

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA E INFORMÁTICA

**SIMULAÇÃO COMPUTACIONAL
DE PARÂMETROS IMPORTANTES
DE SISTEMAS RADIOLÓGICOS**

CAC

Márcio Alexandre Marques

USP/IFSC/SBI



8-2-001216

Tese apresentada ao Instituto de Física de São
Carlos, da Universidade de São Paulo, para
obtenção do título de **Doutor em Ciências: Física
Aplicada - Opção Física Computacional.**

Orientadora: Prof^a. Dr^a. Annie France Frère Slaets

São Carlos

1998

IFSC

SERVIÇO DE BIBLIOTECA E
INFORMAÇÃO

Marques, Márcio Alexandre

Simulação Computacional de Parâmetros Importantes de
Sistemas Radiológicos / Márcio Alexandre Marques.-- São Carlos, 1998.
156p.

Tese (Doutorado) - Instituto de Física de São Carlos, 1998.

Orientadora: Prof^a. Dr^a. Annie France Frère Slaets

1. Simulação Computacional. 2. Controle de Qualidade de
Imagens. 3. Imagens Médicas. I. Título.



MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE DOUTORADO DE **MARCIO ALEXANDRE MARQUES** APRESENTADA AO INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS, DA UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO, EM 10 DE MARÇO DE 1998.

COMISSÃO JULGADORA:

Profa. Dra. Annie France Frere Slaets/EESC-USP

Profa. Dra. Linda V. Ehlin Caldas/IPEN-SP

Profa. Dra. Cecil Chow Robilotta/IF-USP

Profa. Dra. Adelaide de Almeida/FFCLRP-USP

Prof. Dr. Alberto Tannus/IFSC-USP

Dedico,

Ao meu pai, que embora ausente,
está sempre tão presente. E a minha
mãe, por estar sempre presente me
apoando e me incentivando.

*Graças te dou, ó Pai,
porque ocultaste estas coisas
dos sábios e entendidos, e as
revelaste aos pequeninos*

Lucas, 10:21

Agradecimentos

À Prof^a. Annie pela dedicação, orientação, paciência e incentivo dispensados para que este trabalho se realizasse. Obrigado pela confiança e por ter demonstrado o verdadeiro papel do orientador.

Aos amigos do grupo, Paulão, Henrique e Homero, pelas idéias e discussões. Agradeço em especial ao Henrique, pela paciência, dicas, sugestões, discussões e por sempre estar disposto a me ajudar.

Aos meus pais (Antonio e Iracema), irmãos (Manoel, Marco, Mário e Milton) e irmãs (Diva e Mathilde), pelo apoio, incentivo e oportunidade para que eu pudesse estudar e realizar este trabalho.

Aos meus sobrinhos (João Vitor e Allan) e sobrinhas (Fernanda, Paula e Analú) pelos momentos alegres e descontraídos que passamos juntos.

À FAPESP e a Capes pelo apoio financeiro.

À CPG do IFSC, pelo apoio financeiro para participação de congressos.

À Benê, desenhista do Grupo de Instrumentação e Informática (GII) do IFSC, pela prontidão, paciência, dedicação e competência com que realizou os desenhos contidos nesta tese.

À Cláudia e Maria Helena, pela amizade e boa vontade com que sempre realizaram os trabalhos de secretaria.

Ao Jacaré, pela ajuda nas minhas dúvidas com o *MatLab* e ao Ricardo (*Richard*) pela paciência com que sempre resolveu meus problemas computacionais.

À Cláudia pelo apoio, incentivo e por ter feito a revisão ortográfica.

À Maura pela ajuda na redação do *abstract*.

À Patricia e à Regina pela amizade e companheirismo nesses longos anos de estudo e pesquisa.

À todos os amigos do LADI, pela ajuda, amizade e apoio.

Ao Dr. Halim Atique Junior Diretor Geral das Faculdades Integradas Riopretense - FIRP e à Prof^a. Dr^a. Maria Ap. Cória Sabini Diretora de Ensino, Pesquisa e Extensão pelo apoio no desenvolvimento da pesquisa.

Aos professores, amigos e funcionários das Faculdades Integradas Riopretense - FIRP, pelo incentivo, em especial, à Valéria, Luis Paulo, Arthur, Claudia, Luciane, Prof. Ruy, Prof. Espada e Prof. Hygino.

À Mara e à Ângela pelos momentos de descontração, incentivo, carinho e amizade.

A todos os amigos, que direta ou indiretamente contribuíram com seu apoio e auxílio. Em especial ao: Cal, Eduardo, Amilton, Ailton, Raul, Rocha, Gerson, Giulio, Neusa, Mara e Sibely.

SUMÁRIO

LISTA DE FIGURAS	vi
LISTA DE TABELAS	xiv
Resumo	xv
Abstract	xvi
CAPÍTULO 1 - Introdução	1
1.1 - Justificativas e Objetivos	1
1.2 - Organização do Trabalho	4
CAPÍTULO 2 - Característica de Campo e Distribuição de Intensidade	6
2.1 - A Característica de Campo	6
2.1.1 - Introdução	6
2.1.2 - Relações Geométricas Entre os Tamanhos do Ponto Focal em Várias Posições do Campo	6
2.1.3 - Características de Campo em Função da Rotação do Anodo	13
2.2 - Distribuição de Intensidade do Ponto Focal	16
2.2.1 - Introdução	16
2.2.2 - Influência da Distribuição de Intensidade do Ponto Focal Sobre a Nitidez das Imagens	17
CAPÍTULO 3 - Efeito Compton, Grade Supressora e Efeito “Heel”	26
3.1 - Efeito Compton	26
3.1.1 - Introdução	26
3.1.2 - Interação dos Raios X com a Matéria	28
3.1.2.1 - Efeito Fotoelétrico	28
3.1.2.2 - Espalhamento Coerente	29
3.1.2.3 -Espalhamento Compton (Incoerente)	31
3.2 - Grade Supressora	33

3.2.1 - Introdução	33
3.2.2 - Razão de Grade	36
3.2.3 - Linhas por Polegada	37
3.2.4 - Tipos de Grade	38
3.2.4.1 - Grade Linear Paralela	38
3.2.4.2 - Grade Cruzada Paralela	39
3.2.4.3 - Grade Focalizada	40
3.2.4.4 - Grade “zigzag”	42
3.2.4.5 - Grades Móveis	44
3.2.5 - Seleção de Grade	45
3.3 - Efeito “Heel”	46
3.3.1 - Introdução	46
3.3.2 - Ocorrência do Efeito “Heel”	47
3.3.3 - Radiação “Branca” ou Bremsstrahlung	48
3.3.3.1 - Radiação do Alvo “Fino”	49
3.3.3.2 - Radiação do Alvo “Grosso”	50
3.3.4 - A Distribuição Angular dos Raios X	51
3.3.4.1 - Alvo “Fino”	51
3.3.4.2 - Alvo “Grosso”	52
3.4 - Métodos para Simulação do Efeito “Heel”	53

CAPÍTULO 4 - Dispositivos para Controle de Qualidade de Sistemas

Radiológicos	56
4.1 - Métodos para Medida das Dimensões do Ponto Focal	56
4.2 - Métodos para Medida da Quilovoltagem	65
4.3 - Avaliação do Desempenho da Grade	67
4.3.1 - Introdução	67
4.3.2 - Transmissão Primária (T_p)	68
4.3.3 - Fator de “Bucky” (B)	71
4.3.4 - Fator de Melhoramento no Contraste (K)	73
4.4 - Conclusões	74

CAPÍTULO 5 - Métodos e Processos	76
5.1 - Ponto Focal	76
5.1.1 - Introdução	76
5.1.2 - Algoritmo para Calcular a Forma e o Tamanho do Ponto Focal em Qualquer Posição do Campo de Radiação	76
5.1.3 - Matriz de Câmaras de Orifício	78
5.1.4 - Métodos Utilizados para Leitura dos Valores Obtidos com a Matriz de Câmaras de Orifício e o Cálculo do Erro	80
5.2 - Distribuição de Intensidade do Ponto Focal	80
5.2.1 - Introdução	80
5.2.2 - Algoritmo para Simulação das Diferentes Formas de Distribuição de Intensidade do Ponto Focal	81
5.2.3 - Algoritmo para Simulação da Influência das Diferentes Formas de Distribuição de Intensidade do Ponto Focal Sobre a Imagem	84
5.2.4 - Algoritmo para Determinar a Imagem de um Objeto (Oliveira (1995))	85
5.2.5 - Matriz de Esferas	87
5.3 - Efeito Compton e Grade Supressora	88
5.3.1 - Introdução	88
5.3.2 - Método Experimental para Obtenção das Imagens Radiográficas	88
5.3.2.1 - Dispositivo para Obtenção da Imagem Controle	89
5.3.2.2 - Dispositivo para Obtenção da Imagem com Espalhamento	90
5.3.2.3 - Dispositivo para Obtenção da Imagem com a Grade	91
5.3.3 - Simulação das Imagens	92
5.3.3.1 - Simulação da Imagem Controle	93
5.3.3.2 - Simulação da Imagem com Espalhamento	94
5.3.3.3 - Simulação da Imagem com Grade	95
5.3.4 - Dispositivos Experimentais	98

5.3.5 - Programa Desenvolvido	99
5.4 - Efeito “Heel”	100
5.4.1 - Introdução	100
5.4.2 - Descrição dos Algoritmos Desenvolvidos	100
5.4.3 - Dispositivo Experimental para Avaliação do Efeito “Heel”	102
CAPÍTULO 6 - Resultados	104
6.1 - Simulação do Ponto Focal para Várias Posições do Campo de Raios X	104
6.1.1 - Obtenção das Imagens em Chapas Radiográficas da Matriz de Câmaras de Orifício	104
6.1.2 - Simulação dos Pontos Focais para Várias Posições do Campo de Radiação	105
6.1.3 - Pontos Focais para Várias Posições do Campo de Radiação Obtidos Com a Matriz de Câmaras de Orifício e Simulação ...	112
6.2 - Simulação da Distribuição de Intensidade do Ponto Focal	115
6.2.1 - Simulação de Diferentes Formas de Distribuição de Intensidade do Ponto Focal	115
6.2.2 - Simulação da Matriz de Esferas para as Diferentes Formas de Distribuição de Intensidade do Ponto Focal	123
6.3 - Simulação do Efeito da Grade Supressora	130
6.3.1 - Obtenção das Imagens em Chapas Radiográficas de Objetos Com e Sem Radiação Espalhada	130
6.3.2 - Simulação das Imagens de Objetos Com e Sem Radiação Espalhada	134
6.4 - Avaliação do Efeito “Heel”	136
6.4.1 - Introdução	136
6.4.2- Medida da Dose Através dos Dosímetros (LiFs)	136
6.4.3 - Simulação do Efeito “Heel”	138
6.4.3.1 - Simulação do Espectro Bremsstrahlung	138

6.4.3.2 - Simulação do Efeito “Heel” para Várias Posições
do Campo de Radiação em Função da Angulação
do Anodo 138

CAPÍTULO 7 - Discussão dos Resultados e Conclusões 141

7.1 - Ponto Focal 141

7.2 - Distribuição de Intensidade do Ponto Focal 142

7.3 - Grade Supressora 144

7.4 - Efeito “Heel” 145

7.5 - Conclusões 146

7.6 - Conclusões Gerais 147

7.7 - Trabalho Futuro 148

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS 149

Apêndice A A1

Apêndice - Aspectos Teóricos dos Sistemas de Raios X A2

A.1 - O Tubo de raios X A2

A.2 - Fatores Geométricos que Afetam a Qualidade da Imagem
Radiográfica A3

A.3 - Tipos de Distribuições de Intensidade do Ponto Focal A6

LISTA DE FIGURAS

CAPÍTULO 1

Figura 1.1 - Ilustração da influência da característica de campo sobre o ponto focal (Kratzat (1988)).	2
---	---

CAPÍTULO 2

Figura 2.1 - Plano do alvo, plano objeto e plano imagem (Doi (1977)).	7
Figura 2.2 - Alvo com pequenas escalas e o plano imagem (Doi (1977)).	8
Figura 2.3 - Representação do ponto focal no centro do campo e em uma posição arbitrária.	9
Figura 2.4 - Cálculo do lado a' do ponto focal em uma posição qualquer do eixo x ($dy=0$).	10
Figura 2.5 - Ilustração dos parâmetros utilizados no cálculo do tamanho do ponto focal ao longo do eixo catodo/anodo (Nickoloff (1990)).	12
Figura 2.6 - Ilustração da geometria utilizada por Burgess em Burgess (1977).	14
Figura 2.7 - Três vistas do tubo de raios X e plano imagem Burgess (1977).	15
Figura 2.8 - Efeito da rotação do anodo Burgess (1977).	16
Figura 2.9 - Imagens de câmara de orifício de alguns pontos focais, mostrando diferentes distribuições de intensidade (Nickoloff (1990)).	19
Figura 2.10 - FTM's para diferentes distribuições de intensidades do ponto focal (Nickoloff (1990)).	20
Figura 2.11 - (a) Função de espalhamento de linha (FEL), para um tubo de raios X com distribuição de intensidade do ponto focal tipo gaussiana simples. (b) A correspondente função de transferência de modulação (FTM) (Nickoloff (1990)).	21

Figura 2.12 - Esquema para obtenção da imagem aumentada de vaso sangüíneo em angiografia (Doi (1975a)).	22
Figura 2.13 - Ponto focal uniforme (quadrado) e as correspondentes FEL's observadas em duas direções (Doi (1975a)).	23
Figura 2.14 - Imagem de câmara de orifício de um ponto focal real e as correspondentes FEL's observadas em duas direções (Doi (1975a)).	23
Figura 2.15 - Comparação de imagens de vasos sangüíneos de 0,3 mm de diâmetro através de FEL's de pontos focais tipo uniforme (quadrado) e gaussiana dupla. Magnificação de 3X; ponto focal de 1,2 mm (Doi (1975a)).	24

CAPÍTULO 3

Figura 3.1 - Contribuições relativas dos três processos de interação para o coeficiente de atenuação total da água em função da energia (Neitzel (1985)).	27
Figura 3.2 - Interações das seções de choque para água (Johns(1983b)).	28
Figura 3.3 - Efeito fotoelétrico (Curry III (1990)).	29
Figura 3.4 - Espalhamento coerente Rayleigh (Curry III (1990)).	30
Figura 3.5 - Espalhamento Compton (Curry III (1990)).	31
Figura 3.6 - Distribuição em energia (MeV) dos fótons Compton espalhados em intervalos iguais de ângulos sólidos (Almeida (1990)).	33
Figura 3.7 - Ilustração do uso de uma grade supressora.	34
Figura 3.8 - (a) Desenho de uma grade (d tiras de chumbo; D material de baixa atenuação). (b) Corte transversal da grade (Felson (1960)).	35
Figura 3.9 - Princípio de funcionamento da grade supressora.	36
Figura 3.10 - Corte transversal de uma grade linear paralela (Johns (1983a)).	38
Figura 3.11 - Grade Cruzada Paralela Ortogonal (Hendee (1984)).	40
Figura 3.12 - (a) - Grade Focalizada Linear (b) - Grade Focalizada Cruzada (Curry III (1990)).	41

Figura 3.13 - Grade “zigzag” (Brezovich (1977)).	43
Figura 3.14 - Grade Móvel (Potter-Bucky) (Johns (1983a)).	44
Figura 3.15 - Transmissão fracionária da radiação espalhada pelas grades (Curry III (1990)).	46
Figura 3.16 - Variação da distribuição de intensidade ao longo do campo de radiação.	47
Figura 3.17 - Esquema simplificado da ocorrência do efeito “heel”.	48
Figura 3.18 - Energia relativa ou intensidade I , em cada intervalo de energia dos fótons (Johns (1983a)).	49
Figura 3.19 - Diagrama polar mostrando a variação da intensidade dos raios X com o ângulo, produzidos pelo bombardeamento de vários alvos (Johns (1983a)).	51
Figura 3.20 - Processo de emissão de fótons pelo anodo (Fritz (1985)).	55

CAPÍTULO 4

Figura 4.1 - Determinação do tamanho do ponto focal pelo método da câmara de orifício (Kuntke (1957)).	57
Figura 4.2 - Determinação do tamanho do ponto focal pelo método da câmara de fenda (Kratz (1988)).	58
Figura 4.3 - Imagem do dispositivo padrão estrela usado para determinação do tamanho do ponto focal.	59
Figura 4.4 - Ilustração da utilização do método do padrão estrela.	60
Figura 4.5 - Padrão de barras RMI (Oliveira (1995)).	61
Figura 4.6 - Ilustração das funções de transferência no domínio do espaço e da frequência espacial (Rao (1971)).	62
Figura 4.7 - Exemplo de uma FEL real e uma uniforme (Doi (1974)).	64
Figura 4.8 - Curva de absorção para vários tecidos em função da kVp (Santos (1997)).	65
Figura 4.9 - (a) ilustração do penetrâmetro (b) utilização do penetrâmetro no campo de raios X (Stanton (1966)).	67

Figura 4.10 - Transmissão da radiação através da grade.	69
Figura 4.11 - Equipamento para medida da Transmissão Primária T_p ((Curry III (1990))).	70
Figura 4.12 - Equipamento para medida do Fator de Bucky ((Curry III (1990))).	72

CAPÍTULO 5

Figura 5.1 - Representação do ponto focal no centro do campo e em uma posição arbitrária.	77
Figura 5.2 - Fluxograma do programa desenvolvido para o cálculo do tamanho do ponto focal em qualquer posição do campo.	78
Figura 5.3 - Matriz de Câmaras de Orifício.	79
Figura 5.4 - Matrizes MF e MO para a realização da convolução (Oliveira (1995)).	86
Figura 5.5 - Ilustração das projeções das matrizes MF e MO em pontos do plano imagem (Oliveira (1995)).	86
Figura 5.6 - Ilustração da Matriz de esferas.	87
Figura 5.7 - (a) - Ilustração do dispositivo utilizado para obtenção da Imagem Controle. (b) - Disposição dos discos de chumbo no campo de radiação.	90
Figura 5.8 - Ilustração do dispositivo utilizado para obtenção da Imagem com Espalhamento.	91
Figura 5.9 - Ilustração do dispositivo utilizado para obtenção da Imagem com a Grade.	92
Figura 5.10 - Ilustração da Simulação da Imagem Controle.	93
Figura 5.11 - Ilustração simplificada de um fóton primário atenuado e um espalhado.	94
Figura 5.12 - Ilustração simplificada da obtenção da imagem com material espalhador e grade.	96
Figura 5.13 - Ilustração do bloco de madeira utilizado.	98

