

**FLÁVIO AUGUSTO PENNA SOARES**

**PRODUÇÃO DE RAIOS X EM AMPOLAS RADIOGRÁFICAS:  
ESTUDO DO TOMÓGRAFO COMPUTADORIZADO DO  
HOSPITAL REGIONAL DE SÃO JOSÉ/SC**

**FLORIANÓPOLIS  
2006**

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA

**Centro de Ciências Físicas e Matemáticas**

**Programa de Pós-Graduação em Física**

**PRODUÇÃO DE RAIOS X EM AMPOLAS RADIOGRÁFICAS:  
ESTUDO DO TOMÓGRAFO COMPUTADORIZADO DO HOSPITAL  
REGIONAL DE SÃO JOSÉ/SC**

**Flávio Augusto Penna Soares**

Tese apresentada à Universidade  
Federal de Santa Catarina como parte  
dos requisitos para obtenção do grau  
de Doutor em Física Experimental

Orientador  
Dr. Danilo de Paiva Almeida

**Florianópolis  
Julho de 2006**

# **Produção de raios X em ampolas radiográficas: estudo do tomógrafo computadorizado do Hospital Regional de São José/SC**

**Flávio Augusto Penna Soares**

Esta Tese foi julgada adequada para a obtenção do título de Doutor em Física, na área de concentração em Física Experimental e aprovada em sua forma final pelo Programa de Pós-Graduação.

---

**Prof. Dr. Marcelo Henrique Romano Tragtenberg**

## **Banca Examinadora**

---

**Prof. Dr. Danilo P. Almeida**  
(FSC/UFSC - Orientador)

---

**Prof. Dr. Hugo Reuters Schelin**  
(CPGEI/UTFPR)

---

**Prof. Dr. Carlos Eduardo Maduro de Campos**  
(FSC/UFSC)

---

**Prof. Dra. Simone K. Dias**  
(IRD/CNEN-RJ)

---

**Prof. Dr. Nelson Canzian da Silva**  
(FSC/UFSC)

---

**Prof. Dr. Antonio Carlos Fontes dos Santos**  
(IF/UFRJ)

---

**Prof. Dr. Lucio Sartori Farenzena**  
(FSC/UFSC)

---

**Prof. Dr. Paulo César T. D'Ajello**  
(FSC/UFSC)

---

# Dedicatória

---

*À minha mãe Maria*

*À minha amada Andrea.*

*À esperta Mariana e à tranqüila Carolina.*

*As quatro grandes, e pequenininhas, e indispensáveis mulheres de minha vida.*

*E a meu pai Flávio, meu exemplo de vida.*

---

# Agradecimentos

---

Ao Danilo, por ter aceitado o desafio de sair um pouco de sua linha de pesquisa e encarar comigo a tarefa de estudarmos juntos os assuntos apaixonantes da radiologia. E, principalmente, pela amizade sincera e fraterna. Muito, muito obrigado mesmo, pois sem você, este meu objetivo não teria se concretizado.

Aos meus familiares, pelo apoio, incentivo e até mesmo cobrança para que terminasse logo este doutorado.

Ao Nandi, apesar de eu gostar de chamá-lo de Dorival, meu amigo de todas as horas.

Aos grandes amigos e amigas do NTC, que sempre me deram total apoio para a conclusão deste doutorado, principalmente nos últimos meses. Todo meu carinho, minha amizade e meu total reconhecimento.

À Rita, por substituir-me na Coordenação do CST em Radiologia Médica, desde o início do ano e a ajuda em outros momentos.

Ao Hospital Regional Dr. Homero de Miranda Gomes, de São José/SC, em especial à equipe do setor de radiologia e do CELEC pela cessão do Tomógrafo Computadorizado e pela colaboração na realização deste trabalho. Muito obrigado!

Ao Dennis Runnoe, nosso contato junto à Varian, que nos forneceu as especificações técnicas da ampola, sem as quais parte desse trabalho não poderia ter-se realizado. *Thank you!*

Ao CEFET/SC, pelos recursos materiais.

Ao Divino Espírito Santo que me iluminou durante todo trabalho.

---

# Resumo

---

Resumo da Tese apresentada à UFSC como parte dos requisitos necessários à obtenção do grau de Doutor em Física Experimental.

## **Produção de raios X em ampolas radiográficas: estudo do tomógrafo computadorizado do Hospital Regional de São José/SC**

**Flávio Augusto Penna Soares**

Julho de 2006

Orientador: Professor Danilo de Paiva Almeida, Dr.

Área de Concentração: Física Experimental

Palavras-chaves: ampola radiográfica, bremsstrahlung, radiação de freamento, raios X, foco anódico, auto-atenuação, tomografia computadorizada, Monte Carlo, PENELOPE, GS-2078.

Número de páginas: 102

Este trabalho descreve quantitativa e qualitativamente a formação do feixe de raios X produzido por um tomógrafo computadorizado (TC) que opera no Hospital Regional de São José/SC. Para isso, dividiu-se a abordagem em 3 etapas: i) determinação criteriosa da mancha focal por meio de um código computacional que resolve a equação de Laplace e do movimento de elétrons em colisão com o ânodo; ii) cálculo analítico do espectro de radiação X emitido através de bremsstrahlung, partindo de primeiros princípios, a partir do processo de colisão do feixe de elétrons com o ânodo (sólido), incluindo a auto-atenuação dos fótons gerados; iii) uso do código PENELOPE (algoritmo de Monte Carlo) para a determinação do espectro total de radiação X emitido pelo ânodo. Em todas as etapas, os valores calculados estão muito próximos dos encontrados na literatura. A área da mancha focal simulada possui uma diferença menor que 5% em relação aos valores do fabricante, apesar das limitações do programa de simulação. A equação proposta para o cálculo do espectro emitido por bremsstrahlung, incluindo-se a auto-atenuação, mostrou-se muito simples de calcular, pela ausência de variáveis empíricas ou funções multiparamétricas, em relação a outras apresentadas na literatura e de uso freqüente. Os resultados, comparados a outros gerados por equações semi-empíricas ou simulação por método Monte Carlo, também são excelentes, com diferenças abaixo de 5%.

---

# Abstract

---

This work describes the intensity and quality of X-ray production of a computer tomography (CT) on service at Hospital Regional de São José/SC. The study was divided in three parts: i) prime determination of focal spot by means of a software which solves Laplace equation and electron movements when colliding with an anode; ii) analytical calculus using *ab initio* theory of bremsstrahlung spectra emission from electron beam collision with the anode (solid), including target attenuation of emerging photons; iii) use of PENELOPE code (Monte Carlo algorithm) to determine spectrum emission from anode. In all steps, the calculated values are in good agreement with those ones found in the literature. The simulated focal spot area results 5% less than manufactured values besides simulation software restrictions and limitations. The equation proposed to bremsstrahlung spectra calculation emitted by anode, including target attenuation, becomes very simple, once it do not have empirical variables or multiparametric functions as presented by other authors. The results were assessed with another one generated by semi-empirical equations and results from Monte Carlo simulation and all presented less than 5% difference.

---

# Sumário

---

LISTA DE FIGURAS	10
LISTA DE TABELAS	12
CAPITULO 1	13
<hr/>	
HISTÓRICO: DE ROENTGEN A HOUNSFIELD	
1.1 História do equipamento radiográfico	13
1.2 Tomógrafo computadorizado	14
1.3 Produção de fótons X	15
1.3.1. Radiação de freamento	18
1.3.2. Radiação máxima	19
1.3.3. Radiação característica	19
1.4 Interação de fótons X	21
1.4.1. Espalhamento coerente	22
1.4.2. Efeito fotoelétrico	23
1.4.3. Efeito Compton	25
1.5 Descrição formal da produção da radiação X	25
1.6 Abordagem deste trabalho	26
CAPITULO 2	28
<hr/>	
TOMÓGRAFO COMPUTADORIZADO: ESTRUTURA E FUNCIONAMENTO	
2.1 Princípio básico	28
2.2 Sistema tomográfico	30
2.3 Portal	31
2.4 Cabeçote	32
2.5 Ampola	33
2.5.1. Evolução	33
2.5.2. Estrutura	35
2.6 Envelope	36
2.6.1. Material	36
2.6.2. Janela	36
2.7 Cátodo	37
2.7.1. Copo catódico	37
2.7.2. Filamento	38
2.7.3. Colimador do foco	39
2.7.4. Correntes na ampola	40
2.8 Ânodo	41
2.8.1. Ânodo fixo	42
2.8.2. Ânodo rotatório	43
2.9 Efeito anódico	45



2.10 Colimação	46
2.11 Sensores de raios X	47
2.11.1. Detectores de cintilação	48
2.11.2. Câmara de ionização	49
<b>CAPITULO 3</b>	<b>51</b>
<hr/>	
<b>SIMULAÇÃO DO FEIXE DE ELÉTRONS E DA MANCHA FOCAL</b>	
3.1 Sistema cátodo-ânodo	51
3.2 Metodologia	54
3.2.1. Método computacional	54
3.2.2. Geometria do sistema	55
3.2.3. Simulação da emissão do feixe	57
3.2.4. Dados obtidos	58
3.3 Resultados	59
3.3.1. Mancha focal do filamento maior	59
3.3.2. Mancha focal do filamento menor	61
3.3.3. Angulação do feixe	64
3.3.4. Múltiplas simulações	68
3.4 Discussão dos resultados	68
<b>CAPITULO 4</b>	<b>71</b>
<hr/>	
<b>RADIAÇÃO DE FREAMENTO: UM NOVO EQUACIONAMENTO SEMI-EMPÍRICO</b>	
4.1 Equacionamento da perda de energia	71
4.2 Modelo proposto	74
4.2.1. Equação inicial	74
4.2.2. Poder de freamento total por unidade de massa	76
4.2.3. Função B	77
4.2.4. Auto-atenuação	79
4.2.5. Equação da fluência	81
4.2.6. Comparação dos resultados com outro modelo	81
4.2.7. Resultados comparados a simulação e valores reais	84
4.3 Discussão dos resultados	87
<b>CAPÍTULO 5</b>	<b>90</b>
<hr/>	
<b>CONCLUSÃO</b>	
<b>REFERÊNCIAS</b>	<b>92</b>
<b>ANEXO</b>	<b>101</b>
<hr/>	

---

## Lista de Figuras

---

Figura 1.1	Diminuição da radiação como função direta da distância. ....	17
Figura 1.2	Exemplo de espectro dos fótons gerados por freamento de elétrons com energia cinética de 120 keV, sem considerar a auto-atenuação do alvo ou filtros adicionais – segundo o modelo proposto neste trabalho. ....	19
Figura 1.3	Exemplo didático do espectro de emissão da radiação característica do tungstênio (fora de escala). ....	21
Figura 1.4	Espectro total dos fótons emitidos por um alvo de tungstênio, sem atenuação da estrutura geradora e filtros adicionais – segundo o modelo proposto neste trabalho. ....	21
Figura 2.1	Processo de aquisição da imagem tomográfica: os sensores de radiação se movimentam em sincronia com o tubo de raios X, num tomógrafo de 3ª geração. ....	29
Figura 2.2	Planta baixa típica da sala de tomografia e sala de comando. ( <i>Picker Int. - divulgação</i> ) ....	30
Figura 2.3	Exemplo de portal e mesa. ( <i>cortesia - Hosp. Celso Ramos - Florianópolis</i> ) ....	31
Figura 2.4	Cabeçote: a) principais componentes; b) radiações de fuga e a radiação contida. ....	32
Figura 2.5	Cabeçote do tomógrafo sob estudo. ....	33
Figura 2.6	Ampola onde a placa-alvo é interligada com o ânodo e está no caminho de passagem dos elétrons. ( <i>Philips – Medica Mundi</i> ) ....	34
Figura 2.7	Ampola radiográfica para tomografia helicoidal. ( <i>Varion Interay - divulgação</i> ) ....	35
Figura 2.8	Partes de uma ampola radiográfica com ânodo giratório. ....	35
Figura 2.9	Partes componentes de um cátodo. ....	37
Figura 2.10	Copo catódico - vista frontal do filamento maior (à esquerda) e filamento menor (à direita). ....	38
Figura 2.11	Tipos de filamentos: a) simples; b) duplo bipartido; c) duplo separado. ....	38
Figura 2.12	Detalhe do copo catódico e seu colimador de foco para um sistema de filamento duplo separado. ....	40
Figura 2.13	Circuito de correntes no filamento e na ampola. ....	40
Figura 2.14	Relação entre corrente no filamento e corrente na ampola. Mostra-se também a relação da tensão no filamento e sua corrente (linha pontilhada). ....	41
Figura 2.15	Ampola de ânodo fixo. ( <i>Oxford série 1600 - divulgação</i> ) ....	42
Figura 2.16	Foco real e efetivo de um ânodo fixo. ....	43
Figura 2.17	Ânodo rotatório com pista focal simples: a) vista frontal; b) vista lateral. ....	44
Figura 2.18	Ânodo rotatório com pista dupla: a) vista frontal; b) vista lateral. ....	44
Figura 2.19	Ânodo com pistas focais sobrepostas: a) vista frontal; b) vista lateral. ....	45
Figura 2.20	Descrição do efeito anódico. ....	45
Figura 2.21	Distribuição da radiação sobre a mesa devido ao efeito anódico. ....	46
Figura 2.22	Colimação junto ao cabeçote do Toshiba Auklet. ( <i>cortesia Hospital Regional de São José</i> ) ....	46
Figura 2.23	Colimação pós-paciente. ( <i>cortesia Hospital Celso Ramos - Florianópolis</i> ) ....	47
Figura 2.24	Detector de cintilação: (a) montagem do fotodiodo e do cristal de cintilação; (b) arranjo de detectores colocados lado a lado, até 4800 elementos. ....	49
Figura 2.25	Câmara de ionização: (a) detalhe da montagem; (b) detalhe elétrico. ....	49
Figura 2.26	Câmara de ionização. ( <i>cortesia Hospital Regional de São José – São José</i> ). ....	50
Figura 3.1	Visão em corte do sistema cátodo-ânodo. ( <i>Varian Medical System, Inc.</i> ) ....	52
Figura 3.2	Visão em detalhe da construção do sistema cátodo-ânodo (medidas em polegadas): corte lateral da ampola e parte do cabeçote. ( <i>Varian Medical System, Inc.</i> ) ....	53

Figura 3.3	Visão em detalhe do cátodo (medidas em polegadas): vista superior em corte do copo catódico. ( <i>Varian Medical System, Inc.</i> ).....	54
Figura 3.4	Geometria simulada do sistema cátodo-ânodo e eixos de coordenadas: visão tridimensional destacando o filamento maior (a) e visão lateral (b).....	56
Figura 3.5	Geometria simulada dos filamentos: (a) visão tridimensional de uma fatia da região central; e (b) visão superior de outra fatia da região central onde aparece um dos fios de conexão. ....	57
Figura 3.6	Imagem em corte da simulação realizada: visão superior do vôo dos elétrons (plano Y = 10 mm).....	58
Figura 3.7	Histograma do número de colisões para a coordenada X – filamento maior. ....	59
Figura 3.8	Histograma do número de colisões para a coordenada Y – filamento maior. ....	60
Figura 3.9	Representação bidimensional do histograma do número de colisões para o filamento maior no sistema de coordenadas do SIMION, em milímetros (ponto de vista do feixe eletrônico).....	61
Figura 3.10	Histograma do número de colisões para a coordenada X – filamento menor.....	62
Figura 3.11	Histograma do número de colisões para a coordenada Y – filamento menor.....	63
Figura 3.12	Representação bidimensional do histograma do número de colisões para o filamento menor no sistema de coordenadas do SIMION, em milímetros (ponto de vista do feixe eletrônico).....	64
Figura 3.13	Histograma do número de colisões para cada ângulo de azimute para o filamento maior.....	65
Figura 3.14	Histograma do número de colisões para cada ângulo de elevação para o filamento maior.....	66
Figura 3.15	Histograma do número de colisões para cada ângulo de azimute para o filamento menor.....	67
Figura 3.16	Histograma do número de colisões para cada ângulo de elevação para o filamento menor.....	67
Figura 4.1	Poder de freamento total para o tungstênio: valores da literatura (x) e equação empírica ajustada. ....	76
Figura 4.2	Poder de freamento por bremsstrahlung para o tungstênio: valores da literatura (x) e equação empírica ajustada. ....	77
Figura 4.3	Esquema do processo de penetração dos elétrons até uma distância $x$ antes de emitirem o fóton, que deverá transpor uma distância $d$ para sair do ânodo.....	80
Figura 4.4	Espectro dos fótons emitidos segundo os modelos TBC e o nosso para T = 60 keV, considerando apenas auto-atenuação do ânodo. ....	82
Figura 4.5	Espectro dos fótons emitidos segundo os modelos TBC e o nosso para T = 80 keV, considerando apenas auto-atenuação do ânodo. ....	82
Figura 4.6	Espectro dos fótons emitidos segundo os modelos TBC e o nosso para T = 100 keV, considerando apenas auto-atenuação do ânodo. ....	83
Figura 4.7	Espectro dos fótons emitidos segundo os modelos TBC e o nosso para T = 120 keV, considerando apenas auto-atenuação do ânodo. ....	83
Figura 4.8	Espectro dos fótons emitidos para os valores do IPEM, PENELOPE e o nosso modelo para T = 60 keV.....	85
Figura 4.9	Espectro dos fótons emitidos para os valores do IPEM, PENELOPE, MCNP4C e o nosso modelo para T = 80 keV. ....	86
Figura 4.10	Espectro dos fótons emitidos para os valores do IPEM, PENELOPE, MCNP4C e o nosso modelo para T = 100 keV.....	86
Figura 4.11	Espectro dos fótons emitidos para os valores do IPEM, PENELOPE, MCNP4C e o nosso modelo para T = 120 keV.....	87

---

## Lista de Tabelas

---

Tabela 1. Energia (eV) das radiações características do Mo e W. (Tauhata, 2003).....	20
Tabela 2. Parâmetros da equação de ajuste para o poder de freamento total. ....	77
Tabela 3. Parâmetros da equação de ajuste para o poder de freamento por bremsstrahlung. ....	78

---

# Capítulo 1

---

## Histórico: de Roentgen a Hounsfield

### 1.1 HISTÓRIA DO EQUIPAMENTO RADIOGRÁFICO

Há mais de um século, em 8 de novembro de 1895, o cientista Willhelm Konrad Roentgen maravilhava-se com a descoberta de uma “nova luz” capaz de transpassar objetos opacos [Sprawls, 1995]. Imperceptível aos olhos, a nova radiação conseguia impressionar filmes tal qual a luz convencional. Intrigado como uma faísca elétrica - o famoso raio catódico - conseguia gerar tal tipo de radiação, Roentgen realizou uma série de experimentos a fim de descobrir melhor suas características. Começou simplesmente vendo o brilho provocado pela nova radiação em placas impregnadas de platino-cianureto de bário. Depois, verificou que caixas de madeiras poderiam ser transpassadas pela radiação, enquanto que as dobradiças metálicas e pregos pareciam constituir-se uma barreira [Eisenberg, 1992]. Bússolas, porta-moedas e outros objetos foram então “fotografados”. Utilizações para a “luz” que “via” o que os olhos não viam começavam a se apresentar. Com o experimento de fotografar a mão de sua esposa Bertha, porém, Roentgen abriu a porta para a grande e principal utilização da radiação X: o diagnóstico médico por imagem, neste caso, uma imagem radiográfica.

Desde então, os equipamentos radiológicos evoluíram muito pouco nos 80 anos que se seguiram a sua descoberta [Tiggelen, 2001]. Basicamente, a ampola desenvolveu-se no sentido de diminuir o tamanho de sua mancha focal, melhorando a qualidade da imagem radiográfica produzida, e aumentar sua capacidade térmica. A partir dessas melhorias, que progressivamente tinham seus valores revistos, novos acessórios foram sendo desenvolvidos e agregados aos aparelhos radiográficos. Isso permitiu a utilização dos mesmos para a realização de um número cada vez maior de novos exames radiológicos: como a fluoroscopia, por exemplo.

Embora pareça impróprio dizer que o primeiro equipamento construído para uso médico, possivelmente por Thomas Alva Edison, seja tão semelhante aos modernos equipamentos digitais à venda hoje no mercado, na realidade é isso que acontece. Do ponto de vista científico, a produção de radiação X dá-se pela perda de energia de um feixe de elétrons ao se chocar com um alvo maciço [Akande, 1993]. Esse fenômeno ocorre dentro de uma ampola evacuada em que uma corrente elétrica circula entre dois eletrodos: ânodo e cátodo. Se comparada a ampola utilizada por Roentgen com uma ampola atual, vê-se que a física do processo de emissão ainda é a mesma. O que houve foi o desenvolvimento de materiais mais adequados, ajuste de geometria, soluções práticas e mais qualidade no processo fabril das ampolas modernas.

O próprio registro da imagem radiográfica, através da sensibilização de um filme fotográfico pelo feixe de radiação que conseguiu transpassar o paciente, também se tem mantido inalterado nesse mesmo período [Eisenberg, 1992]. Embora os filmes sejam impensavelmente mais sensíveis que os utilizados pelos primeiros médicos radiologistas no início do século XX [Suleiman, 1995], apenas a utilização da tela intensificadora e chassis mais leves e radiotransparentes trouxeram alguma alteração nesse processo. O processamento deste filme radiográfico com químicos, porém, ainda é necessário, como àquela época. Apenas no final do século passado, com o desenvolvimento de tecnologias digitais e de novos sensores de radiação, o velho e bom aparelho radiográfico juntamente com o filme começaram a ceder, lentamente, espaço para o novo sistema digital de aquisição e registro da imagem radiográfica [Fratt, 2003].

## **1.2 TOMÓGRAFO COMPUTADORIZADO**

Apenas o surgimento da tomografia computadorizada em 1969 pode ser considerado como uma grande evolução nos equipamentos radiográficos, uma vez que o sistema de aquisição da imagem radiográfica foi completamente alterado [Tiggelen, 2001]. Sir Godfrey Hounsfield projetou o novo equipamento a partir de um sistema eletrônico de detecção do feixe de radiação e de um processo de formação da imagem radiográfica completamente diferente em relação à radiologia convencional. Isso permitiu dar realmente um grande salto de qualidade na área do diagnóstico médico por imagem. Cabe salientar que a ampola usada por Roentgen ainda continuava sendo utilizada por Hounsfield em seu tomógrafo, apenas sendo alterada as especificações técnicas para se adaptar às características do novo aparelho.

Outro cientista que ajudou no desenvolvimento do tomógrafo computadorizado foi o sul-africano Allan M. Cormack, desenvolvendo a matemática necessária para a reconstrução das imagens tomográficas. Com certeza, sem a técnica de retroprojeção desenvolvida por Cormack, as imagens tomográficas apenas existiriam na mente inovadora de Hounsfield. Por suas contribuições para o desenvolvimento do tomógrafo computadorizado e os benefícios que o novo equipamento trouxe para a área médica, Cormack e Hounsfield foram agraciados com o Prêmio Nobel de Medicina no ano de 1979 [Nobel, 2005].

Podemos verificar, portanto, que apenas nos últimos 30 anos, a partir da comercialização do primeiro tomógrafo computadorizado em 1972, os aparelhos radiográficos começaram a mudar sensivelmente sua estrutura e tecnologia [Tosi, 1993]. Controles digitais, novas ligas metálicas, controles automáticos, servomecanismos, novos geradores de alta tensão, que apareceram com o desenvolvimento do tomógrafo, foram aos poucos incorporados aos aparelhos radiográficos convencionais. No entanto, a estrutura da ampola e a produção de radiação X continuaram as mesmas. Por isso, do ponto de vista de emissão de radiação, blindagem [NCRP, 1976] e radioproteção [ICRP, 1977] [ICRP, 1991] [ICRP, 1996], a tomografia e a radiografia convencional são tratadas de forma semelhante, observando-se apenas algumas pequenas especificidades, como energia dos fótons e direção e colimação da emissão.

Embora atualmente haja o desenvolvimento de uma nova geração de tomógrafos, com a utilização de duas ampolas simultâneas com uso de energias diferentes, ainda assim podemos ver que a ampola de Roentgen continua sendo largamente utilizada. Apenas o sistema tomográfico conhecido como EBCT (*electronic beam computer tomography*) não utiliza ampola evacuada, embora o princípio da geração da radiação por colisão de elétrons em alvo metálico seja mantido. Nesse caso, o EBCT utiliza a focalização de um feixe de elétrons em um conjunto de setores de anéis que circundam a mesa com o paciente. A emissão de raios X oriunda da colisão é captada por detectores posicionados no lado diametralmente oposto aos alvos. Todo o sistema é fixo, e a focalização do feixe é feita por sistema de bobinas.

### **1.3 PRODUÇÃO DE FÓTONS X**

Os raios X, por serem radiações de natureza eletromagnética, propagam-se através de qualquer material, ou mesmo no vácuo [Soares, 2003b]. Essa radiação é produzida de várias

maneiras, mas todas estão envolvidas com a emissão de energia cinética que os elétrons carregam. A forma mais comum ocorre quando há o bombardeamento de um material metálico por um feixe de elétrons. Na colisão, os elétrons emitem energia na forma de fótons, com as mais diversas energias (frequências). Algumas delas estão situadas na faixa conhecida como radiação X, enquanto outras são frequências na faixa do infravermelho (calor), ultravioleta e luz visível.

A radiação eletromagnética é *quantizada*, ou seja, só existe em quantidades discretas ou valores definidos. Os fótons da radiação X possuem um comportamento de partículas, algumas vezes, e de ondas, outras vezes. Os fótons X possuem frequência entre  $10^{18}$  Hz e  $10^{20}$  Hz e comprimento de onda em torno de 0,01 nanômetro. O comprimento de onda é obtido da expressão da velocidade:

$$c = \lambda \cdot f \quad (1.1)$$

onde  $c \rightarrow$  velocidade da luz ( $299,792 \times 10^6$  m/s);

$\lambda \rightarrow$  comprimento de onda (m);

$f \rightarrow$  frequência (1/s).

Quando um feixe de radiação eletromagnética atravessa um corpo, sofre uma diminuição em sua intensidade, devido à absorção da energia que fica no alvo ou corpo irradiado.

A radiação X provoca luminescência em determinados sais metálicos, que é a absorção da radiação, ou energia, pelo sal e posterior re-emissão dessa energia sob a forma de luz. Isso é muito útil na produção e registro de imagens radiológicas através dos filmes e telas intensificadoras.

A radiação X tem características *ionizantes*, ou seja, possui a capacidade de ionizar o meio no qual se propaga, arrancando elétrons dos átomos com os quais interage. Essa característica é extremamente importante, pois quando ocorre a interação da radiação com os tecidos em nível atômico, a ionização dos átomos pode alterar sua ligação a outros átomos vizinhos, provocando uma mudança nas características dos tecidos irradiados. A característica ionizante da radiação X também é muito utilizada em equipamentos de medição de radiação; pois, ao ionizar um gás pelo qual passa, a radiação deixa íons que podem ser quantificados, determinando assim a quantidade de radiação que o atravessou.

A incidência de radiação X sobre tecidos vivos, devido à sua natureza ionizante, implica a adoção de medidas de proteção radiológica e uso de equipamento de proteção



individual (EPI), tanto em pacientes quanto em operadores de equipamentos que trabalham com esse tipo de radiação.

A radiação X propaga-se em linha reta em, praticamente, todas as direções a partir do local de geração; sabe-se que há um sentido preferencial de acordo com a direção do elétron incidente. Para a radiologia, isso influirá diretamente na produção da imagem radiográfica. Uma característica do feixe de fótons é a variação da sua intensidade de radiação em função da distância percorrida a partir da geração. A intensidade da radiação por área obedece uma lei *quadrática*.

Pela figura 1.1, os raios propagam-se em linha reta a partir do local de geração, aqui a ampola do aparelho, fazendo com que as áreas dos quadrados originados pela projeção dos raios aumentem na razão direta do quadrado da distância ao ponto focal.

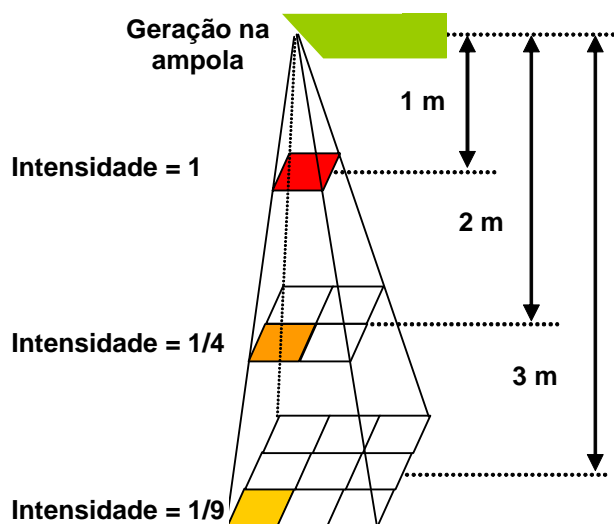
$$I_1 \cdot d_1^2 = I_2 \cdot d_2^2 \quad \text{ou} \quad \frac{I_1}{I_2} = \frac{d_2^2}{d_1^2} \quad (1.2)$$

onde  $I_1$  → intensidade medida na distância 1;

$d_1$  → distância 1 de medição;

$I_2$  → intensidade medida na distância 2;

$d_2$  → distância 2 de medição.



**Figura 1.1 Diminuição da radiação como função direta da distância.**

Esse princípio de propagação torna evidente a influência que a distância ao ponto de irradiação tem na formação de uma imagem radiográfica, pois quanto mais longe da ampola

estiver o corpo a ser irradiado, menor será a intensidade que lhe atinge.

O fenômeno de produção de raios X ocorre quando uma quantidade de elétrons com energia cinética adequada é lançada contra um conjunto de átomos. Esses elétrons, ao interagirem com os átomos-alvo, podem sofrer três tipos de processos:

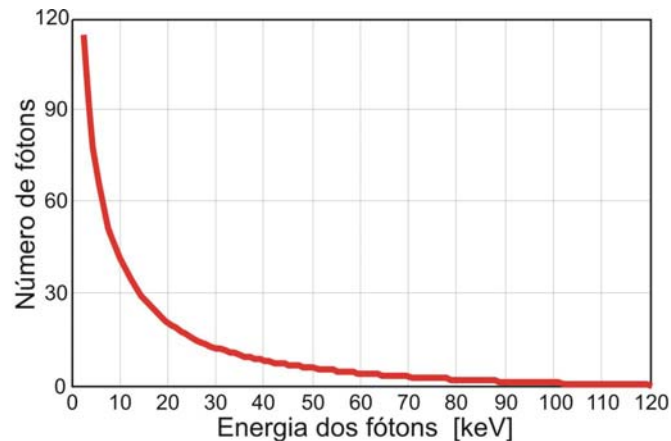
- desviar a trajetória;
- interagir com o núcleo do átomo;
- interagir com um elétron do átomo.

### 1.3.1. Radiação de freamento

A *radiação de freamento* é produzida quando um elétron passa próximo ou ao núcleo ou à eletrosfera de um átomo. Como o núcleo é positivo e a eletrosfera é negativa, o elétron-projétil sofrerá sempre ou atração ou repulsão eletrostática ao colidir com o átomo. Assim, o elétron é atraído pelo núcleo ou repellido pela eletrosfera do átomo desviando-se de sua trajetória original. A emissão de fótons feita pelos elétrons é conhecida por radiação de freamento ou como *bremstrahlung*, palavra em alemão que significa exatamente radiação de freamento.

Assim, o elétron perde uma parte de sua energia cinética original, emitindo-a como um fóton ao interagir com o alvo. Isso significa dizer que, enquanto penetra no material, o elétron não perde toda a energia de uma única vez mas sofre várias perdas energéticas que irão gerar fótons com energias máximas cada vez menores. Considerando o espectro da radiação produzida, verifica-se que ela varia de zero até a energia cinética total do elétron. A quantidade de energia de baixa frequência emitida, porém, é muito maior do que aquela devida aos fótons de alta frequência. Essa proporção é tão acentuada que em torno de 99% da radiação é emitida como calor e somente 1% possui energia com frequência característica de radiação X.

Durante o bombardeamento do alvo, todas as possibilidades em termos de perda de energia e conseqüente geração de fótons acontecem, na medida em que se tem um conjunto de possibilidades de interações diferentes entre elétrons incidentes com o núcleo e a eletrosfera do material do alvo. Dessa forma, a radiação de freamento caracteriza-se por ter uma distribuição em energia bastante ampla para os fótons gerados, como mostra o exemplo da figura 1.2. A maioria dos fótons obtidos possui baixa energia, sendo que somente muito poucos têm a energia cinética total do elétron.



