peça (D) foi construída uma cavidade circular com diâmetro de 0,7 cm e raio $R = 20,0\text{cm}$. A espessura da (D) era igual a 2,0 cm, exatamente igual ao "gap" entre as peças-polos do eletroímã,. Assim, elétrons defletidos com uma trajetória maior ou menor que R (dentro de $\pm 0,35\text{cm}$) seriam absorvidos pelo acrílico. Após serem defletidos, os elétrons em voo livre são colimados através da peça E (com formato semelhante a C) e que tinha uma cavidade com diâmetro igual a 1cm e alinhada o seu centro com o centro da cavidade de saída da peça D. Dentro da peça E, e a 10cm da face de saída da peça D ficava a câmara de ionização plana paralela (com as características anteriormente dadas), com o centro do eletrodo central alinhado com o centro da cavidade da peça E.

Todas as peças de A a E foram construída na Oficina de Precisão da Faculdade de Medicina de Ribeirão Preto, garantindo assim alta precisão e alinhamento das peças. Notemos que todas as peças são ajustadas umas as outras através de parafusos, de modo que o sistema permanece fixo e inalterado durante a realização das medidas. Somente para o feixe de elétron com energia nominal igual a 3 MeV é que utilizamos uma outra peça C com um diâmetro da cavidade igual a 1cm, porque a anterior reduzia o número de partículas a um valor não detectado pela câmara de ionização.

Fig.4.4: Sistema de colimação utilizado
Para Medidas dos Espectros
de Energia.

As Fig. 4.5 e 4.6 mostram fotografias do sistema ilustrado pela figura 4.4, com mais detalhes. Nestas fotos, vemos detalhes das cavidades e formatos das e peças, assim como detalhe da peça-polo do eletroímã,.

Finalmente, queremos enfatizar que não há possibilidade de alterarmos, uma vez montada, a configuração do campo magnético inicialmente produzido na calibração do eletroímã,. Esta reprodutividade é garantida pelo fato de que as peças - bobinas estão firmemente presas a bases de aço que tem por sua vez pinos guias.

Fig 4.5 (foto)

A Fig. 4.7, mostra o sistema todo montado pronto para o início das medidas.

Fig. 4.7 (foto)

A resolução das medidas das energias, para todos os feixes de elétrons estudados, foram previamente estabelecidas e calculadas de acordo com a teoria dada no Cap. 3 e apresentada na tab.3.3.

4.3.3 FONTE DE CORRENTE ESTABILIZADA

A fonte de corrente estabilizada empregada foi fabricada pela Tectrol em 1991, mod. TCA 20-30B-1A com medidor de 3 dígitos. A fonte foi adquirida pelo Hospital das Clínicas de Ribeirão Preto, e testada a estabilidade quando ligada ao eletroímã. Para tanto, monitoramos a corrente associando em série um multímetro digital. Verificamos que a corrente permaneceu estável para todos os valores de corrente até 25 Amp, durante um tempo de 15 min.. Os valores indicados pelo Voltímetro estavam todos dentro dos valores indicados pela fonte, menos 2%. O cabo que conecta a fonte de corrente ao eletroímã, tem

15 cm, de modo que o controle da corrente no espectrômetro pode ser controlado fora das salas dos aceleradores.

4.3.4 ELETROÍMÃ

Como já dissemos, o eletroímã, utilizado foi gentilmente emprestado do Laboratório do Acelerador Linear do Departamento de Física Experimental do Instituto de Física da USP - São Paulo - Capital. Este eletroímã, já foi utilizado várias vezes por aquele Laboratório para monitorar a energia do feixe de elétrons produzido por aquele Acelerador Linear.

Da Fig. 4.5 vemos que as peças dos pólos são planas e curvas. Desta forma, um elétron incidindo perpendicularmente e no meio de uma das faces será defletido segundo um ângulo α igual 45° e com uma trajetória circular de raio, $R = 20\text{cm}$. A distância entre as peças é de 2cm, conhecida por "gap". As bobinas foram enroladas com fio 10 de modo a conter 145 espiras por bobina.

CUIDADOS ESPECIAIS

Como o nosso detector, ou melhor, a câmara de ionização é um instrumento cujo volume sensível não é selado (troca ar com o meio ambiente), sempre antes das medidas testávamos a sua resposta utilizando uma fonte de Estrôncio-90. O fabricante fornece a resposta da câmara nesta fonte nas condições atmosféricas de 20°C e 760 mmHg. Sabendo-se que a massa de ar dentro do volume sensível, nas condições de temperatura, $T^\circ\text{K}$ e pressão P , é corrigida pelo fator:

$$\Phi(P, T) = \frac{P_0}{P} \times \frac{T}{T_0}$$

onde, $P_0 = 760\text{ mmHg}$ e, $T_0 = 273,2 + 20 = 293,2^\circ\text{K}$, é possível sabermos qual é o valor esperado da leitura do dosímetro para data e local em questão. Este procedimento inicial garante assim a verificação do funcionamento correto da câmara e do eletrômetro.

Finalmente, pudemos verificar que durante as medidas das curvas de espectro, a temperatura e pressão dentro da sala permaneciam praticamente constantes.

4.3.5 PROCEDIMENTOS E RESULTADOS EXPERIMENTAIS

A partir do material e cuidado acima, efetuamos as medidas dos espectros cujos resultados são mostrados nas figuras de 4.8 a 4.12 abaixo. As figuras de 4.8 a 4.10 correspondem aos espectros para os feixes de elétrons do Mevatron 12 (com energias nominais respectivas de 3, 7 e 11 MeV). As figuras 4.11 e 4.12 correspondem àqueles do Mevatron 74 (energias nominais respectivas de 7 e 10 MeV).

4.3.5A Procedimentos Experimentais

A partir da Eq. (4.2), que relaciona a energia dos elétrons defletidos com a corrente i no eletroímã, elaboramos uma tabela de E com os respectivos valores de i . Assim, com esta tabela pudemos selecionar prévia e rapidamente os valores das energias que nos interessavam, pelo valor de i indicados pela fonte de corrente.

As exposições de irradiação eram controladas por um chaveamento no painel dos aceleradores, que permite selecionar valores fixos para as mesmas e, que estão relacionados com a dose absorvida que se pretende dar aos pacientes. Cada unidade fixada por aquele chaveamento é conhecida por unidade monitor ou unidade "dose absorvida".

Para minimizarmos o efeito das possíveis flutuações nos rendimentos dos aceleradores, durante uma dada exposição para cada energia E selecionada, realizávamos três exposições, com 100 unidades monitor por exposição. O valor médio $\bar{L}(E)$, destas exposições era obtida e anotada.

Observando a tabela dos dados obtidos por espectro, identificamos energia mais provável na superfície $E_{p,o}$ (ver Sec. 2.2, Fig. 2.1), associada ao maior valor das leituras médias obtidas, denotando-o por $\bar{L}(E_{p,o})$. Na secção (2.4.5) verificamos que a fluência medida com a câmara de ionização é proporcional à carga coletada, oriunda da ionização provocada pelos elétrons incidentes em seu volume sensível. Em outras palavras, para um feixe incidente com energia genérica E , a fluência medida, $\Phi(E)$, será proporcional à $\bar{L}(E)$, obtida da forma acima: $\Phi(E) \propto \bar{L}(E)$. Para um feixe com energia, $E_{p,o}$, teríamos $\Phi(E_{p,o}) \propto \bar{L}(E_{p,o})$. Desta forma, a fluência relativa, $\Phi(E) / \Phi(E_{p,o})$ será:

$$\Phi(E) / \Phi(E_{p,o}) \cong \frac{\bar{L}(E)}{\bar{L}(E_{p,o})}; \quad (4.3)$$

que são os valores que indicamos nas ordenadas dos gráficos de espectros de energia.

4.3.5B Resultados Experimentais

Com a instrumentação e procedimentos acima detalhados, obtivemos os espectros de energia mostrados nas figuras de (4.8) a (4.12). As figuras de (4.8) a (4.10) correspondem aqueles medidos e gerados pelo Mevatron-12 para as energias nominais respectivas de 3, 7 e 11 MeV. As figuras (4.11) e (4.12) são os espectros para os elétrons com energias nominais respectivas de 7 e 10 MeV gerados pelo Mevatron-74.

FIG.4.8 : ESPECTRO DE ENERGIA PARA ELÉTRONS DE 3Mev NOMINAIS

FIG.4.9 : ESPECTRO DE ENERGIA PARA ELÉTRONS DE 7 MeV NOMINAIS

FLUÊNCIA RELATIVA

FIG.4.10 : ESPECTRO DE ENERGIA PARA ELÉTRONS DE 11 Mev NOMINAIS

FEIXE DE ELÉTRONS

FIG.4.11: ESPECTRO DE ENERGIA PRA ELÉTRONS DE 7 MeV

FIG.4.12: ESPECTRO DE ENERGIA PARA ELÉTRONS COM ENERGIA NOMINAIS DE 10 MeV

As figuras dos espectros medidas não contem as barras de erro, porque nestas, para um dado valor de energia, temos apenas um ponto. Este, por sua vez, está associado à dois parâmetros distintos: energia e fluência relativa. Esta última, por sua vez, foi obtida pelo quociente entre os valores médios de leituras, segundo o exposto na Sec. 4.3.5A. Para que pudéssemos efetuar o cálculo destes erros teríamos assim que efetuarmos várias medidas da fluência para um dado valor de energia.

Uma análise dos espectros de energia medidos na superfície poderia ser comparado com aquele associado ao feixe de elétrons inicial (ver Fig.2.2.a) para que pudéssemos avaliar melhor as perdas de energias mais provável, que ocorrem nos materiais entre a janela e a superfície, bem como analisar o alargamento do espectro devido o espalhamento de energia.

Contudo, utilizando a equação (2.2.1) e,

$$E_{\max,0} \cong E_{\max,i} - \sum (\Delta E)_{col} \tag{4.4}$$

(Eq. 3.13 - ICRU - report 35, ref. 9)

podemos estimar o aumento que ocorreu na largura do feixe inicial para aquele espectro na superfície por:

$$E_{\max,0} - E_{p,o} \cong E_{\max,i} - E_{p,i} \tag{4.5}$$

3 Utilizando desta equação e dos dados experimentais obtidos através das Figs. de 4.8 a 4.12, elaboramos a tabela 4.1 abaixo:

Tab. 4.1: ESTIMATIVA DO ALARGAMENTO DOS ESPECTROS INICIAL PARA SUPERFÍCIE

Energia Nominal		$E_{\max,0}(\text{MeV})$	$E_{p,o}(\text{MeV})$	$(E_{\max,0}-E_{p,o})$ (4,5)
Mevatron 12	3	3.5	2.8	0.7
	7	8.5	6.9	1.6
	11	14.0	11.4	2.6
Mevatron 74	7	8.3	6.5	1.8
	10	11.8	9.5	2.3

Através da Tab. 4.2 ainda verificamos que para o Mevatron-2, T_O é em média cerca de 19.4% o valor de $E_{p,O}$. Enquanto, para o Mevatron-74, P_O é cerca de 21% em média o valor de $E_{p,O}$.

Comparando os dois feixes, com energias nominais iguais a 7 MeV, vemos que uma variação de cerca de 6% a mais no valor de $E_{p,O}$ para o Mevatron-12, resultou para este, em um espectro com um espalhamento da energia em cerca de 14.5% menor.

Estas conclusões sugerem que as melhorias significativas que introduziram de um modelo para o outro (por ex., a introdução no Mevatron-74 de sensores de variação de uniformidade do feixe) acarretaram em perda significativa na qualidade dos feixes com as mesmas energias nominais.

Finalmente, um outro dado importante é o intervalo de energia correspondente ao nível de fluência relativa igual a 0.5%. Para os feixes de 3, 7 e 11 MeV nominais do Mevatron-12, encontramos respectivamente os intervalos de 2.5 a 3.1 MeV; 6.1 a 7.6 MeV e; 10.2 a 12.4 MeV. Por outro lado, para os feixes de 7 e 10 MeV nominais do Mevatron-74, encontramos respectivamente de 5.7 a 7.3 MeV, 8.5 a 10.3 MeV. Este intervalo é importante pois está relacionado com a porção da curva de porcentagem de dose profunda, conhecida por "região de dose de 'build up' dos elétrons primários, devido a inclinação aumentada dos caminhos dos elétrons", Brahme e Svensson (40).

Das Fig. (4.8) a (4.12) e, utilizando a Eq.(2.7) para o Cálculo de E obtivemos os seguintes valores:

CAPÍTULO 5

CARACTERIZAÇÃO DA QUALIDADE DO FEIXE:

(Relação entre dados do Espectro de Energia e Parâmetros da Curva de Dose (ou Ionização) Profunda).

5.1. INTRODUÇÃO

Em nosso trabalho de mestrado, (1) realizamos um estudo da qualidade dos feixes de elétrons com aplicações clínicas. Como naquela época não dispúnhamos, de condições técnicas para um estudo mais apurado, resolvemos que agora era o momento para efetuarmos. Contudo, parte daquele trabalho será agora aproveitado e o transcrevemos abaixo para melhor entendimento do estudo que se segue.

Resolvemos também restringir o estudo aos parâmetros alcance prático, (R_p), alcance terapêutico, R_{85} e, gradiente de dose, G , definidos anteriormente (ver Sec. 2.44 e Fig.2.6) que repetiremos agora com mais detalhes. Ainda uma correlação da qualidade com outros parâmetros, como profundidade de dose ou ionização máxima, R_{100} e a Dose Superfície, D_s , poderá ser obtida do presente trabalho.

5.2 CONSIDERAÇÕES TEÓRICAS

5.2.1 DESCRIÇÃO DA DISTRIBUIÇÃO DE DOSE ABSORVIDA NO EIXO CENTRAL

Para maior entendimento das grandezas e parâmetros aqui estudados, tais como: a) Dose Absorvida, b) Porcentagem de Dose Profunda, c) Medida da dose absorvida, etc.; elaboramos o Apêndice I. Suporemos assim que tais conceitos tenham sido previamente assimilados.