Figura 5.14 - Fluxograma do programa desenvolvido para o cálculo do efeito “heel”.	101
Figura 5.15 - Posição dos LiFs no campo de radiação.	102

CAPÍTULO 6

Figura 6.1 - Posição das imagens dos pontos focais no campo de radiação.	105
Figura 6.2 - Ponto focal em várias posições do campo (Aparelho 1 - Mammodiag.).	107
Figura 6.3 - Ponto focal em várias posições do campo (Aparelho 2 - Unimax). ...	108
Figura 6.4 - Ponto focal em várias posições do campo (Aparelho 3 - Cgr).	108
Figura 6.5 - Foto do filme radiográfico do ponto focal em várias posições do campo (Aparelho 1 - Mammodiag.).	109
Figura 6.6 - Foto do filme radiográfico do ponto focal em várias posições do campo (Aparelho 2 - Unimax).	110
Figura 6.7 - Foto do filme radiográfico do ponto focal em várias posições do campo (Aparelho 3 - Cgr).	111
Figura 6.8 - Ponto focal tipo gaussiana simples no lado do anodo.	116
Figura 6.9 - Ponto focal tipo gaussiana simples no centro do campo.	116
Figura 6.10 - Ponto focal tipo gaussiana simples no lado do catodo.	117
Figura 6.11 - Representação em duas dimensões do ponto focal tipo gaussiana simples no lado do anodo.	118
Figura 6.12 - Representação em duas dimensões do ponto focal tipo gaussiana simples no centro do campo.	118
Figura 6.13 - Representação em duas dimensões do ponto focal tipo gaussiana simples no lado do catodo.	119

Figura 6.14 - Ponto focal tipo gaussiana simples em uma direção e dupla na outra no lado do anodo.	120
Figura 6.15 - Ponto focal tipo gaussiana simples em uma direção e dupla na outra no centro do campo.	120
Figura 6.16 - Ponto focal tipo gaussiana simples em uma direção e dupla na outra no lado do catodo.	121
Figura 6.17 - Representação em duas dimensões do ponto focal tipo gaussiana simples em uma direção e dupla na outra no lado do anodo.	122
Figura 6.18 - Representação em duas dimensões do ponto focal tipo gaussiana simples em uma direção e dupla na outra no centro do campo.	122
Figura 6.19 - Representação em duas dimensões do ponto focal tipo gaussiana simples em uma direção e dupla na outra no lado do catodo.	123
Figura 6.20 - Distribuição de intensidade do ponto focal tipo gaussiana simples nas duas direções. O anodo está localizado na parte superior da figura.	124
Figura 6.21 - Distribuição de intensidade do ponto focal tipo gaussiana simples em uma direção e dupla na outra. O anodo está localizado na parte superior da figura.	125
Figura 6.22 - Foto da radiografia da matriz de esferas, obtida em um aparelho com distribuição de intensidade do ponto focal tipo gaussiana simples em uma direção e dupla na outra. O anodo está localizado na parte superior da foto.	126
Figura 6.23 - Distribuição de intensidade do ponto focal tipo gaussiana simples nas duas direções.	127

Figura 6.24 - Distribuição de intensidade do ponto focal tipo gaussiana simples em uma direção e dupla na outra.	127
Figura 6.25 - Distribuição de intensidade do ponto focal tipo uniforme.	128
Figura 6.26 - Distribuição de intensidade do ponto focal tipo gaussiana dupla em uma direção e simples na outra e um ponto focal de 2,0 X 2,0 mm.	129
Figura 6.27 - Distribuição de intensidade do ponto focal tipo gaussiana simples nas duas direções e um ponto focal de 2,0 X 2,0 mm.	129
Figura 6.28 - Imagem digitalizada do filme radiográfico da imagem controle.	131
Figura 6.29 - Imagem digitalizada do filme radiográfico da imagem com espalhamento de 4 cm de lucite.	132
Figura 6.30 - Imagem digitalizada do filme radiográfico da imagem com grade. ..	133
Figura 6.31 - Imagem com espalhamento (simulada).	134
Figura 6.32 - Imagem com grade (simulada).	135
Figura 6.33 - Posicionamento dos LiFs no campo.	137

APÊNDICE A

Figura A.1 - Ilustração simplificada de um tubo de raios X com um anodo rotatório (Johns(1983a)).	A3
Figura A.2 - Ilustração das imagens formadas por pontos focais de diferentes tamanhos.	A4
Figura A.3 - Ilustração do princípio foco linha: (a) anodo fixo; (b) anodo rotativo (vista frontal) (c) anodo rotativo (vista lateral) (Johns (1983a)).	A5
Figura A.4 - Trajetória dos elétrons e sistema de focalização (Takenaka (1968)).	A6

Figura A.5 - Trajetórias dos elétrons para: (a) um filamento convencional
(helicoidal) e (b) um filamento tipo canhão Pierce
(Matsui (1985)). A7

Figura A.6 - Imagens de câmara de orifício de alguns pontos focais, mostrando
diferentes distribuições de intensidade (Nickoloff (1990)). A8

LISTA DE TABELAS

CAPÍTULO 2

Tabela 2.1 - Funções matemáticas que freqüentemente são utilizadas como modelos de FEL's de pontos focais. d = tamanho efetivo do ponto focal; γ = intensidade relativa do ponto focal na região central; ε = dimensão linear da região central do ponto focal; α = fator que determina a largura da Gaussiana do ponto focal. 18

CAPÍTULO 6

Tabela 6.1- Condições de exposição dos filmes. 104

Tabela 6.2 - Ponto focal no centro do campo e inclinação do anodo. 105

Tabela 6.3 - Localização das imagens de câmara de orifício do ponto focal em várias posições do campo de radiação. 106

Tabela 6.4 - Tamanho do lado a do ponto focal medido e simulado pelo programa para várias posições do campo de radiação. 112

Tabela 6.5 - Condições de exposição dos filmes para obtenção das imagens em chapas radiográficas de objetos com e sem radiação espalhada. 130

Tabela 6.6 - Dose absorvida pelos LiFs (P = posição do LiF no campo). 137

Tabela 6.7 - Energia depois da atenuação pelo alvo e janela de Be. 138

Tabela 6.8 - Valores das energias obtidas através da simulação. 139

Tabela 6.9 - Variação das energias obtidas através da simulação. 139

Tabela 6.10 - Variação das doses absorvidas pelos LiFs. 140

Resumo

A presente pesquisa faz parte de um trabalho que visa o desenvolvimento de um método de simulação computacional que permita fazer a avaliação da qualidade da imagem radiográfica de maneira rápida e completa e que não apresente os problemas dos métodos tradicionais disponíveis e usados atualmente. Neste trabalho foi desenvolvido um método que leva em consideração e simula os parâmetros importantes dos sistemas radiológicos tais como: o tamanho e a distribuição de intensidade do ponto focal, as condições geométricas de exposição, a heterogeneidade do campo, a distribuição angular dos raios X, a grade supressora, bem como o efeito Compton. O método de simulação computacional desenvolvido realiza o controle de qualidade da imagem para um objeto colocado em qualquer posição do campo de radiação. A simulação foi feita implementando os algoritmos desenvolvidos em linguagem "C" e os resultados foram apresentados sob forma gráfica para facilitar a compreensão dos usuários.

Abstract

This research is part of a work that aims the development of a computer simulation method which allows to evaluate the radiographic image quality in a faster and complete way, so that it doesn't present the problems found in the available methods used nowadays. The method developed in this work takes into consideration and simulates the important parameters of the radiologic systems such as: the focal spot size, the intensity distribution focal spot, the geometric conditions exposure, the field heterogeneity, the X-ray angular distribution, the antiscatter grid (Bucky), as well as the Compton effect. This developed computer simulation method achieves the image quality control of an object at any position of the radiation field. The simulation was done implementing the algorithms developed in C language and the results were displayed in a graphic way to facilitate the users' comprehension.

CAPÍTULO 1

Introdução

1.1 - Justificativas e Objetivos

O controle de qualidade de imagens radiográficas é reconhecidamente a melhor maneira de garantir a nitidez das imagens e a resolução de pequenos detalhes importantes no diagnóstico.

Entretanto, os métodos tradicionais de controle de qualidade não são sistematicamente aplicados nas unidades radiológicas. Isto se deve a três fatores principais: os testes avaliam cada parâmetro do sistema radiológico isoladamente, sem levar em consideração a influência que um fator tem sobre os demais; ignoram a influência de outras características importantes dos sistemas de raios X que interferem nas medidas, tais como a característica de campo, a distribuição de intensidade e o efeito “heel”; não apresentam os resultados de uma maneira legível para os radiologistas.

Por exemplo, é fato conhecido de todos os físicos que trabalham em radiologia que, por causa do efeito “heel”, a distribuição de intensidade varia de aproximadamente 50% de uma extremidade à outra do campo no eixo catodo/anodo. Entretanto, a avaliação do fator de grade é feita considerando apenas um valor de kVp, geralmente a kVp nominal do tubo.

Também, a avaliação do tamanho do ponto focal realizada pelos métodos tradicionais é feita de maneira incompleta, pois a característica de campo não é levada

em consideração nas medidas. Entretanto, este fenômeno é fundamental na magnitude da não-nitidez geométrica da imagem, já que esta depende da posição do campo onde o objeto de teste é colocado sob o feixe de raios X. A variação da nitidez da imagem em função da sua posição no campo é causada pela angulação do anodo, que resulta em diferentes tamanhos e formas do ponto focal, quando este é observado de várias posições do campo de radiação, como mostra a figura 1.1.

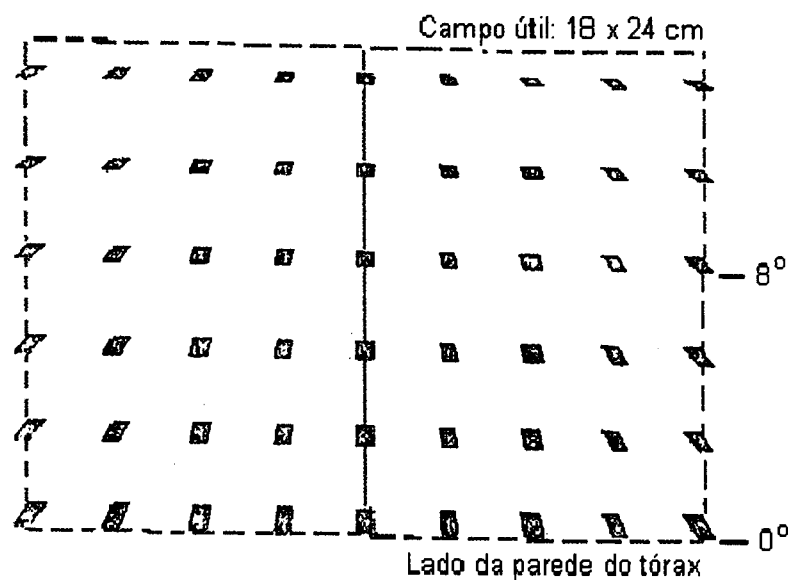


Figura 1.1 - Ilustração da influência da característica de campo sobre o ponto focal (Kratzat (1988)).

Apesar disso, a maioria dos testes convencionais que avaliam o tamanho do ponto focal são realizados com o dispositivo de teste colocado, na melhor das hipóteses, no centro do campo, o que não é suficiente para avaliar a nitidez da imagem de uma estrutura anatômica fora deste alinhamento. Quando lembramos que o tamanho do ponto focal pode variar de 300% em 10 cm, é fácil entender que uma pequena variação no posicionamento do dispositivo de teste pode resultar em avaliações bem discrepantes.

Outra característica importante que não é avaliada pelos métodos tradicionais é o efeito “heel”, que tem uma influência fundamental sobre o contraste das imagens e varia com a angulação e o material do anodo, assim como a kVp aplicada ao tubo.

A distribuição de intensidade é, por sua vez, um fator polêmico, sendo por certos pesquisadores considerada como de fundamental importância para a nitidez da imagem e por outros como desprezível. Entretanto, ela também não é avaliada nos programas rotineiros de controle de qualidade.

Outro problema encontrado nos métodos de controle de qualidade é a maneira como os resultados são apresentados. Estes são dados em forma de números, e não apresentam uma relação física direta entre os resultados e a qualidade da imagem, sendo necessário, então, fazer uma interpretação dos dados obtidos. Para os radiologistas, torna-se difícil saber, através de números, como está a qualidade da imagem de seu sistema. Porém, apresentando os resultados da avaliação através de imagens em tons de cinza, ou seja, através de mapas de sombra e penumbra do objeto que seria radiografado, a interpretação dos resultados torna-se mais fácil.

Diante destes fatos, acreditamos que os programas de controle de qualidade só serão realmente bem utilizados quando eles considerarem todos os parâmetros importantes dos sistemas radiológicos e quando apresentarem os resultados sob forma da imagem que o sistema é capaz de produzir.

O presente trabalho se enquadra num projeto maior que visa o desenvolvimento de um sistema de controle de qualidade que contempla estes requisitos.

Neste âmbito, a parte que desenvolvemos foi a simulação computacional da maioria dos parâmetros importantes para o controle de qualidade da imagem. Realizamos estas simulações a partir das leis físicas que regem a produção dos raios X e suas interações com a matéria, considerando também a influência de um fenômeno sobre os demais, isto é:

- o tamanho do ponto focal em função da característica de campo e da geometria de exposição.
- a distribuição de intensidade do ponto focal em função de seu tamanho real em cada ponto do campo de radiação.
- o efeito Compton e a ação supressora da grade em função da distribuição de intensidade no objeto.
- o efeito “heel” em função da angulação do anodo.

O tamanho do ponto focal não somente é fundamental na nitidez da imagem mas é uma fonte importante de erros na avaliação de um sistema. Isto ocorre porque, devido à característica de campo, ele varia muito ao longo do campo de raios X, sendo esta variação causada pela angulação do anodo. É necessário, então, avaliar o ponto focal em todas as posições do campo e não somente no centro, como é feito pelos métodos tradicionais. Isto é difícil de se efetuar com dispositivos experimentais, mas é viável por simulação computacional.

Outro parâmetro que foi levado em consideração na simulação foi a distribuição de intensidade do ponto focal. Nos métodos tradicionais de controle de qualidade este parâmetro não é considerado. Doi, K. e Rossmann, K., em Doi (1974) e Nickoloff, E. L. *et. al.* em Nickoloff (1990) estudaram teoricamente sua influência sobre a nitidez da imagem, porém somente no centro do campo e chegaram a resultados contraditórios. Por este método de simulação, nós levamos em consideração as variações da característica de campo estudando, portanto, a distribuição de intensidade do ponto focal em qualquer posição do campo de radiação.

A intensidade de radiação ao longo do campo não é uniforme, e pode variar de mais ou menos 75 a 125% com relação ao centro. Este efeito, chamado de efeito “heel”, provoca no filme um gradiente de densidade que não depende somente do objeto que está sendo radiografado e é então um fator importante na formação do contraste da imagem que, também, nos métodos tradicionais não é considerado. Através da simulação, a avaliação do efeito “heel” pôde ser feita para qualquer condição de exposição e parâmetros do sistema radiográfico.

Finalmente, quando os raios X espalhados pelo paciente devido ao efeito Compton chegam no filme, eles causam uma perda de contraste e conseqüentemente da qualidade da imagem, sendo, portanto, indesejáveis. Através do uso de uma grade supressora ou “Bucky”, aproximadamente 80 - 90% dos raios X espalhados podem ser removidos. Simulamos a radiação espalhada e podemos mostrar ao usuário o efeito da grade supressora sobre a imagem em função do tipo da grade, das condições e técnicas de exposição e da espessura do material espalhador.

1.2 - Organização do Trabalho

Os Capítulos 2 e 3 apresentam um estudo teórico sobre os principais parâmetros que influenciam a qualidade da imagem radiográfica, a saber: a característica de campo, o tamanho e a distribuição de intensidade do ponto focal, o efeito “heel”, a grade supressora ou Bucky e o efeito Compton.

O Capítulo 4 traz uma descrição e análise dos principais métodos de medida do ponto focal, da quilovoltagem e de avaliação do desempenho das grades supressoras.

No Capítulo 5 estão apresentados os materiais e métodos utilizados para a realização deste trabalho, a saber: os dispositivos experimentais construídos e utilizados nos testes aplicados em unidades radiológicas, bem como os algoritmos desenvolvidos para a simulação dos parâmetros importantes para a nitidez das imagens radiográficas.

No Capítulo 6 são apresentados os resultados obtidos através dos testes experimentais aplicados em unidades radiológicas e das simulações realizadas através dos algoritmos desenvolvidos e descritos no Capítulo 5.

No Capítulo 7 encontram-se a discussão dos resultados apresentados no Capítulo 6 e as conclusões.

No Apêndice A são apresentados aspectos teóricos importantes, embora bem conhecidos, dos sistemas de raios X e de alguns fatores que afetam a qualidade da imagem radiológica.

CAPÍTULO 2

Característica de Campo e Distribuição de Intensidade

2.1 - A Característica de Campo

2.1.1 - Introdução

A magnitude da não-nitidez geométrica da imagem depende da posição do campo onde o objeto é colocado sob o feixe de raios X. Este fenômeno é chamado por Doi, K., em Doi (1977), de característica de campo. A causa da característica de campo é a angulação do plano do alvo, que resulta em diferentes tamanhos e formas do ponto focal, quando este é observado em várias direções do feixe de raios X.

2.1.2 - Relações Geométricas Entre os Tamanhos do Ponto Focal em Várias Posições do Campo

Várias suposições são feitas por Doi, K., em Doi (1977), para discussão da característica de campo:

- a superfície do alvo é um plano.
- a distribuição angular do feixe de raios X emitido é uniforme.
- os raios X emitidos pela parte interna do alvo são desprezados, de tal modo que a fonte de raios X é considerada como uma fonte plana.

- a distribuição de energia dos raios X e sua dependência com a função de espalhamento de ponto (FEP) do ponto focal são desprezadas.

Muitos tubos de raios X modernos empregam um anodo rotatório; portanto, o alvo é de fato uma parte de um cone. Porém a área do alvo onde o feixe de elétrons colide é tão pequena que a área da superfície do alvo do ponto focal pode ser considerada como um plano. O plano do alvo do tubo de raios X, o plano objeto e o plano imagem estão ilustrados na figura 2.1.