**Figura 1.2 Exemplo de espectro dos fótons gerados por freamento de elétrons com energia cinética de 120 keV, sem considerar a auto-atenuação do alvo ou filtros adicionais – segundo o modelo proposto neste trabalho.**

### 1.3.2. Radiação máxima

Existem casos em que alguns elétrons muito energéticos chocam-se diretamente com os núcleos, convertendo toda sua energia cinética em um único fóton de alta energia. Essa é uma forma radical de freamento, pela qual toda a energia cinética do elétron é transformada em um único fóton. Costuma-se chamar esse fenômeno de *Radiação Máxima*.

Depois de perder toda a energia cinética obtida pela grande diferença de potencial (milhares de volts) do sistema cátodo-ânodo, o elétron passa a se movimentar devido à pequena diferença de potencial gerada pelo circuito elétrico.

### 1.3.3. Radiação característica

Existem situações, no entanto, em que um elétron pode interagir com um átomo ionizando-o ao promover o salto de algum elétron entre suas órbitas. Os elétrons estão presos aos átomos devido à energia de ligação e só podem ser retirados de suas órbitas se receberem energia externa. Nesse caso, a energia é transferida pelo elétron incidente ao atingir o elétron ligado ao átomo.

Se o elétron retirado for da camada mais externa, acontece apenas uma ionização comum e ambos os elétrons deixam o átomo-alvo e populam o espectro contínuo. Se, porém, o elétron retirado for de uma das camadas internas, começa um processo de preenchimento dessa lacuna em busca de equilíbrio com subsequente emissão de uma cascata de fótons de energias bem definidas.

Assim, quando se abre uma lacuna na eletrosfera do átomo atingido, elétrons de camadas superiores deixam sua camada e ocupam o espaço aberto. Na faixa de interesse para radiologia, observa-se o decaimento associado aos dois elétrons da camada K e, dependendo do elemento do ânodo, também da camada L. O átomo escolhido para alvo é que define a forma do espectro emitida, pois cada átomo possui níveis de energia bem definidos para a cada uma de seus orbitais, dependendo de seu número atômico.

A radiação emitida é definida pela diferença entre a energia de ligação da lacuna deixada com a retirada do elétron e a energia de ligação da camada que cede o elétron para seu preenchimento, ou seja, o fóton emitido possui energia igual à diferença entre as energias de ligação dos dois orbitais envolvidos. Nesse caso, é interessante verificar que não é o elétron incidente nem o elétron que foi atingido e ejetado que libera o fóton, mas sim um terceiro elétron em decorrência do salto quântico entre as camadas.

O bombardeamento por elétrons de alta energia gera uma radiação com valores muito específicos, o que leva ao fenômeno conhecido por *radiação característica*. Na tabela 1 estão os valores da radiação característica para o molibdênio (Mo) e o tungstênio (W), que são tipicamente utilizados em ânodos de ampolas para mamografia e radiografia, respectivamente.

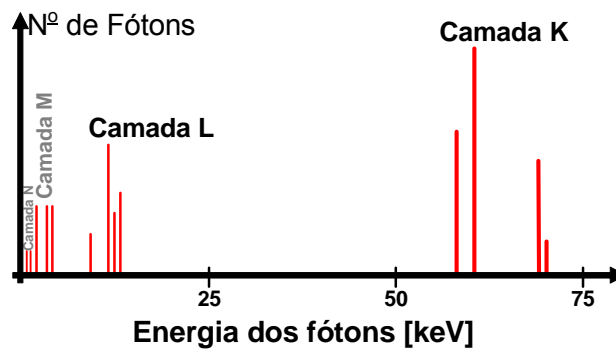
**Tabela 1. Energia (eV) das radiações características do Mo e W. (Tauhata, 2003)**

Transição	Mo	W
$K\alpha_1 = L_3$ para K	17 479,34	59 318,24
$K\alpha_2 = L_2$ para K	17 374,30	57 981,70
$K\beta_1 = M_3$ para K	19 608,30	67 244,30
$K\beta_2 = M_2$ para K	19 970,00	69 100,00
$L\alpha_1 = M_5$ para $L_3$	2 293,16	8 397,60
$L\alpha_2 = M_4$ para $L_3$	2 289,85	8 335,20
$L\beta_1 = M_4$ para $L_2$	2 394,81	9 672,35
$L\beta_2 = N_5$ para $L_2$	2 518,30	9 961,50
$L\gamma_1 = N_4$ para $L_2$	2 623,50	11 285,90
$M\alpha_1 = N_6$ para $M_5$	-	1 775,40

A condição necessária e imprescindível para que se produza a radiação característica do tungstênio e do molibdênio é que os elétrons incidentes devem ter uma energia superior aos valores apresentados.

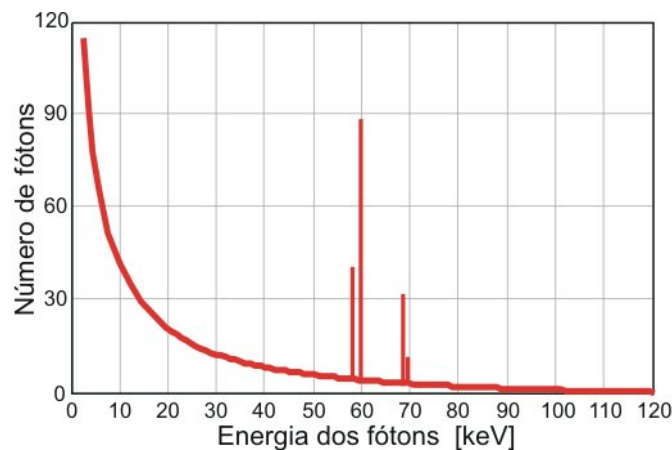
Cada material emite um conjunto de níveis definidos de radiação característica, dependendo de seu número atômico, como são os casos do tungstênio (radiologia convencional – figura 1.3) e molibdênio (mamografia), que possuem radiações características

úteis para obtenção da imagem da ordem de 70 keV e 20 keV, respectivamente.



**Figura 1.3 Exemplo didático do espectro de emissão da radiação característica do tungstênio (fora de escala).**

A figura 1.4 mostra o espectro típico dos fótons emitidos pelo ânodo, sem a usual atenuação, e o resultado da superposição da radiação característica do tungstênio com o espectro contínuo gerado com elétrons de 120 keV. Nela se pode observar que, além de fótons com energias baixas, tem-se um grande número deles com energias correspondentes às linhas do tungstênio.



**Figura 1.4 Espectro total dos fótons emitidos por um alvo de tungstênio, sem atenuação da estrutura geradora e filtros adicionais – segundo o modelo proposto neste trabalho.**

## 1.4 INTERAÇÃO DE FÓTONS X

Na área de radiologia é preciso conhecer tanto a etapa de produção da radiação como a

forma pela qual os vários tipos de emissões irão interagir com a matéria, pois é justamente a interação, ou seja, a maneira como a energia da radiação é transferida para o corpo humano, ou mesmo o filme radiográfico, que irá definir a qualidade diagnóstica das imagens.

A interação dos fótons com a matéria possui propriedades ora de partícula ora de onda, pois as ondas eletromagnéticas interagem com as estruturas que são semelhantes em tamanho ao seu comprimento de onda (ressonância). Os raios X possuem comprimento de onda muito pequeno, entre  $10^{-9}$  e  $10^{-11}$  metros. Esses valores correspondem às energias entre 1 keV e 100 keV, dentro da relação  $E = h \cdot c / \lambda$ .

Na maioria dos casos, os fótons de baixa energia tendem a interagir com átomos como um todo, pois esses possuem um diâmetro da ordem de  $10^{-9}$  e  $10^{-10}$  metros. Os fótons de energia moderada geralmente interagem com os elétrons orbitais, enquanto os fótons de alta energia, usualmente acabam interagindo mais com o núcleo dos átomos. A seguir está descrito, mais detalhadamente, como os fótons interagem com a matéria sob o ponto de vista físico. Esse estudo é importante para verificar como os parâmetros elétricos da técnica radiográfica, tensão (kV) e corrente (mA), podem alterar a qualidade da imagem radiográfica a partir dos fótons obtidos e de sua interação com os tecidos vivos, mais ou menos densos. Uma compreensão mais aprofundada desse fenômeno poderá resultar na diminuição da dose no paciente.

O fenômeno da interação dos fótons com a matéria dá-se através de 5 formas distintas:

- espalhamento coerente;
- efeito fotoelétrico;
- efeito Compton;
- produção de par; e
- fotodesintegração.

Na área de radiologia diagnóstica, apenas os 3 primeiros fenômenos estão presentes e serão detalhados a seguir.

#### 1.4.1. Espalhamento coerente

A interação entre a matéria e os fótons de baixa energia, inferiores a 10 keV, acontece normalmente através do *espalhamento coerente*, também chamado de espalhamento elástico. Esse tipo de interação foi primeiro descrito por J. J. Thomson no final do século XIX, quando

vislumbrou a possibilidade dos fótons interagirem com um elétron da última camada do átomo. Em seus estudos, verificou que nesse tipo de interação, depois de ocorrido todo o processo, não há energia depositada no átomo, ficando o fóton com a mesma energia com que tinha iniciado a interação.

Quando a interação considerada envolver o átomo como um todo, é comum chamar-se o espalhamento clássico de *espalhamento Rayleigh*. Nesse caso, a onda eletromagnética de baixa frequência possui comprimento de onda igual ou algumas vezes maior que o tamanho do átomo-alvo. Assim, os fótons apresentam um comportamento tipicamente ondulatório. Nesse caso, a luz não perde energia, pois não muda seu comprimento de onda ou frequência. Então, o átomo apenas muda a direção do fóton incidente. O espalhamento Rayleigh tem maior probabilidade de ocorrência para fótons de baixas energias e para átomos pesados. Por exemplo, da atenuação total provocada pelo carbono, apenas 15% ocorre por esse efeito, na faixa de energia de 20 keV.

No espalhamento Thomson, o fóton incidente interage com o átomo alvo deixando-o excitado através da absorção total do fóton por um elétron das camadas mais externas. O átomo alvo libera imediatamente esse excesso de energia na forma da emissão de um fóton com o mesmo comprimento de onda que o fóton incidente ( $\lambda = \lambda'$ ), e, conseqüentemente, com a mesma energia. A direção do fóton disperso é diferente da direção do fóton incidente. O resultado macroscópico final desse processo é a mudança de direção do fóton sem qualquer mudança de energia, ou comprimento de onda. Não há transferência de energia e nem ionização do átomo alvo.

Para a radiologia diagnóstica, o espalhamento coerente não tem muita importância por envolver fótons de baixa energia, que não contribuem para a formação da imagem. Esse fato ocorre porque eles são filtrados logo após a sua geração junto à ampola, e também, como a interação indica, irão atingir o paciente e espalhar, sem atravessá-lo. Na realidade, o espalhamento coerente pode ocorrer com fótons de qualquer energia, porém prioritariamente abaixo dos 10 keV. Por exemplo, um feixe de fótons de 70 keV produzirá interações com espalhamento coerente em apenas 3 % dos fótons, o que apenas contribuiria minimamente com o aumento do borramento da imagem devido aos fótons que atingissem o filme após sucessivos espalhamentos pelas paredes e equipamentos.

#### 1.4.2. Efeito fotoelétrico

Noutra forma de interação entre o fóton e o átomo, o fóton não é espalhado, mas

simplesmente absorvido. Esse processo é conhecido como efeito fotoelétrico. O elétron, também chamado de *fotoelétron*, é removido do átomo e adquire energia cinética igual a da diferença entre sua energia de ligação com o átomo e o fóton incidente. Utilizando a equação abaixo observa-se o balanço de energia:

$$E_i = E_L + E_C \quad (1.3)$$

onde  $E_i$  → energia do fóton incidente

$E_L$  → energia de ligação do elétron

$E_C$  → energia cinética do elétron

Para átomos de baixo número atômico, como aqueles encontrados nos tecidos moles, a energia de ligação do par de elétrons da camada K é muito baixa. Por exemplo, o carbono possui energia de ligação de 0,284 keV. Conseqüentemente, o fotoelétron é liberado com a energia cinética aproximadamente igual à energia do fóton incidente. Por outro lado, em átomos de alto número atômico, as energias de ligação da camada K também são altas. O bário, por exemplo, possui energias de ligação da ordem de 37,4 keV para os elétrons da camada K. Com isso, a energia cinética do fotoelétron será proporcionalmente menor. No geral, a probabilidade de acontecer o efeito fotoelétrico é proporcional à densidade do material que o fóton atinge. Essa probabilidade aumenta com o número atômico do alvo atingido, na razão de  $Z^3$ . No entanto, à medida que a energia do fóton aumenta, também diminui a chance de ocorrer o efeito numa relação aproximada de  $1/E_f^3$ .

Os raios X característicos são produzidos após uma interação entre dois elétrons, semelhante ao que foi descrito aqui para o efeito fotoelétrico. A expulsão de um fotoelétron da camada K resulta no aparecimento de uma lacuna no mesmo local. Essa é uma situação instável para o átomo e imediatamente corrigida por um elétron das camadas mais externas. Geralmente, tem-se um elétron da camada L ocupando a lacuna criada na camada K. Essa transição do elétron entre as camadas é acompanhada pela emissão de um fóton com energia equivalente à diferença entre as energias de ligação das camadas envolvidas. No entanto, essa transição não ocorre seguidamente. Os raios X característicos, neste caso, são considerados uma radiação secundária e têm o comportamento igual ao da radiação espalhada para fins de registro no filme radiográfico.



### 1.4.3. Efeito Compton

Dentro da faixa de raios X diagnóstico, os fótons de energia moderada podem interagir com os elétrons das camadas internas do átomo alvo. Essa interação além de espalhar o fóton também reduz sua energia e libera elétrons do átomo alvo para o contínuo. Esse fenômeno é conhecido como *efeito Compton* ou *espalhamento Compton*. No efeito Compton, o fóton incidente interage com um dos elétrons do átomo, permitindo sua liberação do orbital a que está preso. O fóton continua então o seu caminho numa direção diferente e com menos energia. A energia do fóton espalhado por efeito Compton é igual à diferença entre a energia do fóton incidente e a energia cedida ao elétron ejetado. A energia transferida ao elétron expulso é igual a sua energia de ligação com o átomo mais a energia cinética que ele adquire ao sair do átomo. Assim,

$$E_I = E_E + (E_L + E_C) \quad (1.4)$$

onde  $E_I$  → energia do fóton incidente

$E_E$  → energia do fóton espalhado

$E_L$  → energia de ligação do elétron

$E_C$  → energia cinética do elétron

Os fótons espalhados por efeito Compton podem ser defletidos em qualquer direção. Quando a deflexão for de  $0^\circ$ , então nenhuma energia foi transferida pois não houve interação. À medida que o ângulo aumenta para  $180^\circ$ , mais energia é transferida para o elétron secundário. Mesmo a deflexões de  $180^\circ$ , o fóton espalhado ainda possui cerca de 2/3 de sua energia inicial. Os raios X que são espalhados de volta em direção à sua origem são chamados de radiação refletida ou *retroespalhada*.

A probabilidade de interação com a matéria por efeito Compton decai com a energia do fóton incidente à razão de  $1/E$ , na região de interesse do radiodiagnóstico.

## 1.5 **DESCRIÇÃO FORMAL DA PRODUÇÃO DA RADIAÇÃO X**

Uma vez que a forma de produção da radiação estava consolidada, pelo menos para fins comerciais, e as seguidas evoluções foram conseguindo paulatinamente aumentar a eficiência na produção e qualidade do feixe [Archer, 1995], a análise e descrição teórica de todas as características do feixe ainda está sob estudo.

Teorias simples foram escritas para o caso de um único elétron emitindo um único fóton ao colidir com o alvo [Eisberg, 1974] [Kramers, 1923] [Kulenkampff, 1922], porém se demonstraram pouco eficientes ao descrever os efeitos coletivos de múltiplos elétrons emitindo vários fótons em colisões sucessivas. Equações empíricas e semi-empíricas também foram desenvolvidas [Tseng, 1971] [Storm, 1972] [Tseng, 1974] [Lee, 1976] [Birch, 1979] [Seltzer, 1985] [Huang, 1986] [Archer, 1988a] [Archer, 1988b] [Boone, 1997a] [Boone, 1997b] [Soares, 2003a]. Não é apenas, porém, a forma exata de produção do feixe de fótons que ainda hoje é um ponto não completamente descrito. As alterações que este feixe sofre ao longo do caminho que percorre até sua detecção no filme ou em sensores eletrônicos também possuem aproximações [Archer, 1983].

Por outro lado, a melhoria na sensibilidade dos filmes radiográficos e a introdução das telas intensificadoras fizeram com que a intensidade de radiação necessária para a realização de um exame radiográfico fosse paulatinamente diminuindo até chegar a níveis muito baixos. De tal forma, que estudos sobre a radiação emitida pela ampola e a espalhada pela interação com o paciente também não chegaram a resultados teóricos precisos [Marshall, 1996]. Atualmente, consegue-se avaliar o equivalente de dose ambiental existente numa sala radiográfica, porém, isso ocorre normalmente de forma semi-empírica [Hidajat, 1999] [Nogueira, 1999] [Hidajat, 2001]. Outro ponto importante é que a falta de um conhecimento mais detalhado da produção da radiação X acaba por dificultar o cálculo preciso do material que a blinde. O uso de materiais à base de chumbo ou polímeros especiais, de custo elevado, tornam o correto cálculo da blindagem uma necessidade econômica premente [NCRP, 1976] [Christensen, 1979a] [Christensen, 1979b] [Simpkin, 1987] [Simpkin, 1989] [Dixon, 1994] [Simpkin, 1995] [Simpkin, 1996] [Chamberlain, 1997] [Dixon, 1998] [Simpkin, 1998] [Bushong, 1978].

Estudos estão sendo realizados pela International Commission for Radiation Protection (ICRP) para que os limites de dose a que tanto trabalhadores quanto público estão expostos sejam reduzidos dos valores atuais [NCRP, 1993] [ICRP, 1996]. Isso implica que, a fim de reduzirem-se os custos da radioproteção, tenha-se uma predição mais precisa da radiação produzida pelos aparelhos radiográficos.

## **1.6 ABORDAGEM DESTA TRABALHO**

O entendimento quantitativo dos processos envolvidos na produção de radiação X por

ampolas radiográficas e a interação do feixe com o paciente, a fim de melhor estimar as doses de radiação a que o mesmo está submetido, é necessário para se obedecer ao princípio da otimização de dose [BRASIL, 1998]. Nessa linha, apresentamos neste trabalho, estudos sobre a produção da radiação numa ampola radiográfica real, GS-2078, parte integrante do tomógrafo computadorizado Toshiba Auklet, instalado no Hospital Regional Dr. Homero de Miranda Gomes, hospital público estadual localizado na cidade de São José/SC.

Numa primeira etapa, simulamos toda a geometria do sistema cátodo-ânodo na região dos filamentos e colimador de foco, incluindo todo o copo catódico. O feixe eletrônico emitido por efeito termiônico e arrancado dos filamentos pelo ânodo devido à alta diferença de potencial foi simulado com o acompanhamento da trajetória de dezenas de milhares de elétrons. Os dados dimensionais obtidos da mancha focal foram comparados com os disponibilizados pelo fabricante.

Numa segunda etapa, a teoria e o equacionamento da produção de radiação pelo fenômeno de bremsstrahlung foi revista e uma nova equação proposta e ajustada a valores medidos disponíveis e recomendados pela literatura. Por fim, o fenômeno da auto-atenuação dos fótons provocada pelo próprio ânodo foi inserida na equação proposta para um cálculo mais preciso do espectro da radiação X produzida por uma ampola radiográfica. O espectro de fótons emitidos por radiação de freamento obtido a partir do novo modelo proposto foi comparado a resultados gerados por outro modelo semelhante e por espectro obtido através da implementação de simulação por algoritmos de Monte Carlo, além de espectros obtidos em condições reais.

---

## Capítulo 2

---

# Tomógrafo Computadorizado: Estrutura e Funcionamento

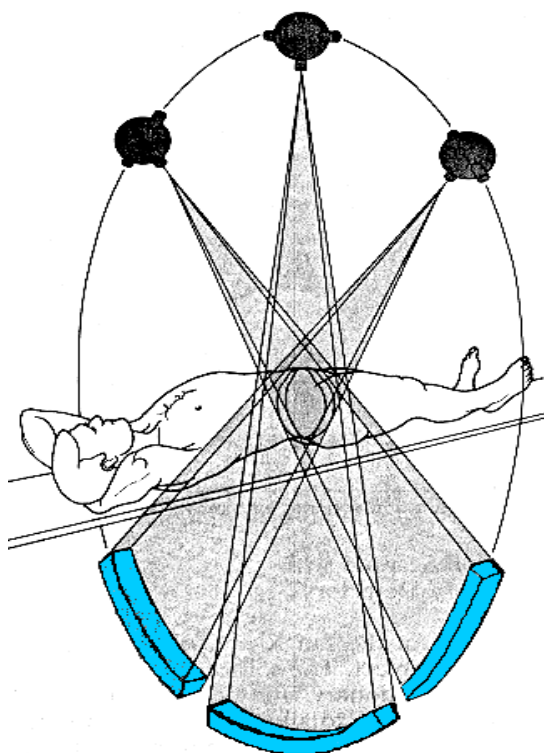
O tomógrafo computadorizado (TC) é um equipamento complexo, de grande porte e que produz uma imagem radiográfica de alta qualidade. Capaz de emitir radiação X controlada em energia e intensidade e de captá-la com exatidão, o TC necessita de uma tecnologia avançada para poder realizar as imagens com qualidade e resolução para fins diagnósticos. Para que se possa entender como é realizada a produção da imagem tomográfica, e a quantidade e qualidade da radiação emitida, é preciso compreender completamente o funcionamento de um TC. A seguir está descrita cada uma de suas partes e funções.

### 2.1 PRINCÍPIO BÁSICO

Enquanto as técnicas radiológicas convencionais produzem imagens sobrepostas ou somadas de um objeto, equipamentos tomográficos giram para dividir um objeto em cortes axiais, organizando as seções obtidas em imagens paralelas e espacialmente consecutivas [Huda, 1995]. Para que haja essa transformação, o processo totalmente mecânico da radiografia convencional foi substituído e melhorado graças às novas tecnologias em sensores, materiais e sistemas digitais. Atualmente, a alta qualidade das imagens resulta dos complexos sistemas computacionais e de uma mecânica de precisão.

Simplificadamente, a imagem de um exame de tomografia computadorizada, o tomograma, é gerada a partir de um feixe de raios X estreito e um detector montado no lado diametralmente oposto [Webb, 1988]. Como o cabeçote e o detector estão conectados mecanicamente, eles se movem de forma síncrona. Quando o conjunto cabeçote-detector faz

uma rotação em torno do paciente, as estruturas anatômicas do corpo atenuam o feixe de raios X de acordo com a densidade e número atômico médio de cada tecido. A intensidade da radiação detectada pelos sensores de raios X varia de acordo com esse padrão. E, para cada ângulo de incidência do feixe, obtém-se uma projeção da anatomia do paciente, ou seja, com se fosse a sombra da área iluminada no paciente. Na realidade, essa projeção é uma lista de valores de intensidades de radiação fornecida pelos detectores. No final da rotação, o conjunto cabeçote-detector retorna para a posição inicial, a mesa com o paciente se movimenta em alguns milímetros e o tomógrafo começa uma nova varredura ou corte (figura 2.1). Esse processo é repetido inúmeras vezes, tantas quantas forem os cortes solicitados pelo médico, gerando assim uma grande quantidade de dados a serem manipulados pelo computador.



**Figura 2.1** Processo de aquisição da imagem tomográfica: os sensores de radiação se movimentam em sincronia com o tubo de raios X, num tomógrafo de 3ª geração.

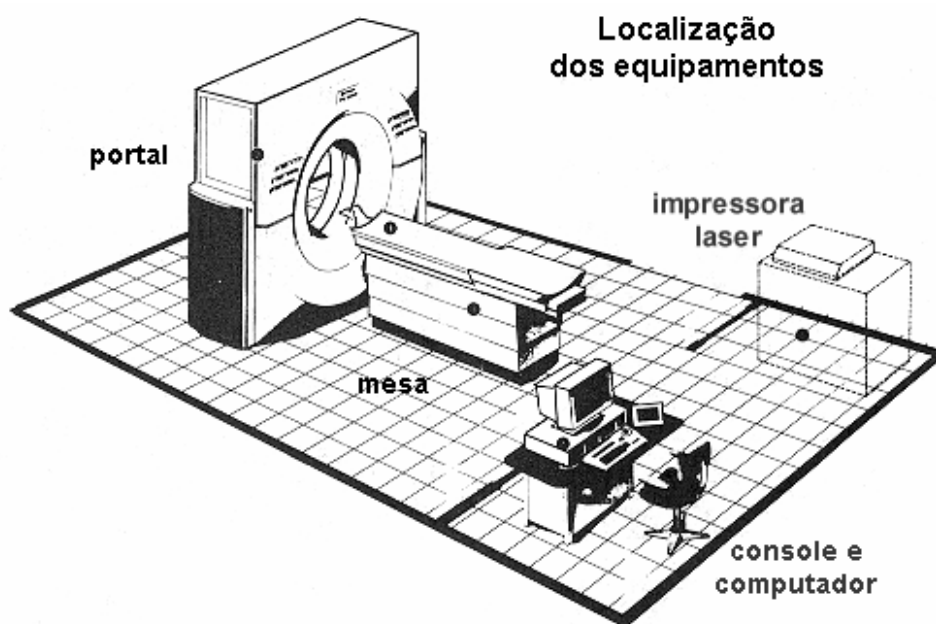
Os dados obtidos - intensidade de raios X, a posição da mesa e a posição do cabeçote quando da obtenção dos dados - são todos armazenados no computador que faz parte do sistema de aquisição. Através de equações matemáticas aplicadas sobre esses valores, torna-se possível a determinação de relações espaciais e de densidades entre as estruturas internas de uma região selecionada do corpo humano. O tomograma calculado que é a imagem

apresentada na tela, consiste-se numa matriz de valores de atenuação, ou, num cálculo inverso, uma matriz com valores de dose absorvida pela anatomia. Visualmente, para o diagnóstico, os valores de atenuação são apresentados no monitor na forma de tons de cinza, criando assim uma imagem em corte da anatomia irradiada.

## 2.2 SISTEMA TOMOGRÁFICO

De forma simplificada, pode-se dizer que o tomógrafo é constituído de três grandes partes:

- a) portal;
- b) eletrônica de controle e aquisição de dados;
- c) console de comando e computador.



**Figura 2.2** Planta baixa típica da sala de tomografia e sala de comando. (Picker Int. - divulgação)

Além desses aparelhos, o sistema ainda inclui a parte de alta tensão/alta potência, a mesa motorizada para o paciente, um console remoto para o médico radiologista fornecer o diagnóstico, impressora fotográfica multiformato ou laser, e estação de trabalho. Vale lembrar que cada um desses componentes é formado por inúmeras partes, sejam mecânicas ou elétricas. Nos tomógrafos mais modernos, muitos dessas partes foram incorporadas aos

portais, reduzindo, portanto, o espaço total necessário para a implantação de um serviço de tomografia.

### 2.3 PORTAL

O portal é o maior componente de um sistema tomográfico e o que mais impressiona pelo fato de o paciente ficar envolvido por ele durante o exame e por não se enxergar o movimento do cabeçote e dos detectores (figura 2.3). O portal é uma estrutura mecanicamente complexa, porém de funcionamento elétrico não diferente de um aparelho de raios X convencional. Basicamente, o que se encontra por trás da cobertura do portal é um cabeçote contendo a ampola típica de raios X: ânodo giratório, filamento único ou duplo, pista anódica, refrigerada a óleo ou água.

Para os sistemas de 3ª e 5ª gerações, os detectores de raios X são colocados diametralmente opostos ao cabeçote e encontram-se presos à mesma estrutura mecânica para que ambos possam girar simultaneamente. Engrenagens reforçadas e motores elétricos garantem precisão e velocidade ao sistema de rotação. O posicionamento angular do cabeçote em relação ao paciente é informado por sensores de posição que repassam a informação de forma digital para o computador. Além do movimento giratório interno, toda a estrutura do portal também pode inclinar-se (até 30°) para frente ou para trás, permitindo cortes oblíquos na anatomia do paciente. Para isso, todo o conjunto é sustentado por dois apoios, um de cada lado, onde se encontram motores ou pistões hidráulicos que permitem efetuar essa inclinação.

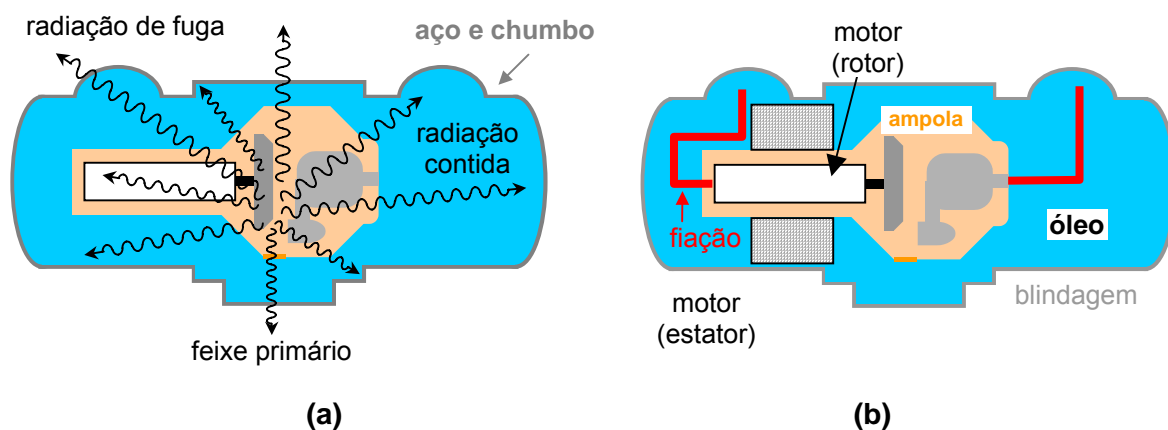


Figura 2.3 Exemplo de portal e mesa. (cortesia - Hosp. Celso Ramos - Florianópolis)

Junto aos detectores, encontram-se placas de circuitos eletrônicos que têm a função de transduzir a informação de raios X (quantidade) em sinal elétrico, amplificá-la e passá-la para os conversores analógico-digitais. A seguir, a informação digitalizada é transmitida pelo portal para o computador que fará, então, os cálculos matemáticos necessários para a reconstrução da imagem. Uma vez obtida a imagem dos vários cortes realizados, esses poderão ser armazenados ou fotografados em filme para o laudo do médico radiologista.

## 2.4 CABEÇOTE

O cabeçote tem por função servir de barreira para a radiação emitida pela ampola, só permitindo que aqueles fótons que saem pela janela da ampola continuem seus caminhos até o paciente (figura 2.4.a). Até o local onde são conectados os cabos são espessos e possuem um desenho impedindo que a radiação passe por eles sem ser fortemente atenuada (figura 2.5). Além disso, o cabeçote contém o óleo refrigerante em que está imersa a ampola (figura 2.4.b).



**Figura 2.4 Cabeçote: a) principais componentes; b) radiações de fuga e a radiação contida.**

A radiação que ainda assim sai do cabeçote é conhecida como *radiação de fuga*, e aquela que se dirige ao paciente, *radiação* ou *feixe primário*. Quando do projeto de blindagem da sala radiográfica [Archer, 1994] [Costa, 1999], deve-se levar em conta a radiação de fuga que deve ser somada à radiação secundária para se estabelecer a espessura correta da blindagem a ser utilizada. Para a tomografia, a radiação de fuga [Langer, 1998] não é considerada nos cálculos devido à blindagem do cabeçote, muito mais espessa que na



radiografia convencional [Harpen, 1998], além da estrutura do próprio portal que serve de barreira secundária aos fótons.



**Figura 2.5** Cabeçote do tomógrafo sob estudo.

## **2.5** *AMPOLA*

A ampola é o elemento do aparelho radiográfico mais importante, pois é onde é produzida a radiação X. Basicamente, a ampola pode ser descrita como um espaço evacuado em que dois eletrodos são colocados para que haja a circulação de corrente elétrica. Para que se possa gerar a radiação X, são necessários um canhão de elétrons e um alvo que será bombardeado. A ampola é o componente que irá fornecer esses dois elementos e dar-lhes suporte. Um dos eletrodos será o cátodo emissor de elétrons e o outro, o ânodo-alvo.