A distribuição de dose absorvida profunda, ou simplesmente distribuição de dose profunda em um meio irradiado por um feixe de elétrons terapêuticos (também conhecido por feixe de elétrons transformados do inglês "degraded beam") de uma dada energia, tem um grande número de fatores secundários, como tamanho do campo, distância da fonte à superfície (DAS), composição do meio, etc. Afim de termos uma situação de medida tanto quanto possível independente destes parâmetros, e para facilitar as comparações significativas a serem feitas entre os feixes de elétrons de aceleradores diferentes, as medidas foram efetuadas em um simulador de plexiglass

(polimetilmetacrilate, PMMA) mantendo constante a DAS nominal = 100cm e utilizando campos iguais a 15 x 15. As curvas de porcentagem de dose profunda não variam significativamente para campos maiores que este tamanho, NACP (97) e Markus (98).

A distribuição de dose absorvida (ver Fig. 2.6), para um feixe de elétrons com finalidades terapêuticas e medida ao longo do seu eixo central i é influenciada principalmente pela presença de materiais, tais como as folhas de espalhamento, monitores de transmissão, colimadores (99,42,31,100). Estes materiais perturbam o feixe inicial em três modos diferentes, a saber: a) alargamento da distribuição da energia dos elétrons; b) liberação de elétrons espalhados e oriundos do colimador e, que fazem grandes ângulos com o eixo central do feixe e, c) produção de fótons de contaminação (18).

Quando a geometria do feixe é cuidadosamente desenhada, a perturbação da energia do feixe, caracterizada por exemplo pelo fator de espalhamento da energia Γ , geralmente tem influência dominante na distribuição de dose absorvida. Os elétrons espalhados obliquamente pelo colimador depende em grande parte dos fatores geométricos tais como o tamanho efetivo da fonte, materiais e geometria de colimação, e podem ser descritos pelo ângulo de espalhamento quadrático médio do feixe (ver ICRU (9) Cap.3) ao atingir o simulador ou paciente. Quando é grande o número de elétrons incidentes obliquamente e perturbados a profundidade da dose máxima é deslocada para a superfície e o gradiente de dose (ver definição adiante) é diminuído consideravelmente, (18).

A contaminação de fótons gerados por bremsstrahlung, são provenientes principalmente das folhas de espalhamento e outros materiais do feixe. A fração de dose devido à contaminação de fótons depende do material usado para espalhamento e aumenta quase linearmente com a sua espessura como um resultado aumentado da produção aumentada de bremsstrahlung e perda simultânea de elétrons. O efeito da contaminação dos fótons é levada em conta pela subtração do "background de fótons na definição do gradiente de dose.

A Figura (5.1) é reprodução do trabalho de Brahme e Svensson, (79), que por sua vez a obteve do trabalho de Berger e Seltzer, (101). Esta figura mostra os vários trechos que geralmente caracterizam a distribuição de dose absorvida no eixo central para feixes largos. Com o aumento da profundidade no "phantom" (ou simulador) a distribuição é caracterizada por: a) dose perto da superfície; b) a dose de "buildup" dos elétrons secundários; c) a dose de "buildup" dos elétrons primários devido a inclinação aumentada dos caminhos dos elétrons (em feixes limpos esta secção é freqüentemente côncava para cima); d) a dose máxima onde os elétrons se aproximam da difusão total; e) parte descendente devido perda aumentada dos elétrons primários; f) secção da

diminuição linear da dose devido ao "straggling" da energia e do alcance dos elétrons primários; g) a cauda dos elétrons que sofreram poucas interações nas primeiras partes dos seus percursos; e finalmente h) o "background" de fótons gerados no meio simulador e no acelerador (pela janela de vscuo, folhas de espalhamento, câmaras de transmissão, ar, colimador, etc.).

fig.5.1

FIG. 1 - DISTRIBUIÇÕES DE DOSE ABSORVIDA PROFUNDA PARA FEIXES DE ELETRONS LARGOS MONODIRECIONAIS INCIDINDO NORMAIS A SUPERFÍCIE DA ÁGUA. AS LETRAS REFEREM-SE AS REGIÕES APROXIMADAS ONDE OS PROCESSOS DIFERENTES CARACTERIZAM O FORMATO DA DISTRIBUIÇÃO DE DOSE ABSORVIDA.

FIG 5.2 DISTRIBUIÇÃO TERAPEUTICA DE DOSE PROFUNDA COM AS DEFINIÇÕES DE TODOS OS PARÂMETROS USADOS NO TEXTO. D_M É O NÍVEL DA DOSE MÁXIMA ABSORVIDA, D_S É A DOSE SUPERFICIAL MEDIDA NA PROFUNDIDADE DE 0.5 mm (0.05 cm), D_X É O "BACKGROUND" DE FOTONS, G É O GRADIENTE DE DOSE, R_{100} É A PROFUNDIDADE DE DOSE MÁXIMA, R_{85} O ALCANCE TERAPEUTICO, R_{50} É A PROFUNDIDADE SEMI-REDUTORA E R_p O ALCANCE PRÁTICO.

5.2.2 DEFINIÇÕES E DISCUSSÕES DOS PARÂMETROS

Para maior facilidade de localização das definições que se seguem, repetimos aqui a Fig. 2.8 alterando a sua numeração para Fig. 5.2, de modo a manter a regularidade da numeração.

Na Figura (5.1) estão ilustradas as definições dos sete diferentes parâmetros de qualidade para a distribuição de dose profunda no eixo central para elétrons. Quatro destes são parâmetros de alcance (R_{100} , R_{85} , R_{50} , R_p), um é uma medida da inclinação do gradiente da secção inclinada da distribuição de dose profunda (G) e duas são as medidas dos neveis de dose de entrada e saída do volume irradiado (D_s , D_x).

5.2.2-1 O ALCANCE TERAPÊUTICO R_{85}

O alcance terapêutico é o intervalo de profundidade da distribuição de dose profunda que deveria coincidir com o volume alvo (ou volume de tratamento). Para uma dada energia do elétron, a largura deste intervalo depende da uniformidade desejada da distribuição na região alvo. é sabido que diferenças menores que 10% na dose absorvida em alguns casos pode causar uma mudança considerado na diferença entre a fração de pacientes curados e aquela sofrendo de complicações subseqüentes, (102, (107; um fato que geralmente implica em esforçar-se de modo a obter-se uma pequena variação de dose dentro do volume alvo. A uniformidade distribuição de dose absorvida perpendicular ao feixe pode ser melhorada algumas vezes melhorada pelo aumento de um tanto no tamanho campo. Similarmente, a distribuição de dose absorvida paralela ao feixe pode ser freqüentemente melhorada pelo aumento da energia do elétron. Para uma mesma uniformidade em ambas as direções é necessário uma variação da dose em cerca de $\pm 5\%$. Uma tal pequena variação é um compromisso não realístico entre boa uniformidade e um pequeno volume irradiado (ambas as sugestões acima para aumentar a uniformidade acarretam um aumento do volume irradiado, que é indesejável). O alcance terapêutico assim tem sido definido como o intervalo de profundidade dentro da qual a dose absorvida excede 85% do seu valor máximo, D_m (conf. Fig. 5.2), Brahme e Svensson, (79),(18). Para a maioria dos feixes de elétrons de alta energia o alcance terapêutico estende-se da superfície até a profundidade de dose profunda igual a 85% desde que a dose na superfície é freqüentemente maior que 85% da D_m .

5.2.2-2 O GRADIENTE DE DOSE, G

A diferença mais significativa entre a distribuição de dose profunda de um feixe de elétrons e a de um feixe de fótons é a diminuição muito mais íngreme (ou acentuada) na dose além do alcance terapêutico para o feixe de elétrons. Esta queda rápida na dose para os feixes de elétrons é uma grande vantagem quando existem órgãos além do tumor que devem ser protegidos da irradiação desnecessária. O gradiente de dose ao longo do eixo central é uma medida útil do declive das distribuições de dose absorvida. A fim de se obter uma medida do gradiente de dose (79,18) que w, e até possível independente da energia e da contaminação do feixe para os feixes intrínsecos definiu-se, um gradiente de dose normalizado, G.

$$G = \left| \frac{dD}{dz} \right|_{\max} \cdot \frac{R_p}{D_m - D_x} \quad (5.1)$$

onde $\left| \frac{dD}{dz} \right|$ é o gradiente de dose absoluto com a parte linear da curva, extrapolada até o nível de dose máxima, e z é a profundidade no simulador. Da Fig. 5.2, podemos rescrever G, como:

$$G = \frac{R_p}{R_p - R_q} \quad (5.2)$$

A partir de uma distribuição de dose profunda, o gradiente de dose pode ser obtido simplesmente pela extrapolação da secção mais inclinada da distribuição, que já fora utilizada para a obtenção do alcance prático, até que esta intercepte a parte reta horizontal definida como radiação de fundo de fótons, D_x ; e o nível de dose máxima D_m (Ver fig. 5.2). O gradiente de dose é obtido agora pela divisão do alcance prático pela distância entre essas duas intersecções. Esta medida da inclinação mais acentuada da distribuição de dose absorvida é (como vemos das equações 5.1. e 5.2) um número adimensional.

FIG.5.7- DEPENDÊNCIA DO GRADIENTE DE DOSE G_0 NA ENERGIA MAIS PROVÁVEL DO ELETRON NA SUPERFÍCIE DO SIMULADOR (E_p) PARA FEIXES DE ELÉTRONS MONOENERGÉTICOS (VER REF.74 DA REF.79) E PARA OS FEIXES DE ACELERADORES DE TERAPIA.

Berger e Seltzer,(74) apresentaram em 1969, Tóquio, Japão, um trabalho de onde é possível extrair-se as curvas de porcentagem de dose profunda para feixes monoenergéticos de 1 a 60 MeV incidindo perpendicularmente em um meio semi-infinito. As figuras de (5.3) à (5.6) obtivemos a partir daquele trabalho.

Fig.5.3

+
E = 1 MeV

FIG.5.3: CURVA DE % DOSE PROFUNDA PARA ELÉTRONS MONOENERGÉTICOS

FIG.5.4 : CURVA DE % DE DOSE PROFUNDA PARA ELÉTRONS MONOENERGÉTICOS

FIG.5.5 : CURVA DE % DOSE PROFUNDA PARA ELÉTRONS MONOENERGÉTICOS

* ENERGIA = 20 MeV

FIG.5.6 : CURVA DE % DOSE PROFUNDA PARA ELÉTRONS MONOENERGÉTICOS

GRADIENTE DE DOSE, G_0

* 1MeV ≤ E ≤ 20MeV

FIG. 5.7 : FEIXES DE ELÉTRONS MONOENERGÉTICOS - $G_0 \times E$

Destas figuras, e utilizando da definição do gradiente de dose dada anteriormente, traçamos a curva do gradiente G_0 para os feixes largos monoenergéticos e mono direcionais, em função da energia no intervalo de 1 a 20MeV (ver figura 5.7).

Fig. 5.7

Vemos da Fig. 5.7 que no intervalo de 1 a 20 MeV o gradiente de dose G varia linearmente com a energia e aproximadamente segundo a relação:

$$G_0 = 2,15 + 0,264 (\text{cm}^{-1}) R_p \quad (5.3)$$

Do trabalho de Berger e Seltzer, (74) vemos que no intervalo de 10 a 30 MeV, G_0 é aproximadamente constante e igual a 3,55. G_0 varia muito pouco com a energia, porque o aumento do alcance prático, R_p , com a energia mais provável, $E_{p,0}$; balancei a diminuição no gradiente de dose absoluta. Brahme e Svensson, (18), mostraram que feixes de elétrons terapêuticos com a mesma energia mais provável pode dar feixes com gradiente de dose absoluto diferentes, pois estes dependem de Γ_0 da distribuição espectral energia.

5.2.2-3 GRADIENTE DE DOSE E A LARGURA DO ESPECTRO

Brahme e Svensson, (18) e (79), idealizaram o modelo onde é possível obter-se o gradiente, G , de um feixe "perturbado" (do inglês - degraded beam) a partir de um feixe largo, mono energético e mono direcional, de gradiente G_0 , incidindo sobre um meio homogêneo e semi-infinito. O feixe perturbado seria obtido após a incidência do feixe mono energético sobre uma placa ΔR de material do simulador. Naquele trabalho, (ref.82) os autores propuseram:

$$G = G_0 \left[1 - \frac{c\Gamma}{E_0} \right] \quad (5.4)$$

onde, $c\Gamma = \Delta E_p$ = Perda de energia mais provável do feixe mono energético incidindo em ΔR . c é um número adimensional que depende fracamente da energia do feixe e do material do simulador, Landau, (48), Blunck e Westphal, (104), e cálculo de Monte Carlo por Berger, (105). E_0 é a energia do feixe mono energético, que pode ser identificada com $E_{p,i} = E_i$, energia do feixe inicial do acelerador. Assim, mudando a notação na equação 5.4 de E_0 por E_i , esta fica:

$$G = G_0 \left[1 - \frac{c\Gamma}{E_i} \right] \quad (5.4a)$$

Supondo, de acordo com um Bethe e Ashkin, (3), que $\Delta E_p = E_i - E_{p,0}$, a equação (5.4.a) pode ser rescrita como:

$$G = \frac{G_0}{\frac{c\Gamma}{E_{p,0}} + 1} \quad (5.5)$$

Nas considerações teóricas de Brahme e Svensson, (79) vemos que o modelo acima proposto difere em 3 modos fundamentalmente diferentes das condições pertinentes aos feixes usados em radioterapia: a) O feixe incidente não pode ser mantido tão infinitamente largo, mono direcional e mono energético; b) Não existe vácuo entre os pré absorvedores (folhas de espalhamento, monitores, etc) e o simulador; c) as folhas de espalhamento e os outros materiais de pré absorção são raramente da mesma composição que o simulador.