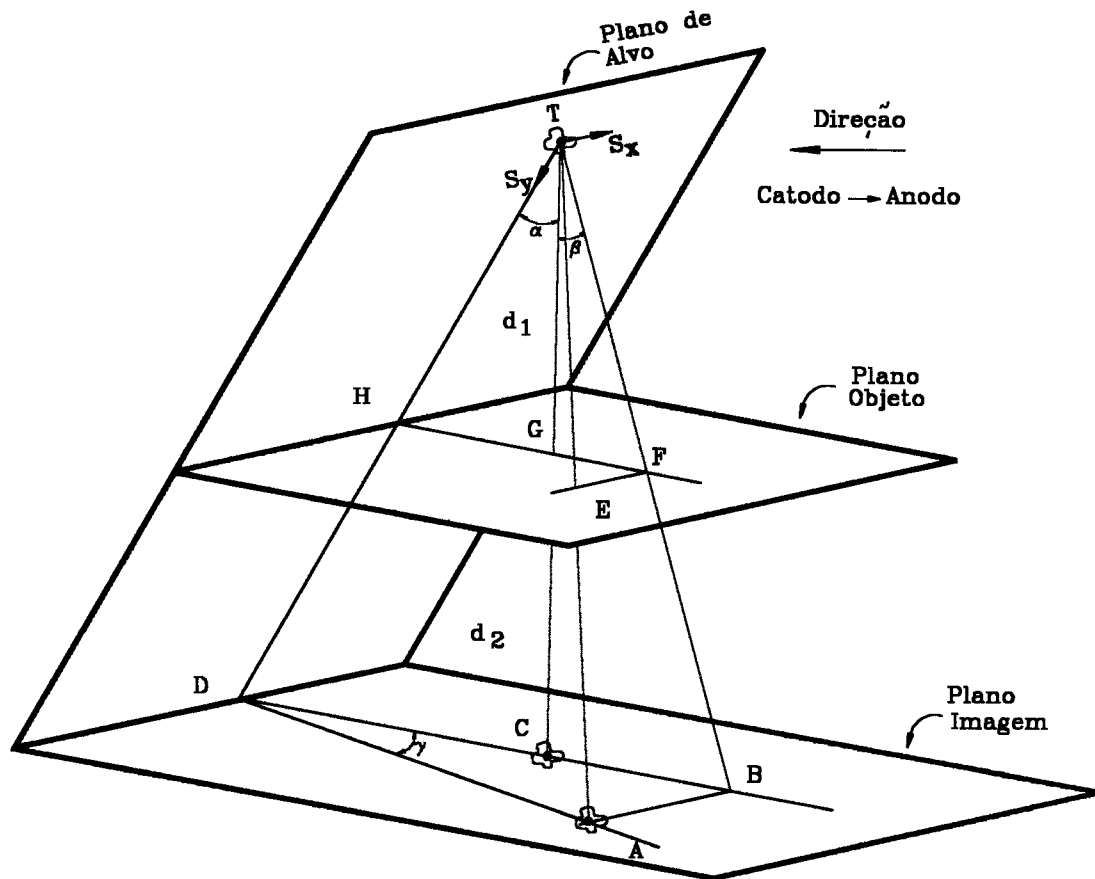


Figura 2.1- Plano do alvo, plano objeto e plano imagem (Doi (1977)).

O eixo catodo/anodo é uma direção paralela aos planos objeto e imagem. O plano do alvo intercepta estes dois com um ângulo $(\pi/2 - \alpha)$, sendo α o ângulo de inclinação do alvo. A posição no plano do alvo é especificada pelo uso de duas pequenas escalas S_X e S_Y . A escala S_X é paralela aos planos objeto e imagem e a escala S_Y é perpendicular à

O feixe central de raios X pode ser definido como uma linha vertical, do ponto T para os planos objetos e imagem, cruzando os planos nos pontos G e C . A distância entre T e G é $d1$ (distância foco/objeto) e a distância entre G e C é $d2$ (distância objeto/imagem). A extensão da escala S_f intercepta os planos objeto e imagem nos pontos H e D , respectivamente. Um feixe de raios X arbitrário chega ao ponto A , no plano imagem, passando pelo ponto E no plano objeto.

Utiliza-se um feixe complementar que chega aos pontos B e F nos planos imagem e objeto, respectivamente; a linha AB é paralela à intersecção do plano imagem com o plano do alvo. Com esta geometria (figura 2.1), a localização de um feixe de raios X arbitrário no plano imagem pode ser especificada por dois ângulos β e γ , sendo β o ângulo BTC e γ é o ângulo ADB .

A figura 2.2 mostra uma pirâmide ilustrando o alvo com pequenas escalas e o plano imagem.

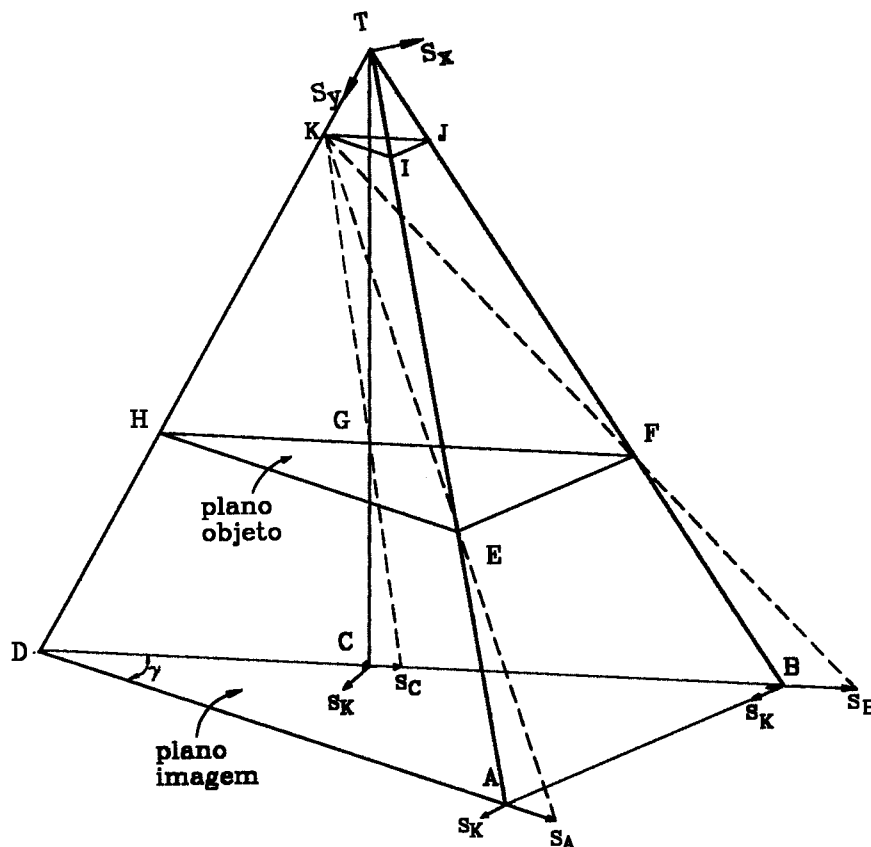


Figura 2.2 - Alvo com pequenas escalas e o plano imagem (Doi (1977)).

Primeiro, deve-se observar como são as projeções da área do alvo sobre o plano imagem. Na posição central do feixe, as escalas S_X e S_Y correspondem às imagens S_K e S_C , respectivamente, quando a projeção é feita através do ponto G . Analogamente, nas posições A e B , as pequenas escalas (S_K, S_A) e (S_K, S_B) são obtidas através das projeções das escalas (S_X, S_Y) .

Para estas três posições A , B e C , as imagens S_K das escalas que correspondem à escala S_X são paralelas entre si e seus tamanhos são os mesmos, porque a escala S_X está num plano paralelo aos planos objeto e imagem. Porém, os tamanhos das escalas S_A e S_B são diferentes da escala S_C , porque a escala S_Y está no plano do alvo, que é oblíquo ao plano imagem. As relações entre os tamanhos dos lados do ponto focal em várias posições do campo, podem ser, agora, determinadas.

Considerando o ponto focal como sendo um retângulo que no centro possui lados iguais a a e b , os novos valores desses lados (a' e b'), em uma certa posição que dista d da origem (ver figura 2.3), podem ser determinados através de algumas equações.

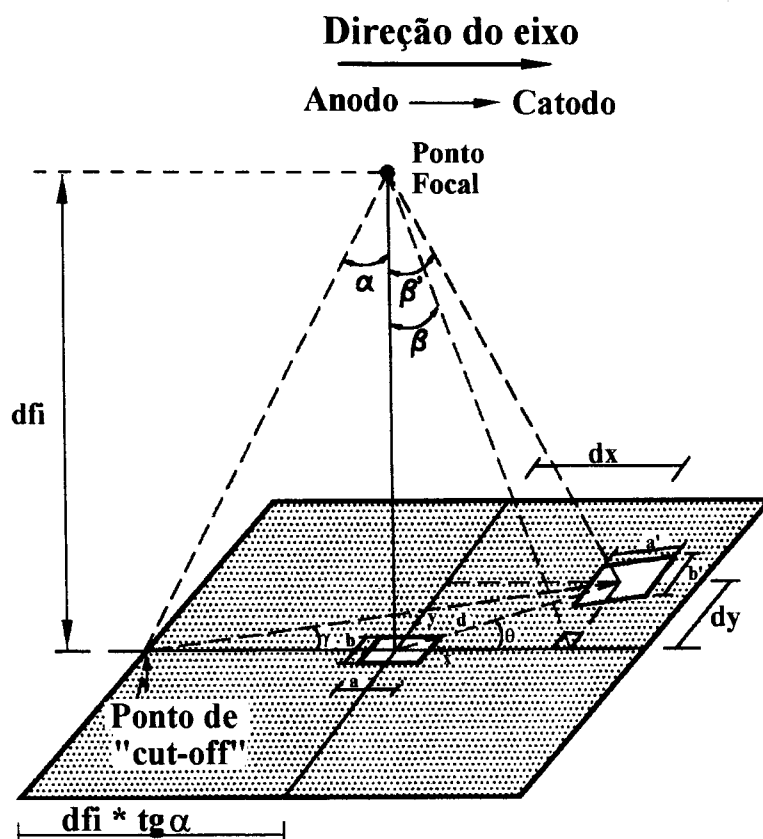


Figura 2.3 - Representação do ponto focal no centro do campo e em uma posição arbitrária.

Primeiro, deve-se calcular o novo valor do lado a do ponto focal em uma posição que dista dx do centro do feixe ($dy = 0$) (ver figura 2.4).

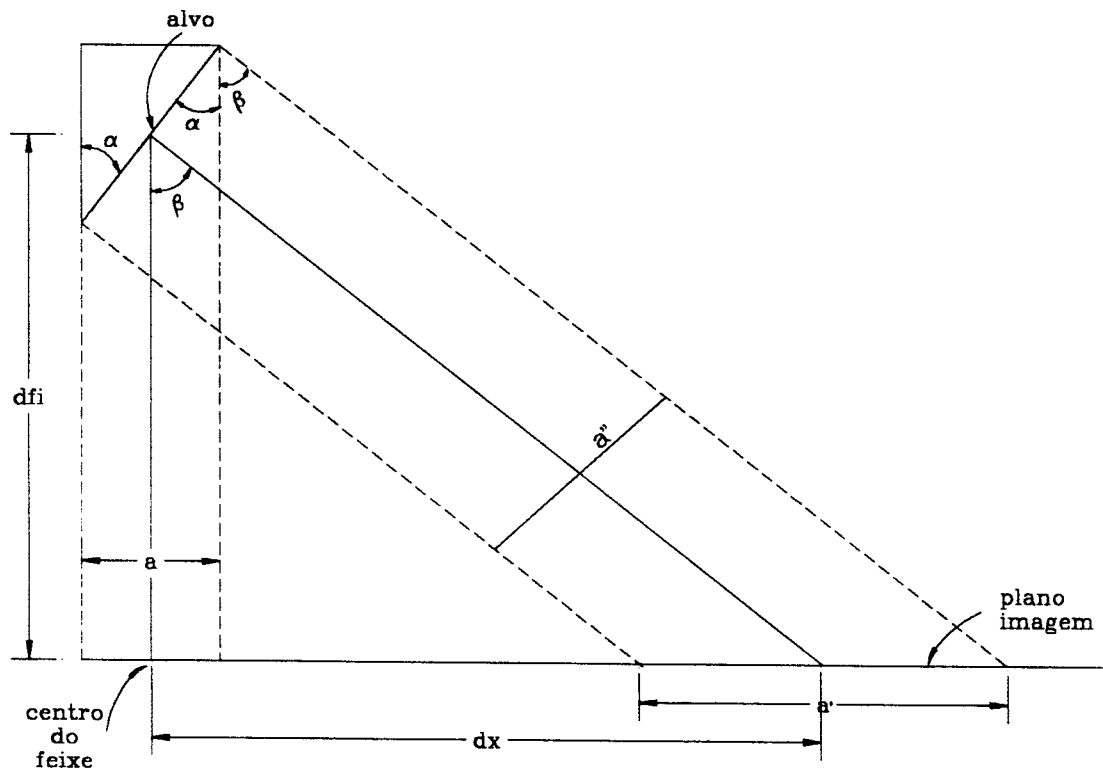


Figura 2.4 - Cálculo do lado a' do ponto focal em uma posição qualquer do eixo x ($dy = 0$).

Chamando de a'' o tamanho do lado do ponto focal na direção perpendicular aos raios X, vem:

$$a'' = alvo * \text{sen}(\alpha + \beta) \quad (2.1)$$

onde:

$$alvo = \frac{a}{\text{sen}(\alpha)} \quad (2.2)$$

$$\beta = \arctan\left(\frac{dx}{dfi}\right) \quad (2.3)$$

substituindo a Eq. (2.2) na Eq. (2.1), encontra-se:

$$a'' = \frac{a}{\sin(\alpha)} * \sin(\alpha + \beta) \quad (2.4)$$

O novo valor de um lado do ponto focal, agora no plano imagem é:

$$a' = \frac{a''}{\cos(\beta)} \quad (2.5)$$

Como foi dito anteriormente, o lado **b** do ponto focal não muda, pois está num plano paralelo aos planos objeto e imagem, assim:

$$b' = b \quad (2.6)$$

Para uma posição qualquer do campo, o tamanho do lado **a** do ponto focal, segundo Doi, K. em Doi (1977), pode agora ser determinado através das seguintes equações:

$$a' = \frac{a''}{\cos(\beta) * \cos(\gamma)} \quad (2.7)$$

onde:

$$\gamma = \arctan\left(\frac{dy}{dxi * \tan(\alpha) + dx}\right) \quad (2.8)$$

e β é determinado pela Eq. (2.3) e a'' é determinado pela Eq. (2.4) (ver figura 2.4).

Em um estudo posterior, Nickoloff, E. L. *et. al.* em Nickoloff (1990), também determinou uma equação para calcular o tamanho do ponto focal em várias posições do campo de radiação, porém considerando apenas posições ao longo do eixo catodo/anodo.

As equações utilizadas por Nickoloff levam em consideração os parâmetros geométricos das unidades mamográficas, pois estes dependem do aparelho utilizado. Eles incluem: ângulo de inclinação ϕ do anodo (com relação à inclinação do tubo) inclinação θ do tubo, deslocamento Δ do raio central com relação ao cassete e a distância foco/filme (dff) (ver figura 2.5).

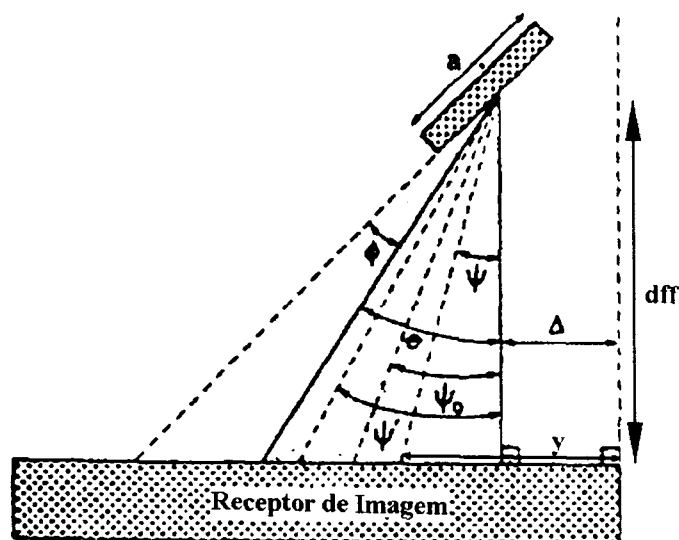


Figura 2.5 - Ilustração dos parâmetros utilizados no cálculo do tamanho do ponto focal ao longo do eixo catodo/anodo (Nickoloff (1990)).

Onde: ψ é o ângulo de localização onde o tamanho do ponto focal efetivo é medido para ser dm .

ψ' é o ângulo de localização onde o tamanho do ponto focal efetivo é medido para ser dm' .

ψ_0 é o ângulo para posição onde o tamanho do ponto focal efetivo está especificado.

Δ é o deslocamento do raio central com relação ao cassete.

O tamanho do ponto focal efetivo em uma direção no plano imagem e paralelo ao eixo catodo/anodo, pode ser relacionado com o tamanho do ponto focal efetivo em outras posições pela equação:

$$y = \Delta + (dff) \tan(\psi) \quad (2.9)$$

onde y é o deslocamento ao longo do eixo catodo/anodo.

$$d'm = dm \frac{\sin(\phi + \theta - \psi') \cos(\psi)}{\sin(\phi + \theta - \psi) \cos(\psi')} \quad (2.10)$$

onde: ψ e ψ' são os ângulos para duas diferentes localizações.

dm e dm' respectivos tamanhos dos pontos focais efetivos para as duas localizações.

Conhecendo-se o tamanho do ponto focal no centro do campo (dm), pode-se, utilizando-se a Eq. (2.10), determinar o tamanho do ponto focal em outra posição do campo, porém somente no eixo catodo/anodo.

2.1.3 - Características de Campo em Função da Rotação do Anodo

É conhecido que a função de espalhamento de ponto (FEP) muda de tamanho e forma sobre o plano imagem como descrito por Burgess, A. E., em Burgess (1977). Estas mudanças foram exploradas com bases matemáticas por Doi, em Doi (1977) usando somente considerações geométricas.

Estas considerações geométricas pressupõem uma transformação de coordenada tal que se as duas dimensões focais da distribuição da função de espalhamento de ponto (FEP) $p_B(x,y)$ são conhecidas na origem do sistema de coordenadas do plano imagem B , a FEP para qualquer ponto arbitrário C no plano imagem pode ser calculada usando a transformação de coordenadas:

$$p_C(\xi, \eta) = p_B[x + y(l + \tan \alpha \tan \beta) \tan \gamma, y(l + \tan \alpha \tan \beta)] \quad (2.11)$$

onde os ângulos α , β e γ estão mostrados na figura 2.6. Este resultado teórico foi confirmado por Doi ao longo do eixo Y . Para garantir que uma distinção clara seja mantida entre o sistema de coordenadas do plano imagem e o sistema de coordenadas

“local” centrado na origem do foco (FEP), um será rotulado por (X,Y) e o outro por (x,y) . O sistema de coordenadas da FEP para qualquer ponto arbitrário, C , no plano imagem será especificado por (ξ,η) .