### **2.5.1. Evolução**

No final do século XIX, a ampola não passava de um tubo de vidro, a baixo vácuo em seu interior, com dois eletrodos de metal inseridos em lados opostos. Nas primeiras experiências feitas por Roentgen, os eletrodos eram simples fios ligados a um gerador manual de alta tensão, formando, assim, um circuito elétrico. Os elétrons, acelerados pela grande diferença de potencial aplicada aos eletrodos pelo gerador, acabavam por vezes chocando-se, além do eletrodo, com o gás e a parede de vidro da ampola. Assim, pelo fenômeno de freamento e da colisão com os elétrons dos átomos do eletrodo, além do gás e do vidro, (radiação característica), os elétrons da corrente elétrica perdiam suas energias cinéticas.

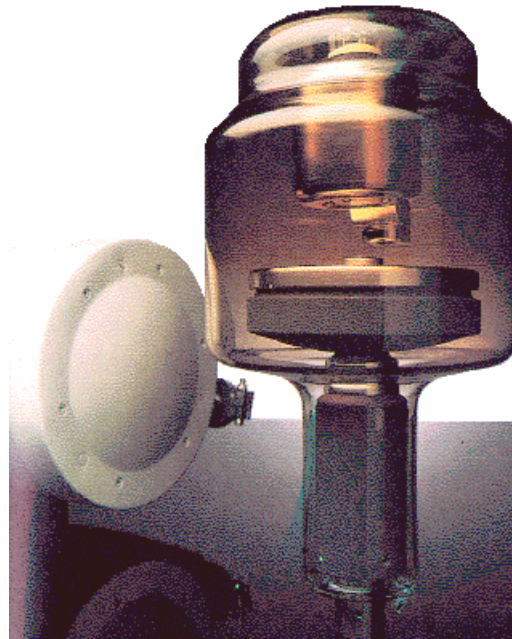
Várias alterações nas ampolas originais, em forma e número de eletrodos, foram realizadas com o objetivo de aumentar a eficiência na produção de raios X. O próprio tamanho e a pressão interna da ampola, bem como a substituição do gás interno, foram exaustivamente alterados e testados. A grande evolução na produção de radiação, porém, aconteceu quando se colocou um obstáculo metálico de área considerável no caminho dos elétrons entre os eletrodos (figura 2.6). Assim, aumentou-se em muito a intensidade de interação entre a corrente elétrica e a matéria. Como o metal utilizado na época, a platina, possui número atômico muito maior que os átomos do vidro, gás ou próprio fio-eletrodo, a produção de radiação X obtida foi muito maior. A partir desse momento, percebeu-se a relação entre a produção de raios X e o número atômico do átomo. Quantidade de fótons e poder de penetração foram itens que se começou a avaliar com os novos resultados.



**Figura 2.6** Ampola onde a placa-alvo é interligada com o ânodo e está no caminho de passagem dos elétrons. (Philips – Medica Mundi)

A alteração final, que é aplicada até hoje, em busca da maior eficiência na produção da radiação, foi a utilização da própria placa metálica, colocada como obstáculo, como ânodo de uma ampola a pressões muito baixas. Assim, obtém-se uma alta eficiência na interação dos elétrons acelerados pela diferença de potencial, pois todos se chocavam com a placa-alvo.

A partir de então, os ajustes na ampola foram pequenos, consagrando a utilização do tungstênio como material do alvo e a forma cilíndrica alongada utilizada até hoje (figura 2.7). Além disso, a montagem de um motor dentro da ampola permitiu que o ânodo fosse girado, permitindo que a região de incidência dos elétrons fosse continuamente renovada, o que favorece a dissipação térmica. Isto aumenta a vida útil das ampolas, pois o calor gerado pela colisão pode ser distribuído por uma área muito maior.

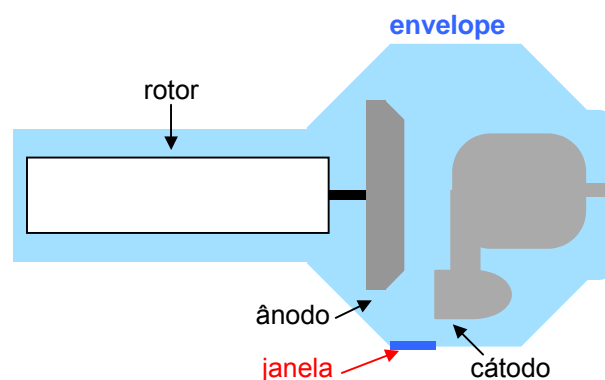


**Figura 2.7** Ampola radiográfica para tomografia helicoidal. (Varion Interay - divulgação)

### 2.5.2. Estrutura

A ampola é feita geralmente de um tubo de vidro temperado evacuado, cuja pressão interna é menor do que  $10^{-5}$  torr. Além disso, são inseridos dois eletrodos, o ânodo e o cátodo. O vácuo é necessário para que os elétrons ali acelerados não percam energia nas colisões com as moléculas do gás. Assim, chegam com energia total para se chocarem com o alvo. Logo, pode-se dividir a ampola em três partes principais: envelope, cátodo e ânodo.

O cátodo e o ânodo são os eletrodos por onde a corrente elétrica irá circular dentro da ampola. No início das experiências de Crookes, o inventor do “tubo de descarga elétrica”, os eletrodos eram duas placas metálicas ou dois fios rígidos inseridos dentro da ampola.



**Figura 2.8** Partes de uma ampola radiográfica com ânodo giratório.

Outra parte importante da ampola é o líquido refrigerante que irá envolvê-la. Sabe-se que da colisão dos elétrons com o alvo, a maior parte da energia é convertida em calor. Normalmente, um óleo mineral de boa viscosidade é utilizado como refrigerante da ampola, o mesmo óleo que é utilizado em transformadores elétricos, tendo em vista a necessidade de isolamento elétrico.

## **2.6 ENVELOPE**

### **2.6.1. Material**

O envelope é o componente da ampola que dá sustentação mecânica aos eletrodos e cria o ambiente evacuado. Uma característica imprescindível que o material utilizado para o envelope deve ter é a alta condutividade térmica. Durante a colisão de um elétron de alta energia com a placa-alvo, apenas 1% de sua energia é convertida em radiação X. Os 99% restantes são transformados em calor. Logo, a temperatura de uma ampola pode atingir facilmente mais de 3 000 °C. Usualmente, utilizam-se vidros temperados misturados com alguns metais específicos, como o berílio, para suportarem tamanha quantidade de calor e poderem também transmitir esse calor para o material refrigerante externo. Embora a maioria dos fabricantes utilize o vidro como receptáculo dos eletrodos, desde 1940 há pesquisas para se utilizar ampolas metálicas. Atualmente, algumas ampolas de cerâmica e grafite já são vendidas comercialmente.

### **2.6.2. Janela**

Na ampola, o feixe útil tem uma direção preferencial que é aquela em direção ao paciente. O caminho que os fótons devem então percorrer inclui a passagem através do envelope. Para que esses fótons sejam menos atenuados e para que o envelope possa resistir ao calor gerado nas proximidades, a região por onde eles passam é especialmente manufaturada. Essa região, conhecida por *janela*, muitas vezes é facilmente identificada pela diferença na textura, espessura ou cor do envelope. Com o tempo de utilização, é nesta região que primeiro aparecem as rachaduras ou trincamentos do envelope, o que traz como consequência a inutilização da ampola.

## 2.7 CÁTODO

O cátodo é um dos dois eletrodos necessários para que seja aplicada uma diferença de potencial. O antigo eletrodo de cobre, prata ou platina das primeiras ampolas foi substituído modernamente por um *canhão de elétrons*. Esse canhão de elétrons garante a emissão de um feixe intenso e concentrado de elétrons, necessários para o bombardeio da placa-alvo. Os elétrons emitidos são produtos do efeito termiônico que se obtém com o aquecimento de um *filamento*.

Com o conceito de canhão de elétrons, pode-se ver que hoje o cátodo é um complexo sistema mecânico e elétrico. Na figura 2.9 pode-se ver as partes externas que constituem um cátodo. O eletrodo, que antigamente era desprotegido dentro da ampola, agora se encontra situado dentro do *copo catódico*. O copo é deslocado do eixo da ampola, no caso de ânodos giratórios, por uma peça chamada *suporte do copo*. Há um *eixo* que sustenta o suporte e que atravessa o próprio envelope e serve para sustentação e fixação da ampola no cabeçote. Por dentro desse eixo são passados os fios que irão alimentar eletricamente o filamento.

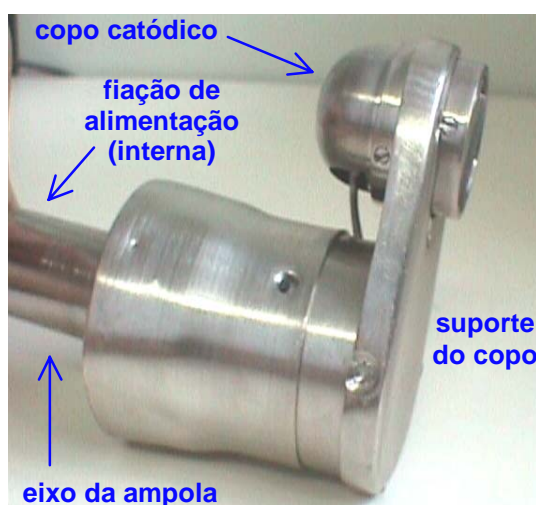


Figura 2.9 Partes componentes de um cátodo.

### 2.7.1. Copo catódico

O copo catódico (figura 2.10) tem por função dar proteção ao filamento ou aos filamentos, dependendo do número de focos que o ânodo possui. Também deve possuir boa condutividade térmica, uma vez que o filamento deve aquecer-se até próximo de 3 000 °C para que o efeito termoiônico seja apreciável. Por isso o material utilizado é sempre metálico

ou cerâmico, principalmente as ligas metálicas que misturam alumínio, tungstênio, rênio e molibdênio.

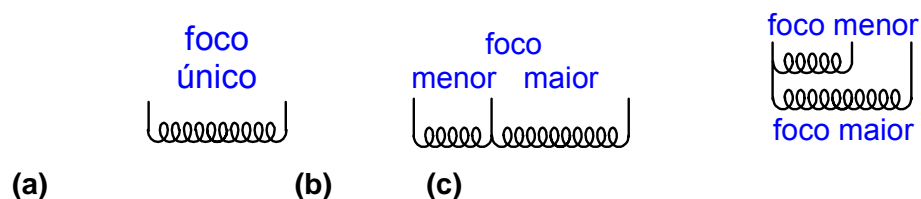


**Figura 2.10** Copo catódico - vista frontal do filamento maior (à esquerda) e filamento menor (à direita).

### 2.7.2. Filamento

O filamento normalmente é um fio de tungstênio, ou uma de suas ligas, enrolado em forma helicoidal, semelhante ao das lâmpadas incandescentes. Essa forma helicoidal tem por objetivo aumentar a concentração de calor e garantir uma uniformidade na geometria da produção do feixe de elétrons. A utilização do tungstênio dá-se por dois motivos: é um elemento cujo átomo possui grande número atômico ( $Z = 74$ ) e apresenta ponto de fusão acima dos  $3\ 450\ ^\circ\text{C}$ . Quando o filamento é aquecido pela passagem de uma corrente elétrica, o calor faz com que os elétrons da banda de condução sejam excitados para o contínuo e possam, dessa forma, ser atraídos e acelerados pela grande diferença de potencial entre cátodo e ânodo.

Existem vários tipos de filamentos, pois a eficiência e durabilidade dos mesmos variam muito com a geometria de sua construção, o que faz com que cada fabricante opte por uma particular geometria. De uma maneira geral, porém, podemos identificar 3 formatos distintos para o filamento, conforme figura 2.11:



**Figura 2.11** Tipos de filamentos: a) simples; b) duplo bipartido; c) duplo separado.

**Simples:** Feito de apenas um enrolamento, utilizado em equipamentos cujo ânodo possua apenas uma pista de choque ou foco anódico.

**Duplo Bipartido:** Possui dois enrolamentos distintos a partir da estrutura física do simples, que possui uma derivação na parte central; é utilizado em ampolas cujo ânodo possui duas pistas de choque ou dois focos anódicos separados.

**Duplo Separado:** Possui dois enrolamentos distintos com a estrutura física do simples duplicada; é utilizado em ampolas cujo ânodo possui duas pistas de choque ou dois focos anódicos sobrepostos.

### 2.7.3. Colimador do foco

É importante lembrar que o processo de liberação de elétrons por efeito termiônico é, a princípio, isotrópico. Sendo assim, faz-se necessário criar mecanismos ou dispositivos que possam direcionar e focalizar o feixe eletrônico em direção ao ânodo, aumentando assim a eficiência do processo.

O colimador do foco é uma estrutura, feita normalmente de níquel ou aço, colocada ao redor do filamento e possui a função de fazer com que o feixe de elétrons dirija-se somente para o foco anódico. Durante a liberação dos elétrons, o colimador do foco permanece com o potencial nulo, abaixo do potencial do filamento (em torno de 10 V), forçando que os elétrons sejam repelidos pelo colimador em direção ao foco anódico.

Na figura 2.12 entende-se melhor o funcionamento da focalização do canhão de elétrons pelo corte longitudinal realizado no copo catódico, salientando o colimador. Como os elétrons possuem carga negativa e o colimador possui um potencial nulo, os elétrons são atraídos pelo potencial positivo do ânodo. Assim, apenas uma pequena secção do filamento, aquela que está efetivamente de frente para o ânodo, irá liberar os elétrons acelerados em linha reta. Os elétrons gerados nas partes laterais e posterior do filamento que estão envolvidas pelo colimador são, então, focalizados pelo campo elétrico que se forma entre filamento e colimador e farão uma trajetória curva.

Assim, consegue-se que a área atingida pelos elétrons seja da ordem de poucos milímetros quadrados. Isso é importante, pois o tamanho do foco anódico influencia na qualidade da imagem radiográfica. Quanto menor o foco, maior a resolução da imagem, pois menor é a penumbra na imagem.

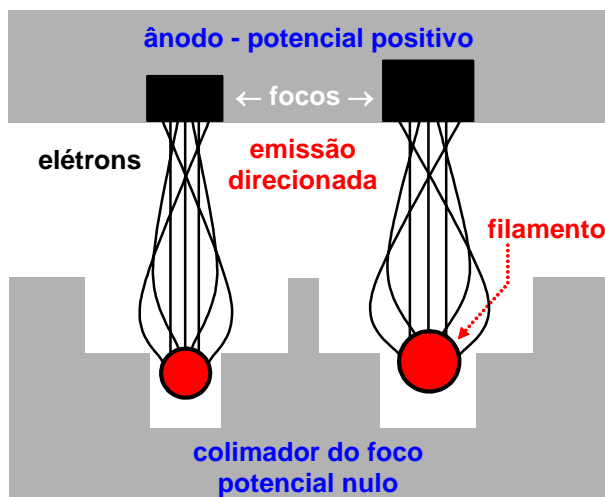


Figura 2.12 Detalhe do copo catódico e seu colimador de foco para um sistema de filamento duplo separado.

#### 2.7.4. Correntes na ampola

Importante também serem definidas as correntes que circulam dentro de uma ampola radiográfica. Quando o operador ajusta a corrente a ser utilizada no exame radiográfico em alguns miliampères, ele está realmente ajustando a corrente que circula entre o cátodo e o ânodo. Ou seja, o operador ajusta o número de elétrons que irão ser arrancados do cátodo e irão colidir com o ânodo. Para que isso possa ocorrer, porém, é necessário que uma outra corrente, muito maior, circule pelo filamento para que esse se aqueça e possa, então, pelo efeito termoiônico, gerar o feixe de elétrons que irá em direção ao ânodo.

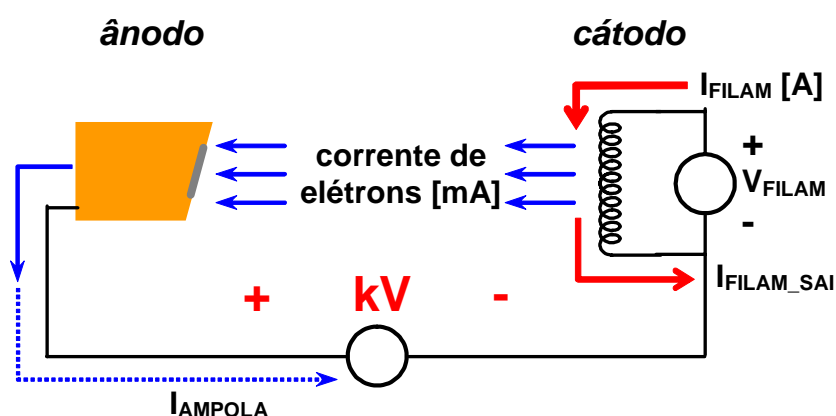


Figura 2.13 Circuito de correntes no filamento e na ampola.

A figura 2.14 mostra o funcionamento de uma ampola no que diz respeito à produção



da *corrente de ampola*. O gráfico apresenta a corrente necessária para aquecimento do filamento em relação à corrente entre cátodo e ânodo. Nota-se que, nesse exemplo, são necessárias correntes da ordem de 5 A para que se produza o efeito termoiônico desejado. Isso é normalmente mais de dez vezes a corrente que irá circular entre os eletrodos. A corrente do feixe é dependente da tensão de aceleração. Para tensões baixas, ou menores do que 50 kV nesse exemplo, a corrente da ampola é diretamente proporcional a corrente do filamento. Para tensões elevadas, esta proporcionalidade não se mantém. Percebe-se que quanto maior a diferença de tensão entre ânodo e cátodo, mais elétrons são arrancados da nuvem eletrônica presente no filamento.

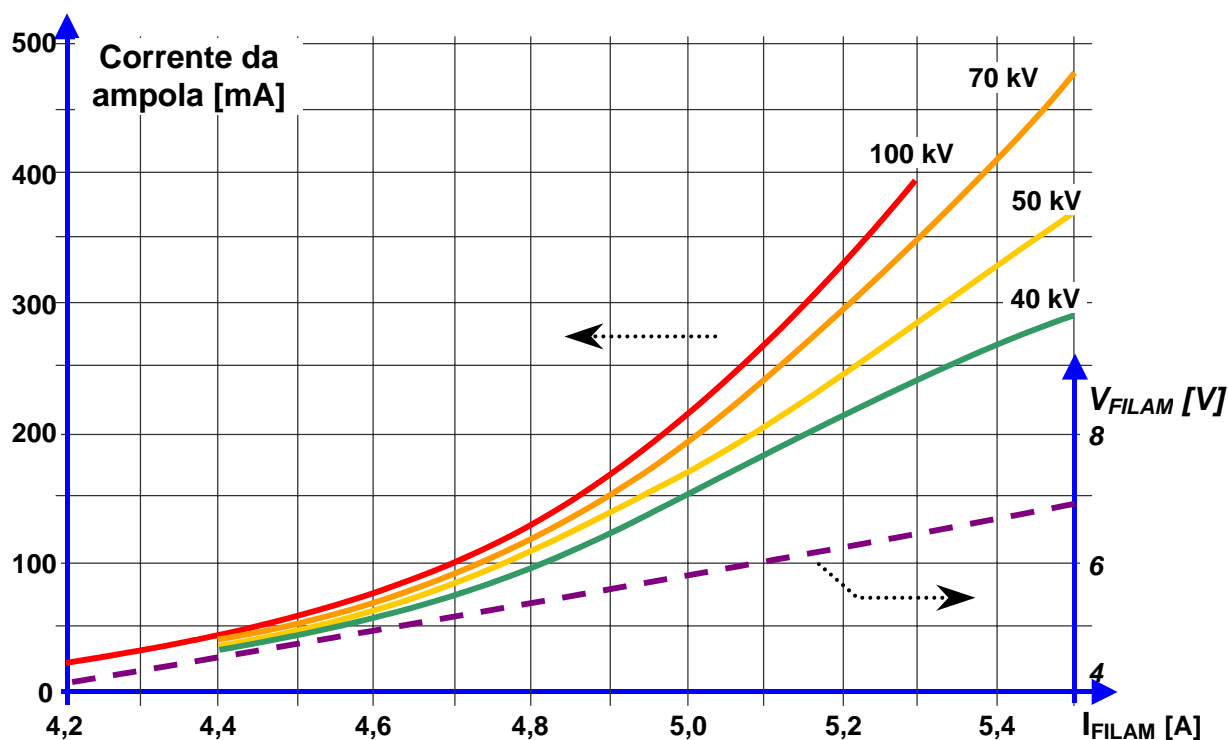


Figura 2.14 Relação entre corrente no filamento e corrente na ampola. Mostra-se também a relação da tensão no filamento e sua corrente (linha pontilhada).

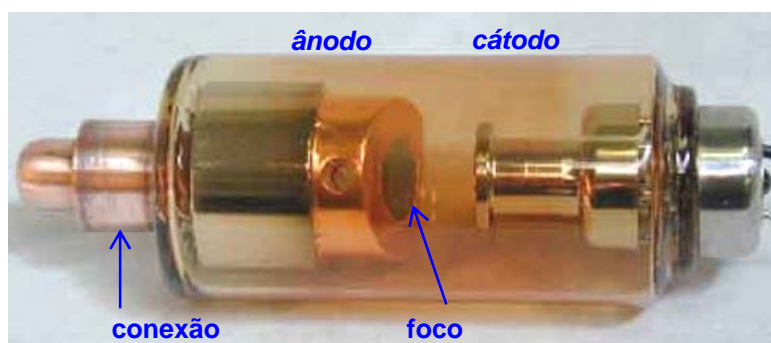
## 2.8 ÂNODO

O ânodo é o eletrodo positivo do sistema de alta tensão que produz a radiação X, normalmente feito de uma liga metálica. O alvo ou o ponto onde os elétrons chocam-se pode ser *fixo* ou pode ser *rotatório*, cuja utilização é definida para diminuir a erosão gerada pelo calor intenso.

A estrutura do ânodo é normalmente composta de um material com ótima capacidade de dissipação térmica. Por isso, geralmente escolhem-se para o corpo do ânodo metais como cobre, molibdênio ou rênio e, em alguns casos, grafite ou ligas metálicas dos metais citados. Sobre o corpo metálico é colocado um revestimento sobre a área que sofrerá o impacto dos elétrons acelerados vindos do cátodo. Esse revestimento pode ser de tungstênio (W), o mais usado em radiografia convencional e tomografia, ou de molibdênio (Mo), para mamografia, entre outros, além das ligas metálicas envolvendo esses dois metais. Nesse revestimento aparecerá a *mancha focal* que é a área de colisão dos elétrons.

### 2.8.1. Ânodo fixo

O ânodo fixo foi o primeiro a ser utilizado por causa da própria evolução dos antigos tubos de Crookes que possuíam todas as partes fixas. Houve sempre apenas a preocupação da durabilidade da ampola que era função da produção e dissipação de calor. Ela possui geralmente uma pequena dimensão, o que facilita a condução e irradiação de calor evitando a fissura do ânodo ou o derretimento de sua cobertura. Por isso, a ampola de ânodo fixo é muito simples e fácil de ser construída, como apresentado na figura 2.15.

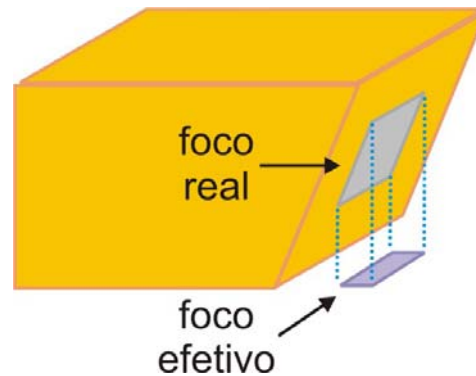


**Figura 2.15** Ampola de ânodo fixo. (Oxford série 1600 - divulgação)

O ânodo constitui-se de um bloco metálico, nesse caso de cobre, no qual está inserido o que chamamos de *foco real*, feito em geral de tungstênio, metal mais escuro que aparece na forma de uma mancha circular na figura 2.15. É nessa área de tungstênio que ocorre o choque dos elétrons para a produção da radiação. O material do ânodo deve possuir também uma alta capacidade de dissipação de calor.

Chamamos de *foco efetivo*, figura 2.16, a área representada pela projeção do foco real com respeito à mesa de exames. Representa, pois, a área do fluxo de fótons emitidos junto ao

ânodo, cuja característica divergente é mantida segundo a lei do quadrado da distância. Essa angulação no ânodo é importante, pois diminui a auto-atenuação dos fótons gerados dentro do ânodo e concentra o feixe de fótons emitidos, melhorando a imagem radiográfica gerada.



**Figura 2.16** Foco real e efetivo de um ânodo fixo.

### 2.8.2. Ânodo rotatório

Com a introdução de um ânodo rotatório, a região de impacto é continuamente renovada distribuindo os impactos em uma área maior, conforme mostra a figura 2.17. O disco anódico gira para que, durante a emissão dos elétrons pelo filamento, o feixe eletrônico encontre sempre um novo ponto focal, permitindo que a região dissipe parte do calor até ser atingida novamente, após uma volta completa do disco. O ânodo rotatório pode ser dividido em 3 tipos, conforme o tipo de pista presente:

**Pista simples:** É constituído de um disco metálico em que é construída uma *pista anódica*, que irá receber o impacto dos elétrons acelerados pelo cátodo. O impacto dos elétrons é feito sempre com a mesma área (foco real), na forma de um retângulo, mas como o disco gira a grande velocidade, obtém-se um aumento na região de impacto, demarcado pela área escurecida. Com isso, consegue-se uma melhor distribuição do calor gerado no processo de impacto e, como consequência, é possível aumentar a potência do equipamento, dada pelo produto da corrente no tubo pela tensão aplicada. Um efeito decorrente dessa estrutura é a diminuição da erosão no ânodo causada pelo impacto dos elétrons de alta energia, pois o calor é melhor distribuído, provocando menos danos por fissura ou derretimento.

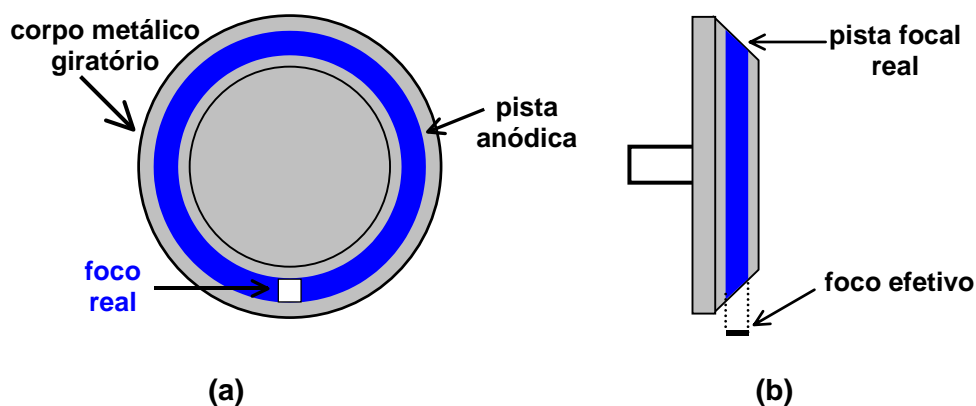


Figura 2.17 Ânodo rotatório com pista focal simples: a) vista frontal; b) vista lateral.

**Pista dupla separada:** O disco anódico é o mesmo que o anterior, porém, nesse tipo de ânodo, existem duas pistas anódicas: uma para foco fino e outra para foco grosso. A partir de um filamento duplo bipartido obtêm-se duas regiões distintas de colisão dos elétrons. O efeito obtido é o de aumentar ainda mais a área sobre a qual os elétrons chocam-se, produzindo uma redução considerável no desgaste sobre ela. Assim, o uso do foco fino e foco grosso, dependendo da aplicação, aumenta a vida útil do ânodo. O ângulo, em relação ao feixe eletrônico, para cada uma das pistas pode ser diferente.

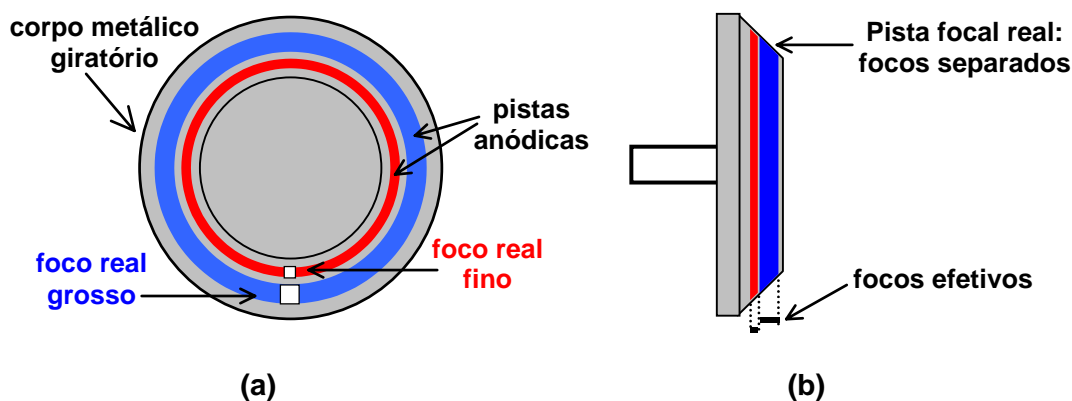


Figura 2.18 Ânodo rotatório com pista dupla: a) vista frontal; b) vista lateral.

**Pista dupla sobreposta:** Nesse tipo de ânodo, também composto por um disco metálico, são montadas pistas de focos fino e grosso que se sobrepõem, conforme mostra a figura abaixo. Não existe distinção entre as pistas para um ou outro foco. O filamento duplo separado, com sua construção paralela, direciona os elétrons para cada um dos focos de forma a concentrar o feixe em maior ou menor grau. Como há sempre a mesma região do disco anódico sendo bombardeada, a durabilidade do equipamento é menor se comparado com as

pistas separadas. A construção dos filamentos em paralelo, porém, é mais fácil e preferida pelos construtores, pois mantém constante a distância do ponto focal ao filme.

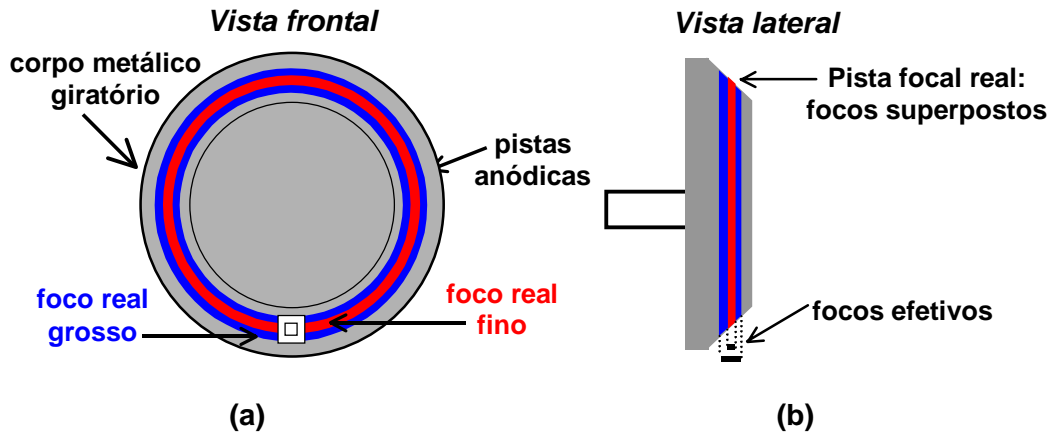


Figura 2.19 Ânodo com pistas focais sobrepostas: a) vista frontal; b) vista lateral.

## 2.9 EFEITO ANÓDICO

Uma característica do ânodo é a não uniformidade do feixe de radiação ao longo do eixo ânodo-cátodo (eixo longitudinal da mesa). Conhecido por *efeito anódico*, esta deformidade na intensidade e energia do feixe pode provocar a diminuição da qualidade da imagem radiográfica. Como o efeito anódico irá resultar num contraste do sujeito diferenciado ao longo do eixo cátodo-ânodo, pode-se considerar que esse efeito altera a qualidade da imagem aérea. Para a distância de 1 metro do ponto focal, a diferença entre a intensidade de radiação de uma extremidade para outra pode ser de até 40%, figura 2.20.

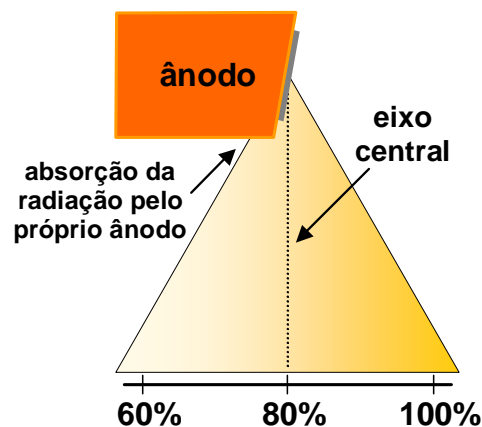
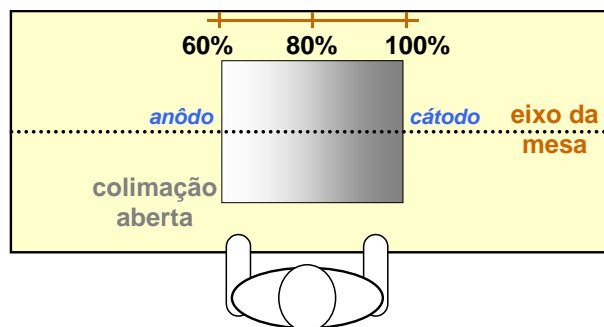


Figura 2.20 Descrição do efeito anódico.