Continuando, os autores contra argumentam o seguinte: 1) As diferenças indicadas no item (a) podem ser aplicadas a feixes largos depois da correção pela LEI DO INVERSO DO QUADRADO e a inclusão do espalhamento da energia do acelerador em G. Além disso, a equação (5.5) se aplica a feixes onde a redução do gradiente de dose (relativa a G_0) é proveniente somente pelo alargamento da distribuição devido ao "straggling" da perda de energia.

2) A presença do ar, sublinhado em (b), uma vez incluído a sua contribuição no espalhamento Γ_0 ; somente pode influenciar a distribuição de dose perto da interface entre o ar e o paciente e portanto não no gradiente de dose. 3) Finalmente, no item (c), as diferenças na composição, segundo Brahme e Svensson, (79), não influenciam a equação (5.5) desde que esta contém somente a largura da metade da distribuição da energia, o formato da qual é muito parecido para diferentes materiais com a mesma Γ_0 , Blunck e Westphal, (104). A diferença de materiais muda a distribuição dos elétrons secundários de baixas energias e assim, a distribuição de dose ICRU (12). Contudo, este efeito é reduzido pela filtração considerável dos elétrons de baixa energia no ar, causada principalmente pelo alto poder de espalhamento de massa de tais elétrons. "A equação 5.5 pode assim ser usada para estimar a diminuição no gradiente de dose e a diminuição subsequente no alcance terapêutico com a quantidade de material espalhador no feixe".

A confirmação da equação (5.4.a) são os dados fornecidos por Benedetti, (32): Para um feixe gerado por um Betatron com $E_i = 44,3\text{MeV}$, e espalhado por uma folha de 1,2mm de chumbo; suas medidas dão um espalhamento de energia $\Gamma_0 = 4,1$

MeV(recalculada de seus dados medidos para 1 mm de chumbo). O gradiente de dose tomado de suas medidas para DAS = 100 cm, 15 x 15, e com uma folha de chumbo de 1,2 mm foi 1,38. Da equação (5.4-a) esperaríamos $G = 2,7 [1 - (5,2 \times 4,1/44,3)] = 1,40$. $G_0 = 2,7$ foi obtido dos dados teóricos de Berger e Seltzer, (74).

Um outro exemplo que confirma a equação (5.4.a) é aquele aplicado aos dados de um Microton, Brahme et cols. (106). Para este aparelho foi calculado um espalhamento da energia G com e sem folha no feixe obtendo respectivamente os valores de 0,32 e 0,125 MeV, incluindo correção para o "straggling" e por radiação,(104). O valor de Γ_0 também foi obtido a partir da referência,(74). A partir desses valores obteve-se: G (sem folha) = $3,3 \times 0,1 - (5,1 \times 0,125/10,2) = 3,09$ e, do mesmo modo, G (com folha) = 2,77. Os valores medidos respectivamente a partir das curvas de dose profunda, foram: 3,0 e 2,7. A concordância entre estes experimentos e a teoria é melhor do que poderia se esperar, considerando todas as aproximações envolvidas.

Em 1979, Brahme e Svensson, (18), melhoraram o modelo anterior. Agora, a redução no gradiente terapêutico em relação àquele do feixe mono energético e com energia igual a $E_{p,0}$ é devido a dois fatores principais: 1) O alargamento da distribuição da energia pelo straggling da perda de energia e, 2) O alargamento da distribuição angular pelas interações de espalhamento múltiplo.

O item 1 anteriormente citado é melhor caracterizado pela largura total na medida do máximo da distribuição de energia, Γ_0 , ou:

$$\Gamma_0 = \frac{E_\alpha - E_{p,0}}{c} \quad (5.6)$$

O item (2), ou seja, o alargamento da distribuição angular é melhor caracterizado pelo ângulo quadrático médio, $\overline{\Theta^2} = T \cdot \Delta R$, onde T é o poder de espalhamento linear do meio, Brahme, (31), ICRU, (13), e ΔR é a lâmina do material do simulador onde incide o feixe de elétrons com energia E_i . Por outro lado, se supomos que uma fração ϵ da diminuição do gradiente é devido ao espalhamento da energia, e conseqüentemente uma fração $(1 - \epsilon)$ é proveniente do alargamento da distribuição angular, Brahme e Svensson, (18) obtiveram a expressão:

$$G = \frac{G_0}{1 + \varepsilon \frac{c\Gamma_0}{E_{p,0}} + (1 - \varepsilon) \frac{\overline{\Phi}^2}{T \cdot R_p}} \tag{5.7}$$

Dos dados experimentais de Harder, (107) e, Brahme, (208) obtém-se para o parâmetro adimensional e o valor de 0,45. Para feixes terapêuticos limpos o espalhamento angular dos elétrons Θ^2 na superfície, é muito pequeno quando as folhas são colocadas em grandes distâncias da superfície e assim atuam como uma pequena fonte de elétrons aproximadamente paralelos, Brahme e Svensson, (18).

Para os feixes terapêuticos o espalhamento da energia é composto de várias contribuições,

$$\Gamma_O = \Gamma_{\text{acel}} + \Gamma_{\text{folha}} + \Gamma_{\text{ar}} \tag{5.8}$$

onde Γ_{acel} se origina do próprio feixe proveniente do acelerador, Γ_{folha} proveniente da janela de vácuo, folhas de espalhamento, monitores de transmissão, etc, e, finalmente, Γ_{ar} , proveniente do ar.

5.2.2-4 ALCANCE TERAPÊUTICO, R_{85}

Alargamento do Espectro de Energia e da Distribuição Angular

Brahme e Svensson, (18) e, em minha tese de mestrado, (1), demonstramos que o alcance terapêutico, R_{85} (suposto encontrar-se na parte linear da curva de porcentagem de dose (ou ionização profunda), está relacionado com gradiente de dose G , por:

$$R_{85} = R_p \left[1 - \frac{0,85}{G} \right] \tag{5,9}$$

com erro menor que 1%.

Esta última equação mostra claramente a influência do gradiente de dose, e conseqüentemente do espalhamento da energia G no alcance terapêutico.

Se substituirmos na Eq. (5.9) o valor de G dado pela Eq. (5.7), obtemos:

$$R_{85}(E_{p,o}, \Gamma_o, \overline{\Phi}^2) = R_p \left[1 - \left\{ 1 - \frac{0,85}{G_0} \left[1 + \frac{\varepsilon \Gamma_o}{E_{p,0}} + (1 - \varepsilon) \frac{\overline{\Phi}^2}{TR_p} \right] \right\} \right] \tag{5.10}$$

que pode ser rescrita como:

$$R_{85}(E_{p,o}, \Gamma_o, \overline{\Phi}^2) = R_{85}[E_{p,o}, 0, 0] - K_1 \Gamma_o - K_2 \frac{\overline{\Phi}_0^2}{T} \tag{5.11}$$

onde: $R_{85}(E_{p,o}, 0, 0) =$ Alcance terapêutico para um feixe monoenergético com energia igual a $E_{p,o}$

$$R_{85}(E_{p,o}, 0, 0) = R_p \cdot \left[1 - \frac{0,85}{G_0} \right] \tag{5.12}$$

$$K_1 = \frac{0,85 \cdot R_p \cdot c \cdot \varepsilon}{G_0 \cdot E_{p,0}} \tag{5.13}$$

$$K_2 = \frac{0,85(1 - \varepsilon)}{G_0} \tag{5.14}$$

- Supondo:
- a) $\frac{R_p}{E_{p,0}} = K = 0,52 \text{ cm.MeV}^{-1}$
 - b) $c = 5,0$ (água), $\varepsilon = 0,45$
 - c) $G_0 = 3,4$, para $10 \text{ MeV} \leq E = E_{p,o} \leq 35 \text{ MeV}$
(p/ feixes monoenerg.), Brahme, Svensson, (18)
- Para as constantes K_1 e K_2 , resultam:
- $K_1 \cong 0,30 \text{ (cm.MeV}^{-1}\text{)}$
- $K_2 \cong 0,14$

Vemos da Eq. (5.11), concluem Brahme e Svensson, que para cada (MeV) do espalhamento da energia feixe, o alcance terapêutico é diminuído assim de 0,3 cm

comparado ao de um feixe mono energético com a mesma energia mais provável e, conseqüentemente, com o mesmo alcance prático que o do feixe terapêutico. Deve-se relembrar aqui que estas conclusões aplicam-se somente para feixes terapêuticos com $10 \text{ MeV} \leq E_{p,o} \leq 35 \text{ MeV}$, onde $G_0 \cong \text{constante} = 3,4$. Por outro lado, se na fig. 5.7 prolongamos e obtemos dados para G_0 para energias até 35 MeV; vemos que no intervalo de 10 a 35 MeV $G_0 \cong 3,55$ e não, 3,4 como suposto pelos autores.

A Fig. (5.8) abaixo mostra a variação de $R_{85}(E_{p,o}, 0, 0)$ para os feixes monoenergético obtidos a partir dos dados de Berger e Seltzer, (74) no intervalo $1 \text{ MeV} \leq E_{p,o} \leq 20 \text{ MeV}$.

ALCANCE TERAPÊUTICO, R 85 (cm - água)

FIG.5.8 : FEIXE DE ELÉTRONS MONOENERGÉTICOS - ALC.TERAP x E_{po}

Em algumas situações o aumento do alcance prático para a obtenção de um dado alcance terapêutico pode ser clinicamente insignificante, mas pode ser de importância quando o tumor ou o volume alvo está situado perto de órgãos sensíveis à radiação (por exemplo, as cordas vocais). Quando é este o caso, pequenos aperfeiçoamentos nas distribuições de dose podem ser de valor clínico consideráveis de modo que as relações de resposta dose observadas para o tumor e para os tecidos normais podem ser muito nítidas, Herving e Compton, (102); Svensson, et cols.,(103). Este argumento converte-se de importância crescente visto que hoje as técnicas melhoradas de diagnósticos disponíveis permitem um planejamento mais preciso e conseqüentemente o uso eficiente de radiações de alta qualidade.

Finalmente, se Supomos que o ângulo quadrático médio de espalhamento é desprezível, a Eq. (5.11), torna-se:

$$R_{85}(E_{p,0}, \Gamma_0) = R_{85}(E_{p,0}, 0) - K_1 \Gamma_0 \quad (5.15)$$

5.3- MATERIAIS E MÉTODOS

5.3-1 INTRODUÇÃO

Para obtermos os parâmetros R_p , R_{85} , G , a partir das curvas de porcentagem de ionização profunda, bem como, estabelecer as relações de $E_{p,0}$ de R_p , E_0 e R_{50} , utilizamos dos aceleradores lineares Mevatron 12 e Mevatron 74. Para as medidas das curvas de porcentagem de ionização profunda, utilizamos o mesmo dosímetro empregado nas medidas dos espectros de energia, que tem a câmara de ionização plana paralela como detector.

A geometria empregada enquadra-se naquela citada no Cap. 2, Sec(2.4.4), como geometria "b". Nesta condições, as leituras e conseqüentemente as ionizações foram corrigidas pela Lei do Inverso do Quadrado da Distância de acordo com a Eq.(2.4.3). Vemos naquela equação, que para empregarmos a correção acima é preciso conhecermos a distância da fonte virtual, S_j , que se tornou a nossa Experiência Preliminar 2, que descreveremos abaixo.

5.3.2 EXPERIÊNCIA PRELIMINAR 3

MEDIDA DA DISTÂNCIA DA FONTE VIRTUAL, S

5.3.2-1 Conceito da Fonte Pontual Virtual, S_v

A definição da fonte pontual virtual de um feixe de elétrons é mostrada na figura (5.9) abaixo. Pelo fato de que o feixe de elétrons intrínseco tem uma largura finita e desde que é espalhado na janela do acelerador, nas folhas de espalhamento, etc., existe em cada ponto da superfície do paciente uma certa distribuição angular dos elétrons (ver ICRU (9)). Tomando a direção mais provável em cada ponto da superfície, podemos encontrar a fonte pontual virtual S_v , pela retroprojeto dos raios mais prováveis. No espaço de fase, ICRU, (9), na representação do feixe na superfície do paciente, as direções mais prováveis são representadas por pontos no eixo maior da elipse do espaço de fase. (Estes pontos são avaliados como descrevendo os raios provenientes da fonte pontual virtual). Pode ocorrer uma certa desnitidez de S_v , se as retroprojetos dos raios mais prováveis não interceptarem precisamente uns com os outros em um ponto matemático. Esta é uma aproximação aceitável dentro dos limites dados de precisão no contexto do planejamento de tratamento.

Os propósitos essenciais da determinação da distância da fonte pontual virtual podem ser resumidos como segue: 1) Correções pela Lei do Quadrado da Distancia nos planejamentos de tratamento. 2) Correção pela mesma lei anterior na determinação do alcance prático, e 3) Determinação da direção do raio central.

A fonte pontual virtual é o ponto de referência para as correções pela Lei do Inverso do Quadrado no planejamento de tratamento, Fehrentz, (109) e na determinação do alcance prático, R_p , Pohlit, (62). Além do mais, o eixo físico é determinado pela posição da fonte pontual virtual, e é essencial que o eixo físico do feixe coincida com o feixe adotado no alinhamento do paciente.

Finalmente, a fonte virtual é um ponto onde Supomos que se colocado nele uma fonte de elétrons pontual monoenergético com energia igual $E_{p,o}$, estes produziriam uma curva de absorção igual aquela do feixe terapêutico com a mesma energia. Mais detalhes teóricos sobre a fonte virtual foge do escopo deste trabalho. Contudo, mais informações teóricas poderão ser obtidas de ICRU, (9).