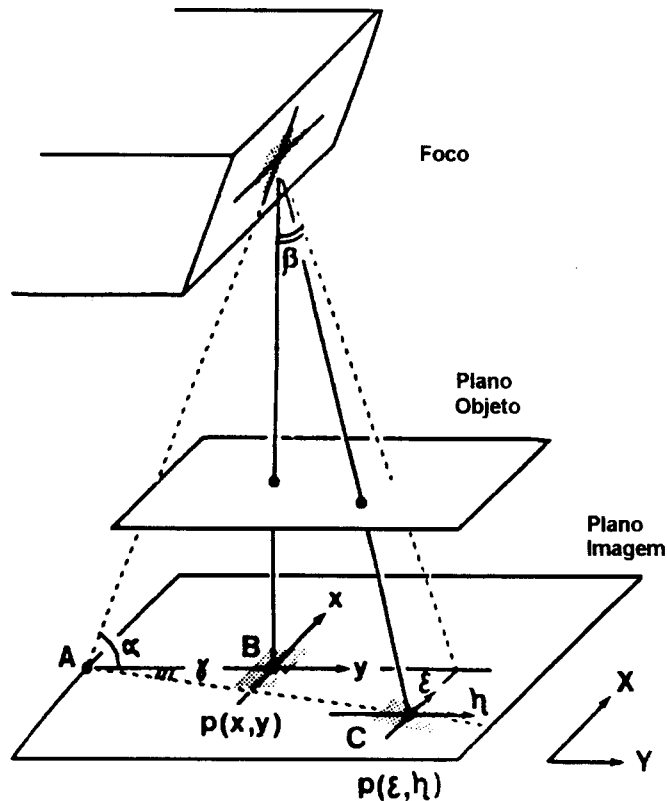


Figura 2.6 - Ilustração da geometria utilizada por Burgess em Burgess (1977).

O principal problema na utilização da transformada de Doi é a localização correta do sistema de coordenadas (X,Y) . Isto é feito usando o fato que no eixo Y (ângulo $\gamma = 0$) a função de espalhamento de linha (FEL) para uma linha paralela ao eixo Y é independente do ângulo β .

Este fenômeno requer que o eixo Y seja perpendicular à intersecção do plano imagem e a extensão do plano do ponto focal. Com referência à vista lateral da figura 2.7, um vetor unitário OQ é construído de tal forma que este seja perpendicular ao plano do foco e passe sobre o centro (centro de gravidade) do foco. Com relação à vista frontal da figura 2.7, um plano é construído e esse é perpendicular ao plano imagem e também contém o vetor unitário. Este plano intercepta o plano imagem para definir o eixo Y . Finalmente, com relação à vista superior, um plano é construído perpendicular ao eixo Y e

passando pelo centro do foco. A intersecção deste plano com o plano imagem define o eixo X . O ponto B está localizado na intersecção dos eixos X e Y . O ponto A está na intersecção da extensão do plano focal e o eixo Y . O sistema de coordenadas utilizado por Doi está agora, completamente determinado para um plano imagem particular.

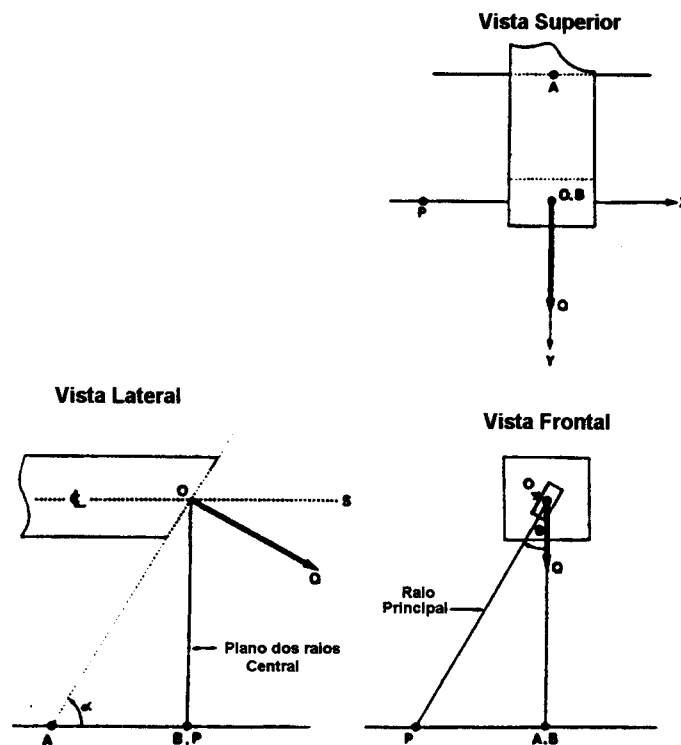


Figura 2.7 - Três vistas do tubo de raios X e plano imagem Burgess (1977).

O efeito da rotação do anodo (por um ângulo θ) em volta da linha OS , através do centro do foco, está considerado na figura 2.8. Como o anodo está rotacionado, o vetor unitário OQ descreve um cone, como indicado pela região formada nas vistas superior e lateral.

O plano imagem é mais uma vez considerado como sendo horizontal e a receita para localizar os eixos das coordenadas está dada a seguir. O novo sistema de coordenadas $X-Y$ é rotacionado por um ângulo ψ sobre a origem B . O ângulo ψ está relacionado com a rotação do anodo de um ângulo θ por: $\tan \psi = \sin \psi \tan (90^\circ - \alpha)$. Isto determina também que o ponto A foi movido para A_1 e que a distância A_1B é menor do que AB .

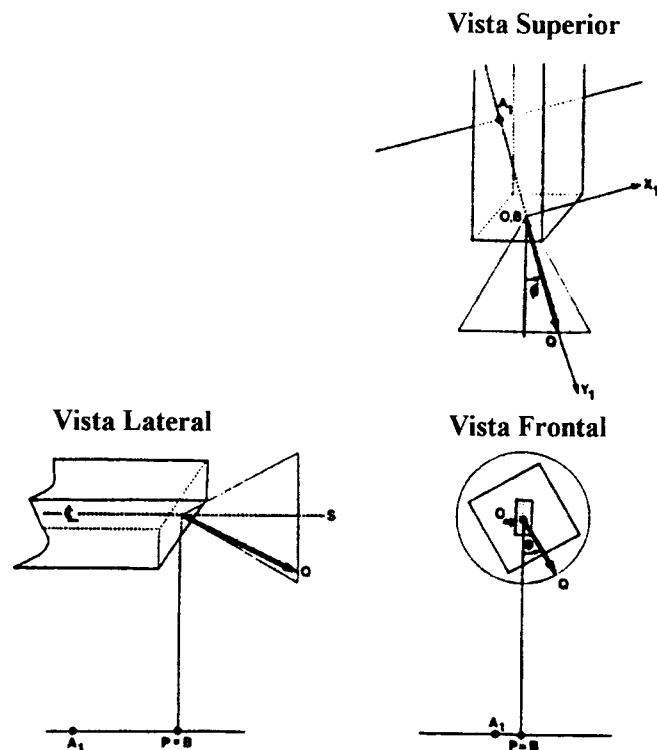


Figura 2.8 - Efeito da rotação do anodo Burgess (1977).

Através deste novo sistema de coordenadas, Burgess (Burgess 1977)) determina os novos tamanhos do ponto focal. Ele conclui que os resultados experimentais, utilizando este novo sistema, concordam plenamente com a transformada de Doi em Doi (1965).

2.2 - Distribuição de Intensidade do Ponto Focal

2.2.1 - Introdução

A não-nitidez geométrica devida à distribuição de intensidade do ponto focal é um fator que pode afetar a qualidade das imagens radiográficas (Doi, K., Fromes, B. e Rossmann, K. em Doi (1975b)).

Devido à focalização do feixe incidente e as diferentes localizações do anodo neste feixe, a distribuição de intensidade dos raios X emitidos pelo ponto focal não é constante. Ela varia, possuindo várias formas de distribuição, como descrito por Takenaka, E., Kinoshita, K. e Nakajima, R., em Takenaka (1968).

A importância deste fator é polêmica, sendo que Nickoloff, E. L. *et. al.*, em Nickoloff (1990) fizeram um estudo da distribuição de intensidade com funções de transferência de modulação (FTM's) e afirmaram que as diferentes formas de distribuição de intensidade têm um impacto significativo sobre a qualidade das imagens mamográficas.

Por outro lado, Doi, K. e Rossmann, K., em Doi (1975a), concluíram que em muitos casos práticos, as distribuições das imagens magnificadas de vasos sanguíneos não dependem das distribuições de intensidades dos pontos focais examinados.

2.2.2 - Influência da Distribuição de Intensidade do Ponto Focal Sobre a Nitidez das Imagens

A fim de investigar a influência da forma do ponto focal sobre a resolução espacial dos sistemas radiológicos, Bernstein, H., Bergeron, R. T. e Klein, D. J., em Bernstein (1974), estudaram um método gráfico para examinar a distribuição de intensidade deste sobre a resolução da imagem, e concluíram que ela tinha uma relação direta com a capacidade de resolução observada. Porém eles fizeram esta investigação apenas graficamente.

Posteriormente, Nickoloff, E. L. *et. al.* em Nickoloff (1990) utilizaram várias funções matemáticas como modelos de distribuição de intensidade do ponto focal que podem ser encontradas em diferentes tubos de raios X. Estas funções matemáticas foram usadas para representar a função de espalhamento de linha (FEL) dos pontos focais ao longo do eixo ortogonal (eixo perpendicular ao eixo catodo/anodo). A Tabela 2.1 lista alguns tipos de distribuições de intensidades para pontos focais de aparelhos de raios X.

As diferentes FEL's são agrupadas em três categorias. O primeiro grupo consiste de duas distribuições de intensidade uniforme com bordas delimitadas abruptamente, sendo estas: distribuição uniforme (ou quadrada) e distribuição cilíndrica.

Tabela 2.1 - Funções matemáticas que freqüentemente são utilizadas como modelos de FEL's de pontos focais. *d* = tamanho efetivo do ponto focal; *γ* = intensidade relativa do ponto focal na região central; *ε* = dimensão linear da região central do ponto focal; *α* = fator que determina a largura da Gaussiana do ponto focal.

Tipo de distribuição de intensidade do ponto focal	Equação para função de espalhamento de linha (FEL)
Uniforme	$f(x) = 1, \quad -d/2 \leq x \leq d/2$ $0 \quad \text{caso contrário}$
Cilíndrica	$f(r) = 1, \quad 0 \leq r \leq d/2$ $0 \quad \text{caso contrário}$
Faixas com dupla-borda	$f(x) = 1, \quad -d/2 \leq x \leq \varepsilon/2 \text{ e } \varepsilon/2 \leq x \leq d/2$ $0 \quad \text{caso contrário}$
Faixas com dupla-borda com um patamar	$f(x) = \gamma, \quad -\varepsilon/2 \leq x \leq \varepsilon/2$ $= 1, \quad d/2 \leq x \leq -\varepsilon/2 \text{ e } \varepsilon/2 \leq x \leq d/2$ $0 \quad \text{caso contrário}$
Dupla resposta impulso	$f(x) = \delta(x + d/2) + \delta(x - d/2)$ <i>onde δ é a função delta de Dirac</i>
Gaussiana simples	$f(x) = \exp(-\alpha^2 x^2)$
Gaussiana dupla	$f(x) = \exp[-\alpha^2 (x + \varepsilon)^2] + \exp[-\alpha^2 (x - \varepsilon)^2]$
Dupla exponencial	$f(x) = \exp(\alpha x + \alpha \varepsilon) + \exp(\alpha x - \alpha \varepsilon) \text{ para } x < -\varepsilon$ $= \exp(-\alpha \varepsilon + \alpha x) + \exp(-\alpha \varepsilon - \alpha x)$ <i>para $\varepsilon \leq x \leq \varepsilon$</i> $f(x) = \exp(-\alpha x + \alpha \varepsilon) + \exp(-\alpha x - \alpha \varepsilon) \text{ para } -\varepsilon \leq x$

A figura 2.9 mostra imagens de câmara de orifício de alguns pontos focais de aparelhos de raios X encontrados em hospitais. Está claramente ilustrado na figura 2.9 que muitos tubos de raios X mamográficos não têm distribuição de intensidade uniforme na direção perpendicular ao eixo catodo/anodo.

As intensidades dos raios X freqüentemente apresentam-se concentradas para o exterior das bordas. Para tratar algumas destas características, a segunda categoria de funções consiste de distribuições não-uniformes, com bordas delimitadas

abruptamente. As três FEL's deste grupo são: faixas com dupla-borda, faixas com dupla-borda com um patamar e dupla resposta impulso.

A terceira e última categoria de distribuições de intensidades é composta de funções com bordas cônicas ou não-abruptas. Estas distribuições são representadas por uma gaussiana simples, gaussiana dupla e dupla exponencial e muitos pontos focais mamográficos têm uma distribuição de intensidade de raios X que pode ser aproximada por uma destas funções.

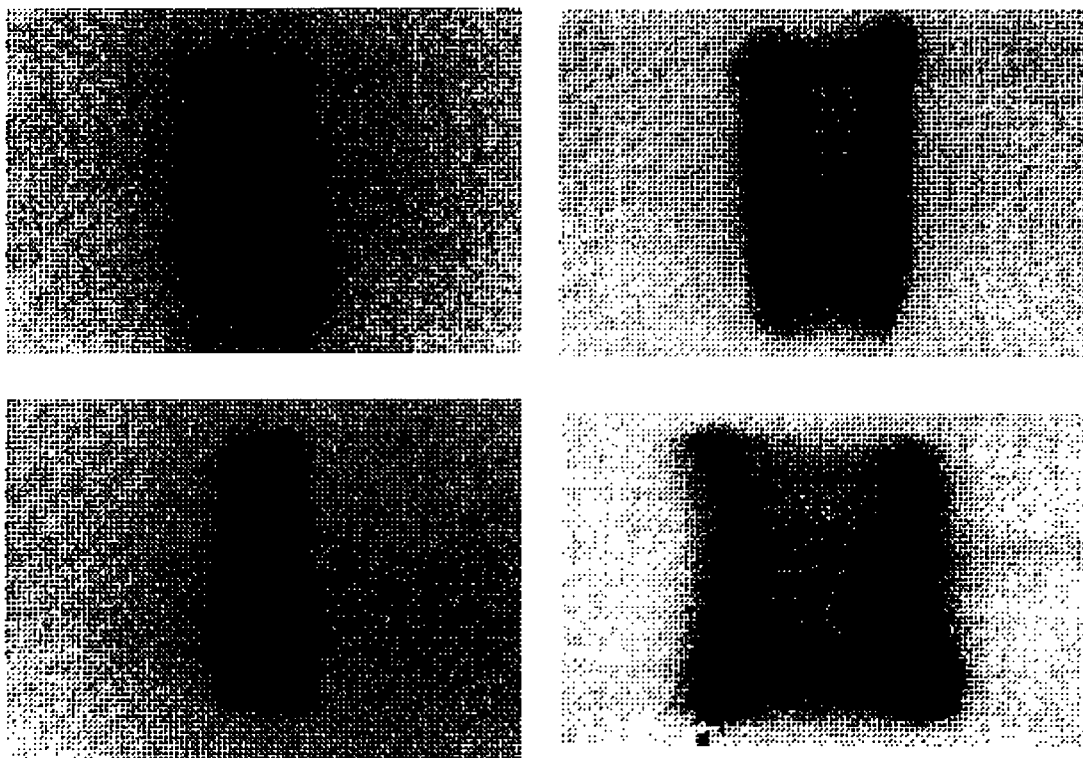


Figura 2.1 - Imagens de câmara de orifício de alguns pontos focais, mostrando diferentes distribuições de intensidade (Nickoloff (1990)).

Para cada uma das FEL's listadas na Tabela 2.1, representando diferentes distribuições de intensidade de pontos focais de tubos de raios X mamográficos, Nickoloff, E. L. *et. al.*, em Nickoloff (1990), calcularam as correspondentes funções de transferência de modulação (FTM's).

A figura 2.10 mostra várias FTM's para diferentes distribuições de intensidades traçadas em um único gráfico. Este gráfico ilustra claramente, segundo Nickoloff (1990), que a qualidade da imagem depende do tipo de distribuição de intensidade do ponto focal, pois existem diferentes frequências de corte nas curvas

das FTM's (primeiro zero da FTM), indicando diferentes resoluções e, quanto maior a frequência de corte, maior a resolução do sistema.

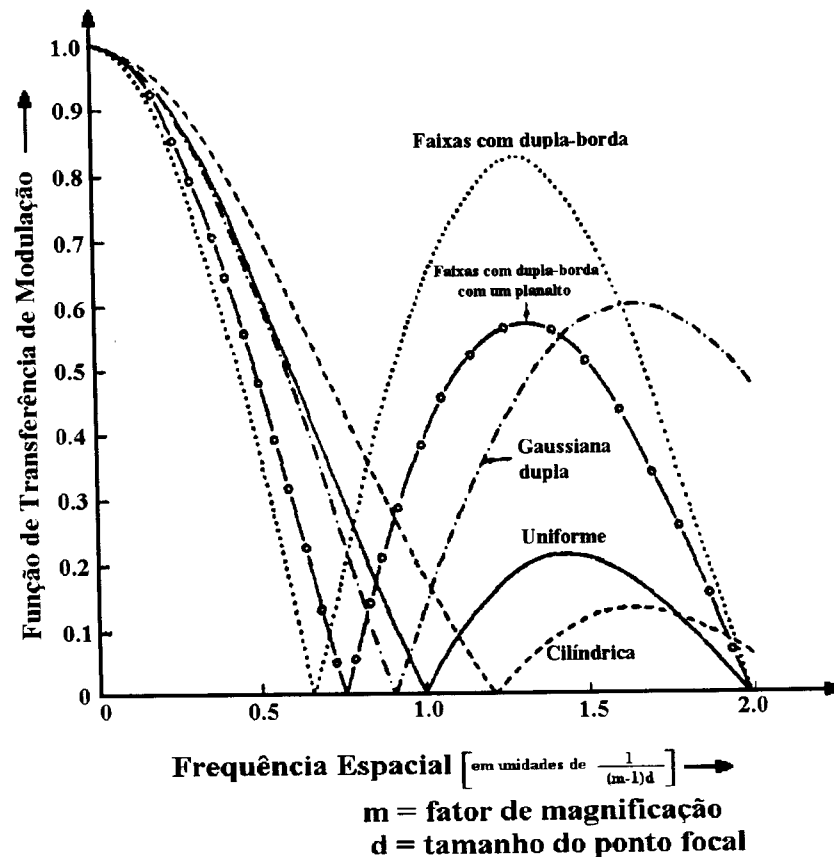


Figura 2.10 - FTM's para diferentes distribuições de intensidades do ponto focal (Nickoloff (1990)).