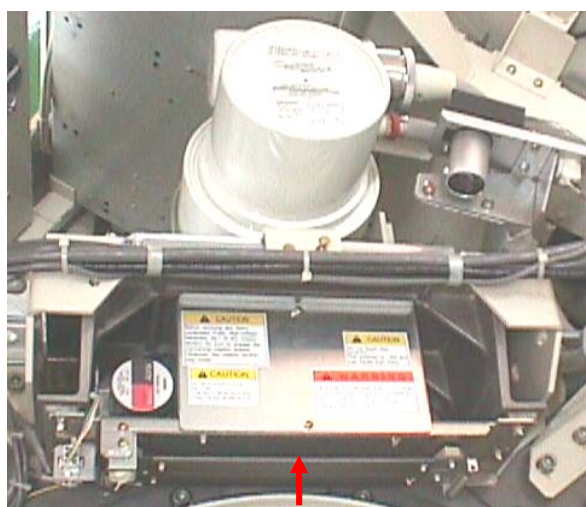
O efeito anódico só ocorre no eixo longitudinal da mesa, enquanto a intensidade do feixe é praticamente igual ao longo de todo o eixo transversal [Araujo, 2005]. A figura 2.21 ilustra esse fenômeno conforme a posição do operador.



**Figura 2.21** Distribuição da radiação sobre a mesa devido ao efeito anódico.

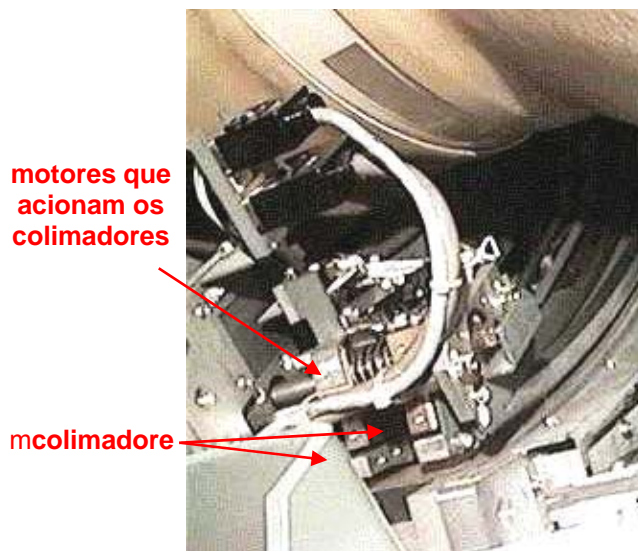
## 2.10 COLIMAÇÃO

A colimação é necessária durante a operação do tomógrafo como na radiografia convencional. Uma colimação adequada reduz a dose no paciente pela restrição do volume de tecido a ser irradiado [Bushong, 2000]. Mais importante ainda é a qualidade do contraste da imagem que é aumentada pela diminuição da radiação secundária. No TC é comum serem colocados dois conjuntos de colimadores. Um conjunto de colimador é montado junto ao cabeçote (pré-paciente) e diminui a dose de radiação no paciente (figura 2.22).



**Figura 2.22** Colimação junto ao cabeçote do Toshiba Auklet. (cortesia Hospital Regional de São José)

O outro conjunto de colimadores é colocado logo à frente dos detectores (pós-paciente – figura 2.23) e influencia na qualidade da imagem, pois reduz a radiação secundária, define a espessura do corte e também limita o campo de visão ou largura do corte (*scan diameter* ou *field of view*).



**Figura 2.23** Colimação pós-paciente. (cortesia Hospital Celso Ramos - Florianópolis)

## 2.11 SENSORES DE RAIOS X

Os detectores eletrônicos de raios X utilizados nos tomógrafos computadorizados devem possuir três características importantes [Knoll, 1989]:

- a) alta eficiência para minimizar a dose no paciente;
- b) estabilidade ao longo do tempo para garantir a repetibilidade;
- c) ser insensível as variações de temperatura dentro do portal.

A eficiência do sensor é uma função de três variáveis: sua geometria de construção, a probabilidade de interação com o fóton e conversão da energia dos raios X em sinal elétrico. Cada fabricante procura alterar a construção de seus detectores visando a melhora de uma dessas características para obter adequada eficiência total. A forma de ajuste desses pontos são considerados segredos industriais, pois os sensores são fundamentais para definir a qualidade da imagem tomográfica produzida.

A eficiência na geometria está ligada à área do sensor que é sensível aos raios X em

relação à área total de construção do sensor que será exposta ao feixe. Separadores largos colocados entre os elementos detectores para remover a radiação difusa, ou regiões insensíveis, irão degradar a *eficiência geométrica*.

A *eficiência quântica* (ou de interação do fóton) refere-se à fração do feixe incidente no detector que será absorvida e transformada em número de pares de íons ou luz dentro do detector. A *eficiência de conversão* está ligada à capacidade de conversão da energia dos raios X absorvido, nesse caso pares de íons ou luz, em sinal elétrico.

A eficiência total é um produto dos três fatores e geralmente encontra-se entre 0,45 e 0,85. Ou seja, há uma perda de 15% a 55% dos fótons que estão disponíveis para conversão e o sinal elétrico disponibilizado pelo sensor. Dessa forma, o sistema de detecção é não-ideal e resulta na necessidade de aumento da dose de radiação no paciente se o objetivo for manter a qualidade da imagem. O termo *eficiência de dose* algumas vezes é utilizado como sinônimo da eficiência do sensor.

Os sistemas comerciais de tomografia utilizam-se de dois dos três tipos de sensores disponíveis: câmara de ionização e sensor de estado sólido. O terceiro tipo de sensor de raios X, o cristal de cintilação com tubo fotomultiplicador, não pode ser utilizado em tomografia devido ao volume necessário para construí-lo, que inviabiliza sua miniaturização para tamanhos da ordem de milímetros.

### **2.11.1. Detectores de cintilação**

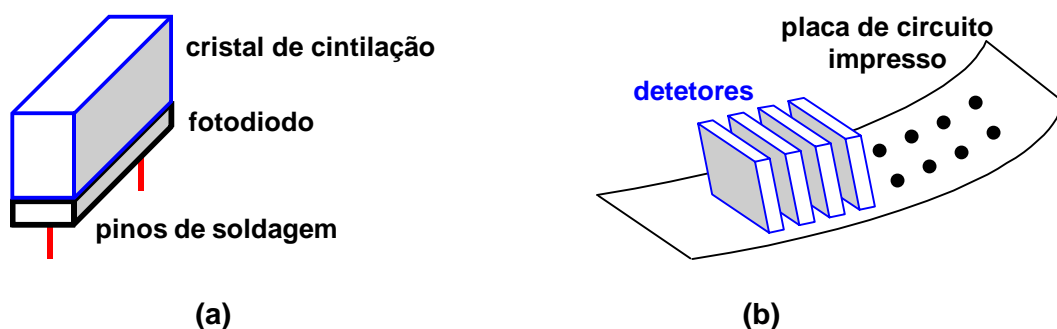
Os detectores de cintilação consistem em um arranjo de fotodiodos e cristais de cintilação, conforme apresentado na figura 2.24. Os primeiros cintiladores foram feitos de iodeto de sódio (NaI) marcado com tálio. Alguns tomógrafos foram construídos com cristais de germanato de bismuto ( $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$  ou simplesmente BGO) junto a fotomultiplicadores. Depois, esses foram substituídos pelo iodeto de cério (CsI) e o próprio germanato de bismuto sem fotomultiplicador, que foi substituído pelo fotodiodo. Atualmente, tem-se preferido o tungstato de cádmio ( $\text{CdWO}_4$ ) pelo seu custo e eficiência. Os cintiladores de estado sólido normalmente possuem uma alta eficiência quântica e de conversão e uma faixa dinâmica larga. [Bushong, 2000]

O princípio de funcionamento é baseado em duas etapas. Os cristais são atingidos diretamente pelo feixe de fótons de raios X. Esses fótons irão interagir com os átomos do cristal que irão converter a energia de raios X em energia luminosa na frequência adequada para o fotodiodo. Os fótons de luz produzidos serão então emitidos em todas as direções,



preferencialmente na direção oposta à incidência do feixe. Por sua vez, os fótons de luz irão atingir o fotodiodo que é construído junto ao cristal de cintilação.

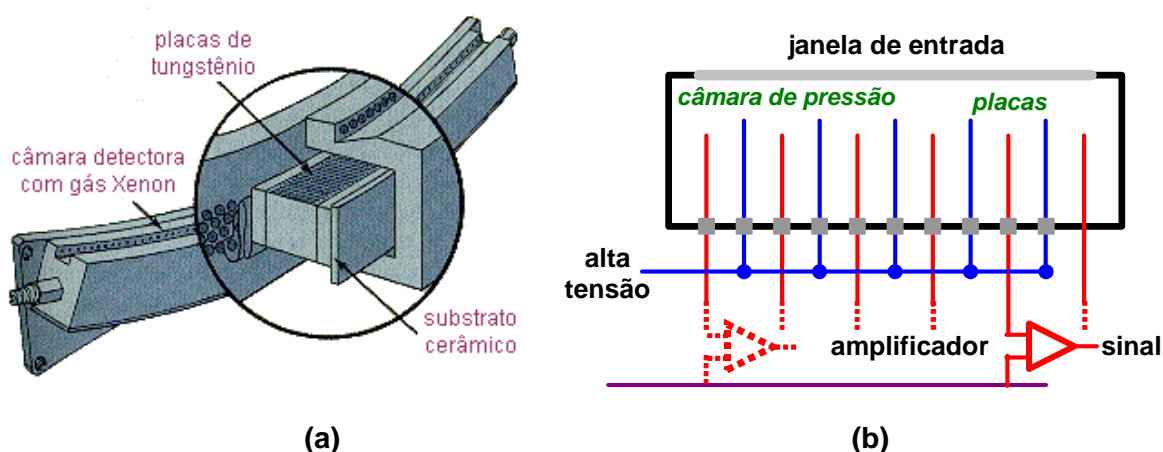
Assim, quanto mais raios X incidirem no cristal, maior será a quantidade de energia do feixe convertida em energia luminosa. Por conseguinte, maior será a luz incidente sobre o fotodiodo que propiciará uma maior corrente no circuito eletrônico.



**Figura 2.24** Detector de cintilação: (a) montagem do fotodiodo e do cristal de cintilação; (b) arranjo de detectores colocados lado a lado, até 4800 elementos.

### 2.11.2. Câmara de ionização

A câmara de ionização, conforme apresentada na figura 2.25, consiste no arranjo de pequenas câmaras. Essas câmaras contêm gás comprimido, usualmente gás xenônio à pressão entre 30 e 60 atm. A alta pressão é necessária para garantir maior eficiência.



**Figura 2.25** Câmara de ionização: (a) detalhe da montagem; (b) detalhe elétrico.

Nesse tipo de dispositivo, a detecção da radiação X ocorre de maneira direta. O fóton X ao atravessar o gás pode atingir um dos átomos e transferir sua energia para que um elétron

do mesmo torne-se livre. Uma alta tensão é aplicada aos separadores de tungstênio, que são colocados entre as câmaras, a fim de coletar os elétrons livres que são produzidos pela radiação. Uma vez que vários elétrons sejam coletados, obtém-se então uma corrente elétrica facilmente mensurável.



**Figura 2.26** Câmara de ionização. (cortesia Hospital Regional de São José – São José).

Esses detectores possuem uma excelente estabilidade e uma faixa dinâmica ampla, no entanto eles normalmente apresentam uma eficiência quântica menor do que os detectores de estado sólido. Essa eficiência está diretamente relacionada com a pressão e temperatura do gás na câmara, o que requer uma constante atenção dos técnicos na manutenção do equipamento.

---

## Capítulo 3

---

# Simulação do Feixe de Elétrons e da Mancha Focal

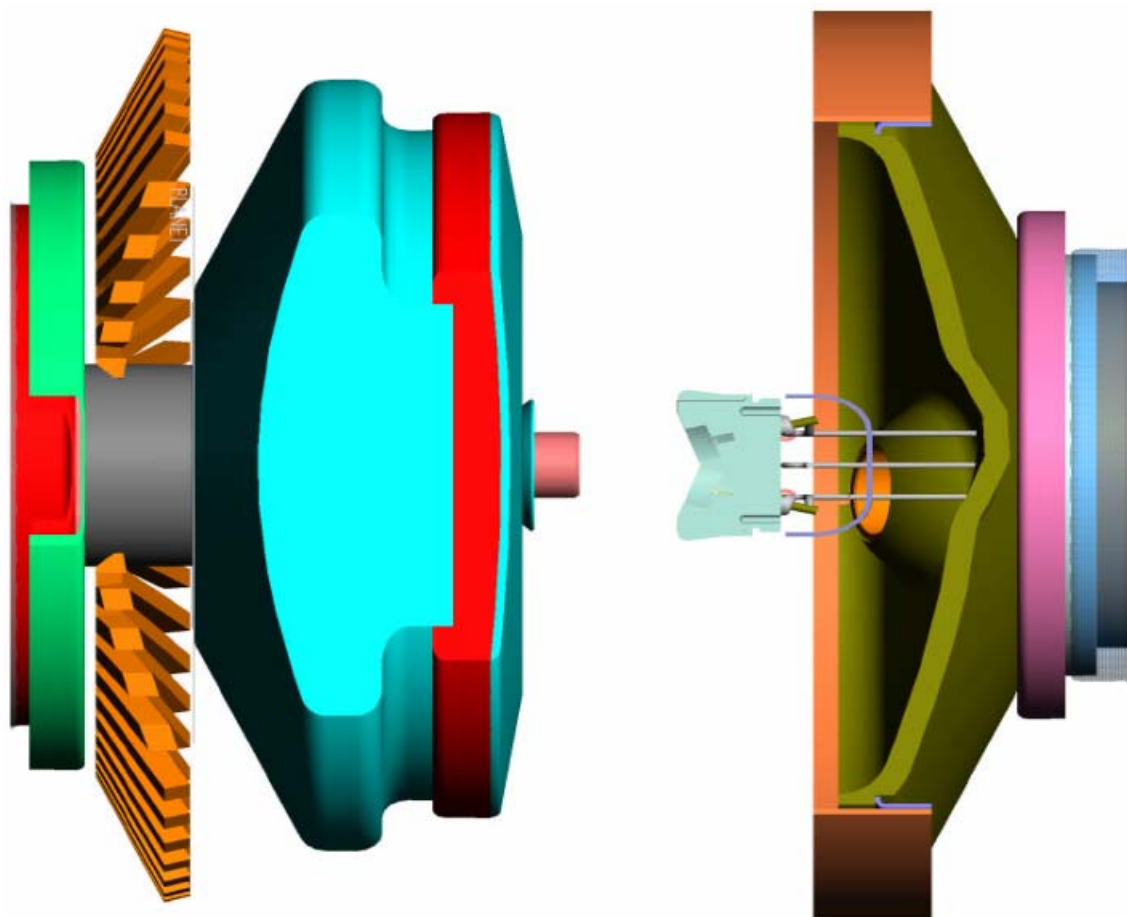
O processo de produção de radiação X tem início na geração do feixe eletrônico na ampola. Somente os elétrons com energia cinética acima dos milhares de elétron-volts chocando-se em alvos densos podem gerar raios X com energia capaz de transpassar objetos densos e de espessura considerável, como o corpo humano. Assim, é importante conhecer-se a formação do feixe eletrônico, a aceleração no sistema cátodo-ânodo e a forma de colisão com o alvo a fim de prever com maior eficiência a emissão real de raios X que acontecerá no ânodo.

Como a formação do feixe eletrônico depende muito da geometria do cátodo e seu colimador [Hell, 2004], é conveniente considerar a trajetória dos elétrons no sistema cátodo-ânodo de um caso real obtendo-se assim informações úteis e uma visão realista do processo que envolve a formação do espectro de raios X a partir do choque de elétrons acelerados contra um alvo.

### 3.1 SISTEMA CÁTODO-ÂNODO

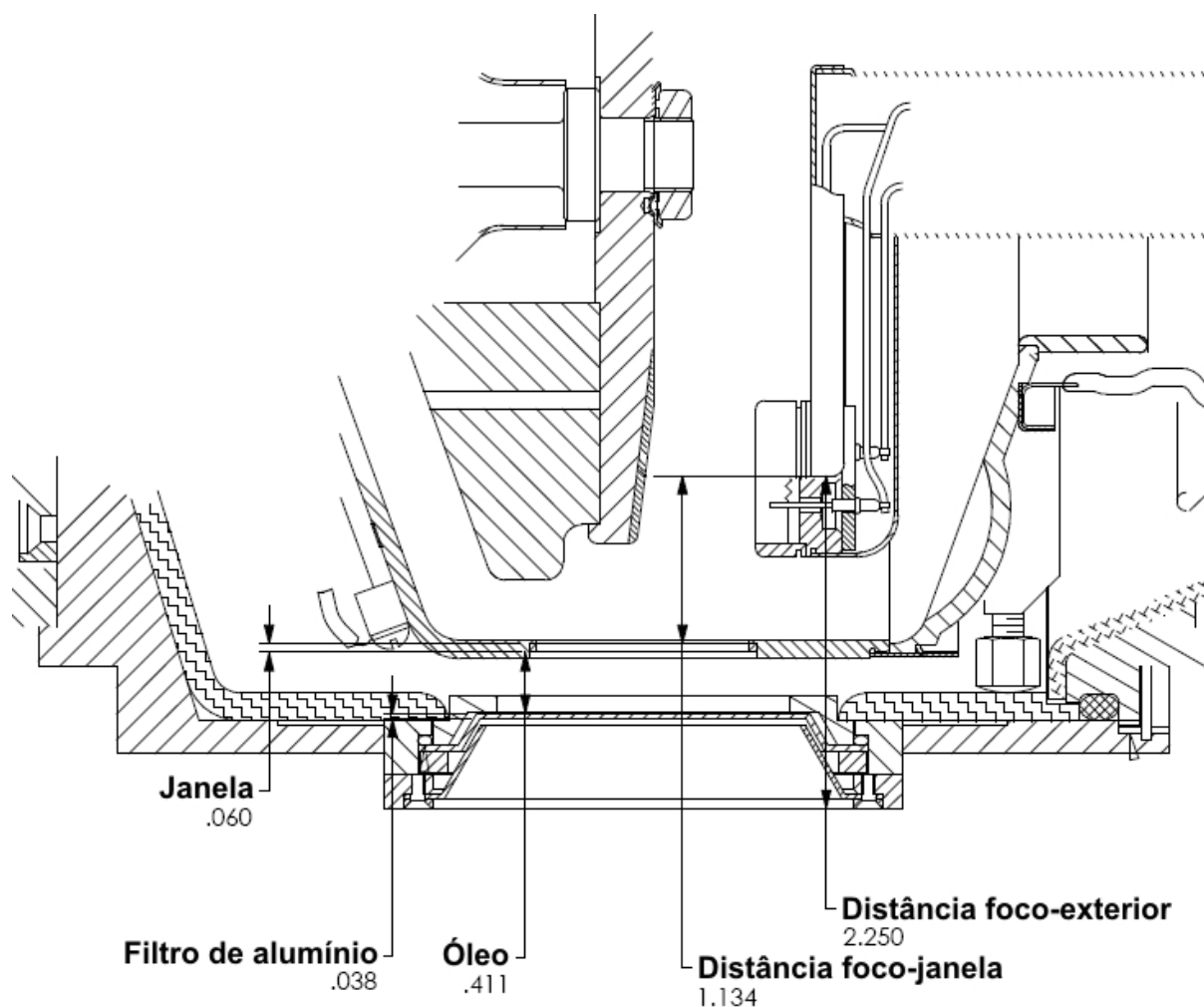
A Varian Medical System, Inc, [Runnoe, 2003] fabricante da ampola GS-2078, unidade geradora do feixe de radiação dos equipamentos tomográficos Toshiba Auklet, gentilmente cedeu as especificações técnicas da mesma, incluindo a estrutura do sistema cátodo-ânodo. Conforme apresentado na figura 3.1, o sistema cátodo-ânodo é constituído de um alvo metálico rígido - disco anódico - composto de molibdênio e grafite, recoberto por uma fina camada de uma liga de tungstênio (90%) e rênio (10%). O disco anódico, com raio de 62,5 mm, tem a face chanfrada de 7° em relação à perpendicular ao eixo do sistema cátodo-

ânodo. O alvo é do tipo rotatório, no entanto a mancha focal não altera sua forma e tamanho devido a esse fato. A distância entre a superfície do copo catódico e o ânodo, em seu ponto médio, é de 19,05 mm.



**Figura 3.1** Visão em corte do sistema cátodo-ânodo. (Varian Medical System, Inc.)

O copo catódico, um cilindro de 13,46 mm de raio e 9,52 mm de comprimento, abriga dois filamentos helicoidais com 1,06 mm de diâmetro cada, enrolados a partir de um fio de tungstênio com 0,21 mm de espessura, com um passo de mandril de 0,63 mm. O filamento menor possui um comprimento de 12,24 mm e o filamento maior, 14,40 mm. Ambos os filamentos operam com uma corrente de 4,8 A para, pelo efeito termiônico, liberar os elétrons que serão acelerados. No entanto, devido à diferença de tamanho e a corrente constante, o filamento menor opera com tensão contínua de 10,8 V e o maior, com 11,5 V. O efeito termiônico que ocorre no filamento é capaz de aquecer o mesmo a uma temperatura em torno de 3 200 K e, com isso, fornecer uma energia média aos elétrons da banda de condução do tungstênio da ordem de 0,4 eV.



**Figura 3.2** Visão em detalhe da construção do sistema cátodo-ânodo (medidas em polegadas): corte lateral da ampola e parte do cabeçote. (Varian Medical System, Inc.)

A focalização do feixe eletrônico dá-se pela geometria do colimador de foco. O colimador de foco é a parte do copo catódico responsável por envolver os filamentos e provocar a focalização do feixe eletrônico num ponto específico à frente. O ângulo entre os planos de posicionamento dos filamentos e do alvo anódico é de  $\pm 17^\circ$ , conforme a figura 3.3. Isso implica que a mancha focal gerada pelo filamento menor será parcialmente sobreposta à mancha focal gerada pelo filamento maior. Nesse caso, a pista dupla gerada será do tipo sobreposta.

O colimador do foco está no potencial zero, junto com todo o copo catódico. Entre o ânodo e o cátodo é aplicada uma tensão contínua de +120 kV para que os elétrons sejam arrancados do filamento e, com o campo elétrico estabelecido, se dirijam focalizados até o alvo. Todo o sistema está construído dentro de uma ampola evacuada para que não haja perda de energia dos elétrons por colisão com qualquer gás durante a trajetória.

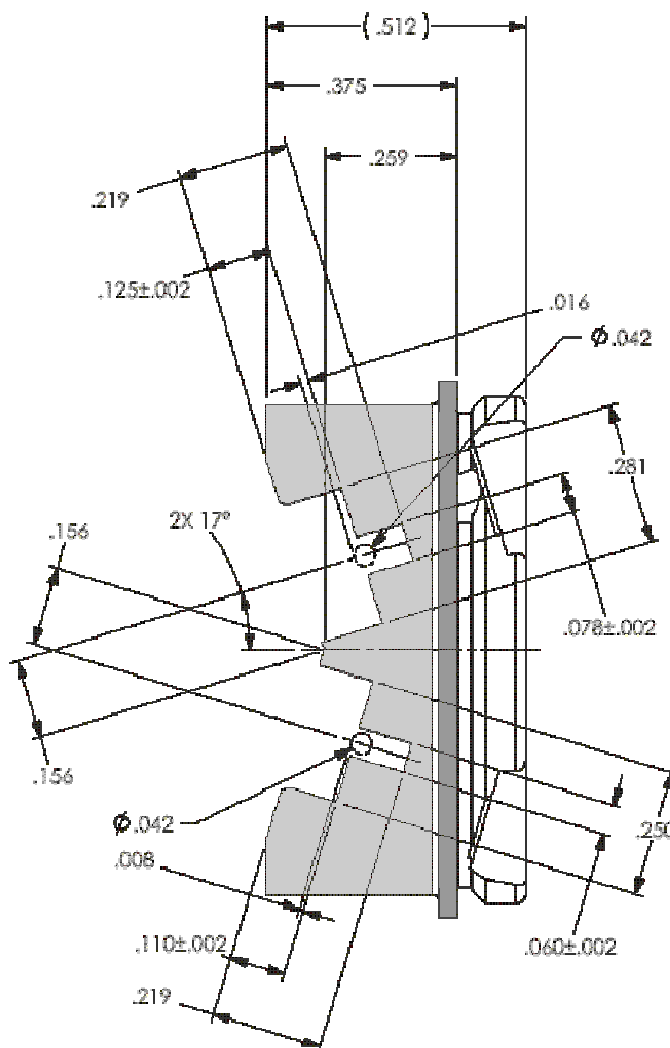


Figura 3.3 Visão em detalhe do cátodo (medidas em polegadas): vista superior em corte do copo catódico. (Varian Medical System, Inc.)

## 3.2 METODOLOGIA

### 3.2.1. Método computacional

O programa SIMION 3D versão 7.0 [Dahl, 1995] foi utilizado para descrever a geometria do sistema cátodo-ânodo e com isso simular a trajetória real dos elétrons dentro da ampola. Esse programa utiliza-se de uma matriz tridimensional para definir o campo elétrico e magnético associados a uma geometria qualquer de eletrodos e pólos. O campo elétrico entre os eletrodos é modelado como a solução de um problema de contorno de uma equação diferencial parcial. A solução dessa equação de Laplace, pelo método de diferenças finitas permite encontrar o potencial em todos os pontos fora dos eletrodos.

O método de diferenças finitas é aplicado com a técnica de relaxação. Nessa técnica, a função potencial é representada apenas por valores num conjunto discreto de pontos de uma malha que representará a geometria: eletrodos e não-eletrodos. Os valores da malha que estão sobre os eletrodos são fixados pelo usuário que define o respectivo potencial. Os valores nos pontos em objetos que não são eletrodos passam, então, a serem ajustados a partir dos valores nos eletrodos ao seu redor até que cada ponto apresente valor igual à média dos seus vizinhos. Não há necessidade de se resolver este problema através de um grande número de equações simultâneas, não importa quantos forem os pontos da malha. Uma solução aproximada é obtida muito simplesmente mudando sistematicamente cada valor para fazê-lo concordar com a média dos seus vizinhos e repetindo esse processo até que as mudanças se tornem menores que um valor pré-determinado pelo usuário.

Para a geometria tridimensional, os 6 vizinhos de cada célula sob cálculo (anterior, posterior, superior, inferior, direita e esquerda) são avaliados para que se determine o novo valor da célula. A relaxação tem a vantagem de minimizar os erros computacionais para uma solução praticamente estável e que requer reduzida capacidade de memória do computador. O campo magnético não foi levado em conta neste trabalho pois não existem fontes com intensidades significativas e juntamente com as pequenas distâncias envolvidas, não provocariam deflexão mensurável na trajetória do feixe.

Uma vez determinado o potencial elétrico em cada ponto da geometria tridimensional, o próximo passo é a resolução da trajetória de deslocamento dos elétrons, do ponto de emissão até o ponto de impacto. O programa utiliza-se das equações tradicionais de força eletrostática, lei de Coulomb, e de movimento clássico que obedecem as Leis de Newton, e assim calcular a direção, sentido e intensidade da velocidade do elétron ao longo de sua trajetória. O elétron é fixado a um ponto inicial e, a partir desse, seu movimento é calculado através da influência do campo elétrico em seu deslocamento ponto a ponto.

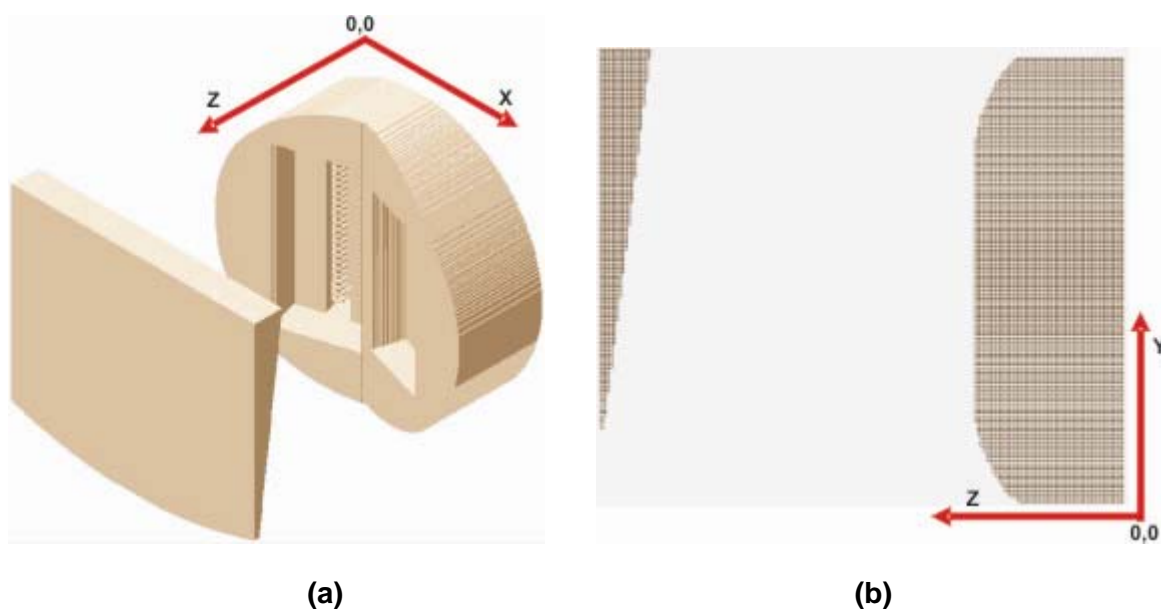
### **3.2.2. Geometria do sistema**

A simulação do feixe eletrônico, representada dentro das limitações de precisão do simulador, abrangeu a ótica do colimador e a inclinação do ânodo imediatamente à frente do mesmo. Os dois filamentos também foram simulados, bem como as diferenças de potencial existentes entre cátodo-ânodo e nos filamentos.

As dimensões da estrutura real foram transformadas para o sistema de unidades do SIMION 3D. A razão foi de 0,090 040 mm para cada ponto desenhado no simulador. Dessa

forma, o sistema cátodo-ânodo foi desenhado num volume (XYZ) de 300 x 305 x 353 pontos. Esses valores foram definidos em função do limite máximo de pontos que o programa suporta trabalhar, que é de aproximadamente 35 milhões de pontos.

O sistema foi desenhado segundo as coordenadas do programa de tal forma que o eixo do sistema cátodo-ânodo coincidissem com a coordenada **Z**, o eixo dos filamentos coincidissem com a coordenada **Y** e o eixo **X** fosse paralelo à face do cátodo e do ânodo. A figura 3.4 mostra uma visão tridimensional do sistema simulado e os eixos coordenados. Devido a limitação do programa, os planos inclinados não são bem descritos pela geometria gerada para a simulação.

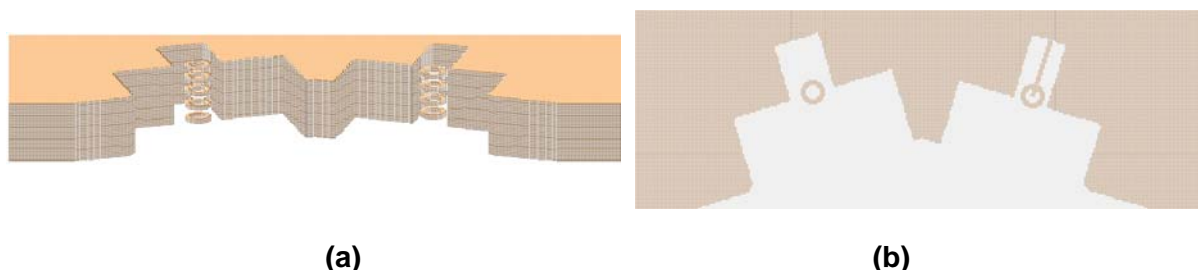


**Figura 3.4 Geometria simulada do sistema cátodo-ânodo e eixos de coordenadas: visão tridimensional destacando o filamento maior (a) e visão lateral (b).**

Os filamentos foram simulados de forma a representar a situação mais real possível, porém usando uma representação simplificada. A forma helicoidal dos filamentos foi substituída por uma seqüência de anéis que simulam a presença física dos filamentos e seu potencial variável. Assim, para o filamento menor utilizamos 20 anéis, cada um com um potencial proporcional à sua altura, crescente entre 0 V e 10,8 V. Para o filamento maior, são 23 anéis com potencial variando entre 0 V a 11,5 V. O número de anéis foi determinado pela espessura do fio e o deslocamento do mandril que enrola a hélice, a fim de atingir-se o comprimento total do filamento. Além disso, os fios que servem de suporte aos filamentos, localizados em suas extremidades, também foram representados. A figura 3.5 apresenta um



cutagem do colimador do cátodo em que se pode notar com mais detalhes a geometria dos filamentos. Além de planos inclinados, curvas e circunferências também são representadas de forma aproximada.



