

Programa de Pós-Graduação  
Mestrado em Radioproteção e Dosimetria  
Instituto de Radioproteção e Dosimetria  
Comissão Nacional de Energia Nuclear

Giovane de Jesus Teixeira

Coeficientes de Transferência de Energia em Massa para Raios X  
Diagnóstico: Determinação e Análise

Rio de Janeiro – RJ  
2013

GIOVANE DE JESUS TEIXEIRA

Coeficientes de Transferência de Energia em Massa para Raios X  
Diagnóstico: Determinação e Análise

Dissertação apresentada à Comissão de pós-graduação do Instituto de Radioproteção e Dosimetria da Comissão Nacional de Energia Nuclear como requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Radioproteção e Dosimetria.  
Orientador: D.Sc José Guilherme P. Peixoto.

Rio de Janeiro – RJ  
2013

Teixeira, Giovane de Jesus.  
T266 Coeficientes de Transferência de Energia em Massa para Raios X  
Diagnóstico: Determinação e Análise, defendida e aprovada no IRD / Giovane de  
Jesus Teixeira – Rio de Janeiro: IRD, 2013.  
XIV, 48 f. ,29,7 cm: il., tab.

Orientador: José Guilherme Pereira Peixoto.  
Dissertação (mestrado) – Instituto de Radioproteção e Dosimetria – 2013

1 - Kerma no Ar 2 - Rastreabilidade 3 - Coeficiente Mássico

À minha mãe Maria da Graça de Jesus e  
aos meus filhos Felipe Oliveira de Jesus  
Teixeira e Fábio Oliveira de Jesus  
Teixeira.

## AGRADECIMENTOS

Ao meu Orientador, Dr. José Guilherme Peixoto, pela exemplar orientação e incentivo ao caminho do desconhecido, que aumentou a ilha do conhecimento e conseqüente expansão do mar de dúvidas e possibilidades.

À minha família, por aturar meu típico mau humor em dias cansativos de trabalho e noites em claro ao computador.

Aos amigos Lucas Gomes Padilha Filho, Rafael Carvalho Silva, Paulo Sérgio Martins Castelo Branco, Claudio Viegas e Kelisson Ferreira, pela ajuda em fases determinantes na conclusão das disciplinas do Mestrado.

Aos militares de saúde do Hospital Geral do Rio de Janeiro, pela presteza de informações e disponibilidade intempestiva no serviço de radiologia, em especial à Fabrizio Faedda.

Aos amigos Josué e Sidnei, do Grupo de Assistência Médica Integrada (GAMIR), pela confiança depositada e livre acesso à sua Instituição.

Ao Técnico de Calibração do Serviço de Metrologia das Radiações Ionizantes (SEMRI) do Laboratório Nacional de Metrologia das Radiações Ionizantes (LNMRI), Daniel Quaresma, pela expertise compartilhada acerca dos processos metrológicos envolvidos.

Aos pesquisadores/professores do Mestrado IRD, pela indubitável contribuição à realização desse trabalho.

Aos amigos e alunos de Iniciação Científica do SEMRI e a todos os profissionais do departamento, em especial a Luiz Carlos Garcia, pela ajuda nas configurações numéricas do aplicativo *Microsoft Word*.

Finalmente, aos colegas da turma de mestrado 2010 do Instituto de Radioproteção e Dosimetria, em especial ao amigo Carlos Henrique Simões de Sousa, pelo grande apoio incondicional.

*“A escola não pode ser pertença de um partido, e o professor falta aos seus deveres quando usa a autoridade de que dispõe para arrastar os seus alunos nos trilhos de seus próprios ideais, por mais justificados que lhe possam parecer”.*

*(ÉMILE DURKHEIM)*

## RESUMO

O Kerma no ar de Entrada na Superfície e o Kerma no Ar Incidente são grandezas derivadas da grandeza absoluta Kerma no Ar, relacionando o desempenho do equipamento e doses praticadas nos serviços de radiodiagnóstico convencional. O problema verificado em rotinas clínicas de física médica é a rastreabilidade das medidas realizadas aos sistemas metroológicos dos laboratórios padrão-referência. O objetivo desse trabalho foi avaliar as variáveis envolvidas nessas rotinas, do arranjo de medição aos elementos influenciadores intrínsecos agregados aos sistemas de raios X. Atenção especial foi dada à geração dos coeficientes de transferência de energia em massa para fontes multi-energéticas oriundas do equipamento de raios X, variando de 30 a 150 kVp. Foi verificada também a influência da temperatura do tubo de raios X na reprodutibilidade da Dose medida. A contribuição do retroespalhamento da mesa de exames à câmara de ionização foi estudada e encontrada uma distância detector-mesa-tubo segura para as práticas descritas. Os valores de coeficientes mássicos encontrados variaram entre  $0,3733 \text{ cm}^2/\text{g}$  para 30 kVp e  $0,0439 \text{ cm}^2/\text{g}$  para 150 kVp, de comportamento espectral inversamente proporcional à tensão e diferindo de fontes mono-energéticas, quais, seus coeficientes, a partir de 90 keV, sofrem um aumento em função da contribuição do componente Kerma radiativo. Os  $\mu_{tr}/\rho$  encontrados, tendo em vista sua relação com o Kerma, podem facilmente ser aplicados a outros sistemas dosimétricos não relacionados com a câmara de ionização.

Palavras chave: Kerma no Ar, Rastreabilidade, Coeficiente Mássico

## ABSTRACT

The Entrance Surface Air Kerma and Incident Air Kerma are Derived Quantities of the absolute Quantity Air Kerma relating the performance of equipment and doses applied in conventional radiology services. The problem occurred in medical physics clinical routine is the traceability of measurements by standard reference laboratory. The aim of this study was to evaluate the involved variables in these routines, by the measurements setups to the intrinsic aggregate X-ray systems influencing elements. Special attention was given to the generation of energy mass transfer coefficients of energy sources originated from the multi-energy x-ray equipment, ranging from 30 to 150 kVp. It was checked also the influence of temperature on the reproducibility dose measurement X-ray tube. The contribution of the backscatter from the exam table ionization chamber was studied and found a safe detector- tube-table distance. The mass coefficients values ranged between  $0.3733 \text{ cm}^2/\text{g}$  for 30 kVp and  $0.0439 \text{ cm}^2/\text{g}$  for 150 kVp by the spectral behavior inversely proportional to the voltage and differing of mono-energetic sources. Where, which in its coefficients, from 90 keV, are increased due to the Radiative Kerma contribution. The  $\mu_{\text{tr}}/\rho$  found, in view of its relationship with Kerma, can easily be applied to other dosimetric systems.

Keywords: Air Kerma, Traceability, Mass Coefficient



## ÍNDICE DE FIGURAS

FIGURA 1 - DESENHO ESQUEMÁTICO DO ARRANJO DE MEDIÇÕES; KAES E KAI.....	24
FIGURA 2 - CONDIÇÕES PARA O EQUILÍBRIO DE PARTÍCULAS CARREGADAS DE UMA FONTE EXTERNA. ....	27
FIGURA 3 - A) CÚPULA DE RAIOS X COM ABERTURA EM ACRÍLICO PARA PERMITIR VISUALIZAÇÃO INTERNA DA ESTRUTURA; B) FILAMENTO CARREGADO PELO EFEITO TERMIONICO. ....	31
FIGURA 4 - ESPECTRO DE UM TUBO DE RAIOS X DE POTENCIAL CONSTANTE COM ALVO DE TUNGSTÊNIO, DDP DE 100 kV E FILTRAÇÃO DE 2,5 MMAL. ....	33
FIGURA 5 - MESA DE COMANDO TÍPICA DE UM EQUIPAMENTO DE RAIOS X. ....	35
FIGURA 6 - TUBO DE RAIOS X DE ANÔDO GIRATÓRIO.....	36
FIGURA 7 - DESENHO ESQUEMÁTICO REPRESENTANDO A VARIAÇÃO DA TENSÃO COM O TEMPO. ....	36
FIGURA 8 - RETIFICAÇÃO TRIFÁSICA 12 PULSOS COM TENSÃO DE RIPPLE EM 4%. ....	37
FIGURA 9 - DESENHO ESQUEMÁTICO DO ANÔDO. A) ANÔDO FIXO; B) ANÔDO GIRATÓRIO.	38
FIGURA 10 - GEOMETRIA DO ALVO DE UM TUBO DE RAIOS X CONVENCIONAL: $\theta$ REPRESENTA O ÂNGULO DO ALVO E $\psi$ REPRESENTA O ÂNGULO DE EMISSÃO DOS RAIOS X. ....	39
FIGURA 11 - A) VISTA FRONTAL E SUPERIOR DA CÂMARA DE AR LIVRE; B) VISTA LATERAL DA CÂMARA.....	41
FIGURA 12 - CONJUNTO DOSIMÉTRICO RADCAL 9015 COM ELETRÔMETRO À PILHA NA MALETA E CÂMARA DE IONIZAÇÃO TIPO DEDAL. ....	42
FIGURA 13 - REPRESENTAÇÃO ESQUEMÁTICA DO EFEITO COMPTON.....	44

FIGURA 14 - CADEIA METROLÓGICA INTERNACIONAL; DO LABORATÓRIO PADRÃO- PRIMÁRIO AOS SECUNDÁRIOS E USUÁRIOS FINAIS. ....	<b>48</b>
FIGURA 15 - EQUIPAMENTO DE RAIOS X COM RETIFICAÇÃO TRIFÁSICA 12 PULSOS UTILIZADO NESTE TRABALHO. A) DIAFRAGMA LUMINOSO E TUBO DE RAIOS X PERPENDICULARES À MESA; B) ESTATIVA PORTA-TUBO DE DESLOCAMENTO VERTICAL. .....	<b>49</b>
FIGURA 16 - COMANDO DO EQUIPAMENTO DE RETIFICAÇÃO DE ALTA-FREQÜÊNCIA UTILIZADO NESTE TRABALHO COM DESTAQUE PARA AS UNIDADES DE CALOR.....	<b>50</b>
FIGURA 17 - A) INTERFACE DE COMUNICAÇÃO DO SOFTWARE SPECTRUM PROCESSOR; B) EXEMPLO DE ESPECTRO GERADO COM 60 kVp, ANGULAÇÃO ANÓDICA DE 18°, FILTRAÇÃO TOTAL DE 3,1 mmAl E 5% DE TENSÃO DE RIPPLE. ....	<b>51</b>
FIGURA 18 - ARRANJO EXPERIMENTAL; DISTÂNCIA FOCO-OBJETO DE 0,71 M, ESPESSURA DO SIMULADOR DE 0,29 M E DISTÂNCIA FOCO-FILME DE 1 M. ....	<b>52</b>
FIGURA 19 - ARRANJO EXPERIMENTAL PARA A LEITURA DE REFERÊNCIA. ....	<b>53</b>
FIGURA 20 - A) ARRANJO COM A CÂMARA DE IONIZAÇÃO PRÓXIMA 3 CM DO MEIO ESPALHADOR; B) DESTAQUE DA DISTÂNCIA CÂMARA-MESA. ....	<b>54</b>
FIGURA 21 - INCREMENTO NO KERMA E DESVIO PADRÃO COM A APROXIMAÇÃO DA CÂMARA E TUBO DE RAIOS X À MESA DE EXAMES, INDICANDO O AUMENTO DO RETROESPALHAMENTO. ....	<b>56</b>
FIGURA 22 - COMPARAÇÃO DOS VALORES COM E SEM BSF OBTIDOS COM A CÂMARA À 3 CM DA MESA E VALOR DE REFERÊNCIA, OBTIDO COM A CÂMARA À 30 CM DA MESA. ....	<b>59</b>
FIGURA 24 - COEFICIENTES TEÓRICOS DE TRANSFERÊNCIA DE ENERGIA EM MASSA PARA O AR. ....	<b>60</b>
FIGURA 25 - RAZÕES AR-ÁGUA DOS COEFICIENTES DE ABSORÇÃO DE ENERGIA EM MASSA UTILIZADOS NA COMPARAÇÃO DA DOSE NA ÁGUA PARA FEIXES DE RAIOS X DE 10 A 160 kV. OS SÍMBOLOS CORRESPONDEM AOS VALORES EXTRAPOLADOS PELOS AUTORES. ....	<b>62</b>

## ÍNDICE DE TABELAS

<b>TABELA 1 - FATOR DE PONDERAÇÃO DO CÁLCULO DE PPV EM FUNÇÃO DA TENSÃO APLICADA. ....</b>	<b>20</b>
<b>TABELA 2 - CLASSIFICAÇÃO DOS RAIOS X PELA ENERGIA. ....</b>	<b>31</b>
<b>TABELA 3 - CARACTERIZAÇÃO DA QUALIDADE RQR; A TENSÃO CORRESPONDENTE, O 1º HVL E O COEFICIENTE DE HOMOGENEIDADE SÃO APRESENTADOS. ....</b>	<b>34</b>
<b>TABELA 4 - COMPARAÇÃO ENTRE A DOSE OBTIDA À 100 CM CORRIGIDA PELA LEI DO INVERSO DO QUADRADO PARA 70 CM E A DOSE OBTIDA À 70 CM SIMULANDO A DISTÂNCIA FONTE-PACIENTE; A RAZÃO E A DIFERENÇA. ....</b>	<b>55</b>
<b>TABELA 5 - INCREMENTO NO KERMA COM A APROXIMAÇÃO DA CÂMARA E TUBO DE RAIOS X À MESA DE EXAMES. LM: LEITURA MÉDIA ENTRE AS 3 MEDIDAS. ....</b>	<b>56</b>
<b>TABELA 6 - KERMA COM A CÂMARA À 3 CM DA MESA DE EXAMES E FONTE À 90 E 100 CM DA CÂMARA DE IONIZAÇÃO; DIFERENÇA BS ENTRE LP E LD E RAZÃO ENTRE LD E LP DETERMINANDO O BSF; APLICAÇÃO DO BSF NAS MEDIDAS. ....</b>	<b>57</b>
<b>TABELA 9 - COMPARAÇÃO ENTRE OS VALORES DESTE TRABALHO, ATTIX E OS VALORES INTERPOLADOS POR OLIVEIRA. ....</b>	<b>61</b>