Fig. (5.9) : Definição da Fonte Pontual Virtual

5.3.2-2 ARRANJO EXPERIMENTAL PARA A DETERMINAÇÃO DE S

O dispositivo que contruímos para a medição da distância da fonte virtual, S é ilustrado na Fig. 5.10 abaixo:

Fig. 5.10: Câmara de Buraco de Alfinete para Medição de S_v

O dispositivo acima, conhecido como "Câmara de Buraco de Alfinete" (do inglês, "pinhole camera"), foi idealizado por Peter schroder-Babo, e nos enviado por correspondência pessoal por Brahme e Svensson, Suécia. A câmera consiste de dois blocos de alumínio onde são feitos buracos cônicos e que, quando justos como indicado na figura, permite minimizar o escurecimento no filme proveniente pelos elétrons espalhados das bordas dos buracos e fornece uma abertura anular suficiente. Os cones com os buracos foram feitos de latão e alinhados precisamente. A distância entre os furos foram de 2,5 cm e a espessura da chapa de alumínio igual a 3,0 cm. Um sistema de madeira foi idealizado de modo a montar a câmera e posicionar o filme a ser irradiado (Fig. 5.11 abaixo).

Fig. (5.11): Geometria e Sistema para as Medidas de S_v

A partir do arranjo da Fig. (5.11) anterior e do filme irradiado, onde aparece pontos escuros nítidos, regularmente espaçados efetuamos então o cálculo para S ,segundo a expressão lá contida.

Para a medida de S irradiamos o sistema com um campo 15 x 15 (cm), tamanho este utilizado para obter as curvas de porcentagem de ionização profunda para o estudo.

Resultados

Tab.5.1-VALORES MEDIDOS PARA A DISTÂNCIA DA FONTE VIRTUAL

Mevatron 74 - campo 15 x 15	
Energia Nominal, E (MeV)	S _v (cm)
7	95,1
10	95,7
Mevatron 12 - campo 15 x 15	
3	101,3
7	101,3
11	101,3

5.3.3 MEDIDA DAS CURVAS DE PORCENTAGEM DE IONIZAÇÃO PROFUNDA

5.3.3-1 Material e Métodos

Para medida das curvas de porcentagem de ionização utilizamos do dosímetro digital da PTW - Freiburg e um simulador constituído de placas de acrílico com dimensões 30 x 30 cm e espessuras variáveis de 1 a 10 mm. Além destas placas tínhamos também uma placa usinada especialmente de modo a acomodar a câmara plana-paralela com dimensão 30 x 30 cm.

5.3.3.2 Procedimentos

Antes de iniciarmos as medidas das curvas de porcentagem de ionização tomamos os cuidados de esperar estabilizar eletronicamente o dosímetro e atingir o equilíbrio térmico da sala. Após estes cuidados ajustamos a câmara em uma fonte calibrada de Estrôncio-90, de modo a verificar se a sua resposta estava de acordo com o valor esperado para aquela data. Segundo testes fornecido pelo fabricante nas condições de 20° C e 760 mmHg. A Razão entre o valor medido e o esperado correspondia sempre ao fator $\Theta(P, T) = (760,0/P) \times (T/293,2)$ onde P e T correspondem respectivamente à pressão e temperaturas ambientais na hora da medida. Durante todo o experimento a variação da temperatura nunca era maior que 2° C.

Como não notamos na experiência da medida da distância da fonte virtual nenhuma assimetria no eixo central dos campos nos aparelhos medidos, alinhamos então o centro do eletrodo central da câmara com o centro geométrico do campo 15 x 15 utilizado.

A variação da profundidade foi estabelecida pelo acréscimo de placas de acrílico sobre a câmara de ionização. Sempre que uma placa era adicionada, era cuidadosamente feito o ajuste da superfície do colimador de elétrons (também constituído em acrílico).

Para evitarmos variações consideráveis na leitura do dosímetro provenientes das variações possíveis do rendimento do acelerador, para cada profundidade eram tomadas quatro leituras e anotado valor médio correspondente. Cada leitura média de uma dada profundidade era multiplicador pelo respectivo fator que corrige pela lei do inverso do quadrado, (equação 2.4.3), Cap. 2. Essas leituras médias corrigidas foram então normalizadas em relação aquele valor médio máximo, corresponde à profundidade de ionização máxima, R_{100} .

Aparelhagem e a metodologia usadas foram as mesmas empregadas nos dois aceleradores estudados.

As figuras de (5.13) a (5.15) mostram as curvas de porcentagem de ionização profunda para o Mevatron 12. As figuras (5.16) e (5.17) correspondem ao Mevatron 74.

As barras de erro não foram introduzidas nas figuras de 5.13 a 5.17 pelos mesmos motivos alegados na Sec(2.4), para os gráficos dos espectros. Cada ponto é obtido pelo quociente das leituras médias obtidas para cada profundidade e a partir de três leituras nessa profundidade. Os valores foram então corrigidos pela Lei do Inverso do Quadrado e normalizados em relação ao valor máximo da leitura média, correspondente a ionização máxima.

FIG.5.13: CURVA DE PORCENTAGEM DE IONIZAÇÃO PROFUNDA, MEVATRON 12

* ENERGIA NOMINAL 7 MeV

FIG.5.14: CURVA DE PORCENTAGEM DE IONIZAÇÃO PROFUNDA, MEVATRON 12

FIG.5.15: CURVA DE PORCENTAGEM DE IONIZAÇÃO PROFUNDA, MEVATRON 12

FIG.5.16: CURVA DE PORCENTAGEM DE IONIZAÇÃO PROFUNDA, MEVATRON 74

FIG.5.17: CURVA DE PORCENTAGEM DE IONIZAÇÃO PROFUNDA, MEVATRON 74

Vimos que as profundidades medidas no acrílico podem ser convertidas para a água através do fator de escala K , dado pela equação (2.4.5-b). O valor adotado para K foi igual a 1.15. A curva de porcentagem de ionização na água assim obtida w , praticamente coincidente com aquela obtida diretamente nesse meio Fernandes, (1).

A partir da definição do alcance prático dado no Cap. 2, oFig.(2.8)], e utilizando a equação (2.4.5-b), calculamos a energia mais provável $E_{p,o}$ respectiva para cada feixe. Nestes cálculos R_p no acrílico é convertido para o respectivo na água através da equação (2.4.5.b), Cap. 2. Igualmente, a energia média na superfície é obtida através da equação (2.4.7) e utilizando o valor de R_{s0} , definido segundo a figura (2.8), Cap. 2.

Ainda, de acordo com a figura (2.8) obtivemos de cada curva, digo, para cada feixe os respectivos valores dos alcances terapêuticos, R_{85} . Calculamos também os respectivos gradientes normalizados de dose, G segundo as definições dadas nas seções anteriores deste capítulo.

5.3.3 CORRELAÇÃO ENTRE OS DADOS DOS ESPECTROS DE ENERGIA E OS PARÂMETROS DAS CURVAS DE IONIZAÇÃO PROFUNDA

A partir dos valores obtidos para $E_{p,o}$, medidos através dos espectros (ver Tab. 4.1), e dos valores obtidos de R_p para cada feixe (ver Tab. 5.3), obtivemos a fig. 5.18. A equação que ajustamos à curva desta figura é dada por:

$$E_{p,o} = 0.22 \text{ (MeV)} + 1.95 R_{p,H_2O} \quad (5.16)$$

onde R_p é medido em cm.

FIG.5.18: VARIAÇÃO DA ENERGIA E_{po} COM R_{po}

Comparando a Eq.(5.16) com a Eq. (2.4.6), capítulo 2, vemos que a primeira concorda com a segunda dentro de 1.5 %. Assim, podemos dizer que a equação experimental (5.16) concorda perfeitamente com a equação (2.4.6), utilizada e recomendada na literatura para obtenção de $E_{p,0}$ a partir de R_p . O terceiro termo incluído na Eq.(2.4.6) é relevante somente para energias maiores que 30 MeV.

Para facilitar uma melhor correlação entre os dois experimentos (espectrometria e absorção), elaboramos as tabelas de (5.3 a 5.5).

TABELA 5.3 - PARÂMETROS OBTIDOS DAS CURVAS DE % IONIZAÇÃO PROFUNDA

ENERGIA NOMINAL (MeV - CONSOLE)	(*) R _p (Água) (Cm)	(*) R _q (Água) (Cm)	(*) R ₅₀ (Água) (Cm)	(*) R ₈₅ (Água) (Cm)	G (1)	E _{p,o} (2) (MeV)	Ē _O (3) (MeV)
MEVATRON - 12							
3	1,31	0,59	0,94	0,66	1,82	2,82	2,80
7	3,28	1,84	2,62	2,07	2,20	6,94	6,91
11	5,66	3,43	4,55	3,59	2,54	11,50	11,20
MEVATRON - 74							
7	3,29	1,92	2,61	2,12	2,40	6,50	6,08
10	4,80	2,82	3,82	3,42	2,42	9,78	8,90

(*) R_i (Água) = 1,15 R_i (PMMA)

(2) E_{p,o}, calculada pela Equação (2.4.5.6)

(1) $G = \frac{R_p}{R_p - R_q}$

(3) Ē_O, calculada pela Equação (2.4.7)

SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO - IFOSC

TABELA 5.4 - PARÂMETROS DE ENERGIA MEDIDA PELO ESPECTRO E PELO MÉTODO DE ALCANCE

ENERGIA NOMINAL (meV - CONSOLE)	$E_{p,o}$ (Esp) (MeV)	$E_{p,o}$ (Alc.) (MeV)	$\bar{E}_o$ (Esp) (MeV)	$\bar{E}_o$ (Alc.) (MeV)	Γ_o (MeV)	$\Gamma_o/E_{p,o}$ (Esp)
<u>MEVATRON - 12</u>						
3	2,8	2,82	2,8	2,80	0,54	0,193
7	6,9	6,94	6,9	6,91	1,38	0,200
11	11,4	11,50	11,2	11,20	2,17	0,190
<u>MEVATRON - 74</u>						
7	6,5	6,50	6,5	6,08	1,58	0,243
10	9,5	9,78	9,5	8,90	1,75	0,184

TABELA 5.5 - RELAÇÃO ENTRE PARÂMETROS DO ESPECTRO E PARÂMETROS RELEVANTES DE ABSORÇÃO

ENERGIA NOMINAL (MeV - CONSOLE)	$E_{p,o}$ (MeV)	T_0 (MeV)	$T_0/E_{p,o}$	G_o	G	$R_{85}(E_{p,o}; 0)$ (2) (Cm)	$R_{85}(E_{p,o}, T_0)$ (3) (Cm)
MEVATRON - 12							
3	2,8	0,54	0,193	2,51	1,82	0,94	0,66
7	6,9	1,38	0,200	3,08	2,20	2,50	2,07
11	11,4	2,17	0,190	3,55	2,54	4,18	3,59
MEVATRON - 74							
7	6,5	1,58	0,243	3,02	2,4	2,34	2,12
10	9,5	1,75	0,184	3,37	2,42	3,30	3,42

(1) Obtida a partir da Figura (5.7)

(2) Obtida a partir da Figura (5.8)

(3) Valor Obtido a partir das Curvas de % Ionização Profunda.

A partir dos dados das tabelas acima elaboradas, juntamente com a figura (5.18), e as figuras (5.19) e (5.20), obtivemos as seguintes equações experimentais:

$$G = \frac{G_0}{1 + 1,87 \left[\frac{\Gamma_0}{E_{p,0}} \right]} (3MeV \leq E_{p,0} \leq 11MeV) \tag{5.17}$$

E, da Fig. (5.20), a relação,

$$R_{85} = (E_{p,0} \Gamma_0 = [R_{85}(E_{p,0}, 0) - 0,18] - 0,18 \Gamma_0 (3MeV \leq E_{p,0} \leq 11MeV) \tag{5.18}$$

FIG.:5.19: VARIAÇÃO DE Go/G COM $\Gamma o/Epo$

FIG.5.20: VARIAÇÃO DE R85(Epo, Γ_o) - R85(Epo) COM Γ_o/Epo

Discussão das Eqs. (5.17) e (5.18)

1) O modelo de Brahme e Svensson proposto anteriormente e resumido pela equação (5.7), dá para o quociente de $\Gamma_0/E_{p,0}$ um valor igual a:

e. $c = 0,45 \times 5,0$ (água) = 2,25. O valor de ($e = 0,45$ é medido experimentalmente e confirmado teoricamente (ver texto). Contudo o valor de $c = 5$, de acordo com o trabalho de Brahme e Svensson é obtido segundo o modelo teórico proposto por Landau, (48). Não encontramos, na literatura o seu valor experimental. O que sabemos é que para elementos de baixo Z, c varia entre 4,1 para alumínio à 5,0 para o berílio no intervalo $4 \text{ MeV} \leq E_{p,0} \leq 60 \text{ MeV}$ (ver tab. 2.2.1). Para os nossos resultados experimentais, se supomos que $e = 0,45$, o valor de c seria: $c = 1,87/0,45 = 4,2$. Sugerimos que este valor para c seja aquele correspondente para um simulador de acrílico, e não aquele valor igual a 5 para o simulador de água. 2) No modelo proposto anteriormente, que relaciona o alcance terapêutico de um feixe policromático, de energia $E_{p,0}$, com o alcance terapêutico de um feixe monoenergético de mesma energia a diminuição do primeiro com a largura do espectro é dado através da constante K_1 (ver equação 5.13). Brahme e Svensson, no intervalo de $E_{p,0}$ de 10 a 35 MeV, supuseram: $G_0 = \text{cte} = 3,4$, $c = 2,25$ e $R_p/E_{p,0} = 0,52$ (cm.MeV⁻¹); resultando para K_1 um valor 0,30 cm.MeV⁻¹.

No intervalo de $E_{p,0}$ por nós pesquisado, onde G_0 varia de 2,51 a 3,55 (ver tabela 5.5) obtivemos valores de K_1 variando de 0,27 a 0,52. é preciso salientar: como K_1 é função de G_0 , e este varia linearmente na região por nós estudada, $3 \leq E_{p,0} \leq 11$ (ver Fig. 5.7); não pudemos estabelecer para G_0 um valor constante e igual a 3,4. Logo, nesta região estudada em que G_0 varia linearmente, propomos que o valor de K_1 a adotar seja igual a 0,18 MeV⁻¹.