**Figura 3.5 Geometria simulada dos filamentos: (a) visão tridimensional de uma fatia da região central; e (b) visão superior de outra fatia da região central onde aparece um dos fios de conexão.**

### **3.2.3. Simulação da emissão do feixe**

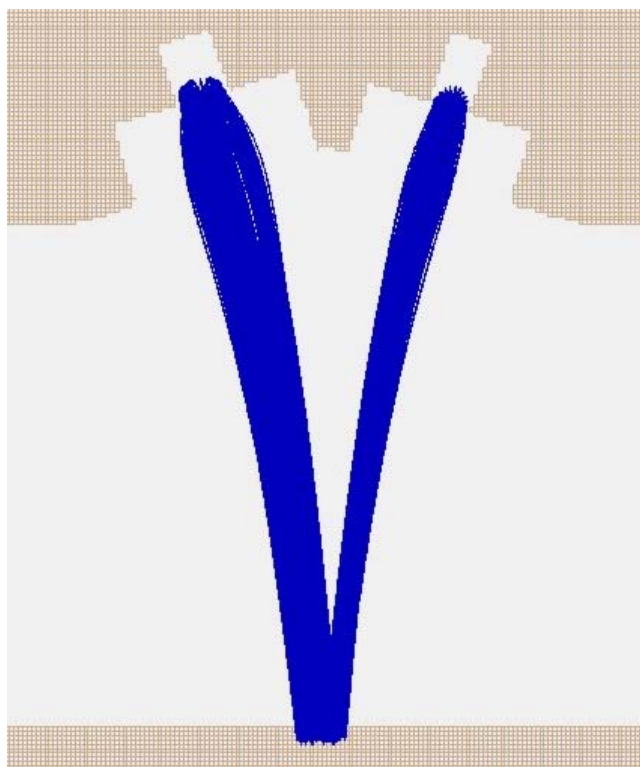
O programa SIMION 3D permite que se defina o ponto de início do voo para cada íon individualmente ou em grupo, fornecendo-se a posição **XYZ**, ângulos, energia, carga e massa de partida do íon; além de passo incremental para cada variável, no caso de definição em grupos. Dada a geometria do filamento e as restrições da definição dos elétrons em grupos, optou-se pela definição do voo dos elétrons de forma individual para que se pudesse ter mais graus de liberdade em defini-los. Não foi utilizada a opção de simulação com repulsão espacial entre os elétrons, uma vez que a corrente nominal de funcionamento da ampola (200 mA) dividida pela superfície de emissão do filamento ( $\approx 300 \text{ mm}^2$ ) gera uma densidade de corrente insuficiente para que os efeitos de carga espacial sejam significativos.

Para a simulação do feixe eletrônico, foi desenvolvido um algoritmo no programa MathCAD 2001 [Costa, 2005] que fornecia o arquivo texto de leitura para o SIMION 3D carregar os parâmetros de voo do feixe eletrônico. O algoritmo foi desenvolvido para permitir o posicionamento de início do voo de cada elétron em qualquer ponto da circunferência do fio de qualquer anel, incluindo-se os ângulos de elevação e azimute, obedecendo sempre à perpendicularidade da trajetória em relação ao fio e ao anel. Devido a limitação de memória do programa SIMION 3D e do computador utilizado (Pentium 4, 3 GHz, 1 Gbyte RAM), o número máximo de elétrons que podiam ser simulados simultaneamente era 60 mil.

Para representar a energia devido ao aquecimento do filamento, os elétrons receberam

uma energia inicial de 0,4 eV, equivalente a energia térmica média segundo a distribuição de Maxwell. Por praticidade, considerou-se que o aquecimento gerado por Efeito Joule era o mesmo ao longo de todo o filamento, desprezando-se, portanto, o efeito de resfriamento das extremidades superior e inferior do filamento.

Na figura 3.6, um corte a meia altura do cátodo permite apresentar o vôo dos elétrons, tanto do filamento maior quanto do menor. Para melhor manipulação dos dados, as simulações ocorreram com vôos apenas em um filamento por vez.



**Figura 3.6 Imagem em corte da simulação realizada: visão superior do vôo dos elétrons (plano Y = 10 mm).**

#### **3.2.4. Dados obtidos**

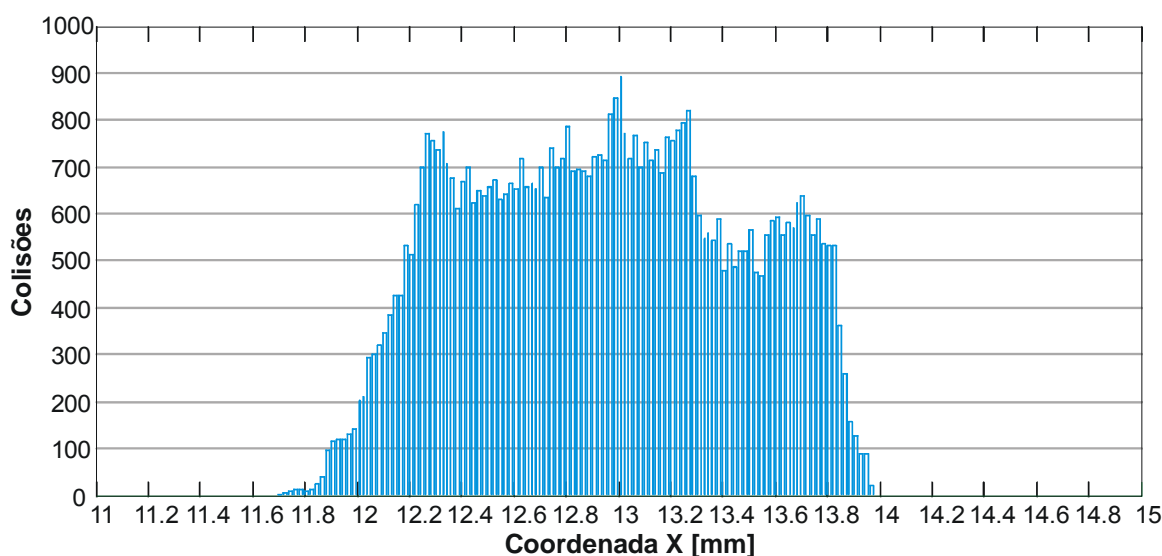
Com o SIMION 3D foi possível acompanhar a trajetória do feixe de elétrons do filamento emissor (cátodo) ao ânodo, obtendo-se assim a simulação da mancha focal. As informações consideradas para avaliação do choque foram o ponto **XYZ** de colisão e os ângulos da trajetória no momento da colisão. Compilando-se a informação dos pontos **XYZ** de colisão obteve-se a mancha focal gerada por cada um dos dois filamentos. Mancha focal é a área de choque dos elétrons no ânodo e foi obtida através das coordenadas **X** e **Y** de choque de

cada um dos elétrons, em que a coordenada **Z** é a do próprio plano de choque (ânodo). O número de elétrons simulados permitiu-nos verificar a concentração do fluxo eletrônico em alguns pontos definidos tanto pela geometria dos eletrodos quanto pela discretização do sistema. Os ângulos de colisão - azimute e elevação - também foram analisados, por serem úteis para se definir o caminho livre médio dos elétrons dentro do alvo e o ponto de emissão da radiação. Todas as informações foram disponibilizadas pelo próprio SIMION 3D por um arquivo texto. Esse arquivo texto foi submetido a uma depuração e compilação dos dados através de algoritmos escritos para o MathCAD 2001.

### 3.3 RESULTADOS

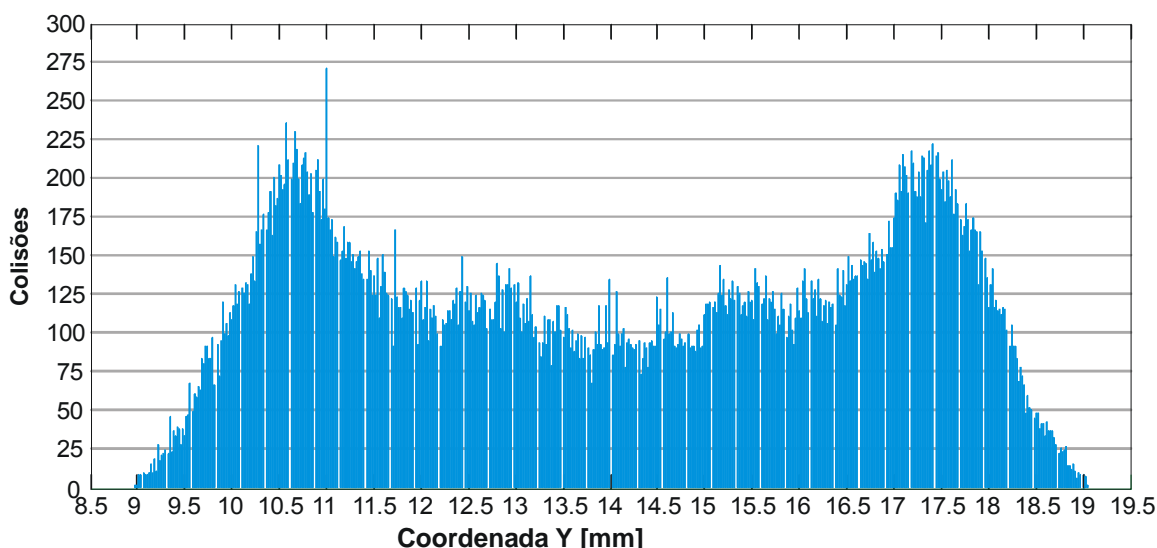
#### 3.3.1. Mancha focal do filamento maior

Para os dois filamentos, o feixe eletrônico foi simulado com a distribuição dos pontos de partida dos elétrons ao longo de toda a circunferência do fio e do anel, estando cada ponto distanciado de  $5^\circ$  e  $10^\circ$ , respectivamente. Essa distribuição resultou para o filamento maior num feixe de 59 616 elétrons homogeneamente distribuídos. Após a simulação, observamos que apenas 320 (0,5%) dos elétrons não atingiram o alvo, principalmente os gerados na parte posterior do filamento. Dos 59 296 elétrons que atingiram o alvo anódico, verificou-se que houve um direcionamento dos mesmos para que formassem uma mancha focal definida (figura 3.7).



**Figura 3.7** Histograma do número de colisões para a coordenada X – filamento maior.

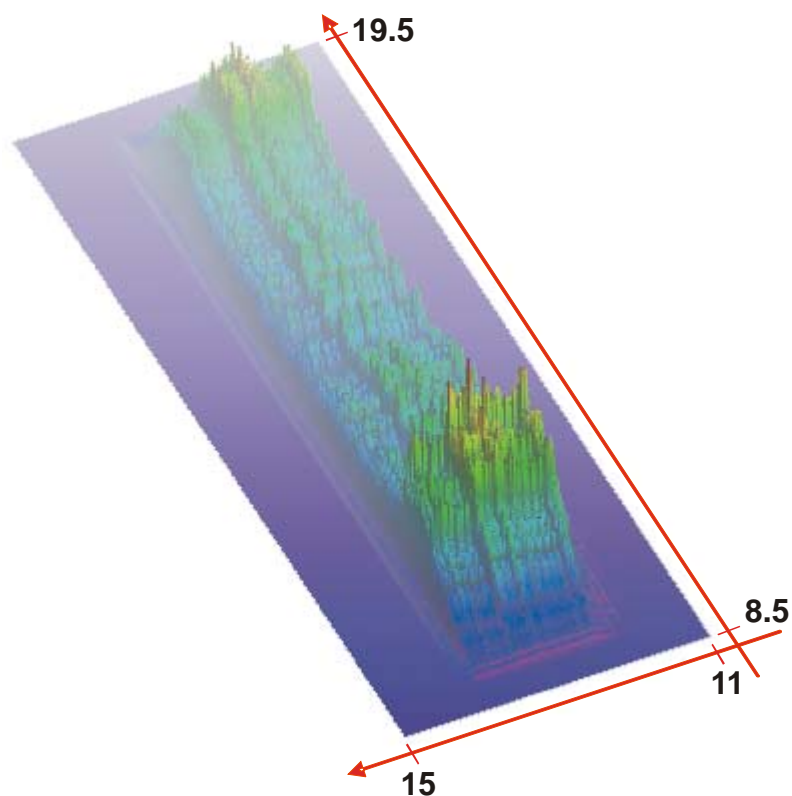
Analisando os eixos **X** e **Y** separadamente, constatamos que a distribuição dos pontos de choque em relação à coordenada **X** possui uma transição suave na extremidade direita (do ponto de vista do feixe eletrônico) contra uma região mais abrupta da extremidade esquerda. Essa diferença é provocada pelo colimador do foco que força o feixe eletrônico a realizar uma curva à direita após a saída do filamento. Nota-se também que essa região possui um número de colisões abaixo da média das demais regiões. O pico máximo está situado na posição  $13 \pm 0,02$  mm, com 892 colisões. A incerteza de 0,02 mm deve-se à escolha desse valor como intervalo de contagem do histograma. As colisões ocorreram entre as posições 11,71 e 13,97 mm, o que resultou em uma largura da mancha focal de 2,26 mm.



**Figura 3.8** Histograma do número de colisões para a coordenada Y – filamento maior.

A colisão do feixe eletrônico em termos do eixo **Y**, ocorreu entre as posições 8,98 e 19,03 mm, o que resultou em uma altura de 10,05 mm. Analisando o histograma apresentado na figura 3.8, verificamos que as regiões próximas às bordas da mancha focal são as preferenciais para a colisão dos elétrons, com picos duas vezes maiores que a média das demais posições. Esses picos são provocados pelos elétrons oriundos das extremidades do filamento que são fortemente direcionados para uma região mais central do foco anódico. O pico máximo está situado na posição  $10,98 \pm 0,02$  mm, com 271 colisões.

Os histogramas podem ser multiplicados de forma ponderada entre si de modo a se obter uma matriz que representará um histograma bidimensional. Dessa forma, pode-se visualizar na figura 3.9 a distribuição do número de colisões por toda a extensão da mancha focal.



**Figura 3.9** Representação bidimensional do histograma do número de colisões para o filamento maior no sistema de coordenadas do SIMION, em milímetros (ponto de vista do feixe eletrônico).

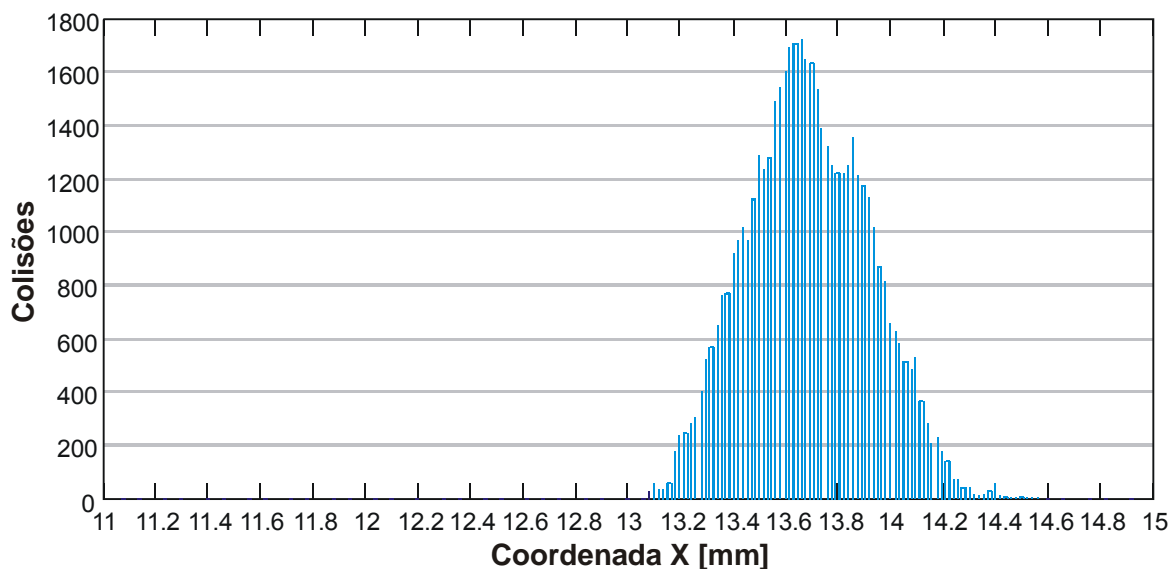
Para o filamento maior, verificamos que as extremidades inferior e superior da mancha focal são as que mais recebem o impacto dos elétrons. Isso leva à expectativa de que a concentração de calor e, conseqüentemente, a degradação precoce da pista anódica, dar-se-á mais intensamente nessas regiões. A área do foco anódico real gerada pelo filamento maior é de  $2,26 \times 10,05 \text{ mm} = 22,71 \text{ mm}^2$ . A área efetiva, ou área do fluxo de fótons, é de  $22,71 \text{ mm}^2 \times \text{sen}(7^\circ) = 2,77 \text{ mm}^2$ .

### 3.3.2. Mancha focal do filamento menor

Para o filamento menor, foram emitidos somente 51 840 elétrons, igualmente espaçados conforme descrito para o filamento maior. O número menor de elétrons é devido ao menor número de espiras, apenas 20, e a manutenção da mesma distribuição dos pontos de início de voo.

Após a simulação, observamos que 2 975 (5,7%) dos elétrons não atingiram o alvo, principalmente os gerados na parte posterior do filamento. Dos 48 865 elétrons que atingiram

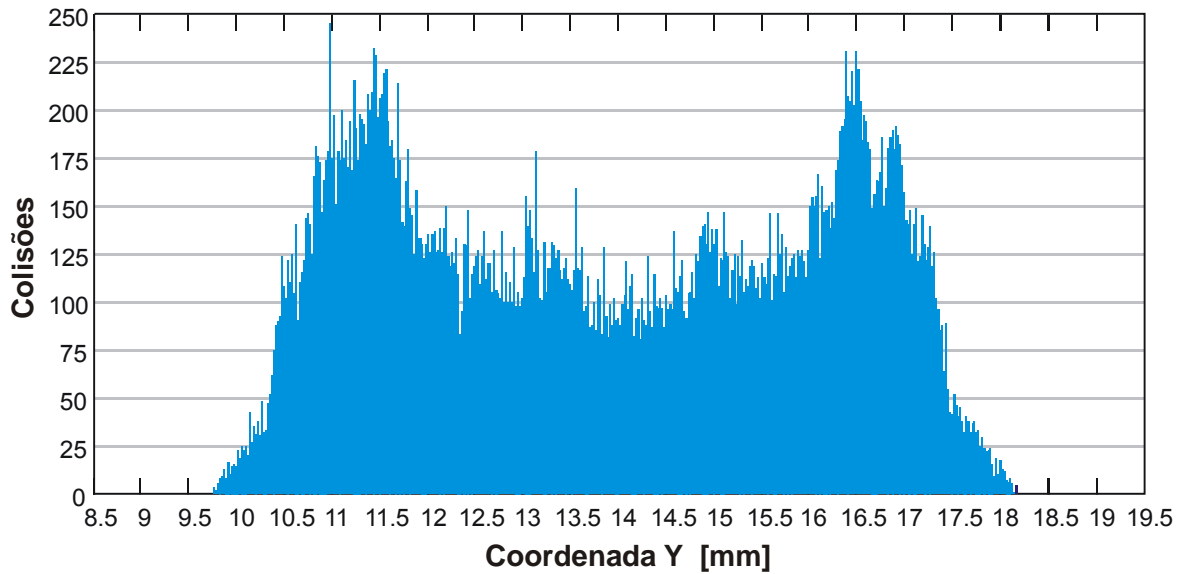
o alvo anódico, verificou-se que houve um direcionamento dos mesmos para que formassem uma mancha focal concentrada (figura 3.10).



**Figura 3.10** Histograma do número de colisões para a coordenada X – filamento menor.

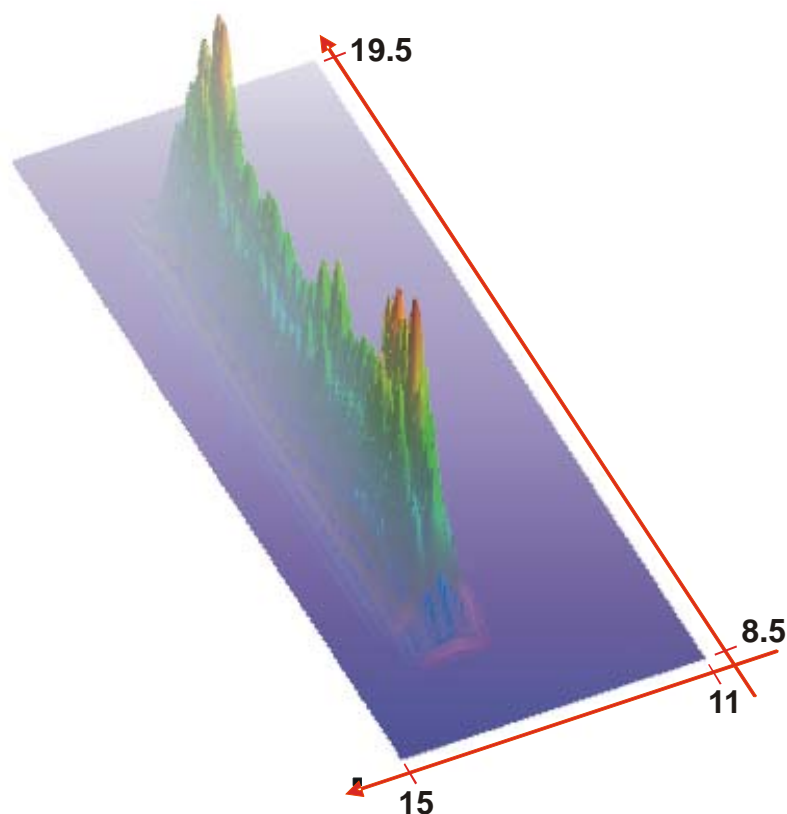
Analisando novamente os eixos coordenados separadamente, percebemos que a distribuição dos pontos de choque em relação à coordenada **X** possui uma transição suave em ambas as extremidades. Isso mostra a forte colimação que o campo elétrico impõe ao feixe eletrônico de sorte que o mesmo praticamente concentra-se em uma única região ( $13,66 \pm 0,02$  mm) em torno do pico máximo de 1720 colisões. A posição da mancha focal em relação ao filamento menor mostra que o intenso campo elétrico força o feixe eletrônico a realizar uma curva à esquerda após a saída do filamento. As colisões ocorreram entre as posições 13,09 e 14,56 mm, o que resultou numa largura da mancha focal de 1,47 mm.

A colisão do feixe eletrônico em termos do eixo **Y** ocorreu entre as posições 9,77 e 18,17 mm, o que resultou em uma altura de 8,40 mm (figura 3.11).



**Figura 3.11** Histograma do número de colisões para a coordenada Y – filamento menor.

Analisando o histograma apresentado na figura 3.11, verificamos que as regiões extremas da mancha focal são as preferenciais para a colisão dos elétrons, com picos quase 2x maiores que a média das demais posições. Esses picos são provocados pelos elétrons oriundos das extremidades do filamento que são fortemente direcionados para a região central do foco anódico. O pico máximo está situado na posição  $10.98 \pm 0,02$  mm, com 244 colisões.



**Figura 3.12** Representação bidimensional do histograma do número de colisões para o filamento menor no sistema de coordenadas do SIMION, em milímetros (ponto de vista do feixe eletrônico).

Para o filamento menor, no histograma bidimensional da figura 3.12, verificamos que as extremidades inferior e superior da mancha focal são as que mais recebem o impacto dos elétrons. Isso leva à expectativa de que a concentração de calor e, conseqüentemente, a degradação precoce da pista anódica dar-se-ão mais intensamente nessas regiões. Notamos, ainda, que a função do filamento menor em gerar uma mancha focal de menor área é atingida, embora com menor homogeneidade de distribuição da colisão de elétrons do que a mancha de maior área. A área real do foco anódico gerada pelo filamento menor é de  $1,47 \times 8,40 \text{ mm} = 12,35 \text{ mm}^2$ . A área efetiva, ou a área do fluxo de fótons, é de  $12,35 \text{ mm}^2 \times \text{sen}(7^\circ) = 1,51 \text{ mm}^2$ .

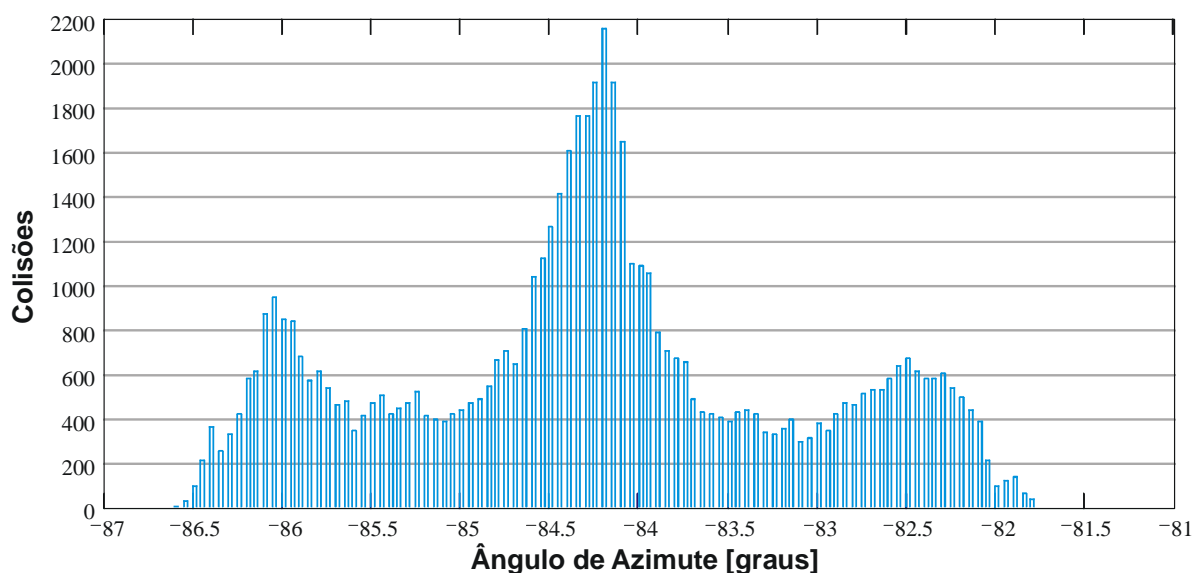
### 3.3.3. Angulação do feixe

Com o SIMION 3D foi possível obter, além da posição **XYZ** de choque, também os ângulos com os quais o elétron interagiu com o alvo. Como era previsível, por haver uma



inclinação de  $17^\circ$  entre os planos do filamento e do alvo, o feixe de elétrons realiza sempre uma curva no plano **XZ** quando sai dos filamentos.

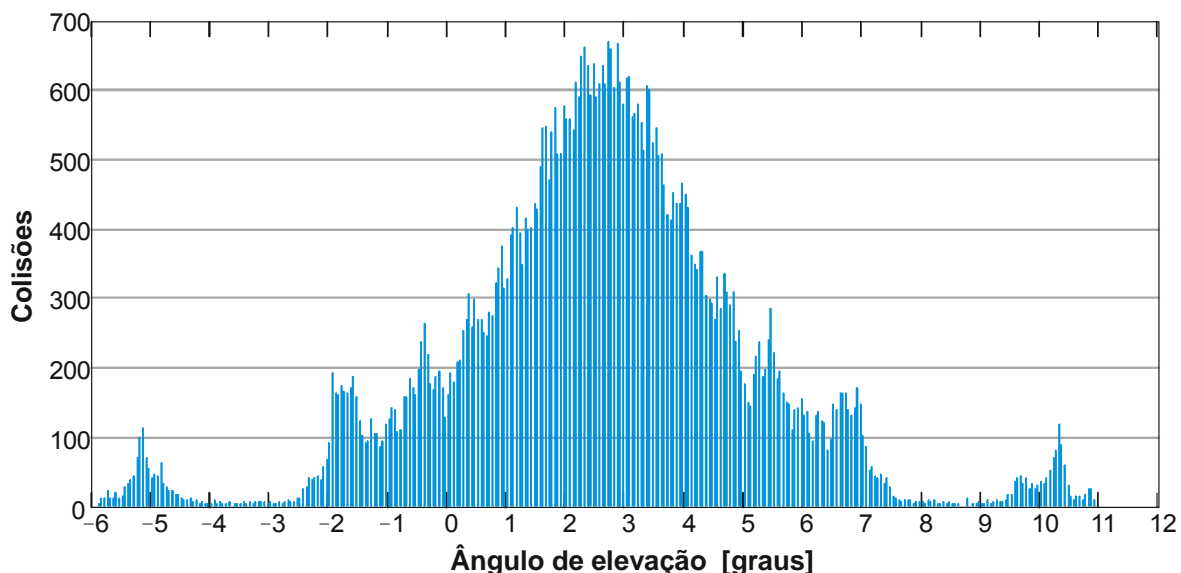
Para o caso do filamento maior, isso faz com que os elétrons atinjam o alvo com um ângulo azimutal ( $\varphi$ ), segundo as coordenadas do SIMION 3D, entre  $-86,56^\circ$  e  $-81,77^\circ$  apresentado no gráfico da figura 3.13. Há uma preferência por algumas incidências, em especial três trajetórias mais recorrentes, que são marcadas pelas regiões centradas nos picos localizados em  $-85,95^\circ$ ,  $-82,55^\circ$  e  $-84,20^\circ$ . Esse último, o pico máximo do gráfico, representa o ângulo médio da curva que o feixe é obrigado a realizar, principalmente os elétrons gerados a partir da face anterior do filamento (figura 3.6). As duas outras regiões representam a forte influência que o potencial das paredes laterais exercem sobre as trajetórias dos elétrons mais próximas delas.



**Figura 3.13** Histograma do número de colisões para cada ângulo de azimute para o filamento maior.

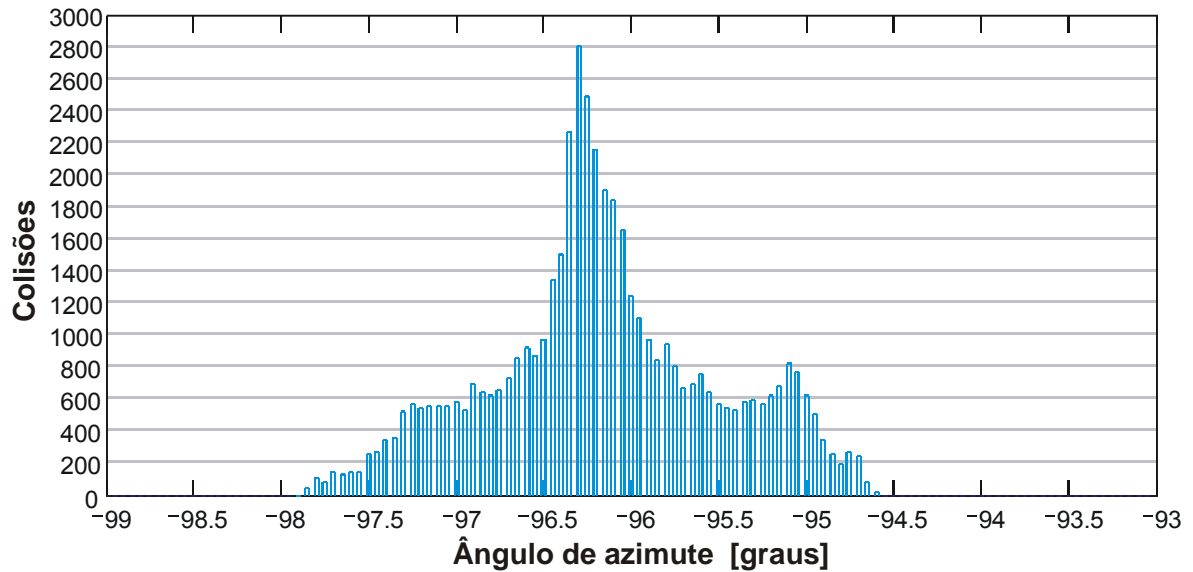
Com relação ao ângulo de elevação ( $\theta$ ), verifica-se que a parte central do filamento emite elétrons quase que em linha reta para o alvo. Observamos, pela figura 3.14, apenas uma pequena elevação nessa trajetória, apresentado pelo pico em  $2,70^\circ$ , de 669 colisões, devido à assimetria entre o cátodo e o ânodo, uma vez que o disco anódico está disposto ligeiramente acima do eixo do copo catódico. Por outro lado, os elétrons emitidos nas partes superior e inferior do filamento são direcionados para o centro da mancha focal, devido à presença mais distante das paredes superior e inferior do colimador de foco. Assim, esses elétrons têm um raio de curvatura muito maior para realizarem a transposição dos obstáculos (o próprio

filamento) e acabam por atingir a mancha focal com uma angulação de suas trajetórias na região em torno dos picos em  $-5,15^\circ$  e  $10,3^\circ$ . A figura 3.14 ilustra esse tipo de comportamento.