## SUMÁRIO

1 INTRODUÇÃO.....	15
1.1 OBJETIVOS .....	17
2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA .....	18
2.1 GRANDEZAS.....	18
2.1.1 Diferença de Potencial (DDP).....	18
2.1.2 Tensão de Pico Prático (Practical Peak Voltage - PPV) .....	19
2.1.3 Intensidade de Corrente Elétrica .....	20
2.1.4 Fluência e Taxa de Fluência.....	21
2.1.5 Fluência de Energia e Taxa de Fluência de Energia.....	21
2.1.6 Kerma.....	23
2.1.7 Kerma no Ar Incidente.....	23
2.1.8 Kerma no Ar de Entrada na Superfície .....	24
2.1.9 Dose Absorvida.....	25
2.1.10 Relação entre as Grandezas.....	25
2.2 EQUILÍBRIO DE PARTÍCULAS CARREGADAS EM FUNÇÃO DE FEIXES DE FÓTONS .....	26
2.3 TEORIA DA CAVIDADE.....	27
2.3.1 Teoria da cavidade de Bragg-Gray.....	28
2.3.2 Teoria da cavidade de Spencer-Attix .....	29
2.4 EFEITO TERMIONICO .....	30
2.5 PRODUÇÃO DE RAIOS X.....	31
2.5.1 Qualidade do feixe de raios X .....	34
2.6 INSTRUMENTAÇÃO.....	35
2.6.1 Sistema de Raios X .....	35
2.6.2 Câmara de Ionização .....	39
2.7 INTERAÇÃO DOS RAIOS X COM A MATÉRIA.....	42
2.7.1 Efeito fotoelétrico.....	42

2.7.2 Efeito Compton .....	43
2.7.3 Atenuação exponencial .....	44
2.8 COEFICIENTES TOTAIS PARA ATENUAÇÃO, TRANSFERÊNCIA E ABSORÇÃO DE ENERGIA .....	45
2.8.1 Coeficiente de Atenuação em Massa.....	45
2.8.2 Coeficiente de Transferência de Energia em Massa.....	45
2.8.3 Coeficiente de Absorção de Energia em Massa .....	46
2.9 METROLOGIA .....	47
2.9.1 Calibração.....	47
2.9.2 Rastreabilidade.....	48
3 MATERIAIS E MÉTODOS.....	49
3.1 MATERIAIS .....	49
3.1.1 Equipamentos de raios X.....	49
3.1.2 Câmara de Ionização .....	50
3.1.3 <i>Report 78 Spectrum Processor</i> .....	51
3.2 MÉTODOS .....	52
3.2.1 Análise do Retroespalhamento.....	52
3.2.2 Geração dos Espectros Teóricos no Ar .....	54
3.2.3 Determinação Teórica dos Coeficientes de Transferência de Energia em Massa para o Ar.....	54
4 RESULTADOS E DISCUSSÃO .....	55
4.1 ANÁLISE DO RETROESPALHAMENTO.....	55
4.2 COEFICIENTES TEÓRICOS DE TRANSFERÊNCIA DE ENERGIA EM MASSA PARA O AR.....	59
5 CONCLUSÕES .....	63
5.1 Análise do Retroespalhamento.....	63
5.2 Coeficientes de Transferência de Energia em Massa .....	63
6 SUGESTÕES PARA OUTROS TRABALHOS.....	65
REFERÊNCIAS .....	66

## CAPÍTULO 1

### INTRODUÇÃO

O radiodiagnóstico convencional é a maior fonte de contribuição da Dose Coletiva no mundo, maior até que as fontes utilizadas na indústria nuclear. Essa contribuição representa mais de 80 % de toda radiação que o homem está submetido (UNSCEAR, 2000; Silva, 2008). Atualmente, o Brasil passa por um importante destaque na economia mundial e, alguns estudiosos dessa área, adotaram a expressão “o Brasil está na moda” (Guanaes, 2012; Estadão, 2010), pois o País tem despertado grande interesse de investimentos pelas comunidades internacionais.

Toda essa aceleração na economia traz junto de si os avanços tecnológicos e poder de mercado internacional. A população, que diretamente está envolvida nesse crescimento, acaba por ter maior acesso às ferramentas médicas, onde indubitavelmente, estão os equipamentos de raios X, aumentando ainda mais a preocupação com a contribuição desses aparelhos na Dose Coletiva.

A descoberta da radiação X trouxe um avanço sem precedentes para a medicina, pois é uma forma de visualizar estruturas internas do corpo humano de forma não invasiva (Teixeira, 2007). Muito cedo, logo após a grande descoberta, o mundo passou a utilizar essa ferramenta, porém de forma indiscriminada, devido à falta de conhecimento dos efeitos que envolvem a interação da radiação com o material biológico.

Ainda no século XIX, surgiram os primeiros efeitos maléficos provocados pelas radiações; no início do século XX, surgiram as primeiras organizações com o objetivo de elaborar diretrizes voltadas para a utilização segura das radiações ionizantes. Dentre essas instituições estão a *Roentgen British Society*, a *International Commission on Radiation Units & Measurements* (ICRU) e mais tarde a *International Commission on Radiological Protection* (ICRP); todas elas com apenas um objetivo básico, a radioproteção<sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup> Radioproteção: conjunto de diretrizes que visam evitar os efeitos determinísticos das radiações ionizantes e reduzir ao máximo a probabilidade de ocorrência dos efeitos estocásticos.

As organizações internacionais, que objetivam as boas práticas em radiologia, lançam, intermitentemente, manuais de conduta a serem observados por países membros da rede metrológica internacional. Essas recomendações envolvem sistemas de calibração e a correta utilização dos diversos conjuntos dosimétricos pelos usuários finais envolvidos em práticas clínicas, com fins de redução das incertezas associadas e rastreabilidade aos laboratórios padrão-referência.

A grandeza adotada pela rede metrológica internacional para fins de rastreabilidade e convergência a outras grandezas utilizadas em diversos sistemas de medida, é a grandeza Kerma no Ar. A *International Atomic Energy Agency* (IAEA), em 2007, publicou o Technical Reports Series nº 457 (TRS 457), com a missão de homogeneizar as técnicas de medida, grandezas e unidades aplicadas nas práticas clínicas em radiodiagnóstico. Essa publicação inseriu no contexto de grandezas o Kerma no Ar de Entrada na Superfície (KAES), sendo uma subgrandeza do Kerma no Ar.

É recomendada pelo IAEA/TRS 457 a utilização de um simulador tecido-equivalente para avaliar o KAES e a correta utilização do *backscatter factor* (BSF), porém a experiência em campo mostra que os simuladores não são utilizados, restando apenas como meio espalhador a mesa de exames.

Este trabalho contribuiu com as medições de Kerma no Ar para sistemas de radiodiagnóstico médico. A radiação espalhada pela mesa de exames e posterior análise de sua influência foi realizada, permitindo a elaboração de um “fator de retroespalhamento” de correção e sua devida aplicação nas medidas. A determinação desse fator, de acordo com a Literatura, exige o conhecimento dos coeficientes de transferência de energia em massa a partir da interação dos raios X com o ar, porém não foram encontrados tais fatores desagregados da razão  $(\mu_{tr}/\rho)_{ar,\acute{a}gua}$ . A inexistência dos coeficientes para raios X e ar, motivou a pesquisa aqui apresentada.

## 1.1 OBJETIVOS

O objetivo principal desse trabalho foi obter o espectro teórico de raios X e posterior cálculo dos coeficientes de transferência de energia em massa para o ar, a fim de aplicá-los no desenvolvimento de um fator de retroespalhamento para a mesa de exames, condizente com as metodologias encontradas na Literatura. Um segundo ponto foi comparar os coeficientes mássicos gerados com resultados encontrados em outros trabalhos.

Esse trabalho tem como objetivo específico avaliar os métodos utilizados nas medições de dose nos serviços de radiodiagnóstico; essa análise é baseada na grandeza Kerma no Ar. Dessa forma, o trabalho visa garantir que os resultados praticados por usuários de sistemas dosimétricos, em práticas relacionadas ao Controle da Qualidade, obtenham valores totalmente rastreáveis ao Laboratório Padrão-Referência. Para tanto foram realizadas as seguintes análises e execuções:

- Análise da influência do retroespalhamento em equipamentos de raios X clínico;
- Cálculo dos coeficientes de transferência de energia em massa para raios X-ar.



## CAPÍTULO 2

### FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

#### 2.1 GRANDEZAS

Grandezas são atributos de um fenômeno, corpo ou substância que pode ser qualitativamente distinguido e quantitativamente determinado. São divididas em grandeza de base e grandeza derivada; grandeza de base é aquela que em um sistema de grandezas, é por convenção aceita como funcionalmente independente de outra grandeza. Grandeza derivada, em um sistema, é função de grandezas de bases do mesmo sistema (INMETRO, 2009).

##### 2.1.1 Diferença de Potencial (DDP)

DDP é a medida do desnível de potencial elétrico entre dois pontos; potencial elétrico é a quantidade de energia potencial elétrica por unidade de carga de prova colocada em cada ponto. A DDP é representada pela expressão

$$U_{AB} = V_A - V_B \quad (1)$$

onde  $V_A$  e  $V_B$  são os potenciais elétricos nos pontos A e B. tanto o potencial elétrico como a diferença de potencial possuem como unidade o volt (V) (Carron, 2006; INMETRO, 2007). Em radiodiagnóstico a diferença de potencial utilizada é na ordem de grandeza  $10^3$ , então se utiliza a unidade volt em quilovolt (kV), variando de 10 a 150 kV. Essa diferença de potencial determina a aceleração dos elétrons do catodo ao anôdo, logo determina também a penetrabilidade (energia) do feixe de radiação na matéria (Hoxter, 1977).

A grandeza que determina o poder de penetração do feixe é a DDP, porém em radiodiagnóstico, convencionadamente, ao aplicar a técnica radiográfica, essa grandeza é expressa em quilovolt (kV); a DDP varia com a espessura da região a ser estudada.

### 2.1.2 Tensão de Pico Prático (Practical Peak Voltage - PPV)

A tensão de pico, por muito tempo, não foi uma grandeza muito bem definida pela maioria dos profissionais que trabalham em radiodiagnóstico, sendo explicada de várias formas (Franciscatto, 2009). A tensão de pico possuía algumas definições, sendo “tensão de pico máximo”, que é o valor máximo da tensão durante qualquer tempo de exposição; “tensão de pico médio”, sendo a média de todos os valores de pico da tensão durante a exposição e “tensão efetiva”, cuja é a tensão que proporciona o mesmo contraste de imagem que um sistema de raios X de potencial constante.

A tensão equivalente em contraste é definida como o valor de tensão que gera um contraste igual para um tubo ligado a um gerador de potencial constante ou o mesmo tubo ligado a um gerador de forma de onda qualquer. O TRS 457 (2007) define que a obtenção da tensão no gerador de raios X deve ser de fácil medição, possuir relevância para os aspectos técnicos do equipamento de raios X e seu desempenho, relevância clínica da definição (baseada no contraste da imagem) e capacidade de definir um método físico reprodutível, incluindo tensão de Ripple de um gerador de raios X na saída do tubo. O PPV pode ser determinado pela equação

$$\hat{U} = \frac{\sum_{i=1}^n p(U_i)w(U_i)U_i}{\sum_{i=1}^n p(U_i)w(U_i)} \quad (2)$$

onde  $U$  é o valor de PPV,  $U_i$  é o valor instantâneo de tensão e  $w(U_i)$  é o fator de ponderação. Esse fator de ponderação será determinado pela tabela 1, em função da tensão utilizada.

Tabela 1 - Fator de ponderação do cálculo de PPV em função da tensão aplicada.

Faixa de Tensão	$w(U_i)$
$U_i < 20$ kV	0
$20$ kV $\leq U_i < 36$ kV	$\exp(-8,646855 \times 10^{-3} + (U_i^2)0,817036U_i - 23,27793)$
$36$ kV $\leq U_i \leq 150$ kV	$4,310644 \times 10^{-10} U_i^3 - 1,662009 \times 10^{-7} U_i^3 + 2,30819 \times 10^{-5} U_i - 1,747153 \times 10^{-2}$

Fonte: IAEA, 2007.

### 2.1.3 Intensidade de Corrente Elétrica

Intensidade de corrente elétrica é a grandeza escalar que fornece o fluxo de portadores de carga elétrica que atravessa uma seção transversal de um condutor. No material condutor existem elétrons livres que descrevem um movimento caótico; quando o material condutor é submetido a uma DDP em suas extremidades, esses elétrons assumem um movimento numa direção preferencial, caracterizando a corrente elétrica (Carron, 2006).

A corrente elétrica produz alguns efeitos necessários à produção de raios X, sendo o efeito magnético, o efeito Joule e o efeito luminoso; todos eles convergem no chamado efeito termiônico.

A unidade de medida da Intensidade de corrente elétrica é o ampére (A) (INMETRO, 2012), mas no tubo de raios X a intensidade utilizada é na ordem de  $10^{-3}$ . A corrente utilizada na ampola determina a quantidade de elétrons disponíveis no filamento do catodo, logo determina a intensidade do feixe de radiação. A técnica radiográfica da corrente escolhida depende da região anatômica a ser estudada, sendo observadas a espessura e densidade (Carron, 2006).

### 2.1.4 Fluência e Taxa de Fluência

A fluência é a grandeza radiométrica que define a quantidade de partículas ou fótons que incidem em uma esfera infinitesimal com seção de choque de área definida e pode ser expressa por

$$\phi = \frac{dN}{da} \quad (3)$$

onde  $dN$  é o número de partículas ou fótons e  $da$  é a área de seção de choque. Sua unidade no SI é o  $\text{m}^{-2}$ . A taxa de fluência é expressa por

$$\dot{\phi} = \frac{d\phi}{dt} \quad (4)$$

onde  $d\phi$  é o incremento da fluência no intervalo de tempo  $dt$ , sendo a unidade no SI o  $\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$ .

### 2.1.5 Fluência de Energia e Taxa de Fluência de Energia

A fluência de energia é o quociente da energia radiante incidente em uma esfera infinitesimal, sendo expressa por

$$\psi = \frac{dR}{da} \quad (5)$$

onde  $dR$  é a energia radiante e  $da$  é a seção reta de uma esfera infinitesimal. Sua unidade no SI é  $Jm^{-2}$  e para campos monoenergéticos é expressa por

$$\psi_E = E\phi_E \quad (6)$$

A taxa de fluência de energia representa a energia total agregada a partículas ou fótons que incidem em uma esfera infinitesimal num determinado intervalo de tempo. É expressa pela equação

$$\dot{\psi} = \frac{d\psi}{dt} \quad (7)$$

onde  $d\psi$  é a fluência de energia e  $dt$  é o intervalo de tempo. Sua unidade no SI é o  $J/m^2s$ . Como  $J/s$  representa potência, a unidade pode ser reescrita na forma  $Wm^{-2}$  (Watts/metro quadrado). No caso de feixes monoenergéticos, a taxa de fluência de energia é apresentada pela equação

$$\psi = E\varphi \quad (8)$$

onde  $E$  é a energia de cada fóton ou partícula e  $\varphi$  é a taxa de fluência (Attix, 1986).