A equação (5.18) ainda mostra que os valores dos alcances terapêuticos para feixes monoenergético devam ser diminuídos de 0,18 cm. Contudo, achamos que este fator corresponde a um erro introduzido na obtenção das curvas de (5.3) a (5.6), que por suas vezes, foram obtidas das curvas respectivas e originais de Berge e Seltzer,(74). Naquele trabalho, as curvas são apresentadas na forma de $(r_0/T_0)D$ versus (z/r_0) , onde a dose absorvida, D , era multiplicador pelo quociente do alcance médio r_0 e a energia, T_0 , dos elétrons incidentes. As abcissas foram expressas pelo quociente entre as profundidades z na água e os alcances médios. 3) Um outro fato a salientar dos dados experimentais obtidos é que os feixes de energias nominais iguais a 7 MeV, apresentam energias mais prováveis diferindo de 6,7 %. Notamos também que entre estes feixes a largura do espectro do Mevatron 12 é 14% menor que aquela para o Mevatron 74. Estas diferenças entre $E_{p,0}$ e Γ_0 correspondem as variações de 9% entre os gradientes de dose

absorvida, a favor do Mevatron 74 (quantitativamente um valor levemente maior em 0,2). Contudo, o Mevatron 12, apesar de um gradiente menor, apresenta um alcance terapêutico maior em 6,8%. De acordo com o modelo proposto anteriormente (ver eq. 5.9) era de esperarmos que esta diminuição no gradiente deveria corresponder a um aumento percentualmente igual. 4) Ainda vemos que os feixes de 7 MeV testados apresentam espectros com larguras substancialmente diferentes. Γ_0 para o Mevatron 74 é 14,5% maior que o Γ_0 para o Mevatron 12. Este alargamento do espectro para o Mevatron 74 é responsável pela variação dos valores acima estudados para R_{85} e G , e pela má definição da região de "buildup" mostrada na fig.(5.16).

As figuras (5.21) e (5.22) abaixo mostram comparativamente as curvas de ionização e as curvas de espectro de energia para os feixes de "7 MeV" para os aceleradores estudados.

FIG. 5.21: COMPARAÇÃO DAS CURVAS DE % IONIZAÇÃO PROFUNDA, 7 MeV NOMINAL

FLUÊNCIA RELATIVA

* MEVATRON 12
+ MEVATRON 74

FIG.5.22: COMPARAÇÃO DOS ESPECTROS DE ENERGIA - 7 MeV NOMINAL

Finalmente, podemos dizer que os valores teóricos para o alcance terapêuticos e aqueles experimentais diferem entre si principalmente por causa do espalhamento de energia e direção dos elétrons incidentes na superfície do simulador. ICRU, (9), cap. 6, secção 6.4.3.1 mostra a dependência dos parâmetros estudados com a energia e o espalhamento angular, a partir do trabalho de Brahme e Svensson, (40). Naquela secção vemos que apesar de termos para estes aceleradores gradiente menores que 2,3 (indicando que possivelmente o sistema de planura e colimação são pobres), estes valores são aceitos porque os aceleradores estudados tem folhas de espalhamento que melhoram a uniformidade do feixe e diminuem a radiação espalhada além da região demarcada pelos colimadores.

5.3.4 CONCLUSÕES GERAIS E FINAIS

O objetivo principal do nosso trabalho era obter os espectros de energia para os aceleradores estudados, utilizando uma aparelhagem familiar a todos os físicos em medicina: um eletroimã, e um dosímetro. Os resultados obtidos pelo espectro de energia mostraram uma identidade perfeita com os valores das energias obtidos através das relações de energia-alcance.

Os espectros poderiam ter uma melhor configuração se tivéssemos a oportunidade de recursos para construir um eletroimã, com características magneto-ópticas melhores e que permitissem efetuarmos também uma colimação melhor. Assim, a focalização poderia ser aumentada através de um eletroimã, cuidadosamente construído para os fins pretendidos e segundo o modelo proposto no Cap. 4.

O objetivo de medir os espectros de energia foi atingido. Com esta possibilidade razoavelmente simples de caracterizar a qualidade dos feixes de elétrons, sugerimos que entre os fabricantes de aparelhos clínicos e associações nacionais e internacionais, seja estabelecido um protocolo de normas e intenções onde se normalize que todos os aceleradores lineares sejam munidos de suas respectivas curvas de espectros de energias, medidos não somente na superfície como fizemos mas que também sejam incluídos os espectros de energia dos feixes intrínsecos respectivos. Somente de posse destes últimos é que será possível estimar-se os valores das energias nas superfícies de simulação antes que estes aparelhos sejam adquiridos e, sem a necessidade de levantarmos a curva de ionização para obtermos os mesmos resultados. Por outro lado, o conhecimento dos espectros de energia nos catálogos dos aparelhos permitirá realizar um ajuste mais

fino das energias dos feixes e estabelecer um cronograma periódico do estudo da estabilidade da qualidade dos feixes verificando a manutenção da Razão $\Gamma_0 / E_{p,0}$.

O segundo objetivo era fazer um estudo correlativo entre os parâmetros utilizados para definir a qualidade dos feixes de elétrons através de um estudo da variação do gradiente de dose e alcance terapêutico com aqueles obtidos para os feixes monoenergético. Esta correlação é muito importante, porque vemos na literatura que os feixes monoenergético apresentam melhores valores para estes parâmetros por serem feixes limpos e melhores definidos. O que queremos dizer é que os feixes monoenergético largos, monodirecionais apresentam no intervalo de 1 a 60 MeV os melhores e maiores valores desejáveis para os alcances terapêuticos e gradiente de dose. Por outro lado, fizemos um estudo destes parâmetros em um intervalo de energia onde obtemos uma variação linear G_0 não estudado anteriormente.

Os resultados dos estudos aqui obtidos acredito poderem ser estendidos a outros aceleradores que geram feixes com energias aqui estudadas e, que tenham os seus feixes definidos por sistemas semelhantes (folhas de espalhamento com materiais e espessuras semelhantes, colimação e etc.).

Finalmente, o que mais nos gratificou com este trabalho foi a oportunidade não só de se medir e estudar os espectros de energia e, relacionando-os com outros parâmetros de qualidade. O que realmente nos gratificou foi ter verificado, mais do que uma possibilidade, a certeza de se poder adotar a metodologia e a instrumentação utilizada para uma medida rotineira da qualidade dos feixes de elétrons terapêuticos.

APÊNDICE

Pretendemos com este apêndice dar uma rápida visão sobre alguns conceitos comumente usados por aqueles que trabalham com a Física das Radiações aplicada na Medicina e que são também utilizadas na dosimetria das radiações.

Para maiores detalhes sobre os assuntos abordados, recomendamos que sejam estudadas as referências indicadas.

I. Profundidade de Equilíbrio Eletrônico das Partículas Carregadas

Consideremos um pequeno elemento de volume V' centrado em um ponto P qualquer dentro de um meio sob irradiação. Dizemos que existe equilíbrio eletrônico das partículas carregadas liberadas durante a irradiação dentro do volume V' se observarmos que cada elétron que deixa V' é substituído por outro de energia idêntica entrando no mesmo elemento de volume. Então, a carga produzida em V' será igual àquela produzida pelos elétrons que se originaram em V' [Attix, et cols., (1)]. A profundidade de equilíbrio eletrônico é aquela correspondente ao alcance médio dos elétrons em um meio homogêneo [(John, / 820)].

II. Dose Absorvida

Em 1954, o International Commission on Radiation Units and Measurements [ICRU, (76)] definiu: "A dose absorvida para qualquer radiação é a quantidade de energia cedida à matéria por unidade de massa do material irradiado no lugar de interesse. Esta será expressada em **rads**. O rad é a unidade de dose absorvida e é 100 ergs/g.

Em 1975, o "*International Comitee on Weights and Measures*" resolveu uniformizar a unidade de dose absorvida dentro do sistema de medida universal conhecida por M.K.S. Em homenagem aos muitos trabalhos prestados por L.H. Gray na área de dosimetria das radiações, definiu-se uma nova unidade de dose absorvida [ICRU, (77)], o Gray (Gy):

$$1 \text{ Gray (1 Gy)} = \frac{1 \text{ J}}{1 \text{ Kg}} = 100 \text{ Rad}$$

II. 1 Medida da Dose Absorvida

A dose absorvida em uma dada profundidade de um meio irradiado é geralmente, calculada através de uma medida de ionização produzida naquele ponto. A teoria em que se baseia o cálculo da dose absorvida é aquela conhecida por *teoria da cavidade de Bragg-Gray* [Attix, et cols., (1)]. No livro "Radiation Dosimetry"(1), tem um estudo completo sobre esta teoria e as condições que deve ter as cavidades (ou melhor, os volumes) sensíveis de uma câmara de ionização para que sejam consideradas como cavidades Bragg-Gray. Quando calculamos a dose absorvida através de uma medida da ionização num ponto a uma dada profundidade, utilizando de uma câmara de ionização, temos:

$$D_{\text{água}, u} = N_D M_U P_U (S_{\text{água}, ar})_u [NACP, (4)] \quad (A)$$

Onde:

N_D = Fator que converte a ionização medida pela câmara em dose absorvida. Se a ionização é medida em Coulombs (C), a unidade de N_D $\frac{\text{Rad}}{\text{C}}$ ou $\frac{\text{Gy}}{\text{C}}$, se o eletrômetro apenas indica uma leitura que é proporcional à carga, a unidade N_D será

$$\frac{\text{Rad}}{\text{leitura (ou div. monitor)}} \quad \text{ou} \quad \frac{\text{Gy}}{\text{leitura (ou div. no monitor)}}$$

M_U = Leitura do medidor na radiação da qualidade de usuário corrigida para temperatura, pressão, recombinação umidade, etc., em (C) ou (div. no monitor).

P_U = Fator de perturbação total incluindo: a) as correções para a falta de equivalência a água pelo material da parede da câmara na qualidade de radiação do usuário; b) perturbação do fluxo devido à inserção da cavidade de ar no meio de medida e devido a posição do ponto efetivo de medida da câmara cilíndrica que surge devido à curvatura das câmaras cilíndricas. Para os valores P_U para uma câmara cilíndrica ver as referências: NACP, (4); NACP, (5), Johansson, et cols., (6)

Tab. (A,4) - Razões dos poderes de freamento de colisão de massa $(\bar{S}/\bar{P})_{col}$, para água / ar, segundo NACP, (4)

									Prof. $\bar{E}_0$ (Mev)						
									(mm) 25	30	35	40	45	50	
Prof.	$\bar{E}_0$ (Mev)														
(mm)	1	2	3	4	5	6	7	8							
1	1.136	1.112	1.092	1.074	1.058	1.043	1.031	1.019	0	0.944	0.931	0.923	0.917	0.912	0.907
2	1.144	1.124	1.101	1.081	1.065	1.049	1.037	1.025	10	0.959	0.945	0.935	0.926	0.921	0.917
4	1.151	1.137	1.112	1.090	1.072	1.056	1.042	1.031	20	0.971	0.956	0.944	0.934	0.928	0.924
6	1.157	1.147	1.122	1.099	1.080	1.063	1.048	1.037	30	0.981	0.965	0.952	0.942	0.934	0.930
8		1.154	1.132	1.108	1.088	1.070	1.055	1.042	40	0.992	0.974	0.960	0.949	0.940	0.935
10		1.157	1.142	1.118	1.097	1.078	1.061	1.048	50	1.003	0.983	0.968	0.956	0.946	0.940
12			1.150	1.129	1.106	1.086	1.068	1.055	60	1.016	0.993	0.977	0.963	0.953	0.946
14			1.155	1.139	1.115	1.094	1.074	1.061	70	1.030	1.004	0.986	0.971	0.960	0.952
16			1.157	1.146	1.125	1.104	1.082	1.068	80	1.047	1.016	0.995	0.979	0.967	0.958
18				1.151	1.134	1.112	1.091	1.074	90	1.065	1.030	1.006	0.988	0.974	0.964
20				1.155	1.141	1.121	1.100	1.082	100	1.085	1.045	1.017	0.997	0.982	0.971
25				1.156	1.153	1.141	1.120	1.102	110	1.112	1.062	1.030	1.006	0.991	0.979
30					1.154	1.151	1.137	1.123	120	1.122	1.079	1.043	1.017	0.999	0.986
35						1.152	1.148	1.139	130	1.117	1.101	1.058	1.028	1.008	0.994
40								1.147	140	1.105	1.113	1.073	1.041	1.018	1.002
45								1.146	160	1.099	1.105	1.103	1.068	1.040	1.019
									180		1.094	1.101	1.094	1.064	1.038
									200			1.088	1.094	1.088	1.062
									220				1.081	1.088	1.082
									240				1.083	1.075	1.085
									260					1.072	1.072
									280						1.065