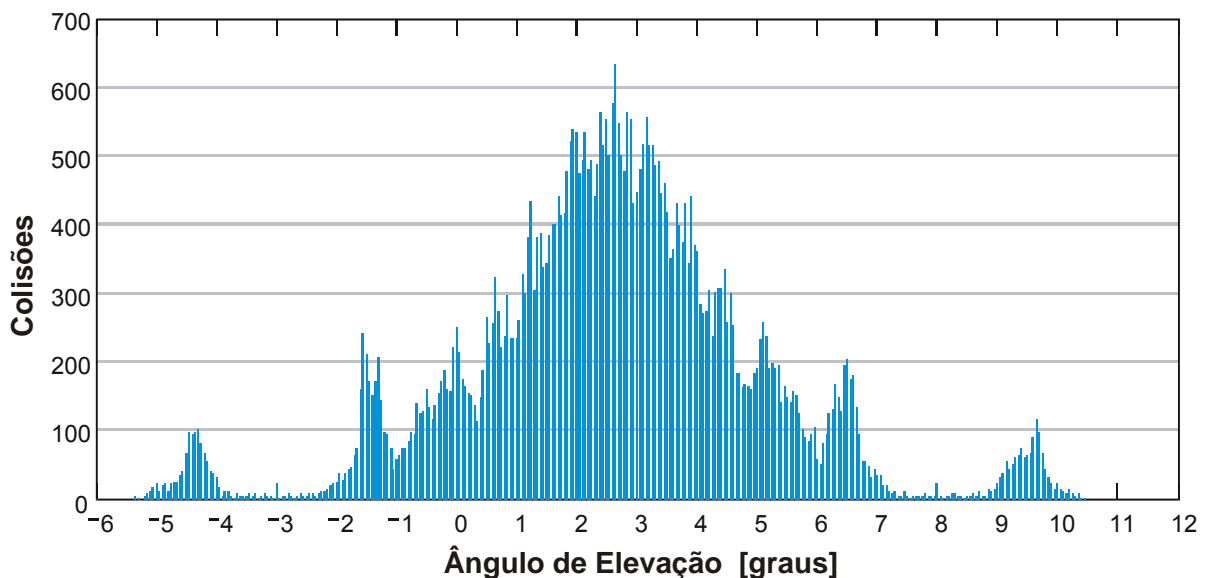
**Figura 3.14** Histograma do número de colisões para cada ângulo de elevação para o filamento maior.

Por outro lado, o feixe originário do filamento menor realiza uma curva à esquerda, contrária ao filamento maior (figura 3.6). Essa curva faz com que os elétrons atinjam o alvo com um ângulo azimutal apresentado na figura 3.15 entre  $-97,82^\circ$  e  $-94,56^\circ$ . Existe um pico de 2803 elétrons no histograma em  $-96,30^\circ$ . Como o filamento menor possui uma focalização mais rígida, nota-se que há o surgimento de apenas uma região, em torno de um pico secundário em  $-95,10^\circ$ , porém menos acentuada do que no filamento maior.



**Figura 3.15** Histograma do número de colisões para cada ângulo de azimute para o filamento menor.

Como descrito para o filamento maior, também no filamento menor a assimetria com o disco anódico faz com todos os elétrons tenham uma trajetória ascendente. Isso fica demonstrado na figura 3.16 que apresenta o pico de 633 colisões em 2.65° em relação à normal do plano.



**Figura 3.16** Histograma do número de colisões para cada ângulo de elevação para o filamento menor.

Os elétrons emitidos nas partes superior e inferior são, como antes, direcionados para o centro da mancha focal e atingem o alvo em duas regiões preferenciais ao redor dos picos em  $-4,30^\circ$  e  $9,65^\circ$ .

#### **3.3.4. Múltiplas simulações**

Durante as simulações, muitos ajustes na geometria do sistema cátodo-ânodo, bem como as características dos vãos dos elétrons, foram alterados e testados. Cabe aqui relatar que variações na energia térmica inicial dos elétrons, de 0,0 a 0,4 eV, foram utilizadas e verificamos que as alterações nos dados eram não significativas, resultado apenas de flutuações estatísticas. Por outro lado, quando os filamentos foram reposicionados 0,09 mm mais para dentro do colimador de foco, mantendo-se a altura em relação às paredes, alterações significativas ocorreram na largura da mancha focal. A mancha focal gerada pelo filamento menor reduziu em 12 % sua largura, enquanto a largura da mancha gerada pelo filamento maior reduziu em 16%. No entanto, as alturas das manchas de ambos reduziram em apenas 2%. Esses resultados demonstram a forte influência das paredes laterais do colimador se comparada às paredes superior e inferior, uma vez que a geometria leva as primeiras a ficarem muito mais próximas dos filamentos que as últimas. O número de elétrons que atingiu o ânodo manteve-se constante nas simulações.

### **3.4 DISCUSSÃO DOS RESULTADOS**

O SIMION 3D é um software muito utilizado na área de física atômica para a simulação de vãos de partículas submetidas a um conjunto de lentes eletromagnéticas. Apesar de sua flexibilidade na descrição de geometrias complexas, possui limitações quando se exige um nível de detalhamento maior para peças pequenas agrupadas em peças maiores. Além disso, planos inclinados e curvas sofrem o problema da discretização do método de elementos finitos. No entanto, o SIMION 3D mostrou-se eficiente na simulação da ótica do conjunto cátodo-ânodo de uma ampola radiográfica real.

Observamos que, apesar da limitação citada, a simulação do colimador do foco da ampola escolhida conseguiu reproduzir satisfatoriamente a mancha focal no ânodo, uma vez que houve a concentração do feixe de elétrons numa área bem definida do alvo. As diferenças encontradas com os valores do fabricante mostraram que houve uma compressão na altura da

mancha focal, da ordem de 25% para ambos os filamentos. Por outro lado, a largura foi incrementada de 33% para os dois filamentos, em relação ao valor real<sup>1</sup>. Essas diferenças se deram, muito provavelmente, pela descrição limitada dos filamentos e de seu entorno, incluindo o colimador que, dada à dimensão do conjunto cátodo-ânodo e número de pontos para descrevê-los, resultou numa discretização com pouca resolução para uma região muito crítica para o desempenho da colimação.

Todavia, comparados os resultados apresentados pelo fabricante para o foco efetivo - foco real  $\times \sin(7^\circ)$  – tem-se que para o filamento maior, a área obtida de  $2,76 \text{ mm}^2$  está 4,2% abaixo do valor apresentado pelo fabricante de  $2,89 \text{ mm}^2$ . Para o filamento menor, o valor encontrado de  $1,50 \text{ mm}^2$  está 4,9% acima do valor real de  $1,43 \text{ mm}^2$ .

Além da validação do SIMION 3D como uma ferramenta útil para a obtenção da mancha focal em ânodos de ampolas radiográficas, a simulação elucidou melhor o funcionamento real do sistema cátodo-ânodo no que diz respeito à focalização das trajetórias dos elétrons.

Mesmo com a área da mancha focal de  $2,26 \times 10,05 \text{ mm}$  do filamento maior próxima de suas dimensões,  $1,06 \times 14,4 \text{ mm}$ , ainda assim verificamos que ocorreu uma focalização do feixe eletrônico, uma vez que 99,5% dos elétrons gerados pelo filamento atingiram o foco anódico. Nesse aspecto, a eficiência do sistema é quase unitária. O mesmo ocorre com o filamento menor, de dimensões  $1,06 \times 12,24 \text{ mm}$ , cuja mancha focal por ele produzida é de  $1,47 \times 8,40 \text{ mm}$ . Nesse caso, a eficiência entre geração-colisão de elétrons é de 0,943.

Outro ponto observado foi a verificação do ângulo de entrada dos elétrons no alvo metálico. Essa informação nos permite corrigir os modelos empíricos e semi-empíricos que consideram o choque dos elétrons sempre paralelos à normal do alvo. Essa correção provocará uma melhor previsão da profundidade de penetração do elétron. Dessa forma, obtém-se o ponto exato em que ocorre o choque do elétron incidente com os átomos internos do alvo, produzindo, então, o fóton X. Com isso, o caminho que o fóton percorre entre sua produção e a saída do ânodo é melhor avaliado e a auto-atenuação mais precisamente calculada. As imperfeições na descrição da estrutura para simulação, que considerou a inclinação do plano do ânodo em relação ao cátodo como simplesmente uma sucessão de planos paralelos, porém, com certeza influenciaram nesses resultados que devem ser avaliados com prudência.

Por fim, foi observada uma forte dependência da dispersão angular do choque dos

---

<sup>1</sup> Em anexo, cópia da folha de dados da ampola simulada.

elétrons com a resolução espacial da descrição da geometria do sistema cátodo-ânodo, que está associada com a precisão da geometria aceita pelo programa SIMION. Além disso, a impossibilidade de se desenhar um filamento real e, sim, apenas um conjunto de anéis de potencial variável, gerou uma diferença entre as trajetórias reais e as simuladas.

Embora o SIMION 3D aceite que a trajetória do elétron, desde o seu início até a sua colisão, ocorra com uma precisão de um décimo de milésimo da sua unidade de medida, o cálculo do campo elétrico está limitado à unidade de medida e ao número total de pontos da simulação. Assim, por exemplo, na região no entorno dos filamentos, o valor do campo elétrico e, por consequência, o respectivo gradiente elétrico ficaram subestimados, dada a grande variação das equipotenciais e o pouco número de elementos finitos para representá-las.

Esses resultados demonstram que apesar das limitações do SIMION, no que diz respeito à discretização da estrutura e do campo elétrico, e da reconhecida deficiência manifestada pelo próprio autor, quanto à precisão dos cálculos frente a superfícies oblíquas/inclinadas, esse programa possui uma alta confiabilidade nos resultados desde que a estrutura e suas variáveis sejam descritas o mais próximo possível da realidade.

---

## Capítulo 4

---

# Radiação de Freamento: um Novo Equacionamento Semi-empírico

A produção de radiação X descoberta por Roentgen em 1895 acontece por um fenômeno físico muito conhecido. Elétrons com energia cinética perdem essa energia ao atravessarem a matéria. Essa perda de energia, que se dá sob a forma de diminuição da energia cinética, ocorre pela interação entre o elétron incidente e os átomos que compõem a matéria. A perda de energia, porém, ocorre na maioria das vezes sob forma de emissão de um fóton. Como a velocidade do elétron diminui ao emitir um fóton, essa forma de radiação é chamada de freamento.

### 4.1 EQUACIONAMENTO DA PERDA DE ENERGIA

As primeiras teorias e previsões sobre a emissão de radiação de freamento foram apresentadas por Kramers [Kramers, 1923] e Kulenkampf [Kulenkampff, 1922], a partir de 1923, com a seguinte equação:

$$E \cdot N(E) \cdot dE = k \cdot Z \cdot (T - E) \cdot dE \quad (4.1)$$

onde  $E$  → energia do fóton emitido;

$N(E)dE$  → número de fótons emitidos com energia entre  $E$  e  $E+dE$  por elétron incidente;

$k$  → fração da energia cinética emitida na forma de bremsstrahlung;

$Z$  → número atômico do alvo; e

$T$  → energia cinética do elétron incidente.

Essa equação foi durante três décadas utilizada e, ainda hoje é referenciada por vários autores, por sua simplicidade e boa descrição dos resultados obtidos experimentalmente. Em

1955, Evans [Evans, 1955] apresenta, utilizando o modelo clássico, o cálculo da radiação de bremsstrahlung emitida por um elétron ao se chocar com um alvo metálico, obtendo como resultado:

$$\left(\frac{dT(E)}{dx}\right)_{RAD} = N \int_0^{\infty} E \cdot d\sigma_{RAD} \quad [\text{keV/cm}] \quad (4.2)$$

onde  $N \rightarrow$  número de átomos presentes no alvo

$d\sigma_{RAD} \rightarrow$  seção de choque para emissão de fóton.

O que mostra que a perda de energia radiante por unidade linear depende do número de partículas do meio absorvedor e da seção de choque do átomo-alvo integrada em todas as energias possíveis de emissão.

Ainda segundo Evans, a seção de choque diferencial para freamento pode ser descrita como

$$d\sigma_{RAD} = \sigma_0 B Z^2 \frac{T + m_0 c^2}{T} \frac{dE}{E} \quad [\text{cm}^2] \quad (4.3)$$

onde  $\sigma_0 = \alpha r_e^2$ , sendo  $\alpha \rightarrow$  constante de estrutura fina =  $137^{-1}$  e  $r_e \rightarrow$  raio clássico do elétron;

$B \rightarrow$  função de variação lenta de  $Z$  e  $T$ , proporcional ao número de fótons emitidos por elétron;

$m_0 \rightarrow$  massa de repouso do elétron;

$c \rightarrow$  velocidade da luz.

Substituindo a equação 4.3 na equação 4.2, a perda média de energia cinética por emissão de radiação por unidade de comprimento fica, então:

$$\left(\frac{dT(E)}{dx}\right)_{RAD} = N \int_0^T E \sigma_0 B Z^2 \frac{T + m_0 c^2}{T} \frac{dE}{E} \quad [\text{keV/cm}] \quad (4.4)$$

onde  $B$  não é descrito matematicamente por Evans, apenas apresentado na forma de gráfico, e não considera o fenômeno da auto-atenuação.

Somente a partir de 1972, Soole [Soole, 1972] apresentou um estudo que introduziu, nas equações até então trabalhadas, a atenuação provocada pelo próprio alvo gerador da radiação, efeito esse conhecido como auto-atenuação. Esse estudo foi importante pois permitiu ao mesmo tempo justificar a discrepância entre valores experimentais e valores



teóricos e propor um novo equacionamento para a função **B** apresentada por Evans. Soole concluiu que o uso de valores errôneos da função **B** era compensado com o fato de não se levar em conta os efeitos da auto-atenuação. Em 1976, Soole [Soole, 1976][Soole, 1977] apresentou pela primeira vez uma equação de determinação da função **B** que se constituía em uma equação parametrizada:

$$B(E, T) = a_0 + a_1 \left( \frac{E}{T} \right) + a_2 \left( \frac{E}{T} \right)^2 + a_3 \left( \frac{E}{T} \right)^3 \quad (4.5)$$

onde os coeficientes **a** são determinados a partir de valores pré-estabelecidos experimentalmente por Soole [Soole, 1976] para as energias cinéticas de 50, 60, 80 e 100 keV.

A equação final proposta por Soole para o cálculo da intensidade diferencial de bremsstrahlung no intervalo de energia **dE** é:

$$I_E dE = \int_{T_1}^{T_2} \left( 1 + \frac{T}{m_0 c^2} \right) \left( a_0 + a_1 \left( \frac{E}{T} \right) + a_2 \left( \frac{E}{T} \right)^2 + a_3 \left( \frac{E}{T} \right)^3 \right) e^{-\left[ \frac{\mu(E)(T_0^2 - T^2) \text{sen} \gamma \text{csc} \theta}{\rho c} \right]} dT \quad (4.6)$$

onde **I<sub>E</sub>** → intensidade diferencial

**T<sub>1</sub>** e **T<sub>2</sub>** → limites de integração da energia cinética;

**T<sub>0</sub>** → energia cinética inicial;

**μ(E)** → coeficiente de atenuação do material para a energia **E**;

**ρ** → densidade do material do alvo;

**c** → constante de Thomson-Whiddington;

**γ** → ângulo de incidência do elétron na face do alvo;

**θ** → ângulo de saída do fóton em relação a face do alvo.

Essa mesma equação foi representada sob novas formas de cálculo da função **B** e da auto-atenuação por Tucker *et alii* [Tucker, 1991a][Tucker, 1991b]:

$$N(E) dE = \frac{\sigma_0 Z^2}{A} \frac{dE}{E} \int_E^{T_0} \frac{B(E, T)}{T} F(E, T) \left( \frac{1}{\rho} \frac{dT}{dx} \right)^{-1} dT \quad (4.7)$$

onde **N** → número de fótons emitidos para bremsstrahlung por unidade de energia,

**A** → massa do átomo do alvo,

**T<sub>0</sub>** → energia cinética dos elétrons ao atingirem o alvo,

**T** → energia cinética dos elétrons dentro do alvo,

$\left(\frac{1}{\rho} \frac{dT}{dx}\right)$  → poder de freamento por unidade de massa (*mass stopping power*) para o alvo,

$B(E, T)$  → função proporcional ao número de fótons produzidos por elétron incidente; e que substitui a função **B** apresentado por Evans e Soole.

$F(E, T)$  → função de auto-atenuação na forma  $e^{-\mu(E)x}$ , onde  $\mu(E)$  é o coeficiente de atenuação do material para cada energia de fóton, e  $x$  é calculado a partir da equação de Thomson-Whiddington definida por  $x = \frac{T_0^2 - T^2}{\rho \cdot C(T)}$ .

Verifica-se que tanto a proposta apresentada por Tucker *et alii* quanto a equação de Soole possuem muitas equações parametrizadas e um grau de liberdade definido por valores experimentais obtidos a partir de ampolas, energias e filtrações específicas.

## 4.2 MODELO PROPOSTO

Apesar dos dados experimentais serem compatíveis com os dados esperados pelas equações de Soole e Tucker *et alii*, trabalhamos uma nova forma de se obter a equação 4.7 a partir das considerações apresentadas pelos próprios Evans, Soole e Tucker *et alii*. Primeiro, retiramos a equação paramétrica utilizada para a função **B** por sua complexidade e alta dependência com dados experimentais de situações reais com ampolas, energias e filtrações determinadas. A seguir, simplificamos a equação de auto-atenuação. Para tanto, foram utilizados dados mais recentes e recomendados pela literatura para o poder de freamento e a atenuação de fótons. Por fim, obtivemos uma equação final para o espectro de bremsstrahlung de fácil manuseio e sem fatores de ajuste ou equações parametrizadas.

### 4.2.1. Equação inicial

O modelo proposto para o cálculo do espectro de bremsstrahlung emitido por um elétron ao chocar-se com um alvo metálico é baseado na teoria clássica apresentada por Evans:

$$\left(\frac{dT}{dx}\right)_{RAD} = N \int_0^T \sigma_0 B Z^2 \frac{T + m_0 c^2}{T} dE \quad [\text{keV/cm}] \quad (4.8)$$

A equação 4.8 apresenta a perda total de energia por unidade de comprimento para a

emissão de bremsstrahlung. Para se prever a intensidade de emissão de fótons por energia, recorreu-se a equação da média de energia perdida por fóton emitido:

$$\left( \frac{dT(E)}{dx} \right)_{RAD} = N \cdot E \cdot d\sigma_{RAD} \quad [\text{keV/cm}] \quad (4.9)$$

onde  $N = (\rho/A)$ ;  $\rho$  é a densidade do alvo, e  $A \rightarrow$  número de massa do átomo do alvo.

Utilizando a concepção de Kramers e Kulenkampf de número de fótons emitidos por intervalo de energia e o conceito de média de energia emitida por fóton de energia  $E$ , podemos reescrever a eq. 4.1, pela lei de conservação da energia, na forma de uma integração:

$$E \cdot N_{ph}(E) \cdot \Delta E = \int_E^{T_0} dT_{RAD}(E) \quad (4.10)$$

onde  $N_{ph}(E) \rightarrow$  equação que descreve o número de fótons por unidade de energia e que se quer descrever.

Os limites de integração foram escolhidos entre a energia cinética inicial do elétron ( $T_0$ ) e a energia cinética  $T = E$ , pois somente elétrons com energia cinética maior que  $E$  poderão emitir fótons dessa energia.

Reescrevendo a equação 4.10 a fim de se introduzir a perda de energia por unidade linear, obtém-se:

$$E \cdot N_{ph}(E) \cdot \Delta E = \int_E^{T_{max}} \frac{dT_{RAD}(E)/dx}{dT/dx} dT \quad (4.11)$$

onde  $dT/dx \rightarrow$  poder de freamento total por unidade linear (*total stopping power*) para o alvo;

$dT_{RAD}/dx \rightarrow$  poder de freamento para bremsstrahlung por unidade linear (*bremsstrahlung stopping power*) para o alvo.

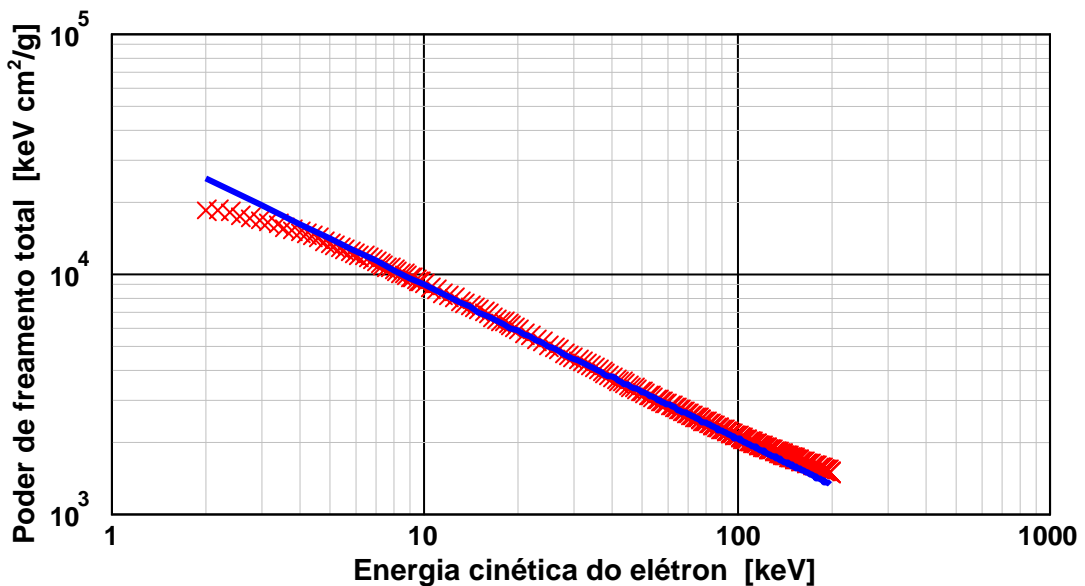
Por fim, de 4.3, 4.9, e 4.11, e explicitando a função  $N_{ph}(E)$ , obtemos uma equação equivalente a de Tucker *et alii*, ainda sem a função de auto-atenuação:

$$N_{ph}(E) = \frac{\sigma_0 Z^2}{A \cdot E} \int_E^{T_{max}} B \frac{T + m_0 c^2}{T} \left( \frac{1}{\rho} \frac{dT}{dx} \right)^{-1} dT \quad (4.12)$$

**4.2.2. Poder de freamento total por unidade de massa**

O valor do poder de freamento que aparece da equação 4.12 pode ser obtido com uma expressão empírica ajustada a dados experimentais disponíveis e recomendados pela literatura [Fano, 1958] [Koch, 1959] [Berger, 1970] [Berger, 1983] [Cullen, 1989] [Akande, 1993]. Especificamente, a base de dados escolhida foi a disponível no *National Institute of Standards and Technology - EUA* (NIST), na seção de Referências Físicas [NIST, 2002].

Verificamos, pela figura 4.1, a característica exponencial dos dados na faixa de interesse, até 200 keV. Por simplicidade, ajustamos, então, os dados a uma expressão do tipo  $S_{\pi}(T) = \alpha \cdot T^{\beta}$ , em que os coeficientes foram escolhidos de tal forma que o erro dos mínimos quadrados ( $\chi^2$ ) entre a expressão ajustada e os dados fosse menor na região  $T > 12$  keV. Esse valor limite foi escolhido, uma vez que a auto-atenuação do material alvo, juntamente com a filtração inerente e adicional de uma ampola tomográfica, atenuam fortemente a faixa do espectro abaixo deste valor. O valor de 12 keV representa a energia de ligação dos elétrons da camada L. Assim, dividiu-se o poder de freamento em duas regiões: uma região que representa o poder de freamento devido aos inúmeros elétrons das camadas M, N, O e P; e uma segunda região para os elétrons das camadas K e L.



**Figura 4.1 Poder de freamento total para o tungstênio: valores da literatura (x) e equação empírica ajustada.**

Pela minimização do valor de  $\chi^2$  no ajuste da curva que melhor se adapta aos dados do NIST, obtemos os seguintes parâmetros:

Tabela 2. Parâmetros da equação de ajuste para o poder de freamento total.

Parâmetro	$\alpha_A$	$\beta_A$
Valor	38920 ± 233	-0,6382 ± 0,0017

$$\frac{1}{\rho} \left( \frac{dT(E)}{dx} \right) \Rightarrow S_{TT}(T) = 38920 \cdot T^{-0,6382} \quad [\text{keV cm}^2/\text{g}] \quad (4.13)$$

#### 4.2.3. Função B

Evans [Evans, 1955] definiu a função **B** para que fosse possível ajustar a emissão dos fótons por energia cinética de cada elétron incidente. Logo, este coeficiente é dependente tanto de **T** quanto de **E**. Tucker *et alii* [Tucker, 1991a] por sua vez, determinaram uma função para **B** contendo 6 parâmetros, cujo objetivo era ajustar os valores empíricos a valores conhecidos de medidas realizadas em uma determinada ampola. As variáveis da função **B** também eram **T** e **E**.

Em nosso modelo, a função **B** terá praticamente o mesmo objetivo, porém será independente de ampola, filtração e outros parâmetros. Ela servirá para ajustar a fração de perda por bremsstrahlung em relação a perda total de energia cinética dos elétrons em colisão. Essa fração será obtida com os valores disponíveis no NIST para o poder de freamento por bremsstrahlung por unidade de massa.

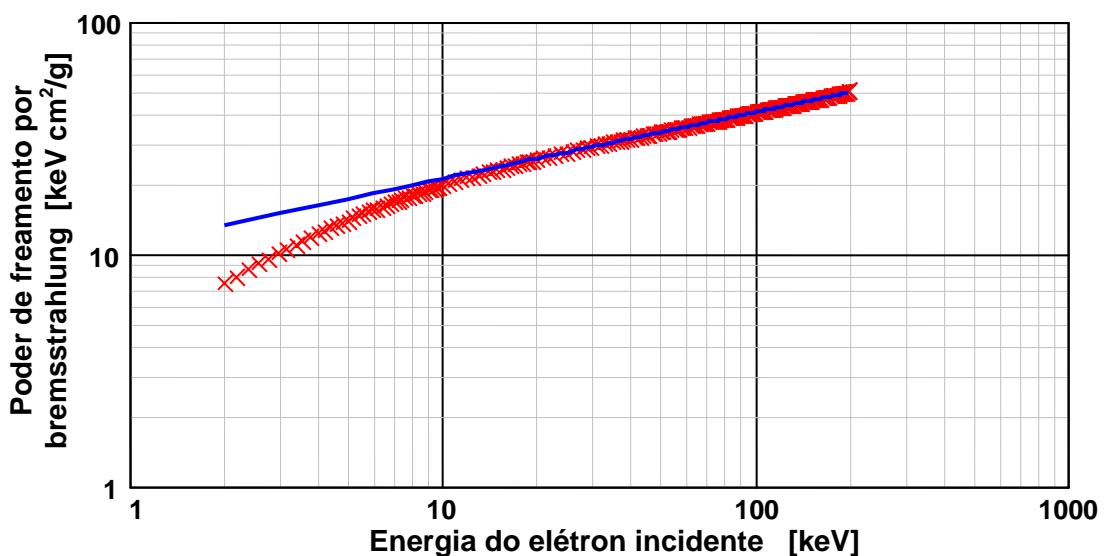


Figura 4.2 Poder de freamento por bremsstrahlung para o tungstênio: valores da literatura (x) e equação empírica ajustada.

Verificamos, pela figura 4.2, a característica exponencial dos dados na faixa de interesse, até 200 keV. Por simplicidade, também ajustamos os dados a uma expressão do tipo  $S_{BS}(T) = \alpha \cdot T^\beta$ , em que os coeficientes foram escolhidos de tal forma que o erro entre a expressão ajustada e os dados fossem novamente menor na região  $T > 12$  keV, pelos mesmos motivos já expostos.

Pela minimização do valor de  $\chi^2$  no ajuste da curva que melhor se adapta aos dados do NIST, obtemos os seguintes parâmetros:

**Tabela 3. Parâmetros da equação de ajuste para o poder de freamento por bremsstrahlung.**

Parâmetro	$\alpha_B$	$\beta_B$
Valor	10,9600 ± 0,02721	0,28580 ± 0,00055

$$\frac{1}{\rho} \left( \frac{dT(E)}{dx} \right)_{RAD} \Rightarrow S_{BS}(T) = 10,9600 \cdot T^{0,2858} \quad [\text{keV cm}^2/\text{g}] \quad (4.14)$$

Sabe-se que a emissão por bremsstrahlung é apenas uma fração da perda total de energia pelo elétron. Logo, realizando-se a divisão da perda por bremsstrahlung pela perda total obtém-se tal fração, uma função da energia cinética  $T_0$  do elétron.

$$\text{Fração\_Brems}(T_0) = \frac{\int_0^{T_0} \alpha_B \cdot T^{\beta_B} dT}{\int_0^{T_0} \alpha_A \cdot T^{\beta_A} dT} \quad (4.15)$$

Em seguida, o valor de  $B$  foi determinado pela divisão entre o valor obtido na equação 4.15 pela integral da equação 4.10, de tal forma que se observa o fator de multiplicação necessário para ajustar os valores esperados (equação 4.8) com valores experimentais.

$$B(T_0) = \frac{\text{Fração\_Brems}(T_0) \cdot T_0}{\int_0^{T_0} E \cdot N_B(E) \cdot dE} \quad (4.16)$$

onde  $N_B(E) \rightarrow$  equivale a função  $N_{ph}(E)$ , porém sem a função  $B$  de ajuste, como aparece a seguir.

$$B(T_0) = \frac{\text{Fração}_{Brems}(T_0) \cdot T_0}{\int_0^{T_0} \frac{\sigma_0 Z^2}{A} \left( \int_E^{T_{MAX}} \frac{1}{37780 \cdot T^{-0,6276}} \cdot \frac{T + m_0 c^2}{T} dT \right) E \cdot dE} \quad (4.17)$$

Esse coeficiente é variável com a energia inicial  $T_0$  do elétron incidente no alvo. Por isso, ajustou-se uma função de três curvas para que se pudesse obter o valor de  $B$  para qualquer valor de energia do elétron incidente entre 2 e 200 keV. A opção de três curvas garantiu um erro menor de 1% entre os valores calculados e a função encontrada para a faixa de 12 keV a 120 keV.

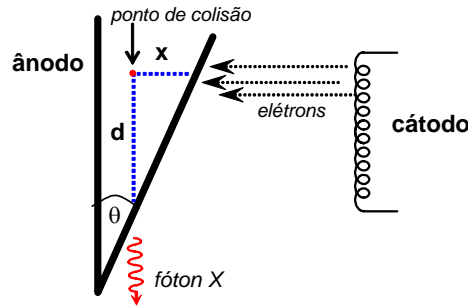
$$B(E) = \begin{cases} 28,0 + \frac{650}{E^{1,10}} & \text{para } E \leq 18 \\ 36,2 + \frac{375}{E^{1,045}} & \text{para } 18 < E < 46 \\ 43,15 & \text{para } E \geq 46 \end{cases} \quad (4.18)$$

Por fim, chegamos à equação que descreve o espectro de emissão de radiação de bremsstrahlung emitido por elétrons que se chocam com um alvo de tungstênio:

$$N_{ph}(E) = \frac{\sigma_0 Z^2}{A} \left( \int_E^{T_0} B(T_0) \cdot \frac{1}{38920 \cdot T^{-0,6382}} \cdot \frac{T + m_0 c^2}{T} dT \right) \quad (4.19)$$

#### 4.2.4. Auto-atenuação

Uma vez obtida a equação que descreve a emissão de radiação por elétrons em colisão com alvos pesados, é preciso lembrar que essa radiação é gerada dentro do alvo e por isso deverá passar pelo mesmo para atingir o exterior (figura 4.3). Nesse processo de transpassar o próprio alvo que o gerou, os fótons interagem com o alvo pelos fenômenos de espalhamento clássico, efeito fotoelétrico e pelo efeito Compton. Nesse processo de interação, conhecido como auto-atenuação, uma grande parte da radiação produzida é subtraída do espectro original, principalmente os fótons de baixa e média energia. Como os valores medidos do espectro encontrados na literatura são realizados com os instrumentos de detecção fora da ampola, o processo de auto-atenuação deve ser considerado na geração do espectro previsto de radiação de bremsstrahlung.