Para as diferentes funções traçadas na figura 2.10, a função cilíndrica fornece a mais alta resolução, considerando dimensões equivalentes dos pontos focais (ver figura 2.10). Porém, das FEL's avaliadas por Nickoloff, E. L. *et. al.*, a função gaussiana simples, que tem intensidade de raios X distribuída para o centro do ponto focal, fornece a melhor resolução sobre a qualidade da imagem, pois sua frequência de corte é bem maior do que das outras FTM's analisadas (ver figura 2.11).

Nickoloff, E. L. *et. al.*, em Nickoloff (1990), concluíram que as várias distribuições de intensidade do ponto focal têm um impacto significativo sobre a qualidade da imagem mamográfica, pois para pontos focais com dimensões equivalentes, diferenças nas distribuições de intensidade dos raios X produziram

variações significativas na resolução observada. Como dito anteriormente, das FEL's analisadas, a distribuição de intensidade gaussiana simples produziu a melhor resolução.

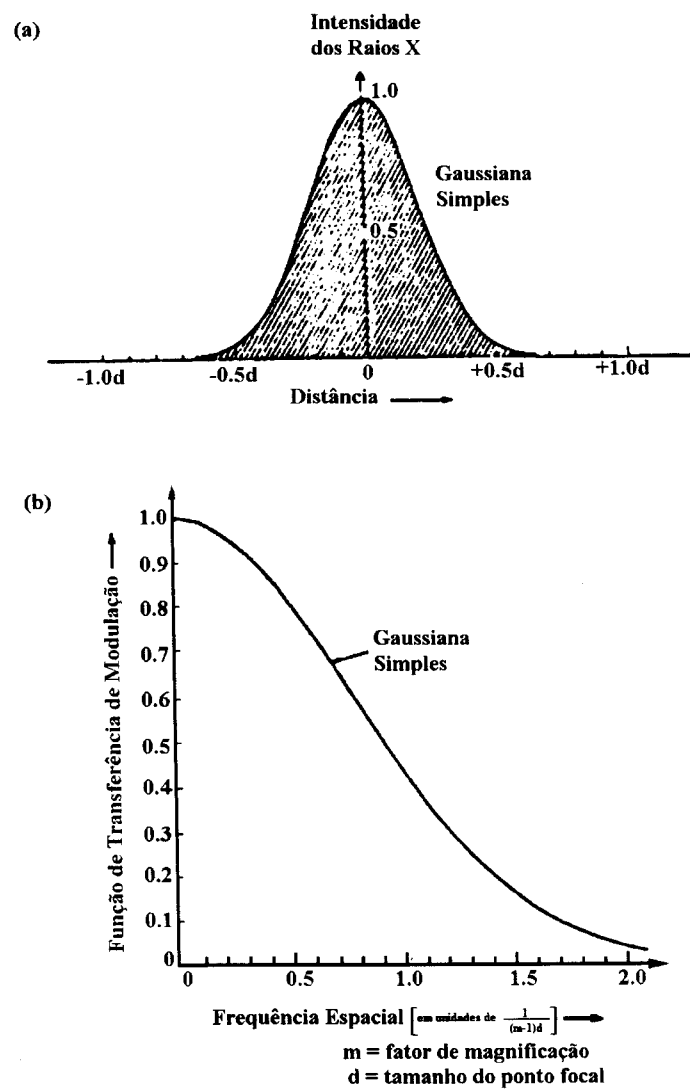


Figura 2.11 - (a) Função de espalhamento de linha (FEL), para um tubo de raios X com distribuição de intensidade do ponto focal tipo gaussiana simples. (b) A correspondente função de transferência de modulação (FTM) (Nickoloff (1990)).

Outros pesquisadores, como Doi, K. e Rossmann, K., em Doi (1974), também fizeram estudos sobre as várias formas de distribuições de intensidades do ponto focal para verificarem sua influência sobre a qualidade da imagem radiográfica, no caso, vasos sanguíneos em angiografia.

Segundo Doi, K. e Rossmann, K., em Doi (1974) e Doi (1975a), ainda não é bem conhecido se a distribuição de intensidade dos raios X emitidos pelo ponto focal afeta seriamente a imagem de vasos sanguíneos preenchidos por contraste. Os autores calcularam, por simulação em computador, a distribuição relativa de intensidade da imagem de um único vaso sanguíneo colocado entre o ponto focal e o sistema tela/filme, como ilustrado na figura 2.12.

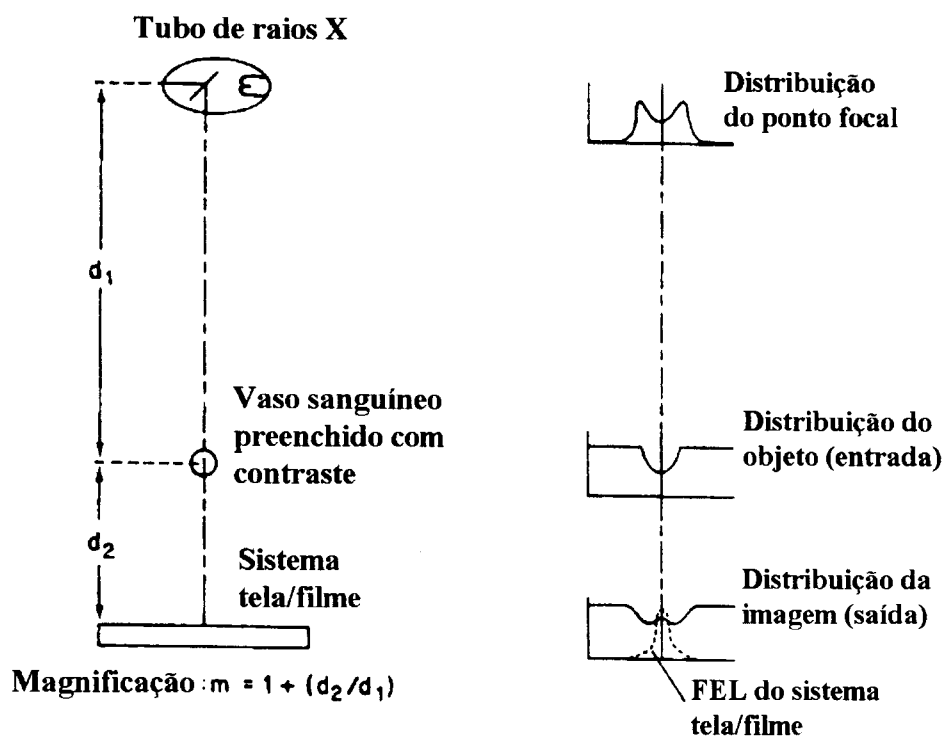


Figura 2.12 - Esquema para obtenção da imagem aumentada de vaso sanguíneo em angiografia (Doi (1975a)).

A posição do vaso sanguíneo é especificada pela magnificação m (figura 2.12). O processo completo para obtenção da imagem inclui: o ponto focal, a geometria, o sistema tela/filme e o vaso sanguíneo, preenchido com contraste e que foi considerado linear e isoplanar. O padrão dos raios X do vaso, que é a distribuição do objeto, foi calculado primeiro para uma radiação monocromática. Uma distribuição da imagem do vaso foi calculada por duas sucessivas convoluções da distribuição do objeto com a função de espalhamento de linha (FEL) do ponto focal e com a FEL do sistema tela/filme (figura 2.12).

Diferentes FEL's dos pontos focais foram examinadas, isto é, uma uniforme e uma triangular, correspondendo a uma FEL quadrada observada nas direções paralelas e diagonal (figura 2.13) e FEL's gaussiana e gaussiana dupla, que simulam pontos focais realísticos, sendo estas observadas ao longo de duas direções perpendiculares entre si (figura 2.14).

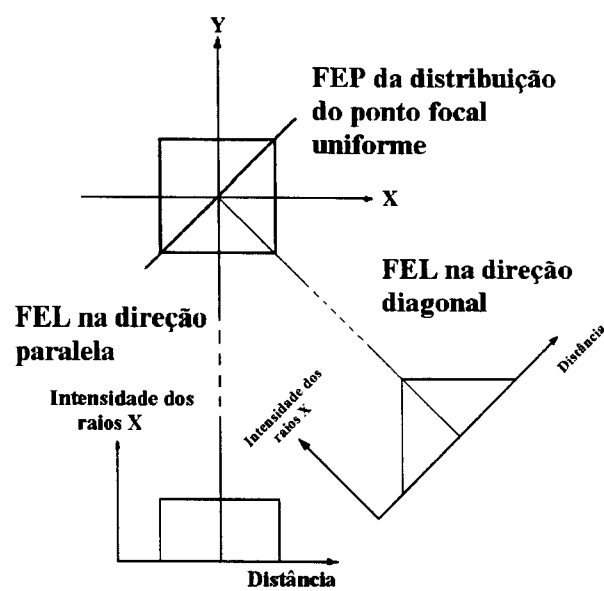


Figura 2.13 -Ponto focal uniforme (quadrado) e as correspondentes FEL's observadas em duas direções (Doi (1975a)).

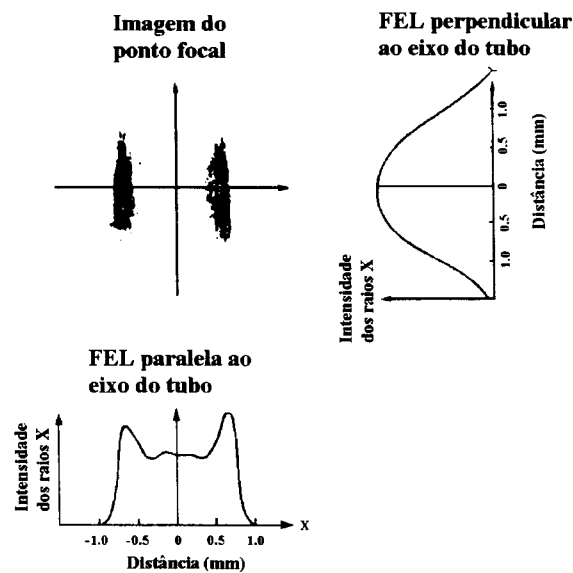


Figura 2.14 - Imagem de câmara de orifício de um ponto focal real e as correspondentes FEL's observadas em duas direções (Doi (1975a)).

A figura 2.15 mostra uma comparação de duas imagens de vasos sanguíneos obtidas com FEL's de distribuição do ponto focal uniforme e gaussiana dupla e como pode ser observado, estas diferem consideravelmente. Com a FEL tipo gaussiana dupla, a imagem do vaso sanguíneo magnificada pode ser mal interpretada como a imagem de dois vasos. Entretanto, Doi, em Doi (1975a) obteve estes resultados apenas para estas condições geométricas que foram utilizadas somente como ilustração e nunca são empregadas em exames radiográficos convencionais.

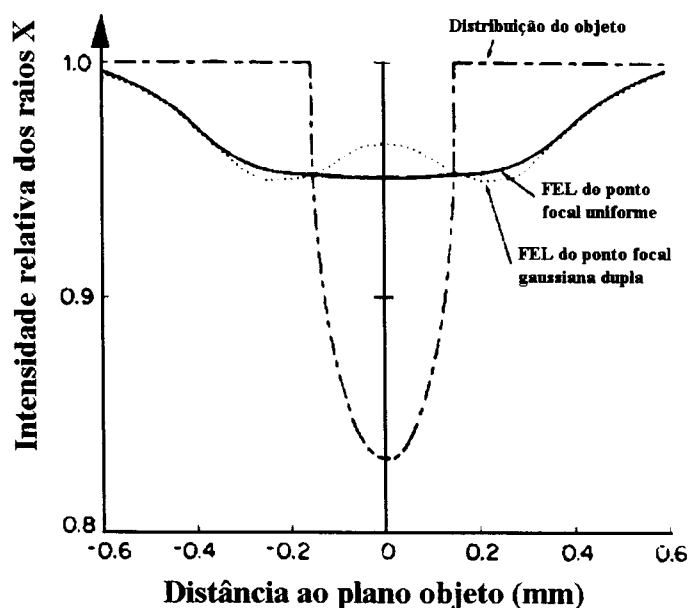


Figura 2.15 - Comparação de imagens de vasos sanguíneos de 0,3 mm de diâmetro através de FEL's de pontos focais tipo uniforme (quadrado) e gaussiana dupla. Magnificação de 3 vezes; ponto focal de 1,2 mm (Doi (1975a)).

Os demais resultados de todas as outras simulações realizadas por Doi, K. e Rossmann, K., em Doi (1975a), indicam que o contraste das imagens dos vasos, com magnificações menores do que 6 vezes, não dependem das distribuições de intensidades (FEL's) do ponto focal, quando os pontos focais são iguais ou menores do que o diâmetro do vaso sanguíneo. Por outro lado, quando os pontos focais são maiores do que o diâmetro do vaso sanguíneo, o contraste das imagens varia bastante com a forma das FEL's dos pontos focais, exceto em magnificações baixas, que correspondem às condições geométricas usadas na prática radiológica.

Através dos resultados das simulações, os autores concluíram que, em muitos casos práticos, as distribuições das imagens de vasos sanguíneos magnificados não dependem das distribuições de intensidades dos pontos focais examinados. Ou seja, a forma da distribuição de intensidade do ponto focal não é um fator importante na magnificação angiográfica, ao invés disto, o tamanho do ponto focal é mais significativo.

CAPÍTULO 3

Efeito Compton, Grade Supressora e Efeito “Heel”

3.1 - Efeito Compton

3.1.1 - Introdução

Segundo Chan, H.P. e Doi, K., em Chan (1983), um dos fatores importantes que afetam a qualidade da imagem radiográfica é a radiação espalhada que surge da interação dos fótons com o objeto que está sendo radiografado. Uma grande quantidade de radiação espalhada tem como resultado uma redução no contraste da imagem. Desta forma, em radiologia diagnóstica, a radiação espalhada pelos tecidos degrada a qualidade da imagem, como descrito por Magalhães, S.D. ; Eichler, J. e Gonçalves, O., em Magalhães (1995).

Para se estudar a atenuação dos raios X pela matéria é necessário considerar o espalhamento e a absorção. No intervalo de energias utilizadas em aplicações médicas (10 a 150 keV), a radiação é espalhada devido ao efeito Compton (espalhamento incoerente ou inelástico) e Rayleigh (espalhamento coerente ou elástico), enquanto a atenuação é devida, principalmente, à absorção fotoelétrica (Magalhães (1995)).

Na absorção fotoelétrica, a energia total do fóton é depositada no local da interação. No caso do espalhamento, os fótons mudam suas direções de deslocamento

e perdem somente parte de sua energia, o resultado é o espalhamento incoerente, ou nenhuma energia é perdida e o resultado é o espalhamento coerente.

A frequência relativa destes três processos é dada por Neitzel, U., Kosanetzky, J. e Harding, G., em Neitzel (1985) e depende da energia dos fótons e do material (figura 3.1).

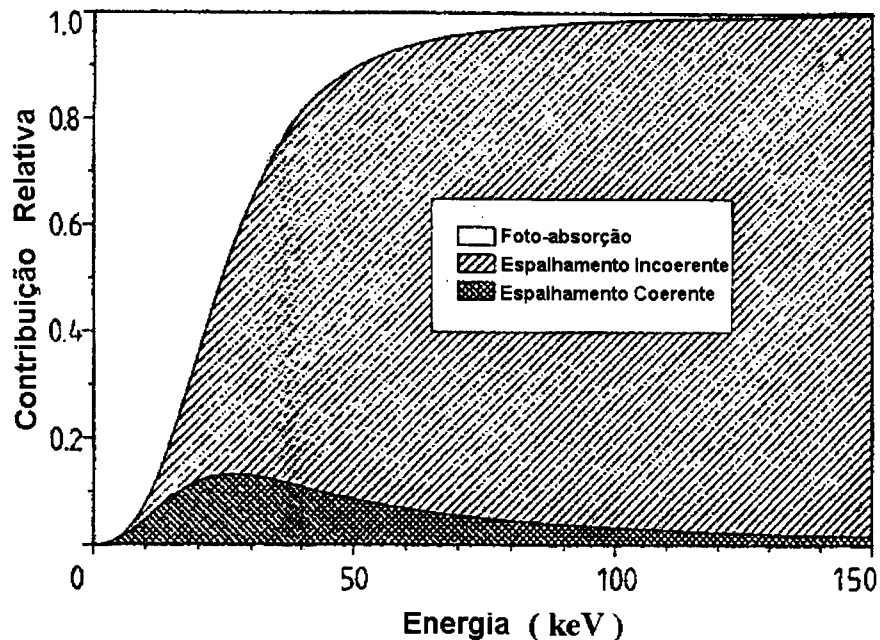


Figura 3.1 - Contribuições relativas dos três processos de interação para o coeficiente de atenuação total da água em função da energia (Neitzel (1985)).

O espalhamento incoerente é o processo dominante em muitos materiais biologicamente interessantes no intervalo de energia diagnóstica, exceto em mamografia, onde a absorção fotoelétrica prevalece.

A figura 3.2 mostra que, para energias diferentes das mamográficas, a probabilidade de ocorrência do espalhamento incoerente é muito maior do que para o espalhamento coerente. Além disso, para pequenos ângulos de espalhamento, porém, o espalhamento coerente predomina (Johns, P. C.; e Yaffe, M. J., em Johns (1983b)).

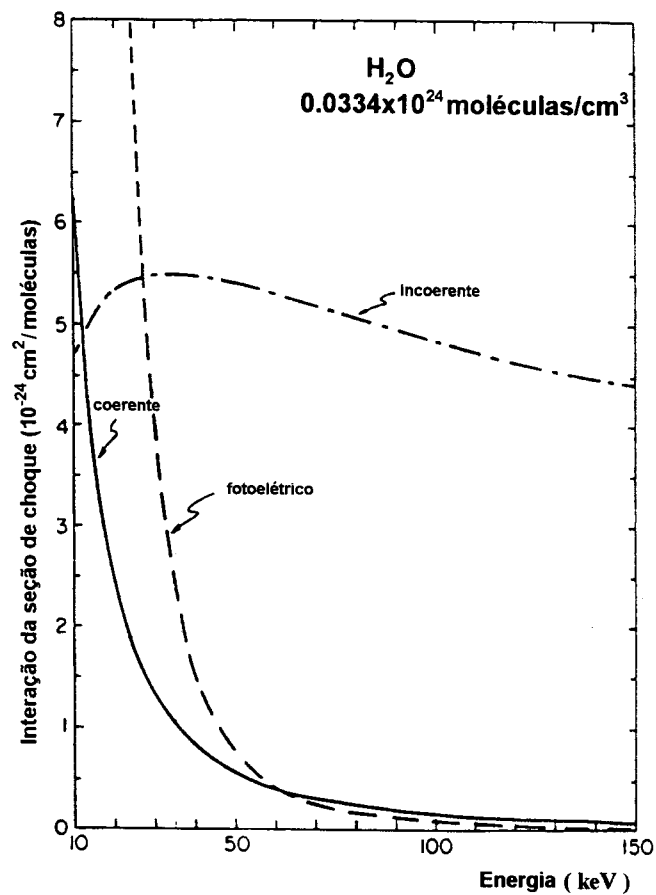


Figura 3.2 - Interações das seções de choque para água (Johns(1983b)).