### 2.1.6 Kerma

O Kerma,  $K$ , é o quociente  $dE_{tr}$  por  $dm$ , onde  $dE_{tr}$  é a soma das energias cinéticas iniciais de todas as partículas carregadas liberadas por partículas não carregadas ou fótons em um material de massa  $dm$ , como segue (Attix, 1986; Peixoto, 1991):

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} \quad (9)$$

O Kerma, para fótons, consiste na energia transferida para elétrons por unidade de massa do meio absorvedor e pode também ser expresso por

$$K = K_c + K_r \quad (10)$$

onde  $K_c$  representa a dissipação de energia como ionização e excitação geradas por interações Coulombianas dos fótons com elétrons dos átomos do meio absorvedor, caracterizando as interações por colisão.  $K_r$  representa a energia dissipada por fótons gerados secundariamente, gerados a partir da interação de elétrons acelerados com o campo de força Coulombiana do núcleo, semelhantes a fótons de Bremsstrahlung, caracterizando o Kerma radiativo.

### 2.1.7 Kerma no Ar Incidente

O Kerma no Ar Incidente,  $K_i$ , é o Kerma no Ar, produzido por um feixe de raios X incidente medido no centro do feixe na posição do paciente ou superfície do simulador, figura 1. Apenas a radiação incidente no paciente ou simulador é incluída, ou seja, não é levada em consideração a radiação retroespalhada. Sua unidade no Sistema

Internacional (SI) é o  $J/Kg$  (Joule/quilograma), que recebe o nome de Gray (Gy) (IAEA, 2007).

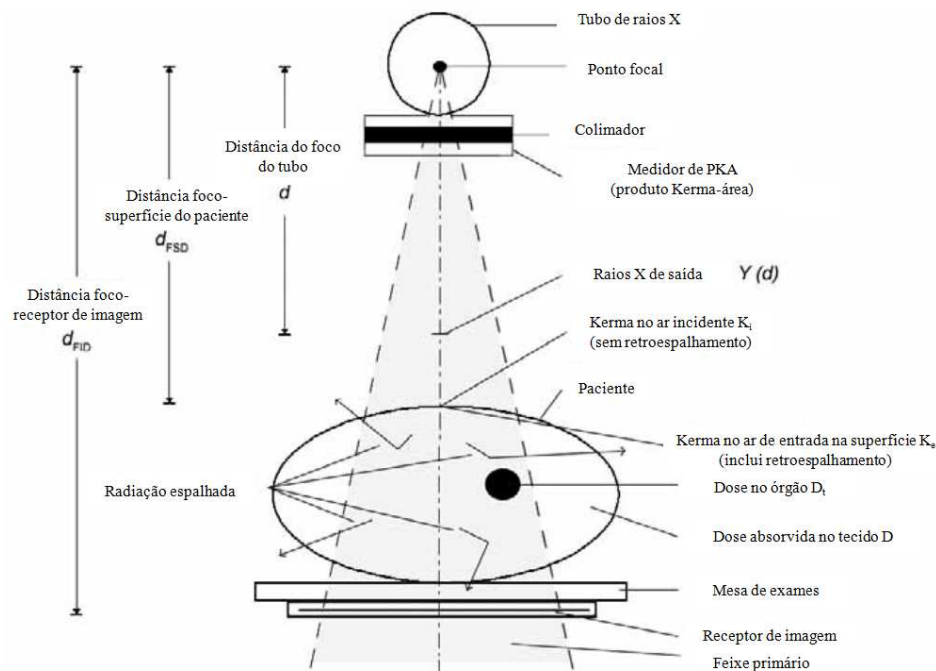


Figura 1 - Desenho esquemático do arranjo de medições; KAES e KAI.  
Fonte: IAEA, 2007.

### 2.1.8 Kerma no Ar de Entrada na Superfície

O Kerma no Ar de Entrada na Superfície (KAES),  $K_e$ , é o Kerma no Ar medido no centro do feixe na posição do paciente ou superfície do simulador, figura 1. Nesse caso, a radiação incidente no paciente ou simulador e o retroespalhamento são incluídos. A unidade no SI é o  $J/kg$  e recebe também o nome de Gy. O KAES pode ser representado pela equação

$$K_e = K_i B \quad (11)$$

onde  $K_i$  é o Kerma incidente e  $B$  é o fator de retroespalhamento. (IAEA, 2007)

### 2.1.9 Dose Absorvida

A dose absorvida  $D$  pode ser definida como a relação entre a quantidade estocástica de energia transferida para a matéria por fótons ou partículas (ICRU, 1980; ICRU, 1998). É representada pela equação

$$D = \frac{d\varepsilon}{dm} \quad (12)$$

onde  $d\varepsilon$  é a energia transferida para um ponto  $P$  da matéria de massa  $dm$ . Sua unidade é o  $J/kg$ , chamado também de  $Gy$  (Gray).

### 2.1.10 Relação entre as Grandezas

#### 2.1.10.1 Relação entre Kerma e Fluência de Energia

Para fótons monoenergéticos, o Kerma num ponto “P” é a fluência de energia multiplicada pelo coeficiente de transferência de energia em massa  $(\mu_{tr}/\rho)_{E,Z}$ , que é característico da energia dos fótons e número atômico do material absorvedor. Essa relação é expressa pela equação

$$K = \psi \left( \frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{E,Z} \quad (13)$$



nesse caso,  $\mu_{tr}$  é considerado o coeficiente de transferência de energia em unidade de  $cm^{-1}$  e  $\rho$  é a densidade do meio em unidade de  $kg/m^3$  ou  $g/cm^3$ .  $K$  é o Kerma no ponto de interesse, expresso em  $J/kg$ . Esse tratamento para feixes não-monoenergéticos é obtido pela devida integração dos termos em função das energias encontradas no espectro, através da equação

$$K = \int_{E=0}^{E_{max}} \psi \left( \frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{E,Z} \quad (14)$$

#### 2.1.10.2 Relação entre Kerma e Dose Absorvida

A dose absorvida pode ser definida como a quantidade de energia depositada na matéria, num ponto “P” de interesse. Em condições de equilíbrio de partículas carregadas (EPC), o kerma de colisão é igual à dose absorvida, então  $D=K_c$ . Isso ocorre devido à ausência do componente Kerma Radiativo em condições de EPC, pois nesse caso, é levado em consideração apenas a deposição de energia local.

## 2.2 EQUILÍBRIO DE PARTÍCULAS CARREGADAS EM FUNÇÃO DE FEIXES DE FÓTONS

Para existir equilíbrio de partículas carregadas (EPC) num volume alvo circundado por outro volume, figura 2, deverá haver distância suficiente entre os volumes, de forma a garantir a máxima distância de penetração de qualquer partícula carregada secundária. O equilíbrio existirá caso a composição atômica e densidade do meio forem homogêneas, existir um campo uniforme de radiação indiretamente ionizante e não estar presente nenhum campo magnético ou elétrico não-homogêneo.

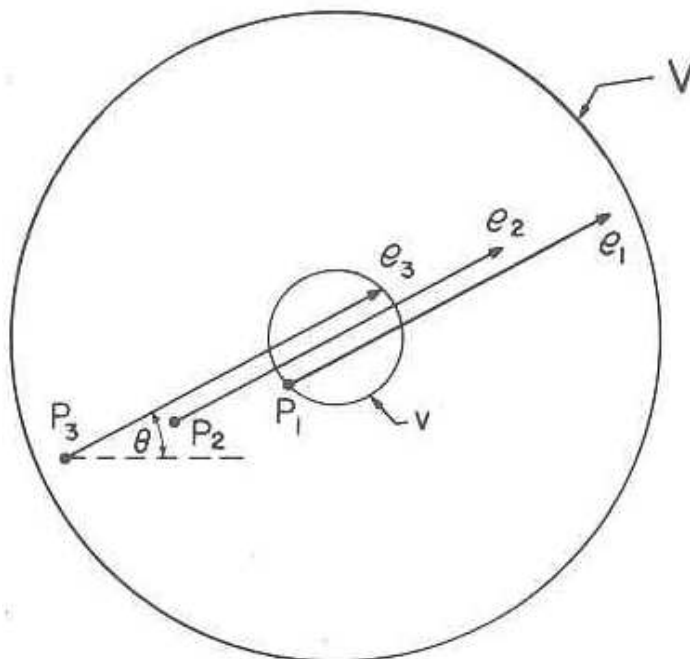


Figura 2 - Condições para o equilíbrio de partículas carregadas de uma fonte externa.  
Fonte: Attix, 1986.

O volume  $V$  possui um meio homogêneo, uniformemente irradiado por radiação indiretamente ionizante. Partículas secundárias são produzidas uniformemente em  $V$ , não necessariamente isotrópicas, porém com a mesma distribuição energética e direcional. Se a distância mínima que separa os limites do volume  $V$  e do volume  $v$  é maior que o alcance máximo dos elétrons, existe EPC em  $v$ .

### 2.3 TEORIA DA CAVIDADE

A medição da dose absorvida em um meio exige a introdução de um dispositivo sensível à radiação (dosímetro). Geralmente, o meio sensível do dosímetro não será do mesmo material no qual está incorporado. A Teoria da cavidade relaciona a dose absorvida no meio sensível do dosímetro (cavidade) para a dose absorvida no meio em volta da cavidade (Spencer & Attix, 1955).

Os tamanhos das cavidades variam em função do alcance de partículas secundárias carregadas produzidas por fótons na própria cavidade. Se o alcance das partículas é maior que as dimensões da cavidade, a cavidade é considerada pequena.

Muitas teorias da cavidade para feixes de fótons têm sido desenvolvidas, que dependem do tamanho da cavidade; por exemplo, as teorias de Bragg-Gray e Spencer-Attix para cavidades pequenas e a teoria de Burlin para cavidades de tamanhos intermediários.

### 2.3.1 Teoria da cavidade de Bragg-Gray

A teoria da cavidade de Bragg-Gray foi a primeira desenvolvida para fornecer uma relação entre a dose absorvida no dosímetro e no meio, exigindo que a cavidade deva ser pequena quando comparada com o alcance de elétrons incidentes nela, tal seja que sua presença não perturbe a fluência de elétrons no meio. A dose absorvida na cavidade é depositada somente por partículas carregadas atravessando-a, ou seja, interações por fótons são consideradas insignificantes e, portanto, ignoradas.

O resultado da 1ª condição, ou seja, quando a cavidade é pequena, é que a fluência de elétrons na equação 15 é a mesma e, igual à fluência no meio ao redor. Essa condição apenas pode ser válida em regiões de equilíbrio de partículas carregadas. Em adição, a presença da cavidade sempre provoca algum grau de perturbação da fluência que requer a introdução de um fator de correção para a perturbação da fluência. A 2ª condição, ou seja, considerando que a dose seja depositada somente por partículas carregadas, implica que todos os elétrons que depositam a dose são produzidos fora da cavidade e atravessam-na completamente; nenhum elétron secundário é produzido na cavidade. Sob estas duas condições, de acordo com a teoria da cavidade de Bragg-Gray, a dose no meio é relacionada como a dose na cavidade conforme a equação

$$D_{med} = D_{cav} \left( \frac{\overline{S}}{\rho} \right)_{med,cav} \quad (15)$$

onde  $(\bar{S}/\rho)_{med,cav}$  é a média da razão dos *stopping powers* irrestritos do meio e da cavidade; essa condição exclui a produção de partículas carregadas (ou elétrons delta) na cavidade e no meio.

Todavia, o tamanho da cavidade não é explicitamente levado em conta na teoria de Bragg-Gray, o cumprimento das duas condições dependerá do tamanho da cavidade, que é baseada no alcance dos elétrons no meio e suas energias.

### 2.3.2 Teoria da cavidade de Spencer-Attix

A teoria de Spencer-Attix é uma formulação mais geral que leva em conta a criação de elétrons, que possuem energia suficiente para produzir outras ionizações. Alguns desses elétrons ejetados no gás da cavidade teriam energia suficiente para sair da cavidade, levando alguma energia. Isso reduz a energia absorvida na cavidade e exige modificação no stopping power do gás. A teoria de Spencer-Attix trabalha sobre as duas condições de Bragg-Gray, mas essas condições são aplicadas para a fluência de partículas secundárias em adição a fluência de partículas primárias.

A fluência de elétrons secundários na teoria de Spencer-Attix é dividida em dois componentes baseados num limiar de energia  $\Delta$ . Conseqüentemente, esse espectro tem um limiar  $\Delta$  de baixa energia e um limiar de alta energia de  $E_{K0}$ , onde  $E_{K0}$  representa a energia cinética inicial do elétron.

Em razão das condições de Bragg-Gray, que estipula que não deve haver produção de elétrons na cavidade, os elétrons com energia  $\Delta$  devem ser capazes de atravessar a cavidade. O valor limiar  $\Delta$  é, todavia relacionado com o tamanho da cavidade e definido como a energia do elétron com alcance relacionado ao comprimento de onda através da cavidade. A relação de Spencer-Attix entre a dose no meio e a dose na cavidade é, portanto, representada pela equação:

$$D_{med} / D_{cav} = S_{med,cav} \therefore S_{med,cav} = \frac{\int_{\Delta}^{E_{K0}} \phi_{med,E_k}^{e-e}(E_K) (L_{\Delta,med} / \rho) d(E_K) + TE_{med}}{\int_{\Delta}^{E_{K0}} \phi_{med,E_k}^{e-e}(E_K) (L_{\Delta,cav} / \rho) d(E_K) + TE_{cav}} \quad (16)$$

$S_{med,cav}$  é a razão do stopping power de colisão restrito do meio e da cavidade; utilizando o espectro de fluência do elétron no meio  $\phi_{med,E_k}^{e-e}(E_K)$ , onde  $TE_{med}$  e  $TE_{cav}$  são os “termos finais” e representam uma parte da energia depositada por elétrons com energias cinéticas entre  $\Delta$  e  $2\Delta$ . Os *stopping powers* de colisão para diferentes meios mostram tendências semelhantes em função da energia da partícula, sua razão para os dois meios é muito pequena, variando apenas em função da energia.