									Prof. $\bar{E}_0$ (Mev)								
									(mm) 9	10	12	14	16	18	20	22	
0	1.011	1.002	0.990	0.980	0.972	0.965	0.958	0.952	0	1.011	1.002	0.990	0.980	0.972	0.965	0.958	0.952
5	1.023	1.015	1.001	0.990	0.981	0.974	0.969	0.962	5	1.023	1.015	1.001	0.990	0.981	0.974	0.969	0.962
10	1.036	1.027	1.012	1.000	0.990	0.982	0.975	0.968	10	1.036	1.027	1.012	1.000	0.990	0.982	0.975	0.968
15	1.050	1.038	1.023	1.009	0.998	0.989	0.982	0.974	15	1.050	1.038	1.023	1.009	0.998	0.989	0.982	0.974
20	1.066	1.053	1.033	1.018	1.006	0.997	0.988	0.980	20	1.066	1.053	1.033	1.018	1.006	0.997	0.988	0.980
25	1.083	1.069	1.045	1.027	1.013	1.004	0.995	0.986	25	1.083	1.069	1.045	1.027	1.013	1.004	0.995	0.986
30	1.103	1.087	1.058	1.037	1.022	1.011	1.001	0.993	30	1.103	1.087	1.058	1.037	1.022	1.011	1.001	0.993
35	1.120	1.105	1.072	1.049	1.031	1.018	1.008	0.999	35	1.120	1.105	1.072	1.049	1.031	1.018	1.008	0.999
40	1.138	1.122	1.086	1.060	1.041	1.025	1.015	1.005	40	1.138	1.122	1.086	1.060	1.041	1.025	1.015	1.005
45	1.144	1.137	1.104	1.075	1.053	1.034	1.022	1.011	45	1.144	1.137	1.104	1.075	1.053	1.034	1.022	1.011
50		1.144	1.120	1.091	1.065	1.046	1.031	1.017	50		1.144	1.120	1.091	1.065	1.046	1.031	1.017
60			1.138	1.119	1.093	1.069	1.051	1.035	60			1.138	1.119	1.093	1.069	1.051	1.035
70				1.135	1.117	1.093	1.072	1.055	70				1.135	1.117	1.093	1.072	1.055
80					1.127	1.114	1.094	1.073	80					1.127	1.114	1.094	1.073
90						1.129	1.118	1.097	90						1.129	1.118	1.097
100							1.128	1.118	100							1.128	1.118
110								1.121	110								1.121
120								1.105	120								1.105

Tab. (A,5) - Razões dos poderes de freamento de colisão de massa $(\bar{S}/\rho)_{col}$ para água/ar, segundo NACP, (5)

Prof. (mm)	$\bar{E}_0/\text{MeV}$										Prof. (mm)	$\bar{E}_0/\text{MeV}$		
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10		12	14	16
1	1.128	1.107	1.088	1.068	1.054	1.042	1.032	1.024	1.016	1.009	2	0.998	0.988	0.979
2	1.133	1.112	1.090	1.071	1.056	1.044	1.034	1.025	1.017	1.010	4	1.001	0.990	0.981
3	1.136	1.116	1.094	1.074	1.058	1.046	1.035	1.026	1.019	1.012	6	1.003	0.993	0.984
4	1.137	1.119	1.099	1.079	1.062	1.048	1.037	1.028	1.020	1.013	8	1.007	0.996	0.985
5		1.123	1.103	1.083	1.065	1.051	1.040	1.030	1.022	1.014	10	1.010	0.998	0.989
6		1.127	1.107	1.087	1.069	1.054	1.042	1.032	1.024	1.016	12	1.013	1.001	0.991
8		1.137	1.115	1.096	1.078	1.062	1.048	1.037	1.028	1.020	14	1.017	1.004	0.994
10		1.153	1.124	1.105	1.086	1.070	1.055	1.043	1.033	1.024	16	1.021	1.008	0.997
12			1.127	1.114	1.095	1.078	1.062	1.049	1.038	1.029	18	1.025	1.011	1.000
14			1.130	1.122	1.103	1.086	1.070	1.055	1.044	1.033	20	1.030	1.014	1.002
16			1.147	1.127	1.111	1.094	1.077	1.062	1.049	1.038	25	1.041	1.024	1.010
18				1.130	1.119	1.101	1.084	1.069	1.056	1.044	30	1.054	1.034	1.019
20				1.134	1.125	1.109	1.092	1.076	1.062	1.049	35	1.068	1.045	1.028
25					1.133	1.125	1.109	1.093	1.078	1.064	40	1.082	1.058	1.038
30						1.133	1.124	1.109	1.094	1.080	45	1.096	1.071	1.049
35							1.132	1.124	1.109	1.095	50	1.109	1.084	1.061
40							1.130	1.130	1.127	1.109	55	1.119	1.097	1.073
45								1.129	1.129	1.121	60	1.124	1.108	1.085
50									1.129	1.127	70	1.126	1.122	1.106
55										1.128	80		1.125	1.119
											90			1.124

Fig.(A₁): Diagrama Ilustrando o Significado dos Parâmetros que Descrevem um Feixe e Usado no Cálculo da Dose no Simulador.

$S_{(água, ar) u}$ = Razão do poder de freamento da massa da água em relação ao do ar, no ponto de referência para a medida de dose [ver tab. 3 ref. (4)] na energia da radiação do usuário. A energia u deve ser aquela energia média do feixe na profundidade (ou ponto) de referência e é obtida a partir da energia média na superfície do simulador. Se a cavidade é de material de densidade equivalente ao ar e temos equilíbrio eletrônico na cavidade de ar medida, com parede de material equivalente ao ar, então usamos as *razões dos poderes de freamento de colisão de massa da água em relação ao ar* [Harder, (7)]. As Tabs. destas razões dos poderes de freamento são aquelas abaixo (Tabs.7 no NACP 80 e Supl. do NACP do 80).

Por outro lado, podemos separar os elétrons em dois grupos caracterizados por uma energia de corte Δ , isto é, os que têm uma energia maior que Δ e os que têm energia menor . Elétrons com maior ou igual a Δ atravessam a cavidade. Os elétrons com energia menor que Δ dissipam a sua energia no ponto onde são gerados. Os elétrons com energia maior que Δ têm a sua energia dissipada somente quando eles atingem um valor menor que Δ . Supõe-se ainda ,que os elétrons vagarosos (energia menor que Δ) liberados dentro da cavidade proveniente da parede da câmara estão em equilíbrio eletrônico com os outros elétrons vagarosos liberado pelo gás que chocam sobre a parede da câmara. O caso em que consideramos apenas os elétrons com energias menores que Δ têm para as razões dos poderes de freamento de massa meio- gás aquelas conhecidas por "razões de poderes de freamento restritos de massa". Se a energia média na profundidade de dosimetria é calculada de acordo com Brahme, (9), e:

$$\overline{E_z} = \overline{E_0} * \frac{S_{tot} \exp(-zx) S_{rad} / \overline{E_0} - S_{col}}{S_{rad}}$$

Os valores das razões de poder do freamento de colisão da massa e as razões de poder de freamento restrito de massa deferiram em menos de 1% , [NACP, (4)].

Fornecemos abaixo as razões dos poderes de freamento restrito de massa do meio em relação ao ar para os simuladores mais conhecidos. Na Eq. (B) acima, temos: z = profundidade no simulador (em cm ou g. cm⁻²) e S_{rad} , S_{col} e S_{tot} são respectivamente as razões dos poderes de freamento por radiação, colisão e total para água /ar.

Quando utilizamos os razões dos poderes de freamento de colisão de massa na Eq. (A), a medida da dose deverá ser no ponto de máximo do meio (água ou plástico). Se o

simulador for de material plástico, o ponto de máximo correspondente na água deverá ser calculado de acordo com a Eq. (22) do cap. 1 com os valores da Tab. 2 do mesmo capítulo. De acordo então com o Supl. do NACPde 80, (5), as leituras nos pontos de máximo na água e no plexiglass estão dentro de 0,3% e podemos usar aquelas razões dos poderes de freamento de colisão de massa para água dadas pelo NACP (4).

Último protocolo da American Association of Physicistyin Medicine [AAPM, (8)] dá para o cálculo da dose a relação:

$$D_{meio} = M N_{gas} (\overline{L}/\rho)_{gás}^{meio} * P_{ion} * P_{redes} * P_{parede} \tag{C}$$

onde

- M = leitura do eletrômetro (C ou divisões da escala)
- N_{gas} =dose para o gás na cavidade da câmara por leitura do eletrômetro (Gy/C ou Gy/ divisão da escala).
- $(\overline{L}/\rho)_{gás}^{meio}$ = razão dos poderes de freamento restrito de massa do meio em relação ao ar.
- P_{ion} = inverso do coeficiente de coleção.
- P_{redes} = corrige para o deslocamento do material do simulador'pela câmara e depende do tipo e da energia da radiação, o gradiente de dose no ponto de medida e o raioda cavidade de ar da câmara.
- P_{parede} = 1, quando a câmara e a sua capa de equilíbrio eletrônico são do mesmo material ou é igual a:

$$\frac{\alpha(\overline{L}/\rho)_{gás}^{parede} (\mu_m/\rho)_{parede}^{meio} + (1-\alpha)(\overline{L}/\rho)_{gas}^{meio}}{(\overline{L}/\rho)_{gás}^{parede}}$$

cuja grandezas e valores estão definidos e tabelados no protocolo da AAPM, (8).

A dose na água pode ser obtida pelo protocolo da AAPM, por:

$$D_{\text{água}} = D_{\text{meio}} \frac{(\bar{E}/\rho)_{\text{água}}}{(\bar{E}/\rho)_{\text{meio}}} \quad (\text{D})$$

quando o ponto de máximo na água for obtido a partir daquela no plástico como dito acima (ou seja, nos pontos de máximo dos dois meios, temos a mesma distribuição espectral).

Do protocolo da AAPM, (8), temos que $(S/\rho)_{\text{meio}}^{\text{água}}$ (razão do poder de freamento não restrito de massa da água em relação ao simulador de plástico) é igual a 1,030 para (água/PMMA) e 1,033 para (água/poliestireno).

III. Porcentagem de Dose Profunda (% D.P.)

A figura abaixo ilustra um feixe de radiação incidindo sobre um meio simulador.

O ponto P simboliza a profundidade de dose máxima e d_m a , a profundidade onde ocorre esta dose . Seja a dose em P simbolizada por D_m . Podemos expressar a dose em qualquer profundidade além de P (p.ex., P') , como uma porcentagem em relação à dose no ponto P.

$$\% \text{ D.P. } (d, A_m, S_v, Q) = \frac{D_d}{D_m} \times 100 \quad (E)$$

ou seja: Se $D_m \rightarrow 100\%$
 $D_d \rightarrow \% \text{ D.P.}$

onde D_d = Dose medida em P' na profundidade d.

Vemos da Eq. (E) que a porcentagem de dose profunda é uma relação entre duas doses é que são calculadas a partir das Eqs. (A) ou (C). Ainda, vemos que a % D.P. é dependente do tamanho do campo na profundidade de dose máxima (A_m), da profundidade d, onde queremos conhecer o % de dose profunda, da distância da fonte virtual S_v (no caso de feixes de elétrons) e da qualidade da radiação (energia mais provável na superfície) para fótons de raios-X ou gama, ver, p.ex., a referência (10).

A Eq. (28) da Sec. (2.4) do Cap. I foi deduzida a partir da Eq. (E) como segue

$$\% \text{ D.P. (d, } A_m, E_p, 1) = \frac{D_d}{D_m} \times 100, \text{ que pela Eq. (A) [Ou (C)] resulta:}$$

$$D_d = I_d \times F_d \times \phi(P, T) \times K_c \cdot N_D \cdot P_u(S_{m, ar}) \bar{E}_d$$

$$D_m = (I_{\max} \cdot F_M \times \phi(P, T) \times K_c) \cdot N_D \cdot P_u(S_{m, ar}) \bar{E}_{d_{\max}}$$

onde

I_d e $I_{\max}$ = Ionização nas profundidades d e $d_{\max}$ respectivamente.

$\bar{E}_d$ e $\bar{E}_{d_{\max}}$ = Energia média dos feixes de elétrons nas profundidades d e $d_{\max}$ respectivamente

F_d e F_m = Fatores que corrigem as ionizações pela Lei do Inverso do Quadro, de acordo com a Eq. (II) da Sec. (1.2.3) do Cap. I; para as profundidades d e $d_{\max}$ respectivamente.

$\Phi(P, T)$ = Corrige as leituras de ionização, obtida nas condições de temperatura T (°K) e pressão atmosférica (P) ambientes; para aquelas de calibração [geralmente $T_0 = 293.2^\circ\text{K}$ (20°C e $P_0 = 760,0$ mmHg)].

$$\Phi(P, T) = \frac{P_0}{P} \times \frac{T}{T_0}$$

K_c = coeficiente de coleção da câmara fornecida pelo fabricante e é cerca de 1,01 ,ou seja , seu coeficiente de coleção é 99,0%, $K_c = [1 + (1-0,99)]$.

A eficiência de coleção é estudada por Boag, (11).

Dividindo membro a membro a eq. de D_d pela de D_m e substituindo na definição de % D. P. , vem :

$$\%D.P. = \left(\frac{I_d \cdot F_d}{I_m \cdot F_m} \times 100 \right) \frac{(S_{m,ar}) \overline{E_d}}{(S_{m,ar}) \overline{E_{d\max}}}$$

ou

$$\%D.P. = \%I.P. \cdot \frac{(S_{m,ar}) \overline{E_d}}{(S_{m,ar}) \overline{E_{d\max}}} \quad (\text{C.Q.D.})$$

onde:

$$\%I.P. = \frac{I_d \cdot F_d}{I_m \cdot F_m} \times 100$$

Para maiores estudos sobre as medidas da dose em profundidade, recomendamos as referências (4, 12, 5 e 8) nesta ordem

DEDUÇÃO DA EQUAÇÃO (11), ERROS EXPERIMENTAIS

Dedução da Eq. (11).

Demonstramos que o gradiente de dose normalizado do feixe terapêutico (G_1^*) está relacionado com aquele do feixe monoenergético e monodirecional, G_0^* por :

$$G_1^* = \frac{G_0^*}{1 + \frac{\Delta R}{R_{p,1}}} \quad G_1^* = \frac{G_0^*}{1 + \frac{\Delta R}{R_{p,1}}}$$

onde o termo $\frac{\Delta R}{R_{p,1}}$ é responsável pela diminuição de G_1^* .