**Figura 4.3** Esquema do processo de penetração dos elétrons até uma distância  $x$  antes de emitirem o fóton, que deverá transpor uma distância  $d$  para sair do ânodo.

A atenuação dos fótons obedece à Lei de Lambert-Beer –  $AT(E)$  que descreve a interação dos fótons como uma função exponencial da distância percorrida vezes o coeficiente de atenuação.

$$AT(E) = e^{-\mu(E)d} = e^{-\mu(E) \cdot x \cdot \cot(\theta)} \quad (4.20)$$

É necessário, ainda, determinar o valor da distância percorrida pelo fóton, em função da penetração do elétron no alvo. Para tanto, utilizar-se-á a equação 4.13 que descreve a perda de energia total pelo elétron à medida em que ele penetra no alvo. Lembrando que a derivada do poder de freamento em relação a energia é o inverso da distância de penetração do elétron na matéria, tem-se que:

$$\frac{1}{\rho} \frac{dT}{S_{TT}(T)} = dx \quad (4.21)$$

Realizando a integração das equações diferenciais com os limites ajustados para que na distância  $X = 0$  o elétron tenha a energia  $E = T_0$ , e na distância  $X$  ele emita o fóton  $E$ , obtemos:

$$\frac{1}{\rho} \int_{T_0}^E \frac{dT}{S_{TT}(T)} = - \int_0^X dx \quad (4.22)$$

$$\frac{-1}{\rho} \int_{T_0}^E \frac{dT}{38920 \cdot T^{-0.6382}} = X \quad (4.23)$$

$$X = \frac{T_0^{1.6382} - E^{1.6382}}{63758 \cdot \rho} \quad [\text{cm}] \quad (4.24)$$



Interessante observar que a equação anterior é semelhante à equação de Thomson-Whiddington, conhecida como:

$$x = \frac{T_0^2 - T^2}{\rho \cdot C(T)} \quad (4.25)$$

onde  $C(T)$  é denominada constante de Thomson-Whiddington e tem valores que variam linearmente de 50 000 a 94 000 para o espectro de energia em questão. Entretanto a dependência com a energia é um pouco maior.

#### 4.2.5. Equação da fluência

Com todas as partes do fenômeno de emissão de bremsstrahlung equacionadas, podemos substituí-las nas novas equações propostas, obtendo finalmente um novo modelo para a emissão de fótons por unidade de energia, incluindo a auto-atenuação do alvo:

$$N_{ph} = \frac{\sigma_0 Z^2 B(T_0)}{A \cdot E} \int_E^{T_0} \frac{T + 510.9}{T} \frac{1}{38920 \cdot T^{-0.6382}} e^{(\mu(E) \cdot \cot(\theta) \frac{T_0^{1.6382} - E^{1.6382}}{63758 \cdot \rho})} dT \quad [\text{keV}^{-1}] \quad (4.26)$$

#### 4.2.6. Comparação dos resultados com outro modelo

Segundo Bissonnette e Schreiner [Bissonnette, 1992] e Ay *et alii* [Ay, 2004] [Ay, 2005], que avaliaram comparativamente alguns dos vários métodos propostos para a descrição e predição da radiação de freamento, o modelo empírico apresentado por Tucker *et alii* (também conhecido por TBC) é uma das mais fidedignas representações de um espectro real. Por isso, escolhemos esse modelo como padrão para comparação com os resultados originados por nossa proposta.

A seguir, são apresentados diversos gráficos nos quais as equações 4.7 e 4.26 são representadas em várias energias distintas. Conforme sugerido por Ay *et alii*, a área de cada curva foi normalizada para a unidade, uma vez que o importante é a forma do gráfico, garantindo que simulações e cálculos feitos para um elétron ou para milhares deles tenham a mesma distribuição espectral. A linha de 12 keV foi destacada nos gráficos para lembrar o ponto limite das aproximações executadas (entre 12 e 120 keV).

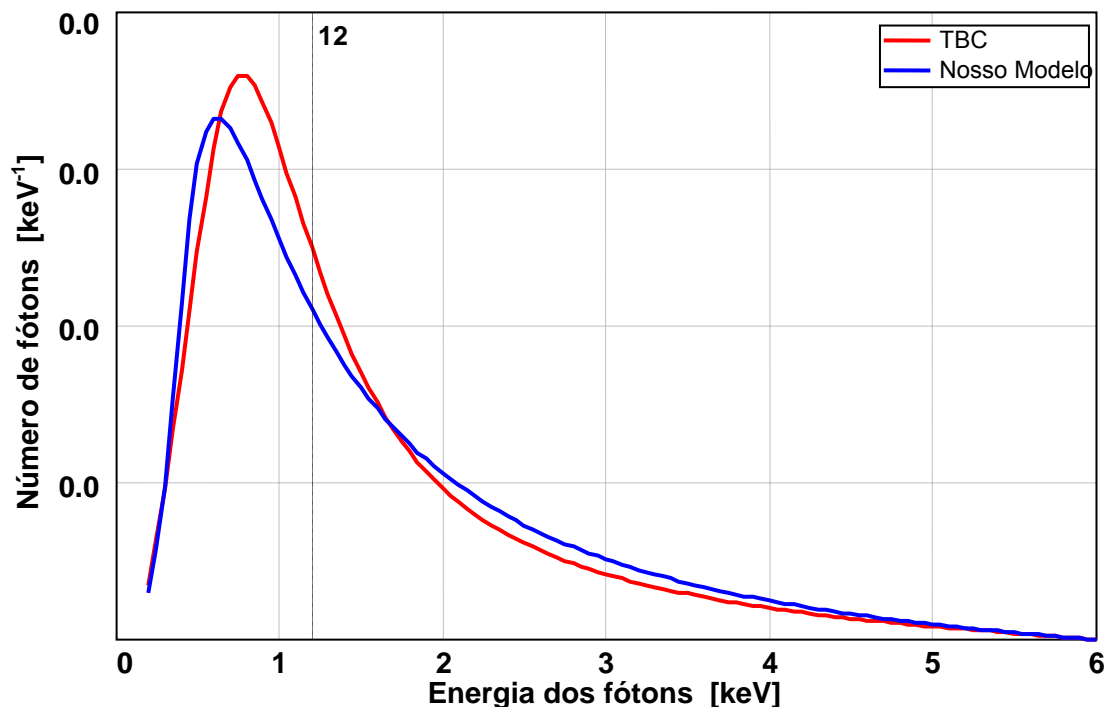


Figura 4.4 Espectro dos fótons emitidos segundo os modelos TBC e o nosso para  $T = 60$  keV, considerando apenas auto-atenuação do ânodo.

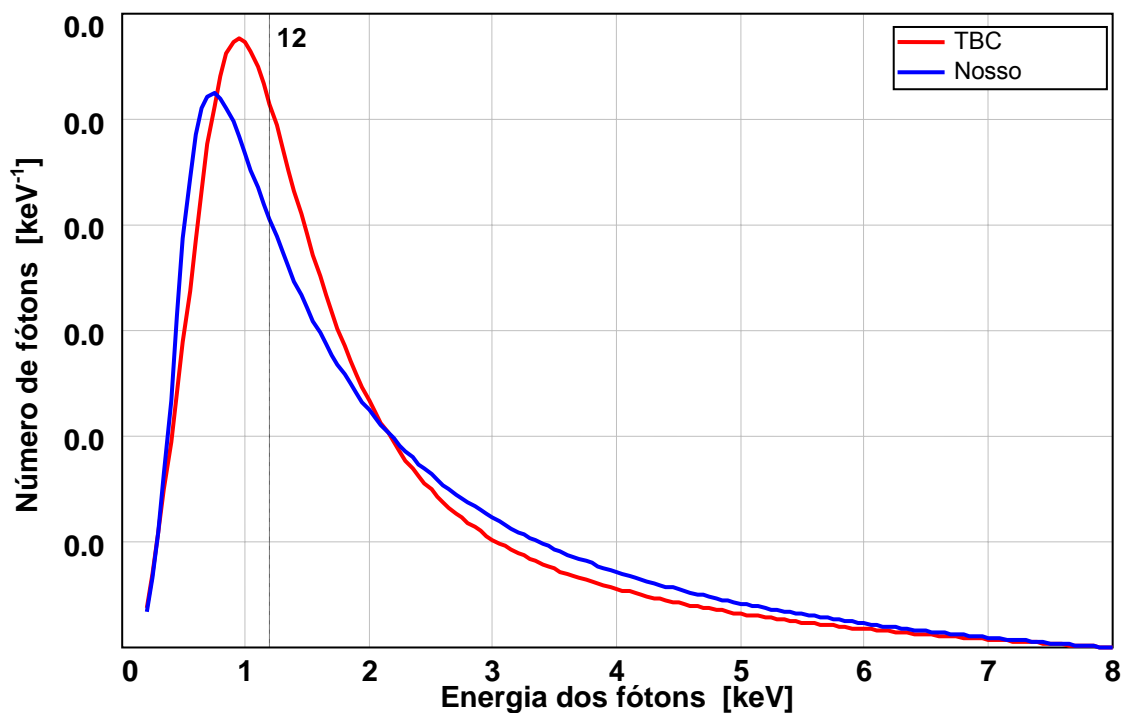


Figura 4.5 Espectro dos fótons emitidos segundo os modelos TBC e o nosso para  $T = 80$  keV, considerando apenas auto-atenuação do ânodo.

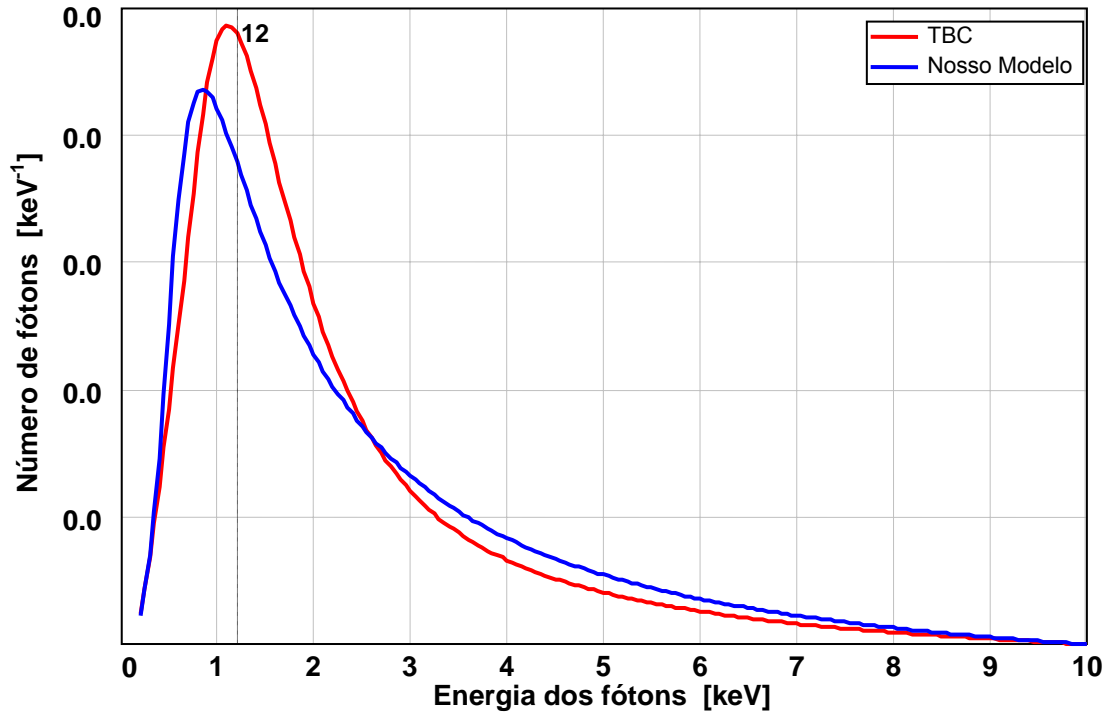


Figura 4.6 Espectro dos fótons emitidos segundo os modelos TBC e o nosso para  $T = 100$  keV, considerando apenas auto-atenuação do ânodo.

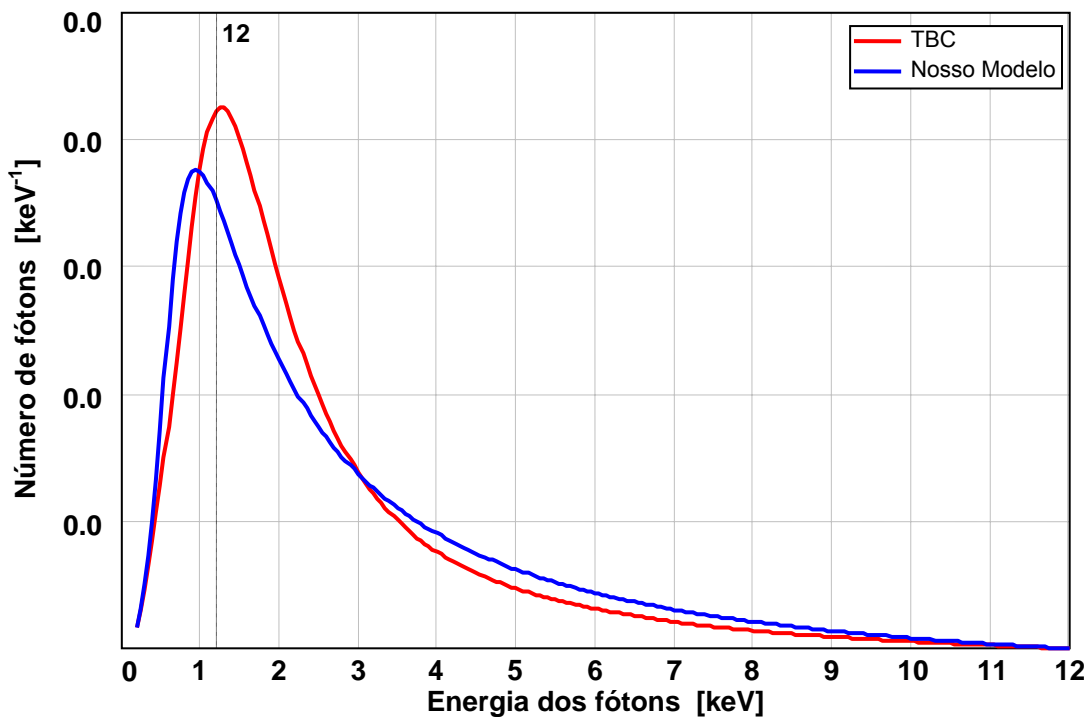


Figura 4.7 Espectro dos fótons emitidos segundo os modelos TBC e o nosso para  $T = 120$  keV, considerando apenas auto-atenuação do ânodo.

#### **4.2.7. Resultados comparados a simulação e valores reais**

Além do equacionamento aqui apresentado, existem muitas estimativas do espectro de bremsstrahlung baseados em simulações realizadas por algoritmos que utilizam o método Monte Carlo [Simpkin, 1990][Mercier, 2000][Ay, 2004]. Foi desenvolvida, ainda, uma geometria para o código PENELOPE a fim de validar o novo modelo apresentado. Conforme apresentado por Araújo [Araujo, 2005], o código PENELOPE [Salvat, 2003] é um método eficaz para simular a história de um grupo de elétrons voando em trajetória por dentro de um sólido.

A trajetória de uma partícula no material é descrita como uma seqüência aleatória de pequenos deslocamentos seguidos por uma interação, em que o projétil muda sua direção de movimento, perde energia e ocasionalmente produz partículas secundárias. Dessa forma a simulação de um evento experimental, como um feixe eletrônico incidindo em um sólido, consiste na geração numérica de histórias aleatórias dos elétrons incidentes e no registro das quantidades físicas de interesse, enquanto a simulação de cada elétron progride. Para simular as histórias utilizou-se um modelo de interação que é definido pela seção de choque de interação correspondente ao processo físico envolvido. A seção de choque mede a probabilidade de que o evento aconteça, e pode ser interpretada como a área efetiva de um átomo com a qual partículas incidentes interagem.

O código PENELOPE proporciona uma descrição bastante acurada da transmissão de elétrons na matéria. Os caminhos gerados para os elétrons podem ser considerados réplicas numéricas dos caminhos reais, como é requerido para garantir a acurácia do cálculo da distribuição de fótons emitidos. Nessa simulação, consideramos os mecanismos de interação eletrônica que geram fótons e suas interações com o meio até chegar ao detector. O código simula as histórias dos fótons através do método convencional de simulação detalhada. As interações consideradas são: radiação de freamento, radiação característica, espalhamento coerente, efeito fotoelétrico e efeito Compton.

Simulamos com o PENELOPE o espectro de emissão gerado por ânodo com face angulada em 12,5°, e depois atenuado por uma lâmina de 1 mm de berílio e uma camada de 2,5 mm de alumínio, segundo a Lei de Lambert-Beer. O resultado dessa geometria foi comparado e validado pelos dados de Ay *et alii* [Ay, 2005], que utilizou o código Monte Carlo conhecido por MCNP4C, e do Institute of Physics and Engineering in Medicine (IPEM) report 78 [Cranley, 1997], ambos com as mesmas características de atenuação citadas. Também os cálculos do nosso modelo sofreram a filtração descrita.

Apresentamos a seguir, nas figuras de 4.8 a 4.11 os gráficos para comparação entre os valores obtidos pelo PENELOPE, MCNP4C, pelo IPEM report 78 e pelo nosso modelo. Como não calculamos o espectro da radiação característica para inseri-la no modelo proposto, o mesmo não é apresentado em nosso modelo. Os gráficos também foram normalizados pelas suas respectivas áreas. Os resultados do MCNP4C não estão disponíveis para 60 keV e por esse motivo não foram apresentados.

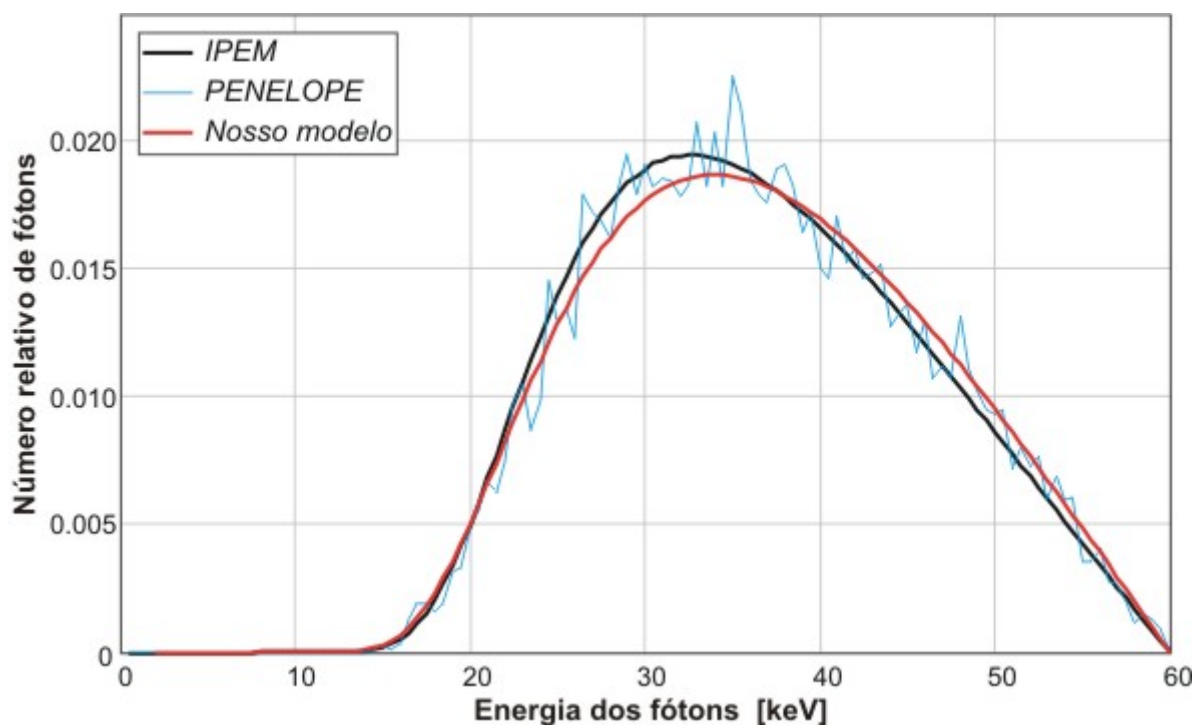


Figura 4.8 Espectro dos fótons emitidos para os valores do IPEM, PENELOPE e o nosso modelo para  $T = 60$  keV.

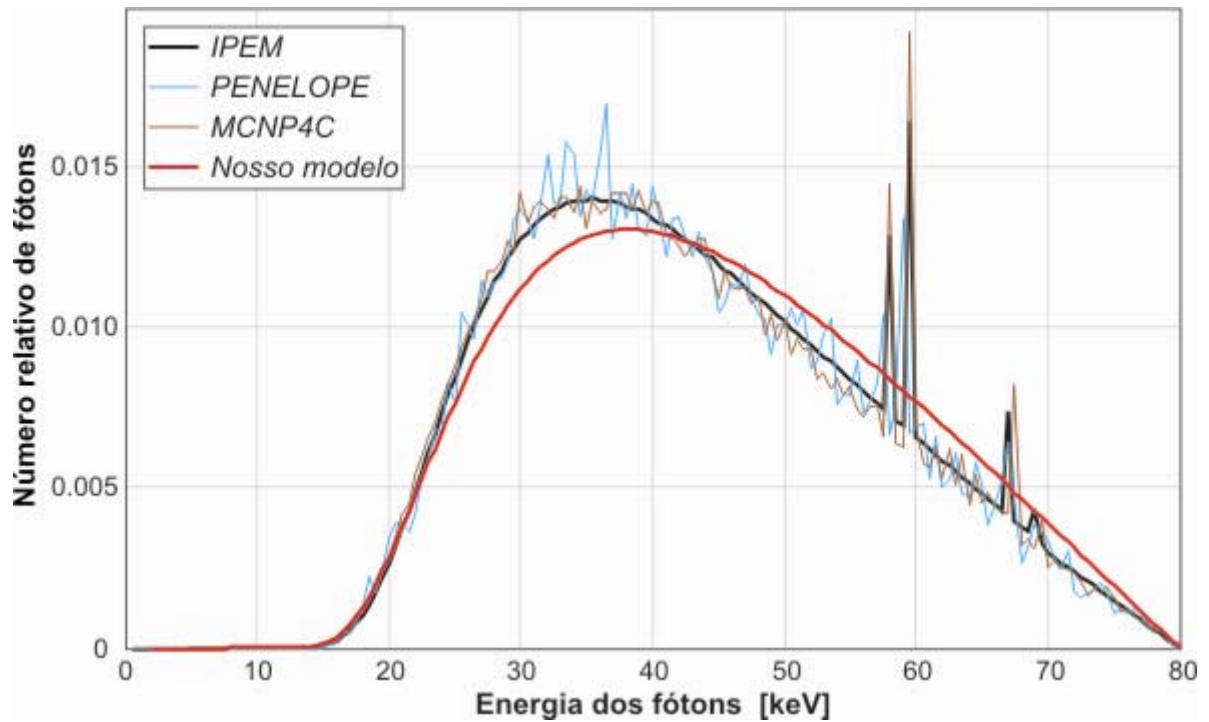


Figura 4.9 Espectro dos fótons emitidos para os valores do IPEM, PENELOPE, MCNP4C e o nosso modelo para T = 80 keV.

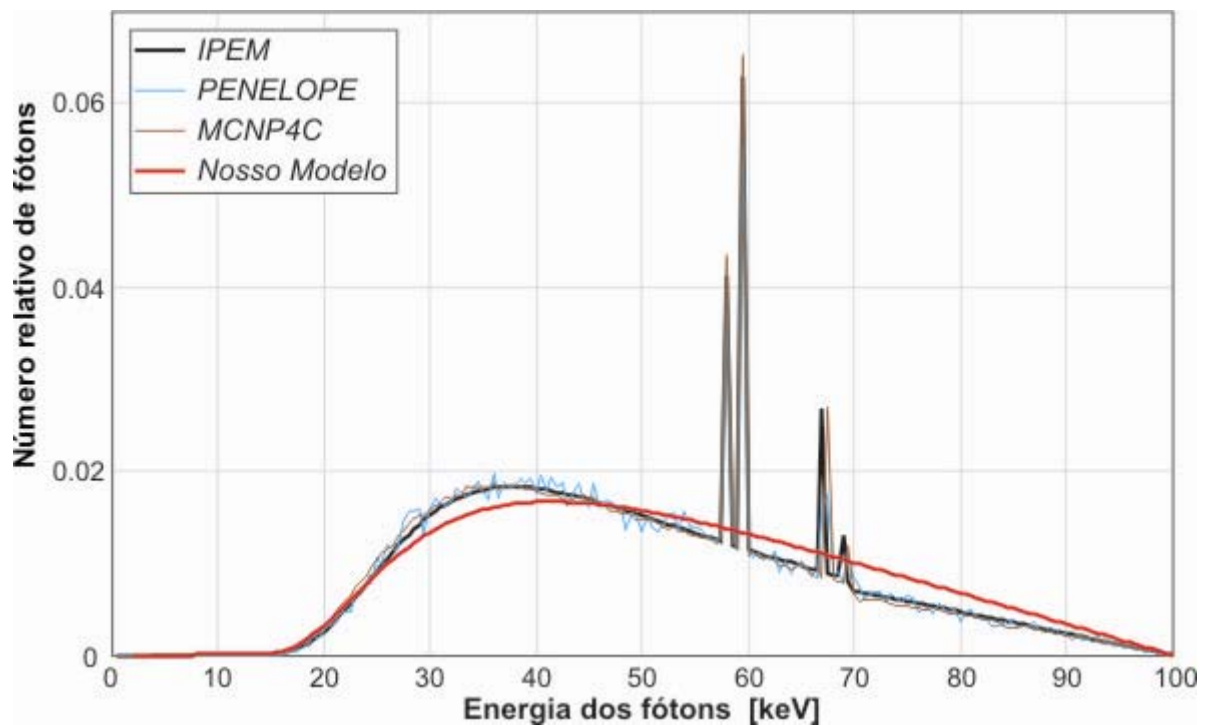


Figura 4.10 Espectro dos fótons emitidos para os valores do IPEM, PENELOPE, MCNP4C e o nosso modelo para T = 100 keV.

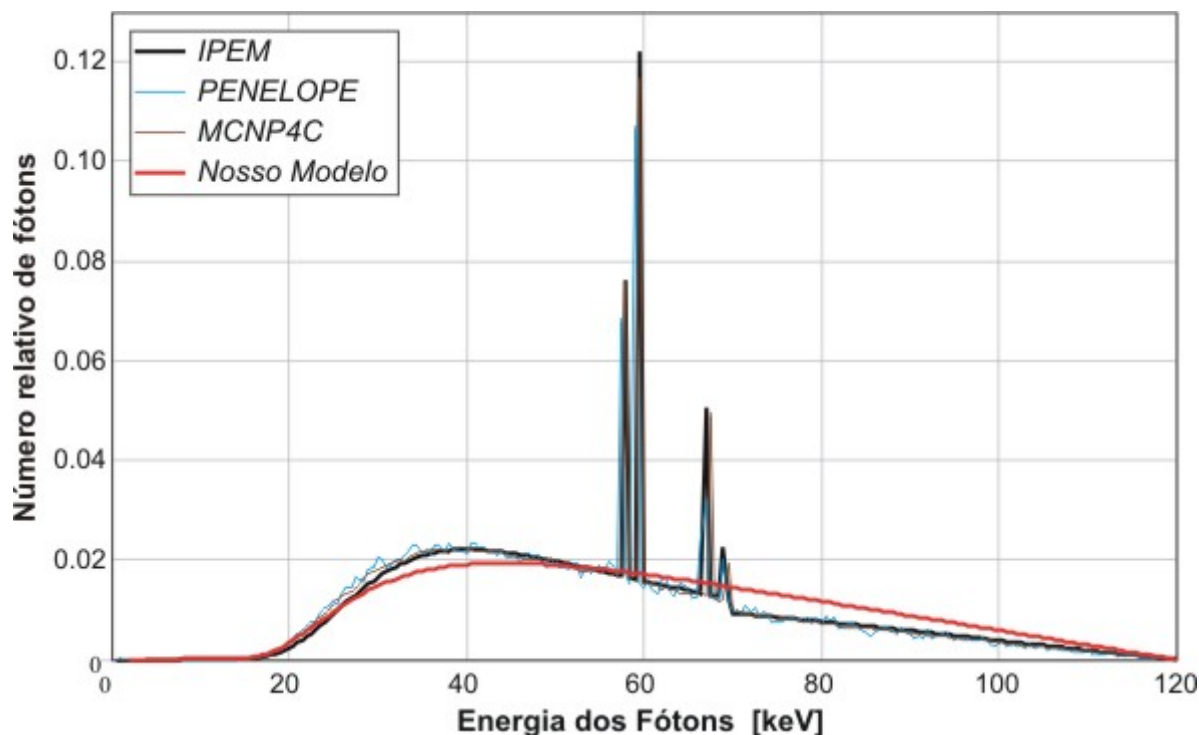


Figura 4.11 Espectro dos fótons emitidos para os valores do IPEM, PENELOPE, MCNP4C e o nosso modelo para  $T = 120$  keV.

### 4.3 DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

O equacionamento para a emissão de radiação pelo fenômeno de bremsstrahlung foi descrito com sucesso a partir de um formalismo *ab initio*. O modelo tem por base as equações apresentadas para perdas de energia de elétrons com mais de 0,1 MeV e o uso de valores medidos por meio de ajuste de equações semi-empíricas. O modelo da auto-atenuação do espectro também foi baseado em equações tradicionais ajustadas a valores disponíveis em um banco de dados confiável e de acesso livre.

Na avaliação dos resultados, as curvas apresentadas pelo modelo de Tucker *et alii* e o nosso modelo possuem a forma tradicional do espectro de bremsstrahlung gerado por um elétron em colisão com alvo metálico quando seus fótons sofrem a auto-atenuação. No entanto, observa-se que o nosso modelo possui o pico máximo num valor de energia mais baixa que o modelo TBC. Acreditamos que isso se deva ao fato do nosso modelo propor uma produção mais intensa dos fótons de baixa energia dada a super estimativa da seção de choque na faixa abaixo de 12 keV. Outro ponto de divergência está no fato de Tucker *et alii* usar parâmetros para uma ampola composta de 90% de tungstênio e 10% de rênio. Apesar dos dois

átomos terem características muito parecidas, incluindo o poder de freamento para elétrons, esse é um fator a mais para contribuir com a diferença dos espectros. Além disso, tanto o cálculo da auto-atenuação, quanto a função **B**, são muito diferentes nos dois modelos. Dessa forma, as diferenças encontradas eram esperadas, mas tendo se demonstrado pequenas em vista das diferentes metodologias entre os dois modelos.

Cabe ressaltar que o equacionamento proposto, em relação ao formalismo de Tucker *et alii* e de outros autores, permite uma melhor compreensão de todo o processo de cálculo do espectro de bremsstrahlung. Além disso, dados atualizados garantem mais fidelidade dos valores obtidos com a realidade. A não existência de parâmetros livres nem a dependência de valores reais para ajustes das funções empregadas no novo modelo, ao contrário de outros modelos encontrados na literatura [Birch, 1979] [Tucker, 1991a], permitem a utilização do mesmo para qualquer ampola com alvo de tungstênio. Deve-se, no entanto, informar qual o ângulo de inclinação do foco real para que se calcule corretamente a auto-atenuação.

Outra informação importante do nosso modelo de cálculo de espectro é que a integral da energia versus o número de fótons por unidade de energia fornece a quantidade de energia cinética transformada em energia radiante. Esse valor é obtido tanto para o caso da equação com a auto-atenuação, quanto para o caso em que não a consideramos. Para a figura 4.7, com  $T = 120$  keV, estes valores são 0,848 keV e 1,000 keV, respectivamente. Se lembrarmos que a eficiência de uma ampola radiográfica em produzir radiação X é da ordem de 1% para alvos de tungstênio, vemos que esses valores estão de acordo com o esperado ( $T=120$  keV  $\Rightarrow$  1% = 1,2 keV). Se for incluída a contribuição da radiação característica para o espectro emitido, então esses valores se aproximarão ainda mais da realidade. Pode-se também perceber que a auto-atenuação retira 0,152 keV de energia do feixe, ou próximo de 15%.