## 2.4 EFEITO TERMIÔNICO

A corrente elétrica aplicada ao filamento em espiral gera ao seu redor uma nuvem de elétrons denominada de carga espacial. Essa nuvem é gerada devido ao aumento de calor quando existe a passagem de corrente elétrica. O calor é gerado devido à intensidade de corrente elétrica aplicada e à resistência elétrica específica do material, definida pela equação

$$R = \frac{\rho l}{A} \quad (17)$$

onde  $\rho$  é a resistividade de cada material,  $l$  é o comprimento do condutor e  $A$ , a área de secção transversal do mesmo. Toda corrente elétrica gera ao redor de si um campo magnético; isso ocorre devido à excitação dos elétrons. Num condutor em forma de espiral, a resistência e o campo magnético aumentam, pois devido a proximidade de dois trechos do condutor, a interação entre os elétrons é incrementada, dificultando sua passagem por repulsão. Essa repulsão gera calor, torna o material incandescente e expulsa elétrons, figura 3, dessa forma, gerando a carga espacial. Portanto conclui-se

que, quanto maior for a corrente elétrica aplicada ao condutor, maior será o calor gerado, logo maior também será a nuvem formada ao seu redor (Carron, 2006).



Figura 3 - a) Cúpula de raios X com abertura em acrílico para permitir visualização interna da estrutura; b) Filamento carregado pelo efeito termiônico.

## 2.5 PRODUÇÃO DE RAIOS X

Os raios X são produzidos a partir da interação de uma partícula acelerada com o núcleo de um átomo alvo (Bremsstrahlung) ou da ejeção de um elétron do orbital K ou L do átomo alvo (característico).

Os raios X são classificados de acordo com sua energia, tabela 2; possuem diversas aplicações, variando da área médica à indústria e sua energia e intensidade são determinantes na aplicação desejada.

Tabela 2 - Classificação dos raios X pela energia.

Energia (volt)	Classificação
0,1 – 20 kV	Baixa energia
20 – 120 kV	Faixa de diagnóstico
120 – 300 kV	Raios X de ortovoltagem
300 – 1 MV	Energia intermediária
>1MV	Raios X de megavoltagem

Fonte: Attix, 1986.

Os raios X de Bremsstrahlung, também conhecidos como raios X de frenamento, ocorrem da interação de uma partícula acelerada (elétron) com o núcleo do átomo alvo. Como o elétron acelerado atravessa a matéria, ele interage por forças Coulombianas com o núcleo atômico, perdendo energia cinética e mudando de direção. A perda de energia cinética é convertida em raios X, ou seja, uma interação inelástica, pois ocorre perda de energia pela partícula (IAEA, 2005).

Os raios X característicos ocorrem da interação de um elétron acelerado com um elétron orbital. A partícula acelerada interage com o átomo alvo, ionizando-o e deixando uma vacância; caso a ionização ocorra no orbital K ou L, devido às suas energias de ligação, há produção de raios X. A produção ocorre quando um elétron menos energético salta para a vacância no nível energético maior, logo, a diferença de energia entre esses níveis é emitida na forma de onda eletromagnética.

Os raios X de frenamento caracterizam o componente contínuo do espectro, figura 4, e os raios X característicos caracterizam o componente discreto. Essa diferença é dada em função das formas de produção; os raios X característicos são as diferenças de energias entre os níveis energéticos dos elétrons, ou seja, possuem energias conhecidas para cada nível. A energia gerada através do frenamento varia de energias muito baixas até valores de pico, correspondente à energia cinética máxima dos elétrons incidentes (Oliveira, 2011; Salgado, 2003).

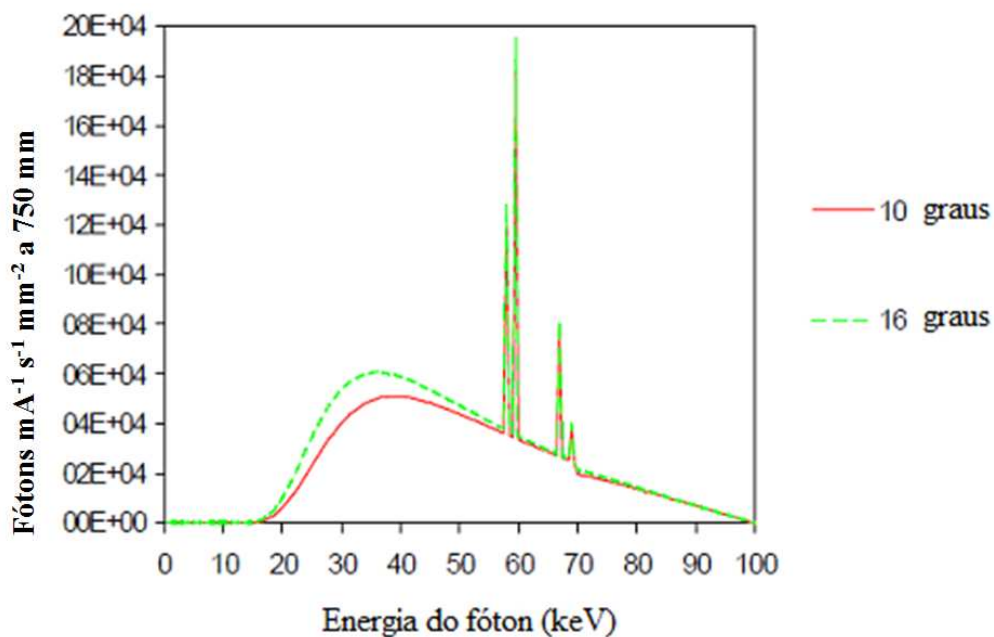


Figura 4 - Espectro de um tubo de raios X de potencial constante com alvo de tungstênio, DDP de 100 kV e filtração de 2,5 mmAl.  
Fonte: IPEM, 1997.

No espectro apresentado, figura 4, pode ser observado a variação de fótons por faixa de energia e a presença dos componentes contínuo e discreto (Oliveira, 2011), sendo o componente discreto representado pelos 4 picos à direita. O espectro é alterado em relação à qualidade e quantidade de fótons. Se o ponto máximo da curva estiver mais a direita, maior é a energia do feixe, ou seja, maior a tensão de pico; quanto maior for a área sob a curva, maior a quantidade de fótons, ou seja, maior o mAs utilizado e/ou angulação do anodo (Bushong, 2010; Oliveira, 2011).

A variação de energia, na produção por frenamento, surge devido às diferenças de distâncias na interação entre os elétrons acelerados e os núcleos atômicos do material alvo ou quando um mesmo elétron perde energia cinética mais de uma vez, interagindo com núcleos diferentes. Kulenkampff (1922) e Kramers (1923) desenvolveram uma equação a fim de estabelecer uma condição teórica para o feixe de frenamento (Tucker, 1991).

A equação de Kulenkampff e Kramers foi utilizada largamente, porém negligencia a atenuação do próprio alvo e, dessa forma, não possui boa congruência com resultados experimentais. Outras equações foram desenvolvidas por Soole (1976; 1977), Birch e Marshall (1979), Fewell (1981) e Tucker (1991), onde outras influências na formação do espectro são mais bem apresentadas (Tucker, 1991).



### 2.5.1 Qualidade do feixe de raios X

A qualidade de um feixe de raios X é definida em função da filtração utilizada e tensão aplicada ao tubo. As qualidades foram estabelecidas pela norma IEC 61267 (2005), visando à padronização para a correta rastreabilidade da grandeza Kerma no Ar. A padronização do feixe de raios X para fins de calibração qualifica o feixe como RQR e RQA, considerando o sistema nas condições de feixe não atenuado e atenuado respectivamente. O 1º tratamento, qualificado como RQR é apresentado na tabela 3, considera o feixe emergindo do sistema de raios X e a 2ª condição trata o feixe como emergente do objeto irradiado que simula o paciente, quando a quantidade de radiação espalhada detectada no feixe não é significativa (IEC, 2005). As qualidades RQA não foram consideradas neste trabalho.

Tabela 3 - Caracterização da qualidade RQR; a tensão correspondente, o 1º HVL e o coeficiente de homogeneidade são apresentados.

<b>Qualidade da radiação</b>	<b>Tensão no tubo (kV)</b>	<b>1º HVL (mmAl)</b>	<b>Coefficiente de homogeneidade - h</b>
RQR 2	40	1,42	0,81
RQR 3	50	1,78	0,76
RQR 4	60	2,19	0,74
RQR 5	70	2,58	0,71
RQR 6	80	3,01	0,69
RQR 7	90	3,48	0,68
RQR 8	100	3,97	0,68
RQR 9	120	5,00	0,68
RQR 10	150	6,57	0,72

Fonte: IAEA, 2007.

## 2.6 INSTRUMENTAÇÃO

### 2.6.1 Sistema de Raios X

O sistema de raios X é responsável pela produção artificial dos fótons, devido à alta tensão e corrente aplicadas ao tubo. O comando do equipamento, figura 5, é o local responsável pelo setup da técnica radiográfica (Silva, 2008), ou seja, onde é definida a intensidade do feixe/tempo de exposição e energia. Essa energia varia em função da tensão aplicada aos eletrodos (catodo; ânodo).



Figura 5 - Mesa de comando típica de um equipamento de raios X.

O tubo de raios X, figura 6, é o local onde, através das interações descritas no Item 2.5, ocorre a produção da radiação. Esse elemento possui dois eletrodos, um negativo e um positivo; o eletrodo negativo é responsável pela produção de elétrons e o positivo é responsável por receber os elétrons acelerados para a emissão radioativa.



Figura 6 - Tubo de raios X de ânodo giratório.  
Fonte: Fiocruz

A corrente produzida nas usinas são na forma alternada, pois apresenta oscilações na tensão em função do tempo, figura 7. A tensão sai do zero para a máxima tensão, após, ela retorna ao zero e entra na faixa negativa e, novamente, retorna ao zero (Johns, 1983); isso ocorre 60 vezes a cada segundo, caracterizando a corrente como alternada em 60 Hz. Na produção de raios X, essa alternância provoca maior tempo de exposição, pois a eficiência se torna baixa, tendo em vista que os elétrons não são atraídos para o ânodo constantemente.

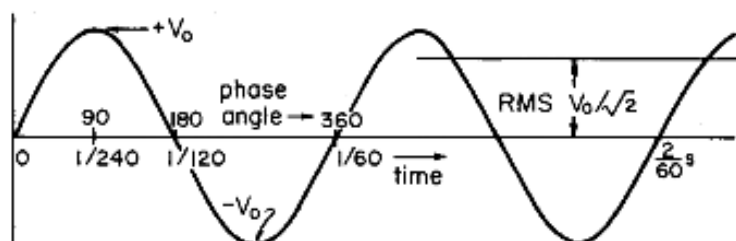


Figura 7 - Desenho esquemático representando a variação da tensão com o tempo.  
Fonte: Johns, 1983.

A retificação da corrente é realizada por circuitos eletrônicos capazes de aumentar a eficiência na produção de fótons, devido ao maior número de elétrons atraídos para o eletrodo positivo. Os circuitos mais comuns são o meia-onda, onda completa, retificação trifásica 6 pulsos, retificação trifásica 12 pulsos e alta-freqüência. A retificação meia-onda, onda completa e trifásica 6 pulsos, não são mais utilizadas em equipamentos de radiodiagnóstico, devido suas baixas eficiências se comparadas à trifásica 12 pulsos e alta-freqüência (Hoxter, 1977).

A retificação da corrente consiste em aumentar a freqüência da corrente de forma a reduzir a tensão de Ripple. A tensão de Ripple é a queda da positividade da

corrente em função do tempo, figura 8; quanto menor a tensão de Ripple, maior a eficiência na produção de raios X (Johns, 1983).

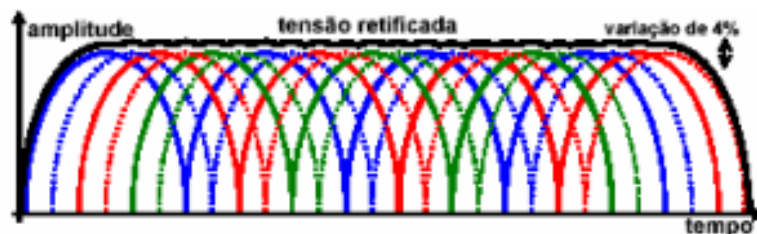


Figura 8 - Retificação trifásica 12 pulsos com tensão de Ripple em 4%.

Fonte: Teixeira, 2012.

Circuitos eletrônicos formados por diodos de estado sólido são os responsáveis pela retificação da corrente alternada em corrente de alta-freqüência. O cristal é dopado com impurezas que aumentam sua condutividade quando a tensão é aplicada em uma direção e reduzem sua condutividade para um nível muito baixo quando a tensão é aplicada na direção oposta (Bushberg, 2002).

Os retificadores transformam a tensão de entrada em tensão quase contínua de baixo valor. Novamente essa tensão é retificada para alternada, porém com uma freqüência muito alta e após a corrente ser aumentada, ela é então retificada na forma tradicional, mas como a freqüência é muito alta, a variação da tensão máxima é praticamente nula (Johns, 1983; Silva & Teixeira, 2011).

#### 2.6.1.1 Tubo de Raios X

O tubo de raios X utilizado em radiodiagnóstico é constituído em sua forma mais básica por um invólucro de vidro com vácuo em seu interior e dois eletrodos (catodo e anodo). No radiodiagnóstico, o tubo pode ser com anodo fixo ou giratório, sendo atualmente mais utilizado o tubo de anodo giratório. O catodo é o elemento responsável pela emissão de elétrons gerados pelo efeito termiônico para o anodo (alvo) através de sua aceleração (DDP).

O ânodo giratório é o mais utilizado para as aplicações médicas, principalmente por sua maior capacidade térmica e conseqüente melhor eficiência na produção. Os elétrons transferem energia para um alvo continuamente giratório, figura 9; o giro do disco anódico ocorre devido à ação de um rotor impulsionado por indução eletromagnética. Essa indução é causada por estatores dispostos ao entorno do rotor (Bushberg, 2002).