De acordo com Brahme, (13), suponhamos que os alcances práticos dos feixes monoenergético e terapêutico (designados respectivamente pelos índices 0 e 1) sejam diretamente proporcionais às suas energias mais prováveis. Assim,

$$R_{p,0} = k E_0 \quad \text{e} \quad R_{p,1} = k E_{p,1}$$

que subtraídos membro a membro, resulta:

$$R_{p,0} - R_{p,1} = k (E_0 - E_{p,1}), \text{ ou}$$

$$\Delta R_p = k (E_0 - E_{p,1}) / (R_{p,1})$$

$$\frac{\Delta R_p}{R_{p,1}} = \frac{K(E_0 - E_{p,1})}{R_{p,1}} = \frac{K(E_0 - E_{p,1})}{KE_{p,1}}$$

$$\frac{\Delta R_p}{R_{p,1}} = \frac{E_0 - E_{p,1}}{E_{p,1}}$$

Mas, a perda de energia mais provável ΔE_p nos pré-absorvedores é dada por:

$$\Delta E_p = \underline{E_0} - E_p = c \Gamma$$

$$\therefore \frac{\Delta R_p}{R_{p,1}} = \frac{c \Gamma}{E_{p,1}} \quad (I)$$

Por outro lado, como $\overline{\Theta}^2 = T \cdot \Delta R$, vem:

$$R = \frac{\overline{\Theta}^2}{T} / (R_{p,1})$$

$$\frac{\Delta R}{R_{p,1}} = \frac{\overline{\Theta}^2}{R_{p,1} \cdot T} \quad (II)$$

Como a diminuição de G_1^* não é somente devido ao alargamento da distribuição de energia [Eq. (I)] e nem somente pelo alargamento da distribuição angular das múltiplas interações de espalhamento [Eq. (II)], mas sim uma fração ε da diminuição de G_1^* devido ao alargamento da distribuição de energia e conseqüentemente $(1 - \varepsilon)$ devido ao alargamento da distribuição angular, obtemos

$$\frac{\Delta R}{R_{p,1}} = \left(\frac{\Delta R}{R_{p,1}} \right)_{a. d. e} + \left(\frac{\Delta R}{R_{p,1}} \right)_{a. d. a.} \quad (III)$$

onde $\left(\frac{\Delta R}{R_{p,1}} \right)_{a. d. e.}$ = diminuição de G_1^* devido ao alargamento da distribuição de energia (Eq. I).

$$\left(\frac{\Delta R}{R_{p,1}} \right)_{a.d.e} = \varepsilon \frac{c T}{E_{p,1}} \quad (IV)$$

$\left(\frac{\Delta R}{R_{p,1}} \right)_{a.d.a}$ = Diminuição de G_1^* devido alargamento da distribuição angular [Eq. (II)].

$$\left(\frac{\Delta R_p}{R_{p,1}} \right)_{a.d.a} = (1 - \varepsilon) \frac{\bar{\Theta}^2}{R_{p,1} \cdot T} \quad (V)$$

Substituindo os valores das diminuições de G_1^* devido aos alargamentos das distribuições de energia e angular dadas respectivamente pelas Eqs. (IV) e (V), na Eq. (III) e o resultado na Eq. (7), resulta:

$$G_1^* = \frac{G_{1,0}^*}{1 + \varepsilon \frac{c T}{E_{p,1}}} = (1 - \varepsilon) \frac{\bar{\Theta}^2}{R_{p,1} \cdot T} \quad (Eq. 11)$$

(c. q. d.)

Erros Experimentais

Os desvios padrões encontrados para as medidas das ionizações (a menos das correções dadas pela lei do inverso do quadrado, segundo a Eq. 12) estiveram entre 0 a 0.113 para $E_{p,0} = 2.75\text{Mev}$, de 0 a 0.396 para 5.85Mev e entre 0 a 0.167 para $E_{p,0} = 10.67\text{Mev}$, em relação às unidades de leitura do dosímetro.

Na medida dos alcances práticos e R_{50} os erros estão vinculados às medidas das ionizações citadas acima e ao traçado das curvas. Devido ao traçado das curvas, o erro está estimulado entre 0,2 a 0.6mm. Com relação às outras grandezas que caracterizam as qualidades dos feixes temos as mesmas incertezas.

Apêndice (*)
Faraday cup (Xícara de Faraday)

(Mede Fluxo de Elétrons,)

Q= Carga Transportada pelo feixe através da secção a.

∴ Fluxo Médio através de a, $\bar{\Phi}$ será :

$$\bar{\Phi} = \frac{Q}{e \cdot a}, \text{ ou } \bar{\Phi} = \frac{n}{a} \quad n = \frac{Q}{e}$$

O fundo da xícara (cup) deve ser mais espessa que o alcance máximo dos elétrons.
A xícara é colocada geralmente em alto vácuo que previne contra a produção de íons no gás e a coleção subsequente destes íons na xícara. A parede de metal aterrada do vaso de vácuo além disso atua como uma blindagem contra a carga de indução proveniente dos campos elétricos externos . Algum bresstrahlung será produzido na xícara se este é reabsorvido na xícara, alguns elétrons secundários podem ser ejetados e portanto a carga medida deve ser ajustada. Esta correção é reduzida usando-se material de baixo número

atômico como absorvedor dos elétrons e pela reabsorção do bremsstrahlung em um reforço de chumbo no fundo da xícara (fig. acima). O retroespalhamento dos elétrons provenientes da entrada da xícara e a produção de elétrons secundários na janela também ocasiona perdas de carga. A magnitude destas perdas é reduzida colocando-se material de baixo número atômico na entrada da xícara e pelo formato conveniente da boca da xícara. Esta abertura pode ser ajustada com magnetos permanentes para eliminar as trajetórias de fuga para tais elétrons.

Estão em uso várias construções parecidas para elétrons de alta energia no intervalo de 1 a 100 Mev. (Rozenfild, 1955; Barber, 1955; Brown e Tantfest, 1956; Markus, 1966; Isabelle, 1962; Kretschko et al, 1962; Hague et al, 1963; Pruitt, 1966; Harder, 1966 a; Godlove et al, 1967; Tansen et al, 1969; Laughlin, 1969).

Foi usada por Harder (1967), uma construção de vácuo, consistindo de um absorvedor de carbono coberto por uma folha de plástico isolante com uma blindagem de condução de metal evaporado na superfície exterior. Laughlin (1965 a) e Tabata et al (1968) relataram medidas da carga de elétrons em folhas únicas de um absorvedor fatiado.

A xícara de Faraday é usada frequentemente como um detetor de fluência independente da energia em experimentos de espalhamento (Dressel, 1966; Tabata, 1967)

Referências

- Barber, W.C. (1955) : "Specific Ionization by high energy electrons" - Phys Rev.97,p. 1071 (1955).
- Brown, K.2.. and Tantfest, G. W: "Fraday - cup monitons for high - Energy Eletron Beams". Rev. of. Sci instr. 27, p. 696 (1956)
- Kretschko, T., Harder, D., and Pohlit, W.: "Absolutmessung der Teidrenflussdichte ` Schneller Elektronen miteinem Fraraday - Kafig."Nvel. inst Meth. 16, p.29 (1962)
- Hague, T. F., Tennirgs, R. E., and Rand R. E. "A null methad for calibrating Faraday cups". Nucl,Inst. Meth ., 24, p. 456 (1963)
- Pruitt, T.S.: "Secondary electron trajectories in a Faraday cup magnetic field". Nucl. Inst. Meth 39, p.329 (1966).
- Harder, D.: "Spectra of Primary and Secondary Electrons in Material Irradiated by Fast Electrons". p.140 of Biophysical As pects of Radiation Quality, IIAEA Techn. Rep. Ser. No. 58, (1966) (International Atomic Energy Agency, Vienna).
- Goldlove, T. F., Toms, M. E., Tones, D.W., and Murray, K.M.: "Faraday cup secondary emission monitor calibration" I.E.E.E. Trans.Nucl. Sci, 14,p. 215 (1967).
- Tansen, T.A., Veenhaf, G. T., and De Vries, C "High precision elecxtion current monitoring system". Nucl. inst, Meth. 74,p.20 (1969)
- Laughlin, T.S. : "Electron beams", p. 91 of Radiction dosimetry, V01.III, F.H. Attix and E. Tochilin, eds. (Academic Press, Inc. N.Y).

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. FERNANDES, Rolando Fonseca. Especificações da Qualidade do feixe de eletrons a partir das distribuições de Ionizaçãodo Eixo Central e um Estudo dos Efeitos das Heterogeneidades nestas Distribuições. Instituto de Física e Química de São Carlos,. São Carlos-USP, (1984).
2. EVANS, R.D. "The Atomic Nucleus", MacGraw Hill Co. Inc., N.Y. Toronto and London (1955).
3. BETH, H.A.; ASHKIN, J., in "Experimental Nuclear (Physics", Vol. I, E. Ségne ed., John Wiley and Sons, Inc., N.Y. (1953 e 1960).
4. BICHSEL, H., in "Radiation Dosimetry", Vol. , F.H. Attix and W.C. Roesch ed., Academic Press, N.Y. and London (1968).
5. BERGER, M. J.; SELTZER, S.M., in "Studies in Penetration of Charged Particles in Matter", Publication 1133, National Academy of Sciences - National Research Council, Washington D.C. (1964).
6. VANDYK, J. "Charge Deposition by High Energy Electron Beams". M.Sc. Thesis, Physics Dept. University of Westerns Ontario (1971).
7. VANDYK, J.; MacDONALD, J.C.F. "Penetration of High Energy Electrons in Water, Phys. Med. Biology, 17, 52 (1972).
8. VANDYK, J.; MacDONALD, J.C.G. "Charge Deposition from High Energy Electrons Beams", Rad. Res. 50, 20 (1972).
9. International Commission on Radiation Units and Measurements (ICRU); "Radiation Dosimetry: Electron Beams whit EnergiesBetween 1 and 50 MeV", Report 35, 1984, Bethesda, Maryland, USA.
10. BATTISTA, J.J., Msc Thesis, "A Magnetic Spectrometer for Betatron Electrons", Dept. Phys., University of Western Ontario London Canada, Sep. 1973.

11. SCHULZ, R.J., in "High-Energy Radiation Therapy Dosimetry", J. S. Laughlin ed., Ann. N.Y. Acad. Sci., 161 1976 (1969).
12. International Commission on Radiation Units and Measurements (ICRU); "Radiation Dosimetry: Electrons with Initial Energies Between 1 and 50 MeV", Report 21, 1972, Bethesda, Maryland, USA .
13. International Commission on Radiation Units and Measurements (ICRU), Report 19, Washington DC (1971).
14. ROESCH, W.C. and Attix, F.H. eds. "Radiation Dosimetry." Academic Press, 1968, N.Y., London.
15. WHYTE, G.N.(1959): "Principles of Radiation Dosimetry". (John Wiley, N.Y.).
16. CARLSSON, C.A. (1979): "Relationships Between Energy Fluence Energy Incident on Emitted by on Imparted to a Body. Phys. Med. Biol. 24, 1209.
17. GOLDWASSER, E. L.; MILLS, F. E. and Hanson, A. O. (1952): "Ionization Loss and Straggling of Fast Electrons", Phys. Rev. 88, 1137
18. BRAHME, A. and SEVENSSON, H. (1979): "Radiation Beams Characteristics of a 22 MEV Microtron". Acta radiol. Oncol.; 18, 244
19. DOLPHIN, G.W.; N.H. and BRADSHAW, A.L. (1959): "Investigations of High Energy Electron Beams For Use in Therapy". Brit.J.Radiol., 32, 373.
20. TELFORD, W.M.; CRAWFORD, J. E.; ZWICK, H.H. and STEPHENS - NEWHAN, L.G. (1967): "Linear Electron Accelerator for Medical Purposes".J. Can.Assoc.Radiol. 28, 278.
21. WESSELS, B. W.; PALIWAL, B.R.; PARROT, M.J. and CHOI, M.C. (1979): "Characterization of Climac Beam Energy Using a Magnetic Analysis Method". Med. Phys., 6, 45.

22. BROWN, K.L. (1959): "Achromatic Beam Translation System for Linear Accelerators", Rev. Sci. Instrum., 27, 959.

23. AUCOUTORIER, J.; HUBER, H. and JAQUES, J. (1970): "Système de Transport du Faisceau d'Électrons dans Le Sagittaire". Rev. Tech. Thomson - C.S.F. 2, 655.

24. ENGE, H.A. (1963): "Achromatic Magnet Micron for Ion Beams." Rev. Sci. Instrum., 34, 385.

25. KARZMARK, C.J. and PERING, N.C. (1973): "Electron Linear Accelerators for Radiation Therapy: History, Principles and Contemporary Developments". Phys. Med. Biol., 18, 321.

26. GUND, K. e SCITTENHELM, R. (1972, 506.953): "Die Physikalischen Eigenschaften der 15 MeV - Elektroenschleuder". Strahlentherapie, 92, 506.

27. TURANO, L.; BIAGINI, C.; BOMPIANI, C. e PALEANI-VETTORI, P. G. (1959): "Radiobiologische, dosimetrische und klinische Grundlagen der Therapie mit schnellen Elektronen eines 15 MeV-Metatrone". Strahlentherapie, 109, 489.

28. LOEVINGER, R.; KARZMARK, C.J. e WEISSBLUTH, M. (1961): "Radiation Therapy with High Energy Electrons". Radiol., 77, 906.

29. OKUMURA, Y.; KITAGAWA, T. e KITABATAKE, T. (1969): "Scattering Foil Device For High Beam Therapy". Radiology, 93, 667.

30. RASSOW, J. (1969): "Beitrag zur Elektronentiefentherapie mittels Pendelbestrahlung, I. Grundlegende Vorversuche an Stehfeldern mit 43 MeV-Elektronen". Strahlentherapie, 138, 267.

31. BRAHME, A. (1972): On the Optimal Choice of Scattering Foils for Electron Therapy". TRITA-EPP 72-17 (Royal Inst. of Technology, Stockholm, Sweden).

32. BENEDETTI, G.R. (1973): "Die modifizierenden Parameter der Dosisverteilung schneller Elektronen bei hohen Anfangsenergien". Thesis, University of Würzburg, Germany.