A comparação do modelo proposto com os resultados do IPEM report 78, PENEPOL e MCNP4C serviu para validar o nosso modelo em relação aos dados medidos e a espectros gerados por simulação Monte Carlo. Nesses métodos, há a inserção de filtros atenuadores que foram também inseridos no cálculo final de nosso modelo. Notamos que as curvas dos espectros gerados por elétrons acima da radiação característica da camada K estão levemente deslocadas para a direita. Esse deslocamento é tão maior quanto maior for a energia inicial  $T$  do elétron.

Como os modelos de Monte Carlo e os valores medidos possuem as linhas características em seus espectros, a comparação de nosso modelo com eles indica que a introdução da radiação característica no nosso modelo implicará na diminuição dos fótons de alta energia gerados por bremsstrahlung com conseqüente aumento do número de fótons de



baixa energia. Isso acontece por que um elétron, por exemplo, não mais perderá toda a sua energia cinética numa interação de freamento, mas sim, dividirá sua energia entre uma colisão inelástica (radiação característica) e uma emissão por freamento de baixa energia.

Dessa forma, conseguimos validar o modelo contra três formas diferentes de obtenção do espectro, inclusive em unidades diferentes – fótons por unidade de energia ( $\text{keV}^{-1}$ ) (Tucker *et alii*) e número absoluto de fótons (IPEM, PENELOPE e MCNP4C). Além disso, a inserção de filtros externos manteve a coerência esperada na forma do espectro.

---

## Capítulo 5

---

### Conclusão

O presente trabalho realizou uma verificação do comportamento dos elétrons em vôo dentro de um sistema cátodo-ânodo de uma ampola tomográfica. A simulação da colisão de um feixe eletrônico contra um alvo pesado, emitido por um filamento aquecido, permitiu verificar-se a mancha focal gerada em sua superfície. Ao verificar-se a forma e área de colisão dos elétrons, observou-se que a distribuição do feixe não é homogênea. A ocorrência de alguns locais com incidência muito maior que a média da área, traz a preocupação de que picos excessivos de calor podem ocorrer nesses pontos, degradando mais rapidamente a pista anódica.

A possibilidade de se prever os ângulos de incidências dos elétrons na colisão com o ânodo, permite que essa informação seja adicionada aos cálculos para obtenção do caminho livre médio do elétron dentro do alvo. Isso ajudará a dar mais precisão no cálculo/simulação do ponto exato onde o elétron interage com o átomo-alvo e emite a radiação. Permitirá, conseqüentemente, o cálculo mais preciso da distância que os fótons emitidos terão que percorrer dentro do alvo e com isso, um modelo mais exato para o cálculo da auto-atenuação será possível.

Comparando-se com os dados fornecidos pelo fabricante, verificamos que a simulação da área da mancha focal resultou em valores apenas 5% diferentes dos valores reais. Os dados obtidos também demonstraram a capacidade de utilização do SIMION 3D como uma ferramenta útil para a simulação da ótica eletrostática de ampolas radiográficas. Apesar das limitações do programa, geometrias menos complexas ou que não possuam planos inclinados são muito bem descritas e os dados obtidos, muito confiáveis. Por exemplo, ampolas radiográficas com ânodos fixos e filamento simples, como os utilizados por equipamentos odontológicos, seriam muito bem simuladas.

Em relação ao novo modelo para a previsão do espectro de bremsstrahlung,

verificamos que a equação descreve excelentemente os valores e a forma do espectro encontrado na literatura, seja ele oriundo de equações semi-empíricas, simulações por algoritmos de Monte Carlo ou valores reais medidos. Isso demonstra que a análise realizada e a abordagem escolhida para cada uma das etapas de construção do novo modelo estavam corretas e coerentes com o objetivo final.

A análise histórica da evolução da teoria da emissão de radiação de freamento demonstrou que há ainda muitos pontos a serem esclarecidos. Com a nova equação aqui apresentada, esperamos que se crie um novo paradigma para que a pesquisa sobre o assunto se desenvolva em novos patamares. O fato de se obter um cálculo em que se evidencia a perda energética do elétron por radiação de freamento, com números reais, permitirá que novos estudos possam ser realizados a fim de se obter a relação entre esse valor de energia e as medidas de exposição realizadas pelos equipamentos de radiometria atuais [Carlsson, 1996][Ferrari, 1996][Kicken, 1999a][Kicken, 1999b][Nogueira, 1999]. Esta relação entre energia radiante (keV) e exposição (R) poderá ser útil para a aferição dos aparelhos radiográficos.

Outro ponto importante da metodologia apresentada é que a mesma pode ser facilmente adaptada para a geração do espectro em qualquer tipo de material. Basta apenas substituir as seções de choque aqui apresentadas pelos valores do material desejado. Além disso, a escolha do melhor ajuste para a equação semi-empírica de ajuste da seção de choque medida poderá enfatizar a faixa de energia de interesse. Novas equações para a função **B** também deverão ser encontradas.

Como sugestão de novos ajustes para dar maior precisão ao modelo, podemos citar um estudo detalhado da equação de Thomson-Whiddington que aqui foi apresentada com uma nova dependência exponencial. Além disso, a utilização dos valores obtidos no IPEM report 78, ou mesmo dos algoritmos de Monte Carlo, poderiam ser utilizados para a definição de um novo modelo de definição da função **B**.

---

## Referências

---

- AKANDE, Wole; Estimation of stopping powers of non-relativistic electrons in solid materials. **Physical of State Solid**, v. 135, n. 87; p. 87-101, 1993.
- ARAUJO, Aderaldo I. L. de. **Simulação computacional do processo de raios-x para uso diagnóstico por método de Monte Carlo utilizando o código PENELOPE**. 2005. 102 f. Dissertação (Mestrado em Física), Programa de Pós-Graduação em Física, Universidade Federal de Santa Catarina (UFSC), Florianópolis, 2005.
- ARCHER, Benjamin R.; THORNBY, J. I.; BUSHONG, Stewart C.. Diagnostic x-ray shielding design based on an empirical model of photon attenuation. **Health Physics**, v. 44, n. 5, p. 507-517, maio 1983.
- ARCHER, Benjamin R.; WAGNER, Louis K.. Determination of diagnostic x-ray spectra with characteristic radiation using attenuation analysis. **Medical Physics**, v. 15; n. 4, p. 637-641, jul-ago 1988.
- ARCHER, Benjamin R.; FEWELL, Thomas R.; WAGNER, Louis K.. Laplace reconstruction of experimental diagnostic x-ray spectra. **Medical Physics**, v. 15, n. 6; p. 832-837, nov-dez 1988.
- ARCHER, Benjamin R.; FEWELL, Thomas R.; CONWAY; Burton J.; QUINN, Philip W.. Attenuation properties of diagnostic x-ray shielding materials. **Medical Physics**, v. 21, n. 9, p. 1499-1507, set. 1994.
- ARCHER, Benjamin R.. History of the shielding of diagnostic X-ray facilities. **Health Physics**, v. 69, n. 5, p. 750-758, maio 1995.
- AY, M.R.; SARKAR, S.; SHAHRIARI, M.; SARDARI, D.; ZAIDI, H.. Comparative Assessment of Different Computational Models for Generation of X-Ray Spectra in Diagnostic Radiology and Mammography. In: **IEEE Nuclear Science Symposium & Medical Imaging Conference**, 2004, Rome. *Proceedings...* Piscataway: IEEE, 2004. vol. 5, p. 4190-4194.

- AY, M.R.; SARKAR, S.; SHAHRIARI, M.; SARDARI, D.; ZAIDI, H.. Assessment of different computational models for generation of x-ray spectra in diagnostic radiology and mammography. **Medical Physics**, v. 32, n. 6, p. 1660-1675, junho 2005.
- BERGER, Martin J.; SELTZER, Stephen. Bremsstrahlung and photoneutrons from thick tungsten and tantalum targets. **Physical Review C**, v. 2, n. 2, p. 621-631, 1970.
- BERGER, M. J.; SELTZER, Stephen. Stopping power and ranges of electrons and positrons, 2<sup>a</sup> ed., **NBSIR 82-2550-A**, p. 102, 1983.
- BIRCH, R.; MARSHALL, M.. Computation of Bremsstrahlung X-ray spectra and comparison with spectra measured with a Ge(Li) detector. **Physics in Medicine and Biology**, v. 24, n. 3, p. 505-517, 1979.
- BISSONNETTE, Jean-Pierre; SCHREINER, L. John. A comparison of semiempirical models for generating tungsten target x-ray spectra. **Medical Physics**, v. 19, n. 3, p. 579-582, 1992.
- BOONE, John M.; SEIBERT, J. Anthony. An accurate method for computer-generating tungsten anode x-ray spectra from 30 to 140 kV. **Medical Physics**, v. 24, n. 11, p. 1661-1670, nov. 1997.
- BOONE, John M.; FEWELL, Thomas R.; JENNINGS, Robert J.. Molybdenum, rhodium and tungsten anode spectral models using interpolating polynomials with application to mammography. **Medical Physics**, v. 24, n. 12, p. 1863-1874, dez. 1997.
- BRASIL. Secretaria de Vigilância Sanitária. Ministério da Saúde. Portaria 453/98. **Diretrizes de Proteção Radiológica em Radiodiagnóstico Médico e Odontológico**. Brasília, Diário Oficial da União de 02 de junho de 1998.
- BUSHONG, Stewart C.; GLAZE, Daniel; GLAZE, Sharon; SINGLETON, Edward. Simplified shielding for diagnostic X-ray rooms. **Health Physics**, v. 35, n. 11, p. 718-721, 1978.
- BUSHONG, Stewart C.. **Computed tomography**. New York: Mcgraw-Hill, 2000.
- CARLSSON, C. A.; CARLSSON, G. Alm; LUND, E.; MATSCHEKO, G.. An instrument for measuring ambient dose equivalent, H\*(10). **Radiation Protection Dosimetry**, v. 67, n. 1, p.33-39, jan. 1996.

CHAMBERLAIN, A. C.; STRYDOM, W. J.. A computerized implementation of a non-linear equation to predict barrier shielding requirements. **Health Physics**, v. 72, n. 4, p. 568-573, abr 1997.

CHRISTENSEN, Ralph C.. Shielding calculations below 100 kVp in concrete-equivalent materials. **Health Physics**, v. 36, n. 1, p. 69-70; 1979.

CHRISTENSEN, Ralph C.; CHANDLER, Joseph A. B.. Attenuation characteristics of gypsum wallboard; **Health Physics**, v. 36, n. 5, p. 595-600, 1979.

COSTA, Marcelo N.; GALHA, Rodrigo. **Mathcad 12: Guia prático**. São Paulo: Érica, 2005. pp. 245.

COSTA, Paulo. **Modelo para determinação de espessuras de barreiras protetoras em salas para radiologia diagnóstica**. 1999. Tese (Doutorado em Física), Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, Universidade de São Paulo (USP), São Paulo, 1999.

CRANLEY, K.; GILMORE, B. J.; FOGARTY, G. W. A. and DESPONDS, L.. **IPEM Report 78: Catalogue of Diagnostic X-Ray Spectra and other Data, The Institute of Physics and Engineering in Medicine**. CD-Rom Edition 1997 (Electronic Version prepared by D. Suttond), 1997.

CULLEN, D. E.; CHEN, M. H.; HUBBELL, J. H.; PERKINS, S.T.. Tables and Graphs of Photon-Interaction Cross Sections from 10 eV to 100 GeV Derived from the LLNL Evaluated Photon Data Library (EPDL), Z=1 to 50 (Part A) and Z= 51-100 (Part B), **UCRL-50400**, v. 6, Partes A e B, 1989.

DAHL, David A.. SIMION 3D Version 6.0. In: 43<sup>ed</sup> ASMS Conference on Mass Spectrometry and Allied Topics. **Proceedings...** Atlanta, Georgia, p. 717, 21-26 maio 1995.

DIXON, Robert L.. On the primary barrier in diagnostic x-ray shielding. **Medical Physics**, v. 21, n. 11, p. 1785-1793, nov. 1994.

DIXON, Robert L.; SIMPKIN, Douglas J.. Primary shielding barriers for diagnostic x-ray facilities: a new model. **Health Physics**, v. 74, n. 2, p. 181-189, fev. 1998.

EISBERG, Robert; RESNICK, Robert, *Quantum Physics of Atoms, Molecules, Solids, nuclei, and Particles*. New York: John Wiley & Sons, 1974.

EISENBERG, Ronald L. **Radiology: an illustrated history**. St. Louis: Mosby-Year Book, 1992.

EVANS, R.. **The Atomic Nucleus**. New York: McGraw-Hill. 1955. 972 pp.

FANO, U.; KOCH, H. W.; MOTZ, J. W.. Evaluation of bremsstrahlung cross sections at the high-frequency limit. **Physical Review**, v. 112, n. 5, 1679-1683, mai. 1958.

FERRARI, A.; PELLICIONI, M.; PILLON, M.. Fluence to effective dose and effective dose equivalent conversion coefficients for photons from 50 keV to 10 GeV. **Radiation Protection Dosimetry**, v. 67, n. 4, 245-251, abr. 1996.

FRATT, Lisa. The case for digital imaging. **Medical imaging**, p. 24-28, jul. 2003.

GLAZE, Sharon A.; SCHNEIDERS, Nicholas J.; BUSHONG, Stewart C.. Use o gypsum wallboard for diagnostic x-ray protective barriers. **Health Physics**, v. 36, n. 5, p. 587-593, 1979.

HARPEN, Michael D.. An analysis of the assumptions and their significance in the determination of required shielding of CT installations. **Medical Physics**, v. 25, n. 2, p. 194-198, fev. 1998.

HELL, E.; MATTERN, D.; SCHARDT, P.. New x-ray tube performance in computed tomography by introducing the rotating envelope tube technology. **Medical Physics**, v. 31, n. 9, p. 2699-2706, set. 2004.

HIDAJAT, N.; MAURER, J.; SCHRÖDER, R.J.; WOLF, M; VOGL, T.; FELIX, R.. Radiation exposure in spiral computed tomography: dose reduction and dose distribution. **Invest Radiol**, v. 34, p. 51-57, 1999.

HIDAJAT, N.; SCHRÖDER, R.J.; WOLF, M; FELIX, R. et alii. Survey of Conventional and Spiral CT Doses. **Radiology**, v. 218, p. 395-401, 2001.

HUANG, Pin-Hua; Chen, Tao-Seng; Kase, Kenneth R.. Reconstruction of Diagnostic x-ray spectra by numerical analysis of transmission data. **Medical Physics**, v. 13, n. 5, p. 707-710, set-out. 1986.

HUDA, Walter e SLONE, Richard. **Review of Radiologic Physics**. Philadelphia: Lippincott Williams & Wilkins, 1995.

INTERNATIONAL COMMISSION RADIOLOGICAL PROTECTION (ICRP).  
**Recommendations of the International Commission on Radiological Protection - Publication 26.** New York: Pergamon Press, 1977.

INTERNATIONAL COMMISSION RADIOLOGICAL PROTECTION (ICRP). **1990**  
**Recommendations of the International Commission on Radiological Protection - Publication 60.** New York: Pergamon Press, 1991.

INTERNATIONAL COMMISSION RADIOLOGICAL PROTECTION (ICRP).  
**Radiological Protection and Safety in Medicine - Publication 73.** New York: Pergamon Press, 1996.

KICKEN, P. J. H.; KEMERINK, G. J.; ENGELSHOVEN, J. M. A. van. Dosimetry of occupationally exposed persons in diagnostic and interventional arteriography. Part I: assessment of entrance doses. **Radiation Protection Dosimetry**, v. 82, n. 2, p. 93-103, fev. 1999.

KICKEN, P. J. H.; KEMERINK, G. J.; SCHULTZ, F. W.; ZOETELIEF, J.. Dosimetry of occupationally exposed persons in diagnostic and interventional arteriography. Part II: assessment of effective doses. **Radiation Protection Dosimetry**, v. 82, n. 2, p. 105-114, fev. 1999.

KIM, C. H.; REECE, W. D.; POSTON, J. W.. Calculation of effective doses for broad parallel photon beams. **Health Physics**, v. 76, n. 2, p. 156-161, fev. 1999.

KNOLL, Glenn F.. **Radiation detection and measurement.** New York: John Wiley & Sons, 1989.

KOCH, H. W.; MOTZ, J. W.. Bremsstrahlung cross-section formulas and related data; **Reviews of Modern Physics**, v. 31, n. 4, p. 920-955, 1959.

KRAMERS, H. A.. On the theory of x-ray absorption and of the continuous x-ray spectrum. **Philos. Mag.**, v. 46, p. 836-871, 1923.

KULENKAMPFF, H.. Über das kontinuierliche Röntgenspektrum. **Ann. Phys. Leipzig**, v. 69, p. 548-596, 1922.

LANGER, Steve G.; GRAY, Joel E.. Radiation shielding implications of computed tomography scatter exposure to the floor. **Health Physics**, v. 75, n. 2, p. 193-196, fev. 1998.



LEE, C. M.; KISSEL, Lynn; PRATT, R. H.. Electron bremsstrahlung spectrum 1-500 keV. **Physical Review A**, v. 13, n. 5, p. 1714-1727, 1976.

MARSHALL, N. W.; FAULKNER, K.; WARREN, H.. Measured scattered x-ray energy spectra for simulated irradiation geometries in diagnostic radiology. **Medical Physics**, v. 23, n. 7, p. 1271-1276, jul. 1996.

MATSUMOTO, Masao; KUBOTA, Hideaki; HAYASHI, Hideki; KANAMORI, Hitoshi. Effects of voltage ripple and current mode on diagnostic x-ray spectra and exposures. **Medical Physics**, v. 18, n. 5, p. 921-927, set-out. 1991.

MCGUIRE, E. Lynn. A revised schema for performing diagnostic X-ray shielding calculations. **Health Physics**, v. 50, n. 1, p. 99-105, 1986.

MERCIER, J. R.; KOPP, D. T.; MCDAVID, W. D.; TUCKER, D. M.. Modification and benchmarking of MCNP for low-energy tungsten spectra. **Medical Physics**, v. 27, n. 12, p. 2680-2687, dez. 2000.

NATIONAL COUNCIL ON RADIATION PROTECTION AND MEASUREMENTS. **NCRP Report 49 – Structural Shielding Design and Evaluation for Medical Use of X rays and Gamma Rays of Energies up to 10 MeV**. Washington, 1976.

NATIONAL COUNCIL ON RADIATION PROTECTION AND MEASUREMENTS. **NCRP Report 116 – Limitation of Exposure to Ionizing Radiation**. Washington, 1993.

NATIONAL INSTITUTE OF STANDARDS AND TECHNOLOGY (NIST). **ESTAR**. Disponível em: <<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>>. Acesso em: 06/05/2002 @ 14:00

NOGUEIRA, M. S.; CAMPOS, L. L.; Mota, H. C.. Determination of conversion coefficients between air kerma or photon fluence and ambient dose equivalent for diagnostic X ray beams. **Radiation Protection Dosimetry**, v. 81, n. 2, p. 123-132, 1999.

RUNNOE, Dennis. Varian Medical System, comunicação privada, 2003.

SALVAT, F.; FERNÁNDEZ-VAREA, J.M.; SEMPÁU, J.. **PENELOPE – A code system for Monte Carlo simulation of electron and photon transport**. France: OECD/NEA Data bank, Issy-les-Moulineaux, France (2003).

- SELTZER, Stephen M.; BERGER, Martin J.. Bremsstrahlung spectra from electron interactions with screened atomic nuclei and orbital electrons. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B**, v. 12, p. 95-134, 1985.
- SHRIMPTON, P. C.; WALL, B. F.. Assessment of Patient Dose from Computed Tomography. **Radiation Protection Dosimetry**, v. 43, n. 1, p. 205-208, jan-mar 1992.
- SILVA, M. C.; Lammoglia, P.; Herdade, S. B.; Costa, Paulo R.. Determinação da tensão aplicada a tubos de raios X através do espectro de bremsstrahlung. **Revista Brasileira de Engenharia Biomédica**, v. 16, n. 1, p. 13-20, 2000.
- SILVA, Márcia C.; LAMMOGLIA, Patricia; COSTA, Paulo R.; TERINI, Ricardo A.. Determination of the voltage applied to x-ray tubes from the bremsstrahlung spectrum obtained with a silicon PIN photodiode. **Medical Physics**, v. 27, n. 11, p. 2617-2623, nov. 2000.
- SIMPKIN, Douglas J.. A general solution to the shielding of medical X and Gamma rays by the NCRP Report No. 49 methods. **Health Physics**, v. 52, n. 4, p. 431-436, 1987.
- SIMPKIN, Douglas J.. Shielding requirements for constant-potential diagnostic x-ray beams determined by a Monte Carlo calculation. **Health Physics**, v. 56, n. 2, p. 151-164, 1989.
- SIMPKIN, Douglas J.. Transmission of scatter radiation from computed tomography (CT) scanners determined by a Monte Carlo calculation. **Health Physics**, v. 58, n. 3, p. 363-367, 1990.
- SIMPKIN, Douglas J.. Transmission data for shielding diagnostic x-ray facilities. **Health Physics**, v. 68, n. 5, p. 704-709, mai. 1995.
- SIMPKIN, Douglas J.. Evaluation of NCRP report No 49 assumptions on workloads and use factors in diagnostic radiology facilities. **Medical Physics**, v. 23, n. 4, p. 577-584, abr. 1996.
- SIMPKIN, Douglas J.; DIXON, Robert L.. Secondary shielding barriers for diagnostic x-ray facilities: scatter and leakage revisited. **Health Physics**, v. 74, n. 3, p. 350-365, mar. 1998.

SOARES, Flávio A. P.; ALMEIDA, Danilo P.. Semiempirical adjustments to bremsstrahlung model for x-ray production from CT tubes. **Proceedings of the SPIE**, Volume 5030, p. 915-922, 2003.

SOARES, Flávio A. P.; LOPES, Henrique B. M.. **Radiodiagnóstico: Fundamentos Físicos**. Florianópolis: Insular, 2003.

SOOLE, B. W.. The effect of target absorption on the attenuation characteristics of bremsstrahlung generated at constant medium potentials. **Journal of Physics B**, v. 5, p. 1583-1595, 1972.

SOOLE, B. W.. A method of x-ray analysis for approximating the intensity distribution at its point of origin of bremsstrahlung excited in a thick target by incident electrons of constant medium energy. **Physics in Medicine and Biology**, v. 21, p. 369-389, 1976.

SOOLE, B. W.. A determination by an analysis of x-ray attenuation in aluminum of the intensity distribution at its point of origin in a thick tungsten target of bremsstrahlung excited by constant potentials of 60-140 keV. **Physics in Medicine and Biology**, v. 24, p. 187-207, 1977.

SPRAWLS, Perry (Ed.). **The X-ray Century**. Disponível em: <[http://www.emory.edu/X-RAYS/century\\_02.htm](http://www.emory.edu/X-RAYS/century_02.htm)>. Acesso em: 20 set. 2000.

STORM, Ellery. Calculated bremsstrahlung spectra from thick tungsten targets. **Physical Review A**, v. 5, n. 6, p. 2328-2338, 1972.

SULEIMAN, Orhan H.; CONWAY, Burton J.; FEWELL, Thomas R.; Slayton, Robert J.. Radiation protection requirements for medical x-ray film. **Medical Physics**, v. 22, n. 10, p. 1691-1693, out. 1995.

TAUHATA, L., SALATI, I.P.A., PRINZIO, R. Di., PRINZIO, M.A.R.R.Di. **Radioproteção e Dosimetria: Fundamentos**. 5ª ed. Rio de Janeiro: IRD/CNEN, 2003

TERINI, Ricardo A.; COSTA, Paulo R.; FURQUIM, Tânia A. C.; HERDADE, Silvio B.. Measurements of discrete and continuous X-ray spectra with a photodiode at room temperature. **Applied Radiation and Isotopes**, v. 50, p. 343-353, 1999.

THE NOBEL FOUNDATION (Suécia). **Medicine 1979**. Disponível em: <[nobelprize.org/medicine/laureates/1979/index.html](http://nobelprize.org/medicine/laureates/1979/index.html)>. Acesso em: 13 mar. 2005.

TIGGELEN, R. Van. Since 1895, orthopaedic surgery needs x-ray imaging: a historical overview from discovery to computed tomography. **Acta Orthopaedica Belgica**, v. 67, n. 4, p. 317-329, 2001.

TOSI, T.; LEITZ, W.. Conventional and Computed Tomography. **Radiation Protection Dosimetry**, v. 49, n. 1, p. 245-248, jan-abr 1993.

TSENG, H. K.; PRATT, R. H.. Exact screened calculations of atomic-field bremsstrahlung. **Physical Review A**, v. 3, n. 1, p. 101-115, 1971.

TSENG, H. K.; PRATT, R. H.. Electron bremsstrahlung from neutral atoms. **Physical Review Letters**, v. 33, n. 9, p. 516-518, 1974.

TUCKER, D. M.; BARNES, G. T.; CHAKRABORTY, D. P.. A semiempirical model for generating tungsten target x-ray spectra. **Med. Phys.**, v. 18, n. 2, p. 211-218, mar-abr. 1991.

TUCKER, Douglas M.; BARNES, Gary T.; WU, Xizeng. Molybdenum target x-ray spectra: A semiempirical model. **Medical Physics**, v. 18, n. 3, p. 402-407, mai-jun. 1991.

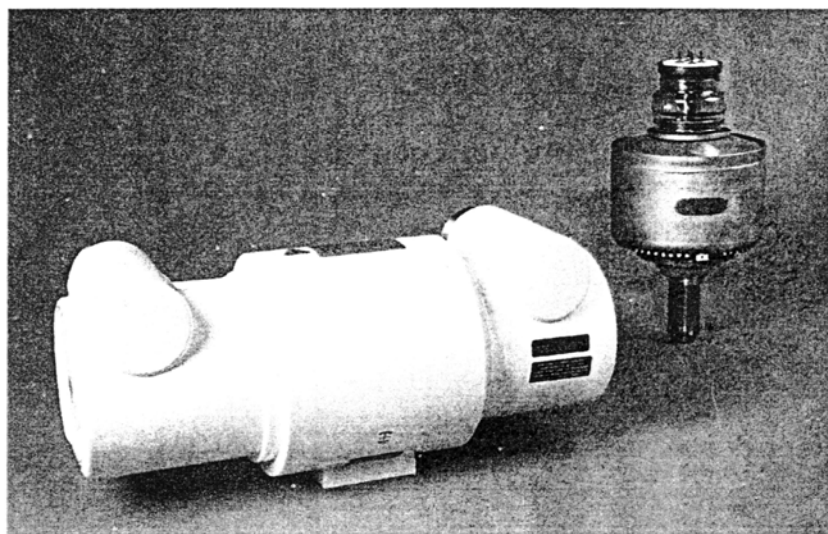
WEBB, Steve (Org.). **The Physics of Medical Imaging**. London: Institute of Physics, 1988.

---

# Anexo

---

Folha de dados do Fabricante



Tubes Radiogènes à Anode Tournante  
Drehanoden - Röntgenröhre  
Tubos de Rayos - X con Ánodo Giratorio

Note: Document originally drafted in the English language.

<u>Product Description</u>	<u>Description du Produit</u>	<u>Produktbeschreibung</u>	<u>Descripcion del Producto</u>
<p>The GS-2078 is a 5.2" (133 mm) 150 kV, 1,428 MJ (2.0 MHU) maximum anode heat content, rotating anode insert. This insert is specifically designed for Toshiba CT Scanners. The insert features a 7° tungsten-rhenium facing on molybdenum with a graphite backed target and is available with the following nominal focal spot:</p> <p style="text-align: center;">1.1 x 1.3 1.7 x 1.7 IEC 336 (1993)</p> <p><b>Loading Factor for slit focal:</b> Small - 120 kV, 200 mA Large - 120 kV, 200 mA</p> <p><b>Maximum Anode Cooling Rate:</b> 4,000 W (5,600 HU/sec)</p> <p><b>Maximum continuous anode heat dissipation:</b> 3,000 W (4,200 HU/sec)</p> <p><b>Nominal Anode Input Power:</b> Small - 26 kW IEC 613 (1978) Large - 40 kW IEC 613 (1978)</p> <p><b>Reference Axis:</b> Perpendicular to port face.</p> <p>This insert is intended for use in Varian B220H housing.</p>	<p>Le tube GS-2078, est une tube à anode tournante de plateau 133 mm, (5,2 pouces), 150 kV, d'une capacité thermique de 1,428 MJ (2,0 MUC). Il est à spécialement conçu pour une utilisation avec les scanners Toshiba CT. Le pente de l'anode en molybdène traitée, tungstène, rhénium, recourte de graphite, est de 7°. La dimension des foyers est de:</p> <p style="text-align: center;">1,1 x 1,3 1,7 x 1,7 CEI 336 (1993)</p> <p><b>Facteur de charge pour foyer à fente:</b> Petit - 120 kV, 200 mA Grand - 120 kV, 200 mA</p> <p><b>Toux maximum de refroidissement de l'anode:</b> 4,000 W (5,600 UC/sec)</p> <p><b>Description calorifique maximim de l'anode (en continu):</b> 3,000 W (4,200 UC/sec)</p> <p><b>Puissance Nominale de l'anode:</b> Petit - 26 kW CEI 613 (1978) Grand - 40 kW CEI 613 (1978)</p> <p><b>Référence axe:</b> Perpendiculaire à la face de sortie.</p> <p>Ce tube est essentiellement destiné à être employé dans les gaines Varian des séries B220H.</p>	<p>Die GS-2078 ist eine 133 mm (5.2") Doppelfokus Drehanoden-Röntgenröhre, mit einer Anoden Wärmespeicherkapazität von 1,428 MJ (2.0 MHU) und einer max. Spannungsfestigkeit von 150 kV. Die Röntgenröhre wurde für den Einsatz von Toshiba Computertomographen. Der rückseitig mit Graphit beschichtete Wolfram-Rhenium-Molybdän Anodenteller besitzt einen Winkel von 7°. Folgende Brennfleckkombination sind lieferbar:</p> <p style="text-align: center;">1.1 x 1.3 1.7 x 1.7 IEC 336 (1993)</p> <p><b>Ladefaktor:</b> Klein - 120 kV, 200 mA Gross - 120 kV, 200 mA</p> <p><b>Nennleistung der Anode:</b> 4,000 W (5,600 HU/sek)</p> <p><b>Maximale Kontinuierliche Wärmeableitung der Anode:</b> 3,000 W (4,200 HU/sek)</p> <p><b>Nominaler Anoden Kraftaufwand:</b> Klein - 26 kW IEC 613 (1978) Gross - 40 kW IEC 613 (1978)</p> <p><b>Referenz Axes:</b> Senkrecht zum Strahlenaustrittsfenster.</p> <p>Die Röntgenröhre ist für den Einbau in die Varian Strahlerhauben B220H vorgesehen.</p>	<p>El GS-2078 es un tubo de ánodo giratorio de 133 mm (5.2"). 150 kV, 1,428 MJ (2.0 kUC), la caul es el maximo almacenaje termal del anodo, es diseñado específicamente para Tomografía Computada y es usado en Toshiba CT scanners. El blanco emisor es una combinación de tungsteno, renio y molibdeno con grafito en la parte posterior con un rayo central de 7 grados. Disponible con las siguientes combinaciones de marcas focales:</p> <p style="text-align: center;">1.1 x 1.3 1.7 x 1.7 IEC 336 (1993)</p> <p><b>Garga Electrica Para la Abertura Focal:</b> Pequeño - 120 kV, 200 mA Largo - 120 kV, 200 mA</p> <p><b>Medida Maxima del Enfriamiento del Anodo:</b> 4,000 W (5,600 HU/seg)</p> <p><b>Maxima disipación termal continuado del Anodo:</b> 3,000 W (4,200 HU/seg)</p> <p><b>El Poder de Penetración para el Anodo Nominal:</b> Pequeño - 26 kW IEC 613 (1978) Largo - 40 kW IEC 613 (1978)</p> <p><b>Referencia de axes:</b> Perpendicular a la abertura facial.</p> <p>Este tubo es diseñado, para uso en los encajes Varian de la serie B220H.</p>

Manufactured by Varian Medical Systems  
Fabrique par Varian Medical Systems  
Hergestellt von Varian Medical Systems  
Fabricado por Varian Medical Systems

Specifications subject to change without notice.  
Spécifications susceptibles d'être modifiées sans préavis.  
Technische Daten ohne Gewähr.  
Especificaciones sujetas a cambio sin previo aviso.