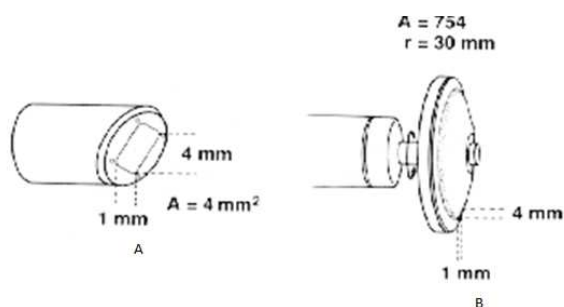


Figura 9 - Desenho esquemático do ânodo.  
a) ânodo fixo; b) ânodo giratório.  
Fonte: Silva, 2010.

A angulação do ânodo é um fator determinante para a caracterização do espectro de raios X. O ângulo do alvo é o ângulo entre o feixe de elétrons e a superfície do alvo, figura 10. O ângulo utilizado é geralmente inferior a 23 graus, para permitir que uma área relativamente grande do alvo seja atingida pelo feixe de elétrons.

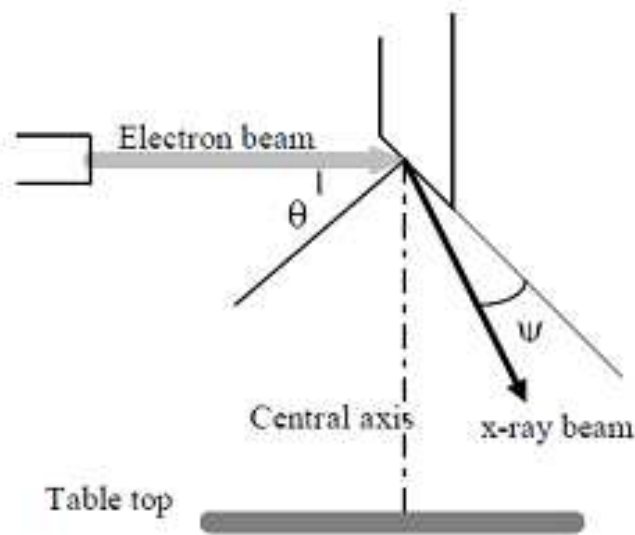


Figura 10 - Geometria do alvo de um tubo de raios X convencional:  $\theta$  representa o ângulo do alvo e  $\psi$  representa o ângulo de emissão dos raios X.  
Fonte: IPEM, 1997.

Raios X produzidos em ângulos menores são filtrados por uma maior espessura do material alvo do ânodo do que para maiores ângulos de emissão. Estes efeitos no espectro incluem a variação da intensidade e da energia de pico do componente contínuo. Um espectro correspondente a um pequeno ângulo do alvo tem uma energia de pico mais elevada do que um espectro de um maior ângulo, figura 4. Em muitos casos, como na figura 10, o eixo central do feixe de raios X útil está à  $90^\circ$  em relação ao feixe de elétrons. Se o ângulo de emissão é grande em relação ao catodo, ocorre menor filtração, mas se  $\psi$  é pequeno, há maior filtração pelo alvo (IPEM, 1997).

### 2.6.2 Câmara de Ionização

Um dosímetro pode ser definido como qualquer dispositivo capaz de providenciar a leitura de uma medida que é a dose absorvida média, depositada no volume sensível pela radiação ionizante. Um dosímetro pode geralmente ser considerado como um volume sensível preenchido com dado meio, envolvido por uma parede ou outro meio.

No contexto das teorias da cavidade, o volume sensível do dosímetro é considerado a própria cavidade cuja pode conter um meio gasoso, líquido ou sólido. O meio gasoso é frequentemente utilizado como meio sensível, desde que possua um sistema elétrico relativamente simples para coleta das cargas ejetadas no meio sensível pela radiação.

O meio em volta da cavidade de uma câmara de ionização depende da situação na qual o dispositivo é utilizado. A parede serve como um meio de buildup e a teoria de Bragg-Gray fornece uma relação entre a dose no gás e a dose na parede. Se, todavia, a câmara é utilizada em um simulador sem o material de buildup, sendo as paredes mais finas que o alcance dos elétrons secundários, a proporção de dose na cavidade com os elétrons gerados no simulador excedem a contribuição da dose da parede, e por isso, o meio simulador serve como o meio e, a parede é tratada como uma perturbação, nesse caso.

Câmaras de ionização (CI) são dispositivos capazes de coletar cargas de único sinal, produzidas em uma massa de ar conhecida. Tal detector, devido à sua geometria e eletrônica associada, é capaz de realizar de forma absoluta a grandeza Kerma (Amazonas, 2005). As câmaras utilizadas para a dosimetria da radiação ionizante, quando a taxa de eventos é muito alta, operam normalmente no modo corrente (Attix, Roesch, 1966; Knoll, 1999; Peixoto, 1991; Cardoso, 2005).

As CI operam na região de saturação, produzindo um sinal a cada ionização no volume sensível, qual está relacionado à sensibilidade detector. O processo de interação produz um ou mais elétrons que carregam total ou parcialmente a energia da radiação. O campo elétrico que recolherá as cargas é gerado através de duas placas condutoras, cuja separação é chamada de cavidade. Como o ar da cavidade está em contato com o meio externo, as condições de temperatura, pressão atmosférica e umidade são componentes de dependência do detector.

O princípio de operação das câmaras de ionização é baseado nas teorias da cavidade, que exigem condições geométricas adequadas em função do objetivo da medida (Peixoto, 1991; Amazonas, 2005).

O padrão primário para feixes de raios X é obtido através da câmara de ar livre (Cardoso, 2005), pois nesse equipamento, figura 11, a grandeza Kerma no ar pode ser

medida diretamente. Essa condição a classifica como um dosímetro absoluto, em oposição aos dosímetros relativos (Peixoto, 1991; Knoll, 1999).



Figura 11 - a) vista frontal e superior da câmara de ar livre; b) vista lateral da câmara.

No caso de aplicações em radiodiagnóstico, é necessária introdução da câmara dedal, figura 12, pois é um ótimo equipamento para medições rotineiras. Sua cavidade é envolvida por uma camada de material ar-equivalente, acrescentada de uma capa de buildup.

Sua parede é constituída de uma mistura de material polimérico e grafite, se aproximando do número atômico médio do ar. A parede da câmara é responsável pelo equilíbrio eletrônico e sua espessura deverá variar com a energia da radiação incidente, assim garantindo o alcance máximo dos elétrons secundários.





Figura 12 - Conjunto dosimétrico Radcal 9015 com eletrômetro à pilha na maleta e câmara de ionização tipo dedal.

## 2.7 INTERAÇÃO DOS RAIOS X COM A MATÉRIA

Existem diversas formas de interações de ondas eletromagnéticas com a matéria, porém apenas duas são levadas em consideração nas medições efetuadas em radiodiagnóstico (20 kV – 150 kV), a absorção fotoelétrica e o espalhamento Compton.

### 2.7.1 Efeito fotoelétrico

O processo de absorção fotoelétrica ocorre quando um fóton interage com o átomo alvo e desaparece completamente. No local da interação um fotoelétron é gerado e ejetado de um dos orbitais do átomo, não podendo ocorrer em “elétrons livres”. A energia do fotoelétron é definida pela equação 19.

$$E_{e^-} = h\nu - E_b \quad (19)$$

onde  $E_b$  é a energia de ligação do elétron em seu orbital e  $h\nu$  é a energia do fóton. Esse é o modo predominante da interação de ondas eletromagnéticas de baixa energia relativa; ocorre também predominantemente em materiais de alto número atômico.

A interação fotoelétrica cria um átomo ionizado, ou seja, cria uma vacância em um dos orbitais. Essa vacância é rapidamente preenchida pela captura de um elétron livre do meio e/ou do rearranjo dos elétrons de outros orbitais; após, um ou mais fótons de raios X característicos podem ser gerados. Todavia esses fótons são reabsorvidos perto do local de origem através de absorção fotoelétrica (Knoll, 1999).

### 2.7.2 Efeito Compton

O espalhamento Compton também ocorre da interação de um fóton com o elétron de um átomo alvo do material absorvedor. O efeito foi descrito por Arthur Compton em 1922 ao realizar experiência sobre o espalhamento dos raios X em um bloco de parafina. Compton verificou que um feixe de raios X que sofria espalhamento, apresentava um aumento do comprimento de onda (Martins, 2001).

No espalhamento Compton, após interagir com um elétron, o fóton é defletido em um ângulo  $\theta$  em função de sua direção original, figura 13. O fóton transfere parte de sua energia para o elétron. Devido às várias possibilidades de ângulos de espalhamento, a energia transferida para o elétron pode ocorrer para várias energias de radiação ionizante eletromagnética. A energia e o ângulo  $\theta$  de espalhamento podem ser definidos pela equação

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)} \quad (20)$$

onde  $m_0c^2$  é a energia da massa de repouso do elétron (0,511 keV); pequenos ângulos de espalhamento significam pouca energia transferida. Esse efeito ocorre em maior probabilidade na interação de fótons com “elétrons livres” ou materiais de baixo número atômico (Knoll, 1999).

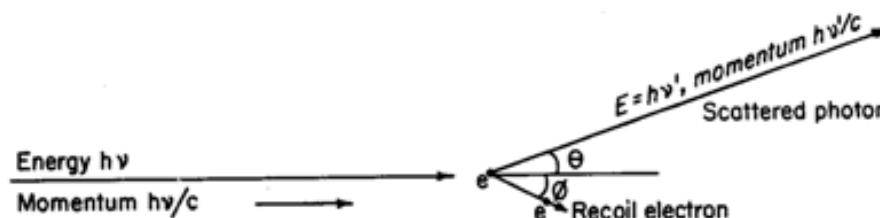


Figura 13 - Representação esquemática do efeito Compton.  
Fonte: Johns, 1983.

### 2.7.3 Atenuação exponencial

Um feixe de raios X ao interagir com uma espessura  $\Delta x$ , de algum material absorvedor, muda seu número de fótons iniciais (Johns, 1983) devido às interações descritas anteriormente. O feixe pode ser atenuado pelas interações ou, no caso do ar, pelas possíveis interações, mas também pelo comportamento do feixe proveniente de uma fonte pontual em acordo com a Lei do Inverso do Quadrado da Distância. A atenuação pelas interações Compton e fotoelétrica é definida pela equação 21.

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (21)$$

onde  $x$  é a espessura do material absorvedor e  $I_0$  é a intensidade inicial de fótons (Andreucci, 2005). O coeficiente  $\mu$  é definido por Johns (1983) como a razão entre 0,693 ( $\ln 2$ ) e a camada semi-redutora relacionada a determinada energia e material utilizado como absorvedor.

## 2.8 COEFICIENTES TOTAIS PARA ATENUAÇÃO, TRANSFERÊNCIA E ABSORÇÃO DE ENERGIA

### 2.8.1 Coeficiente de Atenuação em Massa

O coeficiente total de atenuação em massa para interações por fótons, excluindo interações fotonucleares, pode ser escrito, em unidades de  $\text{cm}^2/\text{g}$  ou  $\text{m}^2/\text{kg}$ , como

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma}{\rho} + \frac{\kappa}{\rho} + \frac{\sigma R}{\rho} \quad (22)$$

onde  $\tau/\rho$  é a contribuição do efeito fotoelétrico,  $\sigma/\rho$  proveniente do efeito Compton,  $\kappa/\rho$ , proveniente da produção de pares e  $\sigma R/\rho$  é a contribuição do espalhamento Rayleigh (Attix, 1986).

### 2.8.2 Coeficiente de Transferência de Energia em Massa

O coeficiente total de transferência de energia em massa para interações por fótons, excluindo qualquer contribuição fotonuclear, é representada em unidades de  $\text{cm}^2/\text{g}$  ou  $\text{m}^2/\text{kg}$  de acordo com a equação 23.

$$\frac{\mu_{tr}}{\rho} = \frac{\tau_{tr}}{\rho} + \frac{\sigma_{tr}}{\rho} + \frac{\kappa_{tr}}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} \left[ \frac{h\nu - p_{\kappa} Y_{\kappa} \overline{h\nu}_{\kappa}}{h\nu} \right] + \frac{\sigma}{\rho} \left[ \frac{\overline{T}}{h\nu} \right] + \frac{\kappa}{\rho} \left[ \frac{h\nu - 2m_0c^2}{h\nu} \right] \quad (23)$$

onde  $p_{\kappa} Y_{\kappa}$  é a fração de todos os eventos fotoelétricos nos quais raios X característicos do orbital K são emitidos pelo átomo e  $p_{\kappa} Y_{\kappa} \overline{h\nu}_{\kappa}$  representa a energia média emitida de raios X característicos (K), por interação fotoelétrica em todas as camadas combinadas, onde  $h\nu > (E)_K$ ; o termo  $\overline{h\nu}$  pode ser estimado pela energia de ligação do orbital em questão. Essa equação é utilizada para fótons com energia acima do orbital K no meio elementar de absorção e, excluindo a fluorescência L em comparação com a fluorescência K. A equação, no caso de energias entre os orbitais K e L, é substituída por

$$\frac{\mu_{tr}}{\rho} = \frac{\tau_{tr}}{\rho} + \frac{\sigma_{tr}}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} \left[ \frac{h\nu - p_L Y_L \overline{h\nu}_L}{h\nu} \right] + \frac{\sigma}{\rho} \left[ \frac{T}{h\nu} \right] \quad (24)$$

### 2.8.3 Coeficiente de Absorção de Energia em Massa

O coeficiente de absorção de energia em massa ( $\mu_{en}/\rho$ ) é relacionado ao coeficiente de transferência de energia em massa (2.8.2) por

$$\frac{\mu_{en}}{\rho} = \frac{\mu_{tr}}{\rho} (1 - g) \quad (25)$$

onde “g” representa a fração média de energia de elétrons secundários que é perdida em interações radiativas, ou seja, em radiodiagnóstico, raios X de Bremsstrahlung. Os valores de “g” para baixas energias e baixos números atômicos, são próximos de zero e  $\mu_{en}/\rho$  é aproximadamente igual à  $\mu_{tr}/\rho$  (Attix, 1986; Hubbell, 1999).

## 2.9 METROLOGIA

Metrologia é o estudo científico das medições, um processo no qual a entrada é a quantidade física a ser medida e a saída é o valor numérico, em uma unidade específica da quantidade física de entrada (Allisy, 1993; Eisenhart, 1963). Segundo Rodrigues (2009), metrologia é a ciência da medição, abrangendo todos os aspectos teóricos e práticos relativos às medições, qualquer que seja a incerteza, em todo campo da ciência e tecnologia.