33. OSMAN, G. (1976): "Dose Distribution of Therapeutic Electron Beams and Automation of Treatment Planning". J. Med., 7, 143.
34. BERGER, M.J. and SELTZER, S.M. (1978): "The Influence of Scattering Foils on Absorbed Dose Distributions from Electron Beams". NBSIR 78-1552 (National Bureau of Standards, Washington, D.C.).
35. HSIEH, C.L. and UHLMANN, E.M. (1956): "Experimental Evaluation of the Physical Characteristics of a 45 MeV Medical Linear Electron Accelerator", Radiology, 67, 263.
36. SKAGGS, L.S.; LANZL, L.H. and AVERY, R.T. (1958): "A New Approach to Electron Therapy", página 312 do "Proceedings 2nd International Conference on Peaceful Uses of Atomic Energy, Vol. 26 (United Nations, N.Y.)
37. AUCOUFURIER, J.; HUBER, H. and JAOVEN, J. (1970): "Système de Transport du Faisceau d' électrons dans le Sagittaire". Rev. Tech. Thomson - C.S.F. 2, 655.
38. RASSOW, J. (1970): "Beitrag zur Elektronentiefentherapie mittels Pendelbestrahlung, IV. Über eine mevertige, für primär unaufgestrenzte Elektronen spezifische Klein-winkel pendeltechnik". Strahlentherapie, 140, 156.
39. SHIGEMATSU, Y. and Hayami, A. (1969): " Electron Therapy whit a 6 MeV Linear Accelerator". Strahlentherapie, 138 645.
40. BRAHME, A., and SVENSSON, H. (1976): "Specification of Electron Beam Quality from the Central-Axis Depth Absorbed-Dose Distribution". Med. Phys., 3, 95.
41. COVA, P.L.; BOTTI, G. E TOSI, G. (1967): "Critical Considerations on Employing Scatterers with Electron Beams Accelerated by the Betatron". Strahlentherapie, 133, 7.
42. SVENSSON, H. (1971): " Influence of Scattering Foils, Transmission Monitors and Collimating on the absorbed Dose Distribution from 10 to 35 MeV Electron Radition". Acta Radiol. Ther. Phys. Biol., 10, 443.

43. KOSLOV, A. P. and SHISHOV, V. A. (1976): Forning of Electron Beams from a Betatron by Foil Scatterens". Acta Radiol. Ther. Phys. Biol., 15, 493.
- BRAHME, A. (1977): "Electron Transport Phenomena and Absorbed Dose Distributuions in Therapeutic Electron Beams". p. 198 in "Book of Abstracts of XIV International Congress of Radiology".
45. SANDBERG, G. (1973): "Electron Beam Flattering with an Annular Scattering Foil". IEE. Trans. Nucl. SCI., 20, 1025.
46. BJÄRNGARD, B.E.; PIONTEK, R.W. and SVENSSON, G.K. (1976): " Electron Scattering and Collimation System for a 12 MeV Linear Accelarator". Med. Phys., 3 , 153.
47. ABOU-MANDONV, M. and HARDER, D. (1978): "Systematic Optimization of the Double-Scatterer System For Electrom Beam Field-Flaterring". Strahlentherapie, 154, 328.
48. LANDAU.L. (1944): "On the Energy Loss of Fast Partticles by Ionization". J.Phys. USSR, 8, 201.
49. SIEGBAHN, K. (1965): "Alpha-, Beta- and Gamma Ray Specstroscopy. Vol I (North Publishing Company, Amsterdam).
50. FEIST, H.; HARDER D. and METZNER, R. (1986): "Ein Plastik Szintillationsspektroneter für Elektronen in Energiebereich 2 bis 20 MeV". Nucl. Instrum. Metods, 58, 236.
51. EVERLYN, F.; KÖNING, L.A. and MATTANCH, J.E. (1960): "Atomic Masses of Nucleides for A 70". Nucl. Phys., 15 342.
52. MATTAUCH, J.H.E.; THIELE, W. and WAPSTRA, a.h. (1965): "1964 Atomic Mass Tabley". Nucl. Phys, 67, 1.
53. WAPSTRA, A. H. e GORE, N.B. (1971 Atomic Mass Evolution. Part II. Nuclear-Reaction and Separation Energies". Nuclear Data (Sect. A) 9, 303.

54. LEDERE, C.M. e SHIRLEY, V.S. (1978): "Tables of Isotopes". (J. Wiley and Sons, Inc N.Y.).
55. BENDEL, W.L.; MCELHINNEL, J. and TOBIN, R.A. (1958): "Photoneutron Reactions in N, O, F, CU, Ag, and In". Phys. Rev., 111, 1297.
56. GELLER, K. N.; HALPERN, J. and MUIRHEAD, E.G. (1960): "Photoneutron Reactons: ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O and ^{19}F near threshold". Phys. Rev. 119, 716..
57. LAUZL.. LH. (1969): "Magnetic and Threshhold Technique for Energy Calibration of High Energy Radiations". Ann. N.Y. Acad. Sci., 161, 101.
58. SVENSSON,H. and HETTINGER, G. (1971): "Dosimetric Measurements at Nordic Medical Accelerators. Parte I. Characteristics of the Radiation Beam". Acta Radiol. Ther. Phys. Biol., 369
59. VON ARX, A.; KUPHAL, K. and SEMPET, M. (1970): "Energieeichungder Elektronenstrahlung eines 45 MeV - Betatrons mit Hilfe des Corenkov - Effekfes". Stud. biophys., 23, 51.
60. SVENSSON, H. (1970): "Dosimetric Measurements at the Nordic Medical Accelerators. Part II. Absorbed Dose Measurements". (Rad. Phys. Dept. Univ. Umea. Sweden).
61. FRANK, I.M. and TAMM, I. (1937): "Coherent Visible Radiation of Fast Electrons Passing Trough Matter". Compt. Rend. Acad. Sci., 3, 109.
62. LIESEN, H. and POLILIT, W. (1978): "A Simple Method of Energy Determination for Electron Acceleratord used in Medicine". p. 291 National and International Standardiztion of Radiation Dosimetry, VI. II, IAEA Publication STI (PUB) 471 (International Atomic Energy gency, Vienna).
63. LIESEN, H.; POLILIT, W. and HELLER, R. (1974): "Einfadies Verfaliren zur Energiebestimmung bei medizinischi genutzten elektronenbesleunigern". Strahlentherapie, 148, 1.

64. BREVER, H.; HARDER, D. and POLILIT, W. (1958): "Zur Energie- Reichweite- Bezielung für monoenergetische Schnelle Elektron". Z. Naturforsch., 13a, 567.
65. POLILIT, W. (1965). "Dosimetrie zur Betatrontherapie (Georg. Thieme Verlag, Stuttgart).
66. MARKUS, B. (1961): "Energiebestimmung Schneller Elektronen aus Tiefendosiskurven". Strahltherapie, 116, 280.
67. NÜSSE, M. (1969): "Factors affecting the energy-range relation of Fast Electrons in Aluminium". Phys. Med. Biol., 14, 315.
68. HARDER, D. AND schulz, H.J. (1972): "Some New Physical Data for Electron Beam Dosimetry". p. 475 in Amsterdam, 1971. Proceedings of the European Congress of Radiology (Excerpta Medica, Amsterdam).
69. HARDER, D. (1965): "Durchgang Schneller Elektronen durch Dicke Materieschichten". Thesis, University of Würzburg, Germany.
70. SCRAD (1966). (The sub-Committee on Radiation Dosimetry of the American Association of Physicists in Medicine): "Protocol for Dosimetry of High Energy Electrons". Phys. Med. Biol., 11 505.
71. DIN (1976). Deutsches Institut für Normung: "Klinische Dosimetrie, DIN 6809, (Deutsches Institut für Normung, Berlin).
72. NACP (1980). Recommendation of the Nordic Association of Clinical Physics: "Procedures in External Radiation Therapy Between 1 and 50 MeV. Acta Radiol. Oncology, 19, 55.
73. KATZ, L. and PERFOLD, A. S. (1952): "Range-Energy Relations for Electrons and the Determinations of Beta- Ray Endpoint Energies by Absorption. Rev. Med. Phys., 24, 28.
74. HARDER, d. (1970): "Some General Results from the transporttheory of electron absorption." pag. 567 do "Proceedings of the Second Symposium on Microdosimetry". Report n°4452, Ebert, H. G. Ed. (Commission of the European Communities, Brussels).

75. MATTSSON, O.L.; JOHANSSON, K.A.; SVENSSON, H. (1981). *Acta Radiologica Oncology*, B20, Fasc.6, 305: "Detectors and Methods for the Determination of Absorbed Dose in Electron Beams of Energies Between a and 50 MeV".
76. Nordic Association of Clinical Physics (NACP), (1981). Suplemento do NACP (ref. 72). *Acta Radiol. Oncology*, B20 (Fasc. 6), 402.
77. BERGER, M.J. e SELTZER, S.M. (1969): "Quality of Radiation in Water Medium Irradiated High-Energy Electron Beams". p. 127 in Book of Abstracts of XII International congress of Radiology.
78. TABATA, T.; ITO, T.; OKABE, S. and FUJITA, Y. (1971). "Extrapolated and Project Ranges of 4-24 MeV Electrons in Elemental Materials". *J. Appl. Phys.*, 42, 3361.
79. FREYBERGER, K. (1964): "Örtliche Verteilung der Energiedosis beim Durchgang Schneller Elektronen durchdicks Materieschichten Thesis, University of Würzburg, Germany.
80. BRAHME, A.; HULTER, G. e SVENSSON, H. (1980). "Electron and Photon Beams from a 50 MeV Recetrack Microtron Acta Radiol. Oncology, 19, 305.
81. American Association of Physicists in Medicine (1983): "A Protocol for the Determination of Absorbed Dose from High-Energy Photon and Electron Beams". Med. Phys., 10 (6), 741. (Nov./Dec.).
82. BRAHME, A. e SVENSSON, H. (1976): "Specification of Electron Beam Quality from the Central-Axis Depth Absorbed-Dose Distribution". Med. Phys., 3, 95.
83. KOCH, H.W. e WYCKOFF, J.M. (1956). J.Res.Nat.Bur.Stand., 56, 319.
84. HARDER, D. (1965) on "Biophysical Aspects of Radiation Quality" IAEA Technical Report, 58, 140, Vienna.
85. WEISS, H.; EPP, E.R.; HESLIN, J. (1972). Rad. Red., 51, 211.

86. MARTON, L.; MARTON, C.; HALL, W.G. (1956): "Electron Physics Tables", NBS Circular 571, Washington, D.C.
87. ENGE, H.A.: "Focusing of Charged Particles", Vol. II, A. Septies, editor; Academic Press. N.Y. e London (1967).
88. LIVINGSTON, M.S.; BLEWETT, J.P.: "Particle Accelerators" Mc Graw-Hill Co. Inc., S.Francisco, Toronto, London. 1962.
89. KENST, D.W.; SERBER, R.: "Electronic Orbits in the Induction Acceleration", Phys.Rev., 60, 53 July, 1941.
90. BIANCHI, et. cols.: "Nuclear Instruments", 3, 69 (1958).
91. FROELICH, H.R. (1958): "Design of a Deflector and a Magnetic Spectrometer for the external Beam of the Microton". M.Sc. Thesis, Physics Dept., University of Western Ontario.
92. SELLS, V.E. (1958): "Electron Energy Measurements of the Recetrack Microton Beam". M.Sc. Thesis, Physics Dept., University of Western Ontario.
93. PENER, S. (1961): Rev. Sci. Inst., 32, 150.
94. CROSS, W.G. (1951): Rev. Sci. Inst., 22, 717
95. ENGE, H.A.: Rev. Sci. Inst., 35, 278 (1964)
96. BARIL, M. e KERVIN, L.: Can J. Phys., 43, 1317 (1965)
97. ARIBA, t.: Tap. T. of App. Phys., 11, 224 (1975)
98. BROWN, K.L.: Rev. Sci. Inst., 35, 481, 1964
99. BROWN, K.L.: "A first-and Second Order Matrix Theory for the Design of beam Transport Systems and Charged Spectrometers", SLAC Report 75 (3), Stanford, California (1972).

100. BLEERS, Y. (1962): Introduction to the THEORY of ERROR, Addison Wesley Publishing Company Massachusetts, California, London, Amsterdam, Ontario, Sydney, Second edition, third printing.
101. NACP - "Nordic Association of Clinical Physics". Acta Radiol. Ther. Phys. Biol., 11, 603-672- (1972).
102. MARKUS, B. Strahlentherapie, 124, 33-64 (1964).
103. KARZMARK, C. J.: LOEVINGEN, R.; STEELE, R. e WEISSBLUTH, M.: Radiology, 74, 633-60 (1960)
104. BRIOT, A.: DUTREIX, A. J. Radiol. Eletrol., 57, 447-76 (1976)
105. BERGER, M.J. e SELTZER, S.M. Nat. Bur. Stand (USA). Internal Report 82, 2451 (1982).
106. HERVING, D.F. e COMPTON, D.M.J. Computers in Radiotherapy (Brit. Inst. of Radiol., London, 51-71 (1971)
107. SVENSSON, H.; WESTLING, P. e LARSSON, L.G. Acta Rad. Ther. phys. Biol., 14, 229-75 (1975).
108. BLUNCK, O. E WESTPHAL, K. "Energieverlust energiereicher elektronen in dünnen schichten". Z. Physik, 130, 641 (1951).
109. BERGER, M. J. "Monte Carlo Code System for Electron and Photon Transport Through extended media". RSIC-CCC-107, pág. 57. Oak Ridge National Laboratory, (1969).
110. BRAHME, A.; HULTEN, G. e SVENSSON, H. Phys. Med. Biology, 20, 39-75 (1975).
111. HARDER, D. "Spectra of Primary and Secondary Electrons in material Irradiated by Fast Electrons". IAES Techn. Report. Ser. N° 58 1966, 140.

112. BRAHME, A 'Simple Expressions for the Penetration of High Energy Electron Beams in Matter'Report SSI: 1975-011. National Institute of Radiation Protection, Stockholm.

113.FEHRENTZ , D.: "Strahlentherapie", 151, 423 (1976)