3.1.2 - Interação dos Raios X com a Matéria

3.1.2.1 - Efeito Fotoelétrico

O efeito fotoelétrico é um efeito de absorção, no qual o fóton será totalmente absorvido na interação com o material e conseqüentemente não é transmitido (Chan, H-P e Doi, K., em Chan (1983)).

No processo fotoelétrico, como ilustrado na figura 3.3, um fóton de energia $h\nu$ colide com um átomo resultando na liberação de um elétron de uma das camadas do átomo, geralmente as mais internas.

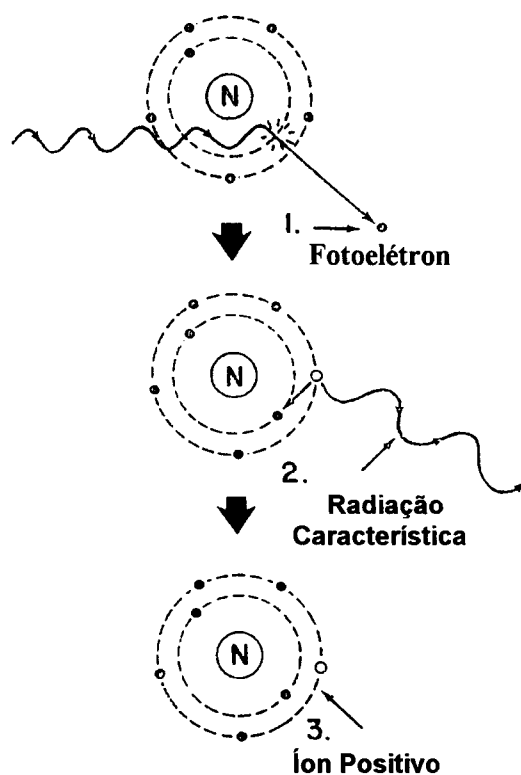


Figura 3.3 - Efeito fotoelétrico (Curry III (1990)).

O elétron liberado é chamado de fotoelétron e o átomo que se encontra agora num estado excitado, emite uma radiação característica tornando-se um íon positivo (Johns (1983a) e Curry III (1990)).

3.1.2.2 - Espalhamento Coerente

O espalhamento coerente ou Rayleigh é uma interação na qual a radiação sofre uma mudança de direção sem mudar o seu comprimento de onda. Neste espalhamento, uma radiação de baixa energia incide sobre os elétrons de um átomo e este passa a vibrar na frequência da radiação incidente. Os elétrons vibram porque são partículas carregadas e conseqüentemente emitem radiação, porém, com um pequeno desvio em relação à radiação incidente (figura 3.4) (Curry III (1990)).

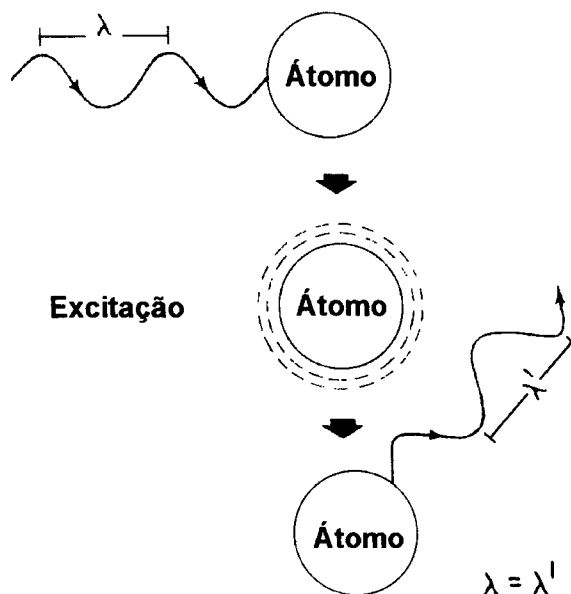


Figura 3.4 - Espalhamento coerente Rayleigh (Curry III (1990)).

O processo pode ser visto como absorção de radiação, vibração do átomo e emissão de radiação quando o átomo retorna ao seu estado não perturbado. Nesta interação entre os raios X e a matéria não ocorre ionização.

Chan, H-P, em Chan (1983), descreve a seção de choque diferencial para o espalhamento coerente como:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{coer}}{d\Omega} &= \frac{d\sigma_{Th}}{d\Omega} \cdot F_m^2(\nu^2) \\ &= \frac{r_0^2}{2} (1 + \cos^2 \theta) \cdot F_m^2(\nu^2) \end{aligned} \quad (3.1)$$

onde: r_0 é o raio clássico do elétron.

$d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$ é o elemento de ângulo sólido.

$d\sigma_{Th}/d\Omega$ é a seção de choque diferencial Thomson por elétron.

$F_m(\nu^2)$ é o fator de forma.

e

$$F_m^2(\nu^2) = \sum_{i=1}^N n_i F_i^2(\nu, Z_i) \quad (3.2)$$

é o quadrado do fator de forma da molécula, que se obtém assumindo que as seções de choque coerente de átomos individuais se combinam independentemente. N é o número de diferentes tipos de átomos, e n_i é o número de átomos do mesmo tipo na molécula. A variável ν combina a dependência do fator de forma com o ângulo de espalhamento e a energia E do fóton:

$$\nu = \frac{\sin(\theta/2)}{\lambda} = 29,1433 \left(\frac{E}{m_0 c^2} \right) (1 - \cos \theta)^{1/2} \text{ \AA}^{-1} \quad (3.3)$$

onde: $m_0 c^2$ é a energia de repouso do elétron.

O quadrado do fator de forma, $F_i^2(\nu, Z_i)$, é a probabilidade que os Z elétrons do átomo têm de adquirir um momento de recuo sem absorver nenhuma energia.

3.1.2.3 -Espalhamento Compton (Incoerente)

No espalhamento Compton um fóton incidente com alta energia interage com um dos elétrons das camadas mais externas ejetando-o do átomo. O fóton é defletido pelo elétron (fóton espalhado) mudando seu curso para uma nova direção, agora como radiação espalhada. Neste processo é produzido um par de íons, um positivo e um negativo, que é chamado de elétron de recuo (figura 3.5) (Curry III (1990)).

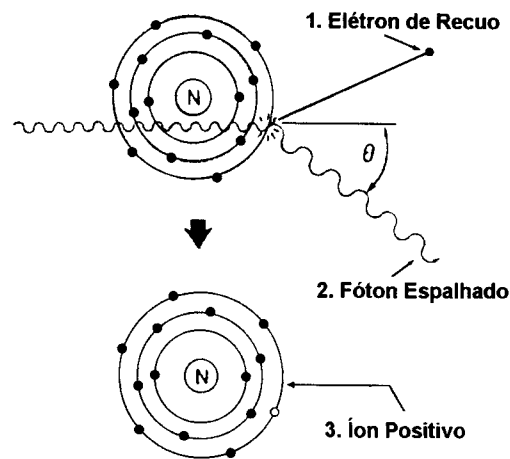


Figura 3.5 - Espalhamento Compton (Curry III (1990)).

No processo de espalhamento incoerente, a energia do fóton espalhado E' é dada por Chan, em Chan (1983):

$$E' = \frac{E}{\left[1 + (E / m_0 c^2) (1 - \cos \theta)\right]} \quad (3.4)$$

onde: E é a energia do fóton incidente.

$m_0 c^2$ é a energia de repouso do elétron.

θ ângulo do fóton espalhado.

A energia do fóton espalhado depende do ângulo de espalhamento θ (relativo à direção inicial do fóton incidente) e é mínima para $\theta = 180^\circ$ e máxima para $\theta = 0^\circ$.

A seção de choque diferencial do espalhamento incoerente é dada pela fórmula de Klein-Nishina por unidade de ângulo sólido (Johns (1983a)):

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{incoe}}{d\Omega} &= \frac{d\sigma_0}{d\Omega} \cdot F_{KN} \\ &= \frac{r_0^2}{2} (1 + \cos^2 \theta) F_{KN} \end{aligned} \quad (3.5)$$

onde: r_0 = raio clássico do elétron.

$$F_{KN} = \left[\frac{1}{1 + \alpha (1 - \cos \theta)} \right]^2 \left[1 + \frac{[\alpha^2 (1 - \cos \theta)]^2}{[1 + \alpha (1 - \cos \theta)] (1 + \cos^2 \theta)} \right] \quad (3.6)$$

sendo: $\alpha = E / m_0 c^2$ (E é a energia do fóton incidente).

Substituindo a Eq.(3.6) na Eq.(3.5), vem:

$$\frac{d\sigma_{incoe}}{d\Omega} = \left[\frac{1 + \alpha(1 - \cos\theta)^2 + 1 - \sin^2\theta \left[1 + \alpha(1 - \cos\theta) \right]}{2 \left[1 + \alpha(1 - \cos\theta) \right]^3} \right] r_0^2 \quad (3.7)$$

onde $d\sigma_{incoe}$ é a seção de choque relativa a um incremento do ângulo sólido $d\Omega$

A distribuição angular dos fótons espalhados relativa à direção do fóton incidente e a um incremento do ângulo sólido $d\Omega$ pode ser vista na figura 3.6 (Almeida (1990)).

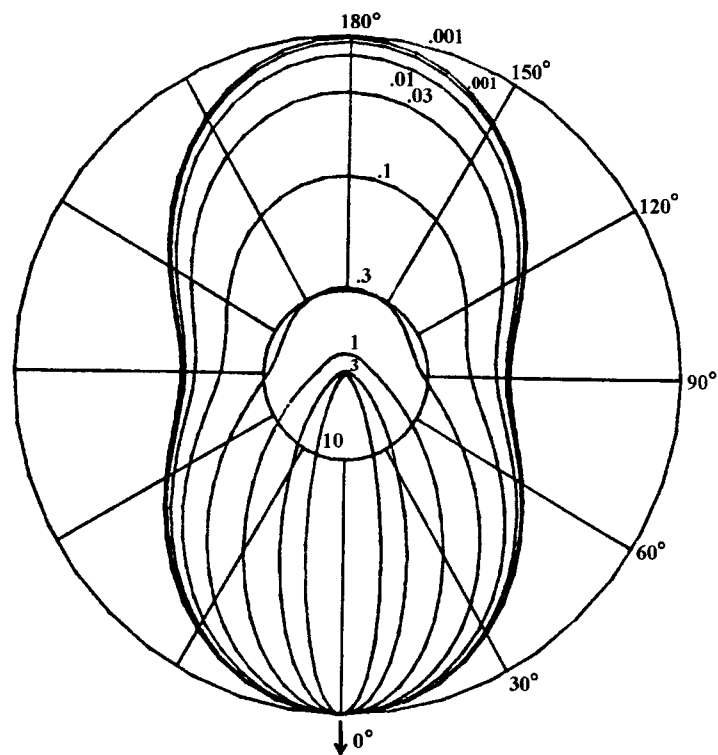


Figura 3.6 - Distribuição em energia (MeV) dos fótons Compton espalhados em intervalos iguais de ângulos sólidos (Almeida (1990)).

3.2 - Grade Supressora

3.2.1 - Introdução:

Segundo Johns, H. E. e Cunningham, J. R., em Johns (1983b) e Sandborg, M. *et. al.*, em Sandborg (1994), o feixe de raios X que passa através do paciente é

absorvido e espalhado. A radiação espalhada é um dos maiores problemas que afeta a qualidade da imagem, pois degrada seu contraste. Ela prejudica a qualidade da imagem e pode ser removida por uma grade supressora colocada entre o paciente e o filme (figura 3.7). Sua geometria é projetada para obter uma baixa transmissão dos fótons secundários, com uma alta transmissão dos fótons primários.

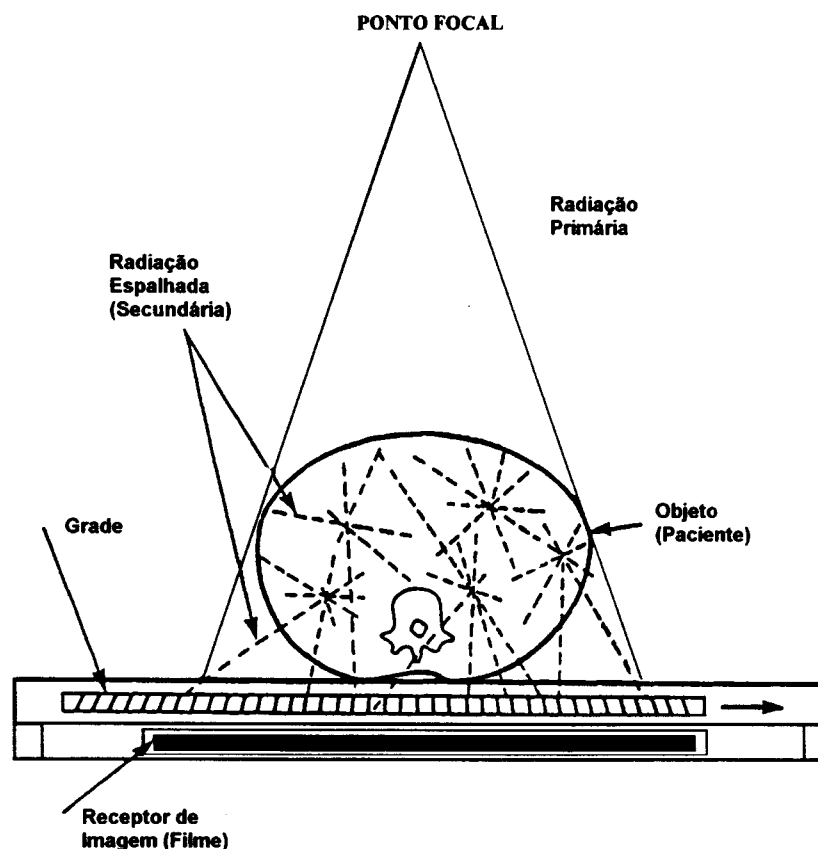
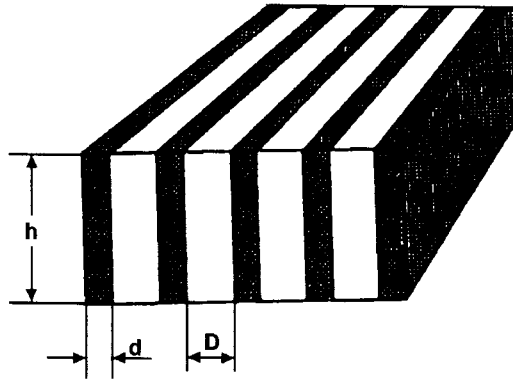
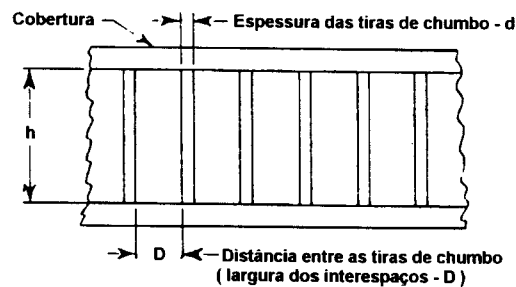


Figura 3.7 - Ilustração do uso de uma grade supressora.

A grade radiográfica é descrita por Strid, K. G., em Strid (1976) e por outros pesquisadores como uma série de tiras de folhas de chumbo, separadas por espaços transparentes aos raios X. As tiras de chumbo têm largura d e altura h , e são separadas por um material de baixa densidade, de largura D . A construção de uma grade está mostrada na figura 3.8a e um corte transversal na figura 3.8b.



(a)



(b)

Figura 3.8 - (a) Desenho de uma grade (d tiras de chumbo; D material de baixa atenuação). (b) Corte transversal da grade (Felson (1960)).

A grade foi inventada pelo Dr. Gustave Bucky em 1913, e melhorada posteriormente, pelo Dr. H. E. Potter e ainda é considerada a forma mais eficaz de se remover a radiação espalhada de um campo radiográfico (Seemann, H. E. e Splettstosser, B. S. (Seemann (1954)), Bonenkamp, J. G. e Boldingh, W. H. (Bonenkamp (1959b)) e outros pesquisadores).

A figura 3.9 mostra um corte transversal de uma grade para ilustrar seu funcionamento. A radiação primária está orientada no mesmo eixo que as tiras de chumbo e a maioria passa entre elas para alcançar o filme (raio 2 na figura 3.9), não sendo portanto, afetada pela grade. Uma pequena parte da radiação primária é absorvida pelas tiras de chumbo da grade (raio 1 na figura 3.9). Já a radiação espalhada surge de muitos pontos e direções dentro do paciente, de forma que em algumas direções a radiação é

absorvida pelas tiras de chumbo da grade (raio 3 na figura 3.9) e somente uma pequena quantidade passa até o filme (raio 4 na figura 3.9).

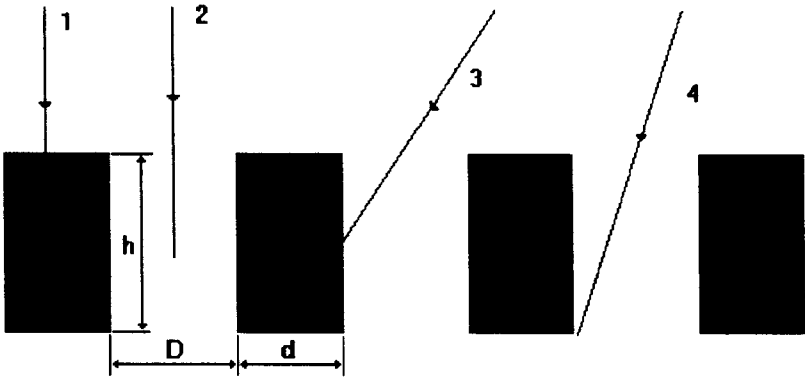


Figura 3.9 - Princípio de funcionamento da grade supressora.