### 2.9.1 Calibração

Segundo o Vocabulário internacional de Metrologia (INMETRO, 2009), calibração é a operação que estabelece, numa primeira etapa e sob condições especificadas, uma relação entre os valores e as incertezas de medição fornecidos por padrões e as indicações correspondentes com as incertezas associadas. Essa informação é utilizada para estabelecer uma relação visando um resultado de medição a partir de uma indicação.

A calibração do instrumento permite averiguar se o mesmo está funcionando adequadamente e fornece ao usuário um coeficiente, que é utilizado para converter um valor indicado no instrumento para uma estimativa do valor real (Franciscatto, 2009).

Os dados obtidos podem ser expressos por meio de uma declaração, uma função de calibração, um diagrama, uma curva ou uma tabela de calibração. Pode consistir também de uma correção aditiva ou multiplicativa da indicação, com uma incerteza associada (INMETRO, 2009).

## 2.9.2 Rastreabilidade

A rastreabilidade metrológica é a propriedade de um resultado de medição pela qual tal resultado pode ser relacionado a uma referência através de uma cadeia ininterrupta e documentada de calibrações, cada uma contribuindo para a incerteza de medição (INMETRO, 2009). A rastreabilidade, para ser válida, requer uma hierarquia de calibração estabelecida, ou seja, parte-se de um padrão primário até o usuário final.

Cada valor de entrada, para um determinado modelo de medição com mais de uma grandeza, deve possuir sua própria rastreabilidade. A hierarquia de calibração envolvida pode formar uma estrutura ramificada ou uma rede, figura 14.

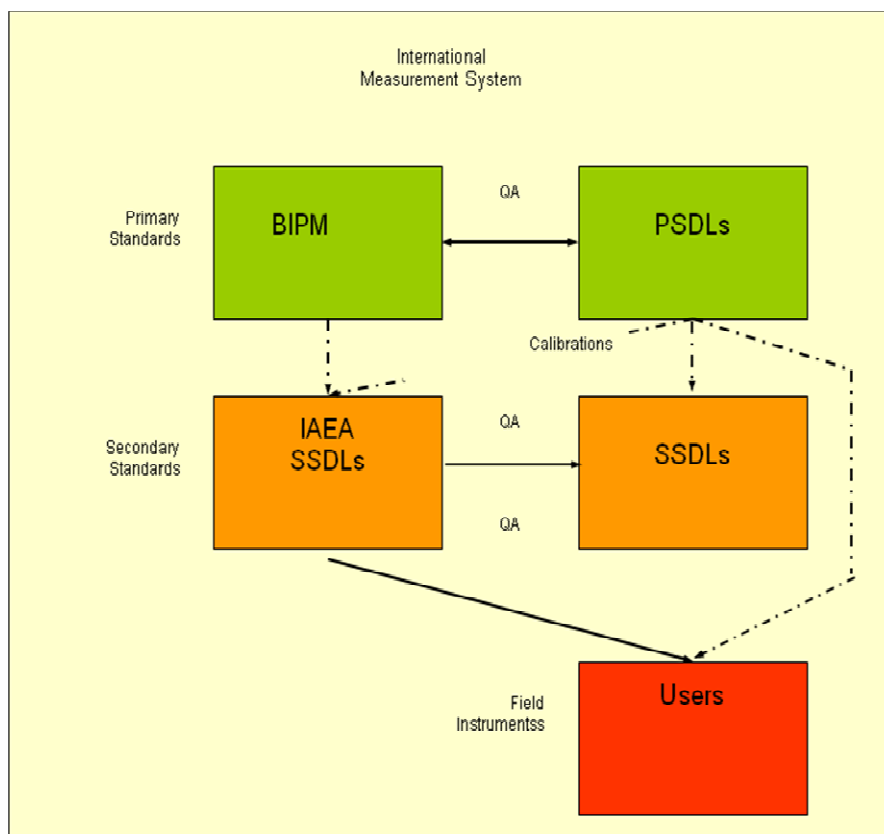


Figura 14 - Cadeia Metrológica Internacional; do laboratório padrão-primário aos secundários e usuários finais.

Fonte: Peixoto, 2012.

## CAPÍTULO 3

### MATERIAIS E MÉTODOS

#### 3.1 MATERIAIS

##### 3.1.1 Equipamentos de raios X

Foram utilizados 2 equipamentos de raios X em duas clínicas de radiologia, ambos com angulação anódica de  $18^\circ$ , tensão de pico de 150 kVp e 500 mA de corrente máxima. A filtração total dos equipamentos clínicos é de 2,5 mmAl equivalente, conforme Portaria 453 (ANVISA, 1998), sendo o primeiro, figura 15, com sistema de retificação trifásica-12 pulsos e o segundo com retificação de alta-freqüência.



Figura 15 - Equipamento de raios X com retificação trifásica 12 pulsos utilizado neste trabalho. a) diafragma luminoso e tubo de raios X perpendiculares à mesa; b) estativa porta-tubo de deslocamento vertical.

O equipamento com retificação de alta-freqüência utilizado neste trabalho, figura 16, possui mostrador digital que informa as unidades de calor geradas a cada



incidência. Essa facilidade permitiria maior controle de desgaste do tubo, porém não estava à disposição a curva de aquecimento e resfriamento e, tendo em vista que o mesmo não possui sistema de bloqueio, isso se torna um problema. Com essa informação foi possível determinar a taxa de resfriamento do tubo.



Figura 16 - Comando do equipamento de retificação de alta-freqüência utilizado neste trabalho com destaque para as unidades de calor

### 3.1.2 Câmara de Ionização

Os valores de Kerma no Ar foram obtidos com o conjunto dosimétrico Radcal modelo 9015, figura 12, e câmara do tipo dedal 10x15-6 (6 cm<sup>3</sup> de volume sensível) com parede de policarbonato e eletrodo de grafite.

O eletrômetro utilizado é alimentado com pilhas do tipo alcalina, operando no modo dose ou taxa de dose. O sistema possui dependência energética de  $\pm 5\%$  de 30 keV a 1,33 MeV, dose mínima de 0,01  $\mu\text{Gy}$  e máxima de 600 Gy.

### 3.1.3 Report 78 Spectrum Processor

O *Spectrum Processor* é um software, figura 17, capaz de gerar espectros de raios X, fornecendo a fluência de fótons (fótons/ mAs mm<sup>2</sup>) com intervalos de 0,5 keV, a partir de informações físicas pré-arquivadas na matriz, variando do zero até a energia máxima do feixe. Além do espectro para cada tensão, o programa fornece também o Kerma no Ar por mAs a 75 cm do ponto focal por kVp selecionado.

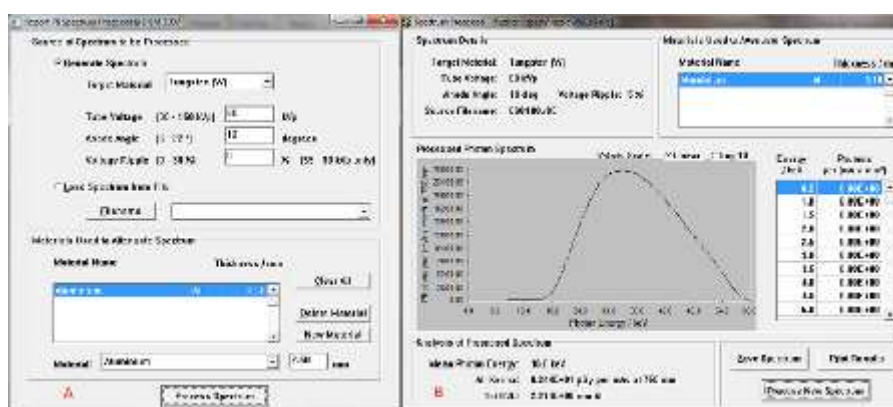


Figura 17 - a) Interface de comunicação do software Spectrum Processor; b) Exemplo de espectro gerado com 60 kVp, angulação anódica de 18°, filtração total de 3,1 mmAl e 5% de tensão de Ripple.

O programa foi desenvolvido pelo Instituto de Física e Engenharia na Medicina (IPEM, de *Institute of Physics and Engineering in Medicine*). A interface do Software permite inserir dados como kVp, filtração total, angulação do ânodo, Tensão de Ripple e material alvo; permite ainda, salvar o espectro gerado em outros formatos, para dessa forma, exportar o arquivo para planilhas eletrônicas. A utilização do programa exige um sistema operacional Windows 16 ou 32 bit, configurado para idioma local em inglês americano.

## 3.2 MÉTODOS

### 3.2.1 Análise do Retroespalhamento

A influência do retroespalhamento na medição da Dose foi realizada com o conjunto dosimétrico Radcal calibrado em termos de Kerma no Ar para um feixe de qualidade RQR6. A técnica radiográfica foi baseada no homem referência (ICRP, 1975) para um exame lateral de coluna lombar, sendo 100 mAs (200 ma e 0,5 s) e 96 kVp.

O tamanho de campo variou em função do posicionamento da câmara e abrangência de sua área sensível, com distância foco-filme (DFF) de 1 metro (Albuquerque et al, 2010; Boisson, 2007; Bontrager, 2010; Dangelo, 2006) e distância foco-objeto (DFO<sub>min</sub>) de 70 cm, figura 18.

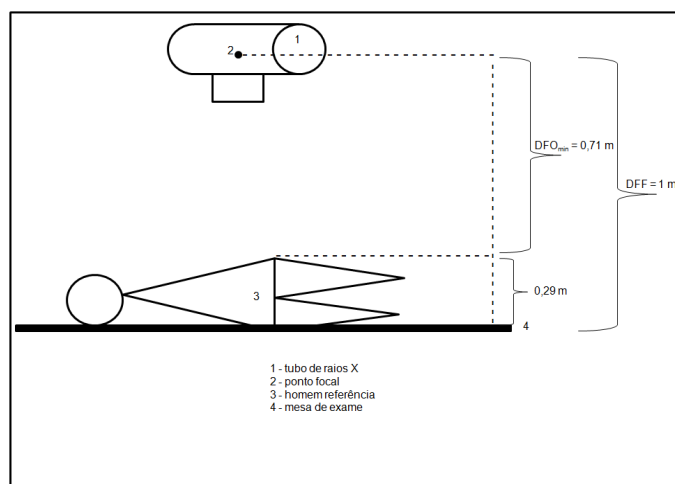


Figura 18 - Arranjo experimental; distância foco-objeto de 0,71 m, espessura do simulador de 0,29 m e distância foco-filme de 1 m.

Foram realizados 6 diferentes arranjos experimentais de medida para distâncias entre fonte-câmara, fonte-mesa e câmara-mesa, sendo realizadas 5 leituras para cada arranjo e encontradas as médias e desvios padrão.

A leitura de referência foi definida com o tubo de raios X em seu deslocamento máximo, figura 19, sendo a 1 metro da câmara de ionização e, dessa forma, a câmara de ionização ficou posicionada a 30 cm da mesa, evitando o retroespalhamento. A câmara foi posicionada também a 20 e 10 cm da mesa, sempre mantendo o tubo a 1 metro do detector, a fim de verificar a influência do retroespalhamento nessas 3 distâncias, ou seja, com o tubo (ponto focal) à 130, 120 e 110 cm da mesa. A leitura de referência foi corrigida pelo inverso do quadrado para 70 cm, sendo a distância foco-paciente do exame *lateral de coluna lombar*.



Figura 19 - Arranjo experimental para a leitura de referência.

Outros dois arranjos foram montados, de forma que o ponto focal efetivo da câmara fosse posicionado o mais próximo da mesa, sendo 3 cm, figura 20. O tubo de raios X foi colocado em duas posições, a 100 cm da câmara de ionização e a 90 cm, a fim de verificar o retroespalhamento com a câmara tão próxima da mesa e variação da distância entre a fonte e a mesa.

A verificação da rastreabilidade foi realizada com a comparação entre a leitura de referência e o último arranjo experimental, onde a câmara foi posicionada a 30 cm da mesa, mas à 70 cm do tubo, ou seja, distância que simulou as condições reais de exame.



Figura 20 - a) Arranjo com a câmara de ionização próxima 3 cm do meio espalhador; b) destaque da distância câmara-mesa.

### 3.2.2 Geração dos Espectros Teóricos no Ar

Foram gerados, através do *Spectrum Processor*, 13 espectros variando de 10 em 10 unidades, sendo de 30 kVp à 150 kVp e obtidos os valores de Kerma no Ar correspondentes; os dados foram exportados para uma planilha eletrônica e tratados. O tratamento consistiu em calcular a Fluência de Energia através da equação 6, onde foi determinada a fluência de energia para cada energia constante dos espectros. O segundo tratamento foi a determinação da fluência total de energia através da equação 8, pela integração dos termos.

### 3.2.3 Determinação Teórica dos Coeficientes de Transferência de Energia em Massa para o Ar

Os coeficientes para cada tensão do tubo (30 a 150 kVp) foram calculados através do Kerma no Ar e fluência total de energia pela equação 14. Com os valores calculados, foi realizada a calibração linear e obtida a equação de ajuste. Os coeficientes encontrados foram comparados com os coeficientes presentes em Attix (1986) e os encontrados por Oliveira (2011).

A Dose Absorvida foi considerada igual ao Kerma, devido à baixa contribuição do componente de Kerma de radiação ( $K_r$ ) para as faixas de energias do espectro de radiodiagnóstico, onde a diferença entre  $\mu_{tr}/\rho$  e  $\mu_{en}/\rho$  é desprezível.

## CAPÍTULO 4

### RESULTADOS E DISCUSSÃO

#### 4.1 ANÁLISE DO RETROESPALHAMENTO

A comparação entre a leitura de referência (100 cm) corrigida para 70 cm pela lei do inverso do quadrado e a leitura realizada com a câmara a 70 cm do tubo, tabela 4, ou seja, leitura realizada no ponto do plano da superfície do paciente, demonstra uma diferença significativa para dosimetria de pacientes, sendo de 0,448 mGy.

Tabela 4 - Comparação entre a dose obtida à 100 cm corrigida pela lei do inverso do quadrado para 70 cm e a dose obtida à 70 cm simulando a distância fonte-paciente; a razão e a diferença.