Os espaços intermediários da grade são preenchidos com alumínio ou algum composto orgânico. O propósito principal do material intermediário é sustentar as tiras de chumbo. Grades com espaços intermediários de alumínio são fabricadas com mais precisão e são estruturalmente mais fortes do que grades com espaços intermediários orgânico. Porém, o paciente sofrerá uma exposição maior com alumínio, porque este absorve mais radiação primária. Atualmente ambos os materiais são usados, e não existe consenso de qual material seja melhor (Johns (1983a), Hendee (1984) e Curry III (1990)).

3.2.2 - Razão de Grade

A capacidade de uma grade para distinguir a radiação espalhada é medida pela razão de grade, descrita por vários pesquisadores, como por exemplo Strid, K. G., em Strid (1976), Kalender, W. A., em Kalender (1982) e Wilks, R. J., em Wilks (1987), como a razão entre a altura das tiras de chumbo (**h**) e a distância entre elas (**D**):

$$r = \frac{h}{D} \tag{3.8}$$

A figura 3.8b ilustra um corte transversal de uma grade mostrando a relação descrita na Eq. (3.8).

Em uma grade típica, as tiras de chumbo têm aproximadamente 0,05 mm de largura (d) e possuem uma altura (h) de 2,5 mm, de tal forma que elas podem ser consideradas como folhas de chumbo. Já os espaços intermediários são muito mais largos ($D = 0,35$ mm) do que as tiras de chumbo.

Razões de grade são geralmente expressas como dois números, tal como 10:1, sendo o primeiro número a razão atual e o segundo número sempre igual a 1. A razão de grade é um parâmetro largamente utilizado para expressar a capacidade de uma grade para remover a radiação espalhada. Normalmente as razões estão no intervalo de 4:1 a 16:1 e, a maior razão corresponde à melhor função da grade. As razões de grade estão indicadas no topo destas pelos fabricantes.

3.2.3 - Linhas por Polegada

Outra definição importante sobre grades é a de linhas por polegada, que é o número de tiras de chumbo por polegada Hendee (1984) e Curry III (1990). Ela pode ser calculada pela soma das larguras das tiras de chumbo e dos espaços intermediários, fazendo-se a divisão de uma polegada por esta soma (Eq. (3.9)). Por estarem as larguras das tiras de chumbo e espaços intermediários geralmente expressos em milímetros, a resposta pode ser multiplicada por 25,4, que é o número de milímetros/polegada (mm/inch). A equação final é:

$$\text{linhas} / \text{inch} = \frac{25,4}{D + d} \quad (3.9)$$

onde: D = largura dos espaços intermediários (mm).

d = largura das tiras de chumbo (mm).

Geralmente, grades com 110 linhas/polegada estão disponíveis comercialmente.

3.2.4 - Tipos de Grade

As grades radiográficas podem ser lineares ou cruzadas, como descrito por Brezovich, I. A. e Barnes, G. T., em Brezovich (1977), Kalender, W. A., em Kalender (1982) e outros pesquisadores. Estes tipos de grades referem-se à orientação das suas tiras de chumbo no seu eixo longitudinal. Entretanto, comercialmente as grades estão disponíveis como paralelas ou focalizadas, onde a configuração de suas tiras é linear ou cruzada (Hendee (1984)).

3.2.4.1 - Grade Linear Paralela

Na grade linear paralela as tiras de chumbo são paralelas umas com as outras no seu eixo longitudinal (figura 3.8a). Muitos aparelhos de raios X são equipados com grades lineares paralelas, pois a principal vantagem com sua utilização é que elas permitem angular o tubo de raios X ao longo do comprimento da grade sem perda da radiação primária pelo corte da grade.

A figura 3.10 mostra um corte transversal de uma grade linear paralela (Johns (1983a)).

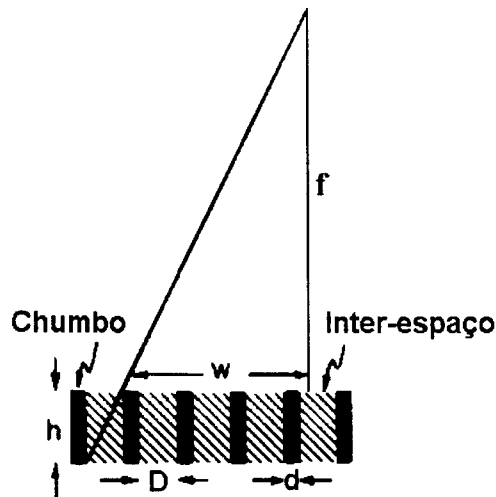


Figura 3.10 - Corte transversal de uma grade linear paralela (Johns (1983a)).

Pode ser visto que o feixe primário será cortado pelas tiras de chumbo a uma distância w , onde w está relacionado com a distância foco/filme f , sendo:

$$\frac{w}{f} = \frac{D}{h} \quad (3.10)$$

Substituindo a Eq. (3.8) na Eq. (3.10), vem:

$$w = \frac{f}{r} \quad (3.11)$$

Usando esta equação, pode-se calcular a largura máxima do campo que pode ser radiografado por uma particular grade. Nota-se que grandes áreas não podem ser radiografadas com uma grade linear paralela, pois ocorre uma redução gradual na densidade óptica em ambos os lados do raio central, até que o ponto de corte seja alcançado.

3.2.4.2 - Grade Cruzada Paralela

Para se obter uma maior distinção da radiação espalhada, é possível colocar duas grades lineares paralelas em ângulos retos (grade cruzada paralela ortogonal) para produzir uma grade cruzada (figura 3.11) (Kalender (1982), Curry III (1990), dentre outros). Desta forma, a razão de grade de uma grade cruzada paralela será igual à soma das razões de duas grades lineares paralelas.

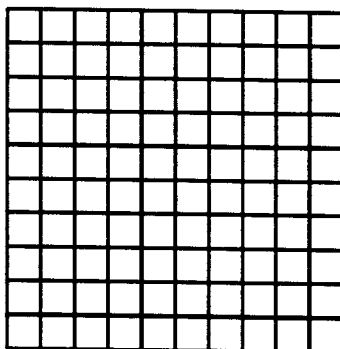


Figura 3.11 - Grade Cruzada Paralela Ortogonal (Hendee (1984)).

Se cada uma tiver, por exemplo, uma razão de 8:1, a grade cruzada paralela terá uma razão resultante de 16:1. Em muitas situações, uma grade cruzada remove mais radiação espalhada do que uma grade linear com a mesma razão de grade, isto porque uma grade linear não absorve fótons espalhados paralelamente às tiras da grade.

Por outro lado, a maior desvantagem na utilização de uma grade cruzada é que esta não pode ser usada com técnicas oblíquas, ou seja, quando se requer uma angulação do tubo de raios X.

3.2.4.3 - Grade Focalizada

Uma grade focalizada é uma grade composta de tiras de chumbo que são ligeiramente anguladas, de tal forma que as projeções do prolongamento de suas tiras convergem para um ponto ou linha no espaço (Felson, B. M. D. e Schmidt, O. E. W., em Felson (1960), Dick, C. E. e Motz, J. W., em Dick (1978), Day, G. J., em Day (1983) e outros).

Uma grade focalizada pode ser linear ou cruzada, pois a focalização refere-se ao plano da seção transversal das tiras de chumbo. Grades focalizadas lineares convergem para uma linha no espaço chamada de linha convergente (figura 3.12a). Grades cruzadas convergem para um ponto no espaço chamado de ponto de convergência (figura 3.12b).

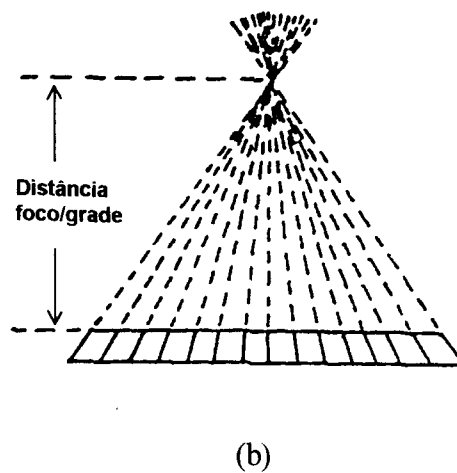
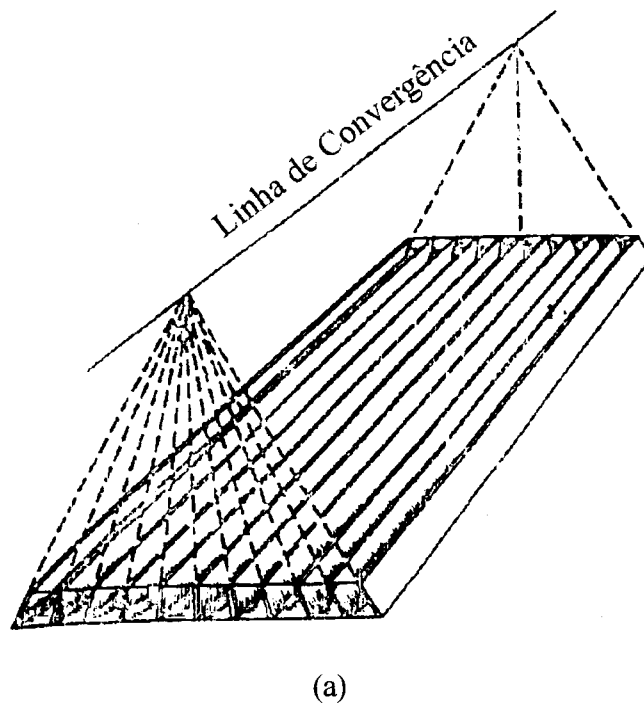


Figura 3.12 - (a) - Grade Focalizada Linear (b) - Grade Focalizada Cruzada (Curry III (1990)).

A distância focal é a distância perpendicular entre a grade e a linha ou ponto de convergência (ver figura 3.12). Na prática as grades têm um intervalo de focalização que indica a distância dentro da qual a grade pode ser usada sem uma perda significativa de radiação primária. Porém, erros no alinhamento vertical e horizontal da grade levarão a um corte da radiação primária (ou feixe primário) do mesmo jeito que ocorre com uma grade paralela.

O alcance de focalização é razoavelmente grande para uma baixa razão de grade e pequeno para uma alta razão de grade. Por exemplo: uma grade focalizada com razão 5:1, colocada a 40 polegadas do ponto focal do tubo de raios X, tem um alcance de focalização de aproximadamente 28 a 72 polegadas, ao passo que uma grade focalizada de razão 16:1 a 40 polegadas, tem um alcance de apenas 38 a 42 polegadas. Estes alcances focais são indicados no topo das grades pelos fabricantes.

3.2.4.4 - Grade “zigzag”

Muitas técnicas para eliminação da radiação espalhada são baseadas na diminuição do ângulo sólido efetivo do qual os fótons espalhados podem originar quando vistos de um ponto no plano imagem. A técnica de magnificação realiza isto pelo aumento da distância entre o paciente e o plano imagem.

Quando uma grade é usada, o ângulo sólido de espalhamento depende inversamente da razão de grade. Porém, devido principalmente à penetração da radiação espalhada nas tiras de chumbo, a eficiência na eliminação da radiação espalhada por grades convencionais é sempre um tanto menor do que da grade geometricamente ideal, isto é, uma grade na qual não existe penetração, produção de radiação fluorescente ou atenuação dos interespaços.

O desvio de uma grade ideal é menos acentuado com grades com alta razão porque um fóton de raios X espalhado, incidente nas tiras da grade sobre um certo ângulo, teria que penetrar um número maior de tiras para alcançar o plano imagem do que numa grade com uma baixa razão.

O ângulo sólido que uma grade cruzada ideal determina para um ponto no plano imagem, está inversamente relacionado ao produto das razões, isto é, o produto é definido pelas grades separadamente. O ângulo sólido de espalhamento de uma grade cruzada é substancialmente menor do que comparado com uma grade linear e espera-se uma eliminação mais eficiente do espalhamento.

Baseados nestes princípios, Brezovich, I. A. e Barnes, G. T., em Brezovich (1977), propuseram um novo tipo de grade que tem uma maior eficiência na eliminação da radiação espalhada do que as grades convencionais. Suas tiras também são de chumbo e possuem a mesma largura das grades convencionais.

A opinião dos autores é de que um novo tipo de grade, similar a uma grade linear convencional, mas com as tiras de chumbo arranjadas num padrão “zigzag”, ou qualquer outra maneira no modo linear, eliminará eficientemente mais radiação espalhada do que grades que estão agora em uso.

A figura 3.13 mostra uma grade “zigzag”. É evidente que o ângulo sólido de espalhamento do padrão “zigzag” é muito menor, desde que há efetivamente duas razões de grade relacionadas a ela. A razão associada com a distância mínima de separação entre as tiras de chumbo poderia ser a mesma que a da grade linear, enquanto que na outra direção é menor por um fator de 3 (três). O número de tiras de chumbo contidas em uma grade “zigzag” será menor por um fator de $\sqrt{2}$ e o comprimento de cada tira será maior pelo mesmo fator.

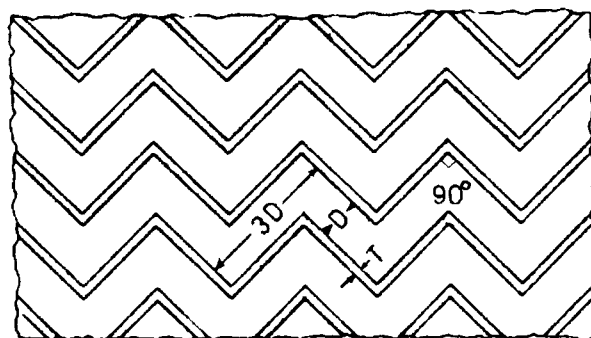


Figura 3.13 - Grade “zigzag” (Brezovich (1977)).

Os autores afirmam que medidas realizadas com grades de uma única fenda indicam que, em radiologia médica, uma grade consistindo de tiras de chumbo em “zigzag” elimina a radiação espalhada mais eficientemente do que grades convencionais com a mesma constituição e quantidade de chumbo.

Além disso, o melhoramento antecipado da eficiência na eliminação do espalhamento ocorre com a mesma transmissão da radiação primária, comparado com uma grade linear. Então, algumas grades poderiam substituir o sensível alinhamento de grades com alta razão com o benefício adicional de reduzir a exposição do paciente (redução no fator de Bucky), mantendo comparável redução no espalhamento.

Os autores concluem que na prática clínica, é provável que uma grade “zigzag”, com um movimento linear perpendicular às tiras de chumbo (padrão Potter), teria que ter um movimento mais complicado para efetivamente melhorar o padrão de “borramento”. Problemas desse tipo estão sendo levados em consideração pelos autores na construção de um protótipo.

3.2.4.5 - Grades Móveis

Quando uma grade focalizada ou paralela é usada, as tiras de chumbo aparecerão na radiografia como linhas muito finas (Johns (1983a)). Porém elas podem ser removidas completamente se a grade é movimentada durante a exposição radiográfica. A figura 3.14, mostra uma grade móvel (Potter-Bucky).

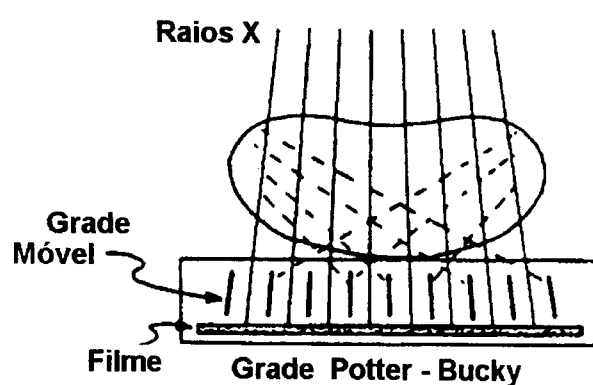


Figura 3.14 - Grade Móvel (Potter-Bucky) (Johns (1983a)).

Em 1920 o Dr. Hollis E. Potter inventou a grade móvel, que por muitos anos foi chamada de grade Potter-Bucky. Atualmente o nome tem sido abreviado apenas para grade Bucky (Barnes, G. T., Cleare, H. M. e Brezovich, I. A. em Barnes (1976), Moore, R., Korbuly, D. *et. al.* em Moore (1976), Curry III (1990) e outros).

Estas grades oscilam ou se movem continuamente em uma direção. As que oscilam, deslocam-se continuamente de 1 a 3 cm para frente e para trás por todo campo de exposição. O movimento é sincronizado pelo controle de exposição e a grade começa a se movimentar quando o anodo do tubo começa a rotacionar.

Grades mais antigas movem-se somente em uma direção e podem ser disparadas em cada exposição. Este único movimento das grades é inconveniente, e são poucas vezes utilizados em equipamentos modernos. Geralmente, o movimento é regulado pelo controle de exposição da máquina, de tal maneira que ele começa antes da emissão dos raios X (quando o anodo começa a rotacionar).

O tempo de movimentação da grade deverá ser maior do que o tempo de exposição. Caso contrário, alguma exposição ocorrerá com a grade parada em um dos lados, resultando em uma exposição não-uniforme do filme.

O movimento da grade é vantajoso porque ele elimina as linhas no filme. Há muitos anos atrás isto foi importante porque as tiras de chumbo eram grossas e com espaçamento desigual. Entretanto, com a melhoria nos métodos de fabricação, as grades têm sido melhoradas de tal forma que suas linhas quase não interferem no diagnóstico e alguns radiologistas preferem grades estacionárias, como a grade “zigzag”, descrita anteriormente.

A principal desvantagem na utilização de grades móveis é que elas aumentam a dose de radiação nos pacientes. Geralmente, os fatores de exposição são um pouco maiores com grades móveis do que com grades estacionárias devido à absorção maior do feixe primário em toda a superfície do filme. Com o posicionamento correto das grades estacionárias a exposição é concentrada entre as tiras de chumbo.

3.2.5 - Seleção de Grade

Não existe uma regra única para orientar o clínico na escolha de uma grade para alguma situação particular (Hendee (1984) e Curry III (1990)). Um compromisso está sempre envolvido. O preço de aumentar a “limpeza”, isto é, melhorar a nitidez da imagem eliminando a radiação espalhada na imagem com grades com altas razões, é que a exposição sofrida pelo paciente é consideravelmente aumentada e a centralização do tubo de raios X torna-se mais crítica.

Grades com razões entre 8-12 são usadas com mais frequência, porque a remoção da radiação espalhada é apenas ligeiramente aumentada com grades com altas razões.

Geralmente, grades 8:1 darão resultados adequados abaixo de 90 kVp. Acima de 90 kVp, grades 12:1 são recomendadas.