Distância (cm)	Kerma no Ar (mGy)	
	Experimental	Corrigido
100	4,80	9,79
70	10,24	-----
	Razão: 1,05	Diferença: 0,45

A tabela 4 demonstra que medições realizadas no ponto do plano referente à superfície do simulador ou paciente apresentam valores superiores em relação às medidas realizadas a 100 cm e corrigidas pelo inverso do quadrado. O não posicionamento da câmara a 100 cm implica uma não rastreabilidade das medidas, pois leituras obtidas a outras distâncias não podem simplesmente serem corrigidas pelo inverso do quadrado da distância; esse efeito foi observado também por Burgess (2010). A aproximação da câmara ao ponto focal implica em outros efeitos não desejáveis como descritos por Kondo e Randolph (1993). Outros fatores importantes são a espessura da câmara e determinação do ponto focal efetivo (Zielczynski et al, 2006).

A leitura corrigida para 70 cm apresenta uma diferença significativa para fins dosimétricos, podendo determinar a conformidade ou não conformidade do serviço analisado. As calibrações de equipamentos de medição são realizadas a 100 cm do tubo padrão-referência. Essa calibração deve ser feita, ainda, com as qualidades de feixes diagnósticos determinadas pela IEC 61267 (2005), porém isso se torna uma dificuldade tendo em vista que os HVls dos tubos clínicos que serão avaliados pelos usuários ainda não foram verificados, ou seja, o Laboratório de calibração não possui referência exata das qualidades dos feixes clínicos a serem analisados.

A tabela 5 e a figura 21 mostram um pequeno incremento na dose quando a distância entre a câmara e a mesa de exames é reduzida. A distância entre a câmara de ionização e o tubo foi mantida em 100 cm.

Tabela 5 - Incremento no Kerma com a aproximação da câmara e tubo de raios X à mesa de exames. Lm: leitura média entre as 3 medidas.

<b>Distância entre a câmara e a mesa de exames</b>	<b>Kerma no Ar (mGy)</b>
30 cm	4,80
20 cm	4,87
10 cm	4,93
Lm	$4,87 \pm 0,07$

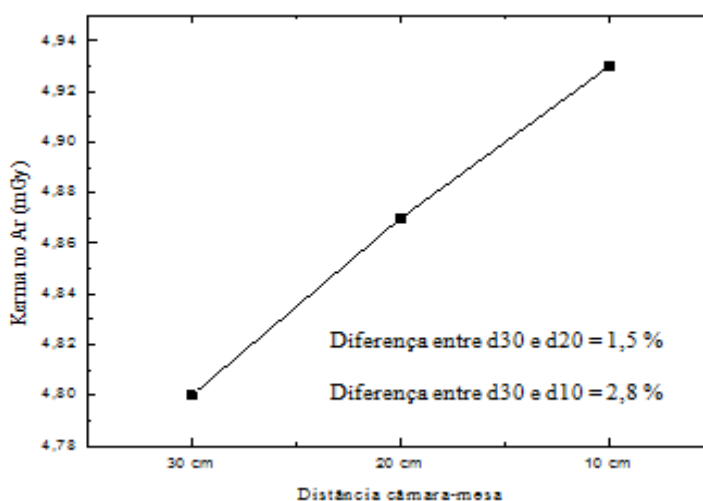


Figura 21 - Incremento no Kerma e desvio padrão com a aproximação da câmara e tubo de raios X à mesa de exames, indicando o aumento do retroespalhamento.

Os valores encontrados com a câmara a 3 cm da mesa e variação da distância entre o tubo e a mesa, tabela 6, não mostraram variação significativa, porém houve um incremento se comparado às medidas de 30 cm, 20 cm e 10 cm entre a câmara de ionização e a mesa. Esse incremento foi atribuído ao retroespalhamento e definido como

$$BS = [L_d - L_p] \quad (27)$$

onde  $L_d$  é a média das leituras de distâncias 30 cm, 20 cm e 10 cm entre a câmara e a mesa de exames e  $L_p$  é a média das leituras com a câmara a 3 cm da mesa e o fator de retroespalhamento (BSF) definido como a razão entre as mesmas leituras médias ( $L_d/L_p$ ). A Aplicação do fator de retroespalhamento para a mesa gera os resultados apresentados na tabela 6 e a comparação entre os valores líquidos e os valores com a aplicação do fator é apresentada na figura 22.

Tabela 6 - Kerma com a câmara à 3 cm da mesa de exames e fonte à 90 e 100 cm da Câmara de ionização; Diferença BS entre  $L_p$  e  $L_d$  e razão entre  $L_d$  e  $L_p$  determinando o BSF; aplicação do BSF nas medidas.

<b>Distância entre a câmara de ionização e a mesa de 3 cm</b>	<b>Kerma no Ar com retroespalhamento (mGy)</b>	<b>Kerma no Ar sem retroespalhamento (mGy)</b>
Tubo a 90 cm da câmara	5,44 ± 0.18	4,82 ± 0,16
Tubo a 100 cm da câmara	5,55 ± 0.17	4,92 ± 0,15
Lm ( $L_p$ )	5,50 ± 0,08	-----
BS		0,63
BSF		0,89

O fator de retroespalhamento (BSF) é mostrado e discutido em diversos trabalhos (Carlsson, 1992; Seuntjens, 1998; Grosswendt, 1983; Klevenhagen, 1989), porém sempre levando em consideração apenas a radiação espalhada pelo tecido ou simulador tecido-equivalente, caracterizado como água ou simulador de água. A prática



clínica mostra que o simulador não é utilizado, restando apenas a mesa como objeto espalhador. O BSF é definido por Klevenhagen e na maioria dos estudos por

$$BSF_x^{(w)} = \frac{X^{(w)} \left[ \frac{\mu_{tr}}{\rho} \right]_{w,air}^{(w)}}{X^{(free)} \left[ \frac{\mu_{tr}}{\rho} \right]_{w,air}^{(free)}} \quad (28)$$

onde  $X^{(w)}$  é a Exposição na superfície do simulador de água,  $X^{(free)}$  é a Exposição no mesmo ponto no espaço na ausência do simulador e  $(\mu_{tr}/\rho)_{w,air}$  é a razão dos coeficientes de transferência de energia em massa para a água e ar na presença de meio espalhador e em espaço livre.

Esse fator é importante devido ao incremento na medida real (Silva, 2008), porém no presente trabalho foi avaliado apenas o retroespalhamento produzido pela interação da radiação ionizante com a mesa de exames. Foi verificado que devido ao deslocamento máximo (para cima) do tubo de raios X, é necessário em algumas situações, aproximar a câmara da mesa, o que gera um retroespalhamento significativo.

Uma prévia leitura-padrão na prática clínica, incluindo PPV, deve ser obtida com o deslocamento máximo do equipamento em relação à mesa de exames e, conseqüentemente, o posicionamento do sistema dosimétrico fica a no mínimo 30 cm da mesma, evitando dessa forma, o retroespalhamento intrínseco da mesa. Isso deve ser realizado antes da calibração do equipamento de medida, para, dessa forma, tomar-se o conhecimento da camada-semi-redutora do sistema de raios X em questão e relatar ao laboratório todas as informações necessárias à aplicação do medidor. A inserção do fator de retroespalhamento dependerá do objetivo da medida, quais sejam, o Kerma no Ar de entrada na Superfície ou o Kerma no Ar Incidente.

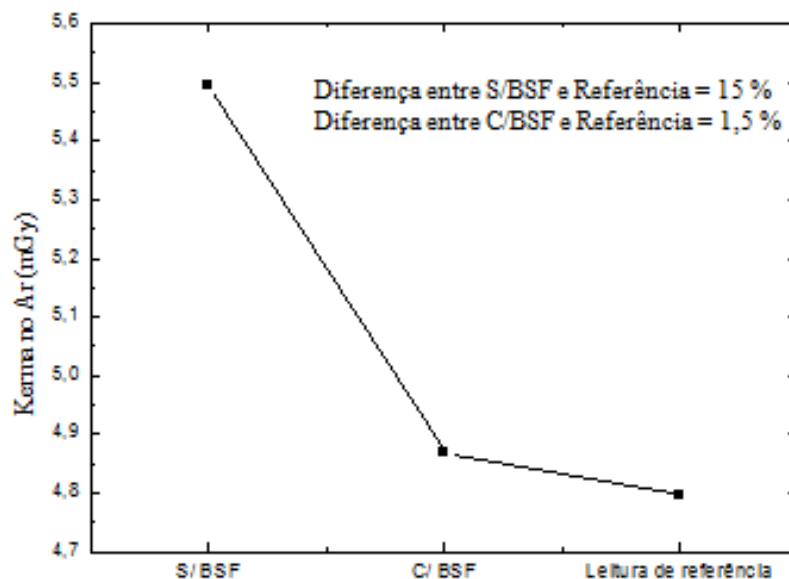


Figura 22 - Comparação dos valores com e sem BSF obtidos com a câmara à 3 cm da mesa e valor de referência, obtido com a câmara à 30 cm da mesa.

#### 4.2 COEFICIENTES TEÓRICOS DE TRANSFERÊNCIA DE ENERGIA EM MASSA PARA O AR

Os coeficientes gerados são apresentados na figura 24 e a comparação com os valores presentes em Attix (1986) e Oliveira (2011) são apresentados na tabela 9. Pode-se observar as diferenças entre os valores; alguns resultados não estão presentes em Attix, portanto não foram relacionados. A diferença entre os valores deste trabalho e os presentes em Attix é demonstrada, porém as fontes radioativas utilizadas na metodologia descrita pelo Autor são pontuais e monoenergéticas, não podendo ser aplicadas para dosimetria e/ou metrologia em raios X, tendo em vista a variação do espectro de radiodiagnóstico.

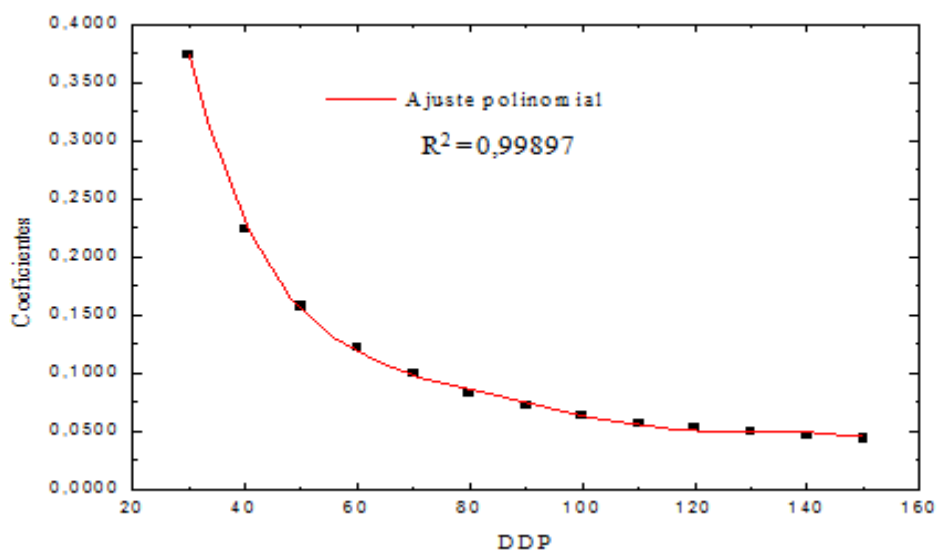


Figura 23 - Coeficientes teóricos de transferência de energia em massa para o ar.

Pode ser observado que os valores encontrados neste trabalho se comportam de maneira decrescente quanto maior é a tensão no tubo. Esse comportamento está atribuído ao fato de quanto maior a energia média do feixe, menor é a deposição de dose num mesmo ponto no ar e isto se repetiria, inclusive, para materiais com outras densidades, ou seja, a maior contribuição de dose depositada vai ocorrendo em pontos geometricamente além dos limites do ponto de medição inicial.

Tabela 7 - Comparação entre os valores deste trabalho, Attix e os valores interpolados por Oliveira.

Tensão (kV)	$\mu_{tr}/\rho$ (cm <sup>2</sup> /g)			Energia (keV)
	Fótons de raios X	Fótons monoenergéticos		
	<i>Este trabalho</i>	<i>Attix (1986)</i>	<i>Oliveira (2011)</i>	
30	0,3733	0,1480	-----	30
40	0,2233	0,0668	-----	40
50	0,1575	0,0406	-----	50
60	0,1219	0,0305	-----	60
70	0,0997	-----	0,0274	70
80	0,0833	0,0243	-----	80
90	0,0717	-----	0,0238	90
100	0,0636	0,0234	-----	100
110	0,0575	-----	0,0237	110
120	0,0529	-----	0,0240	120
130	0,0493	-----	0,0244	130
140	0,0463	-----	0,0247	140
150	0,0439	0,0250	-----	150

Oliveira (2011) obteve os coeficientes de transferência de energia em massa por interpolação linear dos valores de Attix. Os resultados de Oliveira são aceitáveis tendo em vista a falta de coeficientes de espectros multi-energéticos na Literatura.

Os valores presentes em Attix também demonstram um comportamento decrescente quanto maior é a energia do feixe, porém para o feixe de 150 keV, o coeficiente apresenta um aumento de 0,0016 cm<sup>2</sup>/g em relação ao feixe de 100 keV. Esse incremento de ação contrária ao espectro de raios X ocorre devido à possível contribuição do componente kerma radiativo ( $K_r$ ). Esse entendimento se torna de fácil cognição ao observar o espectro da figura 4, onde a energia máxima do feixe ocorre com baixíssima intensidade, enquanto para um feixe monoenergético, 100% dos fótons, obviamente, são de mesma energia e a probabilidade de espalhamento Compton aumenta para essa energia e número atômico do material absorvedor, nesse caso, o ar.

As interpolações lineares de Oliveira mostram o mesmo comportamento decrescente para 70 keV, 90 keV e 110 keV, porém entre 110 keV e 140 keV, o comportamento crescente (incremento) supracitado, volta a se repetir, trazendo assim, uma maior confiabilidade nos resultados das interpolações lineares realizadas pelo Autor.

Peixoto e Andreo (2000) compararam as razões ar-água dos coeficientes de absorção de energia em massa de alguns trabalhos, figura 25, na faixa de 10 a 160 kV. O comportamento decrescente e posterior aumento também podem ser observados, porém o incremento começa a ocorrer a partir de 2 mmAl de HVL, ou seja, aproximadamente 70 kV, segundo os protocolos analisados pelos Autores.