A eficiência das grades radiográficas em remover a radiação espalhada está ilustrada na figura 3.15 como função da razão de grade. Existe um pequeno decréscimo na transmissão de radiação espalhada para grades com razões maiores do que 8:1, e quase não muda com razões de grade entre 12:1 e 16:1. Por esta razão, grades 12:1 são preferíveis do que grades 16:1 para radiografias rotineiras. O melhoramento na qualidade do filme indo de uma grade 12:1 para uma 16:1 não vale a pena, devido à maior exposição sofrida pelo paciente.

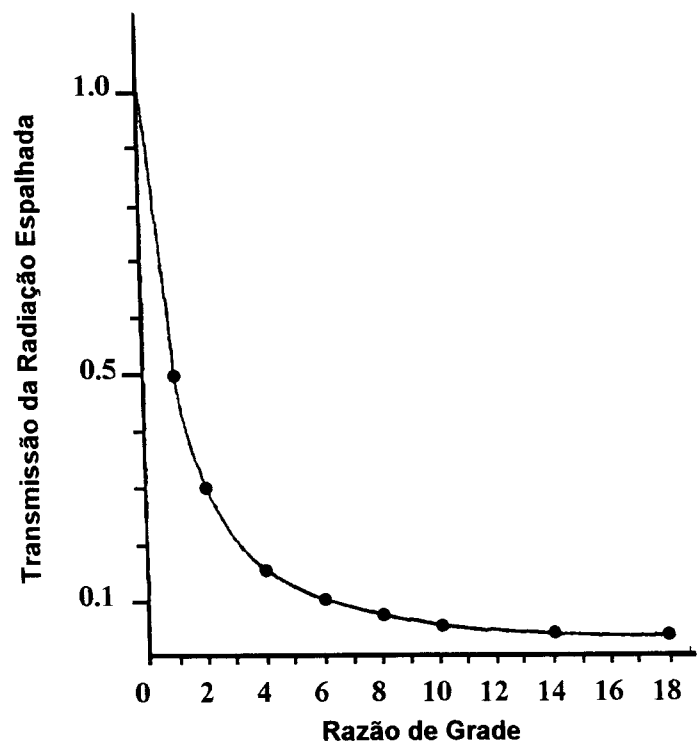


Figura 3.15 - Transmissão fracionária da radiação espalhada pelas grades (Curry III (1990)).

3.3 - Efeito “Heel”

3.3.1 - Introdução

A distribuição angular dos raios X é um fator fundamental no controle de qualidade das imagens radiológicas. Esta distribuição não é uniforme ao longo do campo

de radiação (campo da imagem), e pode variar de 75 a 125% com relação ao centro do campo, como mostra a figura 3.16.

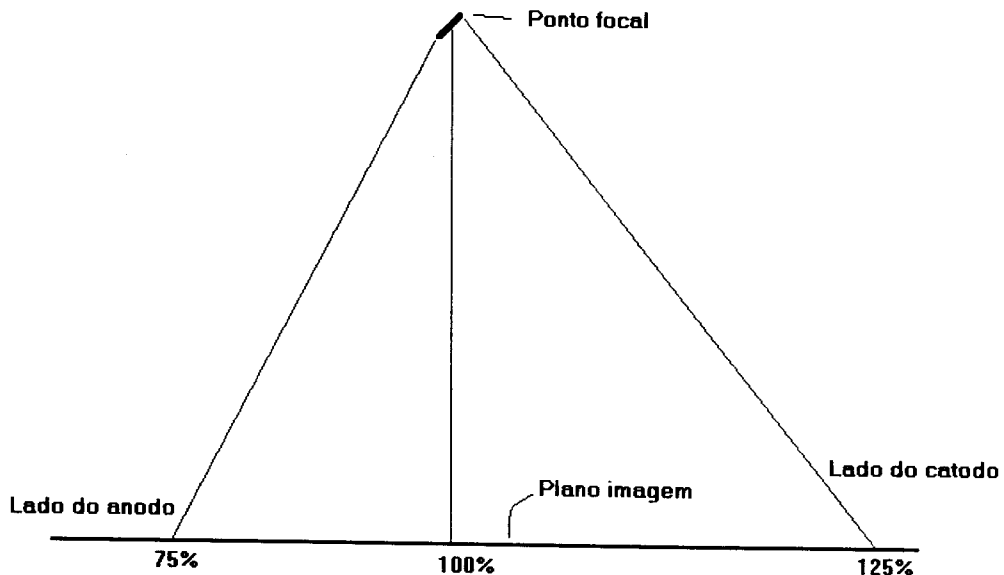


Figura 3.16 - Variação da distribuição de intensidade ao longo do campo de radiação.

O fenômeno que causa esse efeito é conhecido como distribuição angular, efeito “heel” ou efeito “anódio” e provoca no filme um gradiente de radiação que não depende somente do objeto. Portanto, pode ocorrer que certas regiões do filme serão pouco sensibilizadas enquanto outras serão sensibilizadas em excesso, prejudicando o contraste necessário para obtenção de uma boa imagem (Pereira, A. A., em Pereira (1982), Fritz, S. L., Livingston, W. H., em Fritz (1985), Gratale, P., Wright, D. L. e Daughtry, L., em Gratale (1990) e outros).

3.3.2 - Ocorrência do Efeito “Heel”

O efeito “heel” é um fenômeno que produz uma redução na intensidade de raios X daqueles raios que são emitidos do anodo em ângulos rasantes à face do alvo. Este efeito é causado pela maior absorção dos raios X que passam através de espessuras maiores do alvo (figura 3.17), como descrito por Wilks, R. J., em Wilks (1987), Curry III, T. S., Dowdey, J. E. e Murry, R. C. Jr., em Curry III (1990), dentre outros.

Teoricamente, o feixe de elétrons deveria colidir com a superfície do anodo e toda a radiação também deveria ser produzida na superfície, porém isso não ocorre. Os elétrons emitidos pelo filamento, em alta velocidade, penetram no material do alvo, antes de chocarem-se com alguns átomos para produzir radiação, fazendo com que a radiação produzida esteja imersa no anodo e, dependendo do ângulo de saída, ser mais ou menos absorvida pelo alvo, como mostra a figura 3.17.

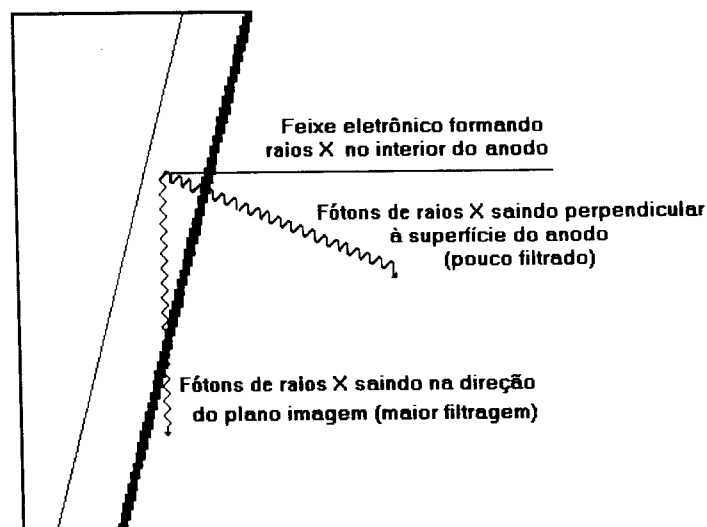


Figura 3.17 - Esquema simplificado da ocorrência do efeito “heel”.

A radiação que sofre a menor absorção pelo alvo é aquela que sai perpendicular à sua superfície (figura 3.17), pois a espessura de material que ela deve percorrer é menor. Em qualquer outro ângulo de saída, menor que 90° , a radiação precisa percorrer um caminho cada vez maior, proporcional à diminuição do ângulo, e por isso é mais absorvida pelo material.

3.3.3 - Radiação “Branca” ou Bremsstrahlung

Para estudar o efeito “heel”, é necessário conhecer como ocorre a interação dos raios X com o alvo. Johns, H. E., Cunningham, J. R., em Johns (1983a) descrevem uma teoria para determinar a interação dos raios X no alvo que foi realizada de acordo com:

- o caminho dos elétrons no alvo
- a mudança de direção em cada interação
- a probabilidade de uma perda de ionização e de uma perda de radiação, em cada aumento de caminho
- a direção de emissão da radiação bremsstrahlung
- a atenuação e o espalhamento do alvo

Isto caracteriza, uma situação complexa e os autores não chegaram a uma solução teórica satisfatória para o problema, porém eles propuseram algumas soluções que são descritas a seguir.

3.3.3.1 - Radiação do Alvo “Fino”

Se uma restrição ao problema do alvo “fino” é tal que, na média, o elétron não sofre mais do que uma colisão quando passa através do alvo, então o problema pode ser resolvido. Esta teoria simplificada indica que quando um feixe de elétrons de energia E_1 colide com um alvo “fino”, a intensidade de radiação emitida por cada fóton no intervalo de energia de 0 a E é constante. A intensidade resultante da energia do elétron E_1 é mostrada na figura 3.18.

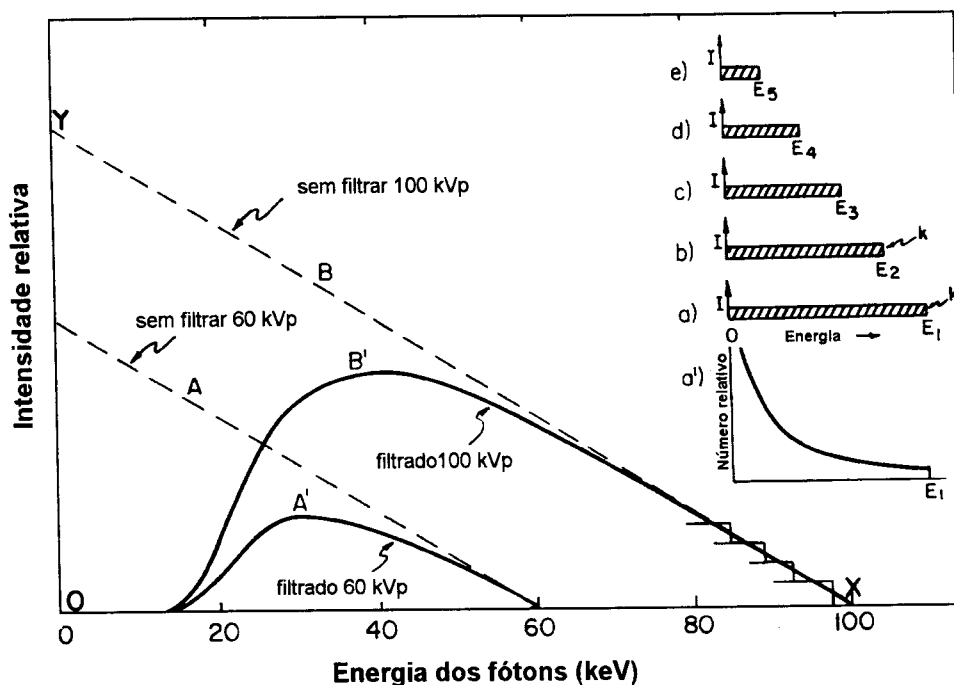


Figura 3.18 - Energia relativa ou intensidade I , em cada intervalo de energia dos fótons (Johns (1983a)).

Desde que a intensidade é proporcional ao produto do número de fótons e suas energias, um fóton com energia $E_1/2$ será produzido com duas vezes mais probabilidade do que um fóton de energia E_1 e um com energia $E_1/10$ com 10 vezes mais probabilidade. Fazendo-se então um gráfico do número de fótons por intervalo de energia contra energia, obtém-se uma curva crescente para pequenos valores, (como ilustrado na figura a') (interna à figura 3.18).

Embora esta curva mostra-se diferente, ela fornece exatamente as mesmas informações. A área sob a curva nos dá a energia total irradiada; isto é igual a kE_1 e é proporcional à energia máxima E_1 . Então, para radiação do alvo “fino” a energia irradiada é proporcional a EZ . Esta teoria simplificada concorda bem com a parte experimental para elétrons de baixa energia (abaixo de 100 keV), mas é aproximada para elétrons com altas energias.

3.3.3.2 - Radiação do Alvo “Grosso”

Um alvo “grosso” pode ser considerado como um certo número de alvos “finos” superpostos. Então, elétrons com energia inicial E_1 , terão, depois de passarem através de uma fina camada do alvo, uma energia E_2 e produzirão o espectro correspondente a E_2 que está representado pelo gráfico b) na figura 3.18. Depois de passarem através da próxima camada, os elétrons terão energia E_3 e produzirão o espectro mostrado na gráfico c), e assim por diante. O espectro total será, então, a superposição de todos os espectros de alvos “finos” de energias E_1, E_2, E_3, E_4, E_5 , etc. Este espectro total está representado no gráfico da figura 3.18 pela linha XY e sua equação correspondente é:

$$I(E) = CZ (E_{\max} - E) \quad (3.12)$$

onde: $I(E)$ é a intensidade com energia E . Nesta equação, E_{\max} é a energia máxima dos fótons emitidos e é também igual à energia de bombardeamento dos elétrons que chegam no alvo. C é uma constante e Z é o número atômico do alvo. Esta equação tem um valor máximo de CZE_{\max} para $E=0$ e diminui linearmente para zero quando E aumenta para

E_{max} . Desde que a base OX e a altitude OY são ambas proporcionais a E_{max} , a área sobre a linha tracejada, que representa a energia irradiada pelos raios X, é proporcional à E_{max}^2 .

As linhas tracejadas A e B são os espectros produzidos pelo bombardeamento de um alvo “grosso” com elétrons de 60 keV e 100 keV.

3.3.4 - A Distribuição Angular dos Raios X

3.3.4.1 - Alvo “Fino”

Se um feixe de elétrons de baixa energia incide em um alvo muito fino, os raios X são irradiados primeiramente nas direções de ângulos retos ao feixe de elétrons. Isto está ilustrado na curva A da figura 3.19, que mostra os dados experimentais obtidos para distribuição angular de raios X produzidos pelo bombardeamento de uma folha de alumínio de 200 nm de espessura e 34 keV.

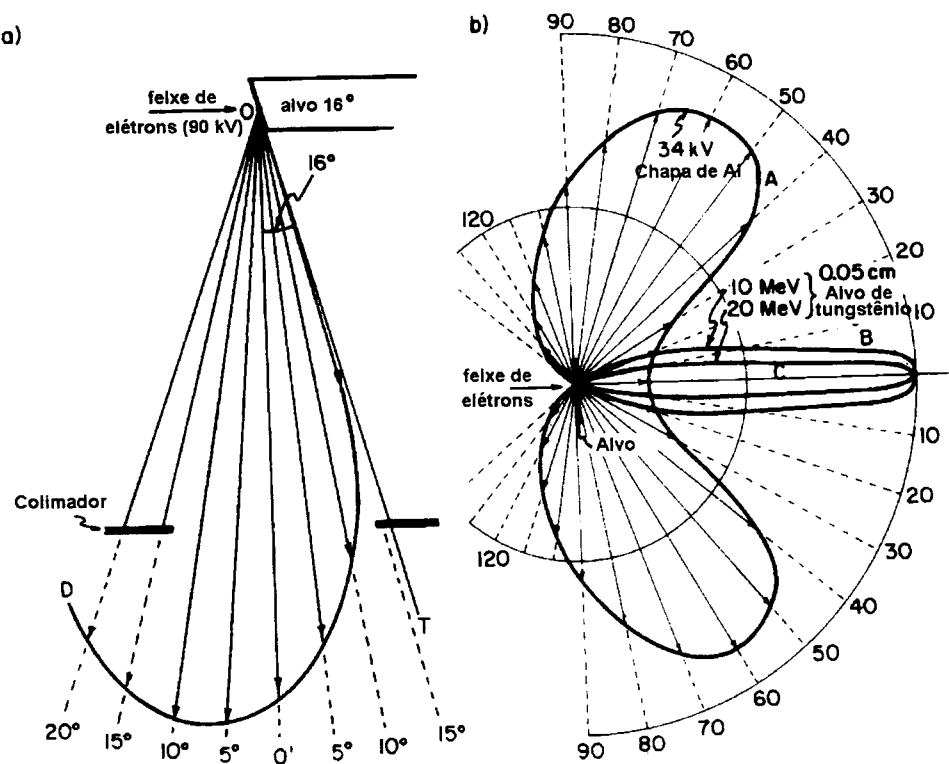


Figura 3.19 - Diagrama polar mostrando a variação da intensidade dos raios X com o ângulo, produzidos pelo bombardeamento de vários alvos (Johns (1983a)).

Esta distribuição angular é para a radiação que se encontra no limite de altas energias. O comprimento das setas do alvo indica a intensidade relativa em diferentes direções. A distribuição no espaço é encontrada pela rotação da curva sobre o eixo do feixe de elétrons. Pode-se ver que a intensidade máxima está na direção do ângulo de 55° com o feixe de elétrons, enquanto que a intensidade na direção do feixe de elétrons é pequena e a intensidade contrária ao feixe é zero.

Pode-se notar também na curva *A* dois lóbulos com distribuições de intensidades altas. As curvas *B* e *C* são curvas teóricas calculadas para a distribuição angular da radiação produzida pelo bombardeamento de um alvo de tungstênio de 0,05 cm de espessura e 10 e 20 MeV respectivamente.

3.3.4.2 - Alvo “Grosso”

As distribuições da figura 3.19b são para alvos finos, para os quais a maior parte dos elétrons com alta velocidade passa através do alvo sem sofrer desvios. Na prática, em tubos de raios X (ilustrado na figura 3.19a), o alvo é “grosso” o suficiente para parar o feixe de elétrons. Neste processo de parada, os elétrons são amplamente desviados da sua direção inicial de tal forma que os raios X são produzidos em todas as direções sobre o ponto *O* do alvo.

Porém, aqueles que forem produzidos nas direções à direita da linha *OT* serão absorvidos pelo alvo e não “escaparão”, como ilustrado pela distribuição polar da figura 3.19a. A máxima produção está, geralmente, entre 5° e 10° do lado do catodo (do lado esquerdo da linha *OO'*) e cai lentamente quando o ângulo é incrementado além de 10° .

A distribuição mostrada na figura 3.19a é típica de um tubo de raios X diagnóstico com um alvo com inclinação de 16° . Naturalmente, se o ângulo de inclinação do alvo é menor, o feixe de raios X será cada vez mais comprimido do lado do anodo. Diminuindo-se o ângulo, permite-se o uso de uma carga maior para o mesmo tamanho do ponto focal, mas reduz-se a área útil do feixe.

Na prática, os tubos com alvos com inclinação de 16° possuem uma janela que contém um colimador que restringem o feixe de raios X em aproximadamente 12° em cada lado da linha *OO'*. Com esta restrição, a intensidade variará com o ângulo em aproximadamente 30