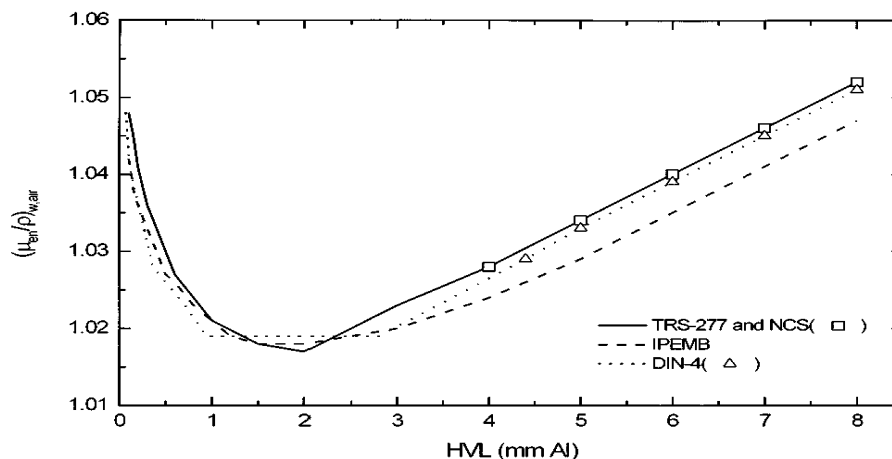


Figura 24 - Razões ar-água dos coeficientes de absorção de energia em massa utilizados na comparação da dose na água para feixes de raios X de 10 a 160 kV. Os símbolos correspondem aos valores extrapolados pelos Autores.  
Fonte: Peixoto & Andreo, 2000.

Nos trabalhos apresentados na tabela 9 (Attix e Oliveira), o incremento passa a ocorrer a partir de aproximadamente 100 keV, porém em Peixoto e Andreo, esse comportamento é antecipado. Esse fenômeno é atribuído à inserção do componente água na relação, pois dessa maneira o componente kerma de colisão ( $K_c$ ) aumenta, devido ao aumento de densidade de um dos materiais envolvidos na medição, concordando assim, com a equação 14.

## CAPÍTULO 5

### CONCLUSÕES

#### 5.1 Análise do Retroespalhamento

As medições de Kerma no Ar, realizadas em práticas clínicas de física médica, devem ser realizadas sempre na mesma condição utilizada pelos serviços de calibração, ou seja, com distância foco-medidor de 1 metro. Um afastamento mínimo de 30 cm entre a câmara e a mesa deve ser realizado, a fim de evitar o retroespalhamento, pois sua contribuição descaracteriza a grandeza Kerma no Ar ou a aplicação de um fator de correção para este componente deve ser realizada.

#### 5.2 Coeficientes de Transferência de Energia em Massa

Os coeficientes gerados se comportaram de forma esperada para um feixe de raios X diagnóstico, ou seja, apresentaram comportamentos decrescentes em seus valores com o aumento da DDP. Em trabalhos que apresentam feixes monoenergéticos como referência, deve-se ter critério na inserção desses coeficientes, pois dessa forma, outros efeitos para um mesmo ponto de medição podem surgir, aumentando a incerteza do resultado e o ponto exato de medida, devido a uma deposição de dose não focal para faixas de energia maiores que 100 keV.

A energia de 100 keV aumenta a contribuição do espalhamento Compton, logo não se pode considerar que os coeficientes de transferência de energia em massa para feixes monoenergéticos sejam iguais aos coeficientes de absorção de energia em massa, devido aos elétrons secundários e deposição de energia “não-local” para os níveis de energias “superiores” ( $\geq 100$  keV). Recomenda-se calibração adequada para câmaras ou

outros sistemas dosimétricos de uso clínico (radiodiagnóstico) para tensão superior a 90 kV. É necessária a correta modelagem da camada de build up, para dessa forma obter o equilíbrio eletrônico desejado.

## CAPÍTULO 6

### SUGESTÕES PARA OUTROS TRABALHOS

Sugere-se o desenvolvimento de uma metodologia de medições experimentais para determinação dos coeficientes de transferência de energia em massa.

Recomenda-se a inserção dos coeficientes mássicos encontrados neste trabalho em simulação de Monte Carlo, devido à sua validação através de métodos experimentais e simular esses espectros na água, a fim de encontrar novos coeficientes mássicos e suas razões ar-água para fins de determinação da dose absorvida para feixes de raios X, sejam eles diagnósticos ou de terapia.

Sugere-se que a determinação dos coeficientes de transferência de energia em massa seja realizada em cada laboratório de calibração.

Fatores como a angulação do anodo, potencial (tipo de retificação) do equipamento, entre outros parâmetros do arranjo experimental, devem ser determinados.



## REFERÊNCIAS

ALLISY A., 1993, Metrology, a Precursor of Quality Assurance In: Measurement Assurance in Dosimetry: proceedings of a symposium, pp. 24-27, Vienna.

ALBUQUERQUE A. C., LOUREIRO J. A. C., FILHO L. G. P. & SILVA R. C., 2010, Anatomia humana axial e do aparelho locomotor: texto e atlas, São Paulo, Editora Roca.

AMAZONAS I. B., 2005, Desenvolvimento e Caracterização de uma Câmara de Ionização Totalmente Polimérica para Dosimetria de Raios X, dissertação de mestrado, PROTEN/UFPE, Pernambuco.

ANVISA, 1998, Agência Nacional de Vigilância Sanitária, Brasil.

ANDREUCCI R., 2005, Proteção Radiológica: aspectos industriais, apostila, São Paulo.

ATTIX, F. H., 1986, Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry, New York, Ed. John Wiley&Sons Inc.

ATTIX, F. H. & Roesch, W. C., 1966, Radiation Dosimetry Instrumentation, 2ª Edição, New York, Ed. New York Academy Press.

BEER, P. M., 2007, Manutenção de Equipamentos de raios X: tubo de raios X, apostila, aula 4, Universidade Estácio de Sá, Rio de Janeiro.

- BOISSON L.F. 2007, Técnica radiológica médica: básica e avançada, São Paulo, Editora Atheneu.
- BONTRAGER K. L., 2010 Manual prático de técnicas e posicionamento radiográfico, 7ª Ed, São Paulo, Ed. Elsevier.
- BRASIL, 2005, Radiodiagnóstico Médico: Desempenho de Equipamentos e Segurança, Brasília, Ed. ANVISA.
- BURGESS P, 2010, Inverse square law and problems with the N E 600 cc ion chamber, IRFM.
- BUSHBERG, J. T., 2002 The Essential Physics of Medical Imaging, 2ª Edição, Philadelphia, Ed. Lippincott Williams & Wilkins.
- BUSHONG, S. C., 2010, Ciência Radiológica para Tecnólogos: Física, Biologia e Proteção, 9ª Edição, Rio de Janeiro, Ed. Elsevier.
- CARDOSO, R. S., 2005, Teste de Desempenho para Implantação de um Padrão Primário de Feixes de Raios X de Baixa Energia, dissertação de mestrado, IRD, Rio de Janeiro
- CARLSSON C. A. 1992 Differences in reported backscatter factors for low-energy x-rays: a literature study, Phys. Med. Biol. 38 521.
- CARRON W. & Guimarães O., 2006, As Faces da Física: volume único, 3ª Edição, São Paulo, Ed. Moderna.

CEMBER H., 1996, Introduction to Health Physics, 3ª Edição, New York, Ed. McGraw-Hill Book Company.

DANGENLO J. G., 2006, Anatomia básica dos sistemas orgânicos: com a descrição dos ossos, juntas, músculos, vasos e nervos, São Paulo, Ed. Atheneu.

EISENHART C., 1963, Realistic Evaluation of the Precision and Accuracy of Instrument Calibration Systems, Journal of Research of the National Bureau of Standards-C, Vol. 67.

ESTADÃO, 2010, <http://www.estadao.com.br/noticias/impresso,brasil-esta-na-modadiz-estudo-da-economist,586440,0.htm>, 27/07/2010, acesso em 18/12/2012 às 14:50 h.

FIOCRUZ, 2009, Manutenção em Equipamentos de Raios X Médico e Odontológico, Apostila, Escola Politécnica de Saúde Joaquim Venâncio, Rio de Janeiro.

FRANCISCATTO P. C., 2009, Caracterização das Qualidades de Radiação X Seguindo as Recomendações da Norma IEC 61267 no Laboratório de Calibração do IPEN, dissertação de mestrado, IPEN, São Paulo.

GROSSWENDT B., 1983, Backscatter factors for x-rays generated at voltages between 10 and 100 kV, Phys. Med. Biol. 29 579.

GUANAES, N., 2012, <http://www.sbt.com.br/defrentecomgabi/noticias/9492/O-Brasil-esta-na-moda-no-minimo-ate-2016-diz-Nizan-Guanaes-.html>, 22/02/2012, acesso em 18/12/2012 às 14:40 h.

HOXTER, E. A., 1977, Introdução à Técnica Radiográfica, São Paulo, Ed. Edgard Blucher.

HUBBELL J. H., 1999, Review of photon interaction cross section data in the medical and biological context, Phys. Med. Biol. Vol. 44.

IAEA, International Atomic Energy Agency, 2007, Dosimetry in Diagnostic Radiology: an international code of practice In: Technical Reports Series n° 457, Vienna.

IAEA, International Atomic Energy Agency, 2005, Radiation Oncology Physics: a handbook for teachers and students, Vienna, Technical Editor E. B. Podgorsak.

ICRP, Internacional Commission on Radiological Protection, 1975, Reference Man: Anatomical, Physiological and Metabolic Characteristics, ICRP 23, Pergamon Press, Oxford.

ICRU, International Commission on Radiation Units and Measurements, 1980, Radiation Quantities and Units In: Report 33, Bethesda, Maryland.

ICRU, International Commission on Radiation Units and Measurements, 1998, Radiation Quantities and Units In: Report 60, Bethesda, Maryland.

IEC, International Eletrotechical Commission, 2005, Medical Diagnostic X-Ray Equipment: Radiation Conditions for Use in the Determination of Characteristics In: IEC 61267, Geneva.

INMETRO, 2007, Regulamentação Metrológica: resolução CONMETRO nº 11/88/INMETRO, SENAI–Departamento Nacional, 3ª Edição, Rio de Janeiro, Ed. SENAI.

INMETRO, 2009, Vocabulário Internacional de Metrologia: conceitos fundamentais e gerais e termos associados (VIM 2008), 1ª Edição brasileira, Rio de Janeiro.

INMETRO, 2012, Vocabulário Internacional de Metrologia: conceitos fundamentais e gerais e termos associados (VIM 2012), 1ª Edição Luso-Brasileira, Rio de Janeiro.

IPEM, Institute of Physics and Engineering in Medicine, 1997, Report 78 *Spectrum Processor, Software, United Kingdom*.

JOHNS H. E., 1983, The Physics of Radiology, 4ª Edição, Illinois, Ed. Charles C. Thomas.

KLEVENHAGEN S. C., 1989, Experimentally determined backscatter factors for x-rays generated at voltages between 16 and 140 kV, *Phys. Med. Biol.* 34 1871.

KNOLL G. F., 1999, Radiation Detection and Measurement, 3ª Edição, New York, Ed. John Wiley&Sons Inc.

KONDO S & RANDOLPH M.L., 1993 Effect of finite size of ionization chambers on measurements of small photon sources, *Radiation Research* 13 37.

MARTINS J. B., 2001, A História do Átomo: de Demócrito aos quarks, Rio de Janeiro, Ed. Ciência Moderna.

OLIVEIRA, L. S. R., 2011, Avaliação da Resposta de detectores Cintiladores de NaI(Tl) em Medições de Kerma no Ar em Feixes de Raios X Diagnóstico, dissertação de mestrado, IRD, Rio de Janeiro.

PEIXOTO J. G., 1991, Implantação de um Padrão Primário da Grandeza Exposição para Feixes de Raios X, dissertação de mestrado, COPPE/UFRJ, Rio de Janeiro.

PEIXOTO J. G. & ANDREO P., 2000, Determination of absorbed dose to water in reference conditions for radiotherapy kilovoltage x-rays between 10 and 300 kV: a comparison of the data in the IAEA, IPEMB, DIN and NCS dosimetry protocols, Phys. Med. Biol. 45, pp. 563-575.

PEIXOTO J. G., 2012, Medição de Incertezas, apostila, aula 13, Rastreabilidade, Instituto de Radioproteção e Dosimetria.

RODRIGUES L. N., 2009, Metrologia das Radiações Ionizantes, Revista Brasileira de Física Médica 3(1), pp. 69-75.

SALGADO C. M., 2003, Estudo de Detectores Semicondutores com Aplicação em raios X Diagnóstico, dissertação de mestrado, IRD, Rio de Janeiro.

SCAFF, Luiz A. M., 1979, Bases Físicas da radiologia: diagnóstico e terapia, São Paulo, Ed. Sarvier.

SEUNTJENS J. P., C-M Ma, 1998 Mass-energy absorption coefficient and backscatter factor ratios for kilovoltage x-ray beams, *Phys. Med. Biol.* 44 131.

SILVA, R. C., 2008, Desenvolvimento e Implementação de uma Metodologia de Análise do Programa de Garantia da Qualidade em Serviços de Radiodiagnóstico, dissertação de Mestrado, COPPE/UFRJ, Rio de Janeiro.

SILVA R. C., 2010, Física Aplicada à Imaginologia, apostila, aula 2, Universidade Estácio de Sá, Rio de Janeiro.

SILVA R. C. & Teixeira G. J., 2011, Controle de Qualidade em Radiodiagnóstico e Parâmetros de Imagem, apostila, Universidade Estácio de Sá, Rio de Janeiro.

SPENCER L. V. & Attix F. H., 1955, A Theory of Cavity Ionization, National Bureau of Standards, Washington, D. C..

TEIXEIRA G. J., 2007, Auditoria em Serviços de Radiodiagnóstico Médico no Rio de Janeiro, trabalho de conclusão de curso, Universidade Estácio de Sá, Rio de Janeiro.

TEIXEIRA G. J., 2012, Equipamentos e Manutenção em Radiodiagnóstico, apostila, aula 1, Universidade Estácio de Sá, Rio de Janeiro.

TUCKER D. M. & Barnes Gary T., 1991, Semiempirical Model for Generating Tungsten Target X-Ray Spectra, *Med. Phys.* 18 (2), Mar/Apr.

UNSCEAR, 2000, United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation, Report vol 1, USA.

ZIELCZYNSKI M., ARASZKIEWICZ A., GOLNIK N, TULIK P., 2006,  
Determination of the effective centre of ionization chambers, Pol. J. Med. Phys Eng. 12  
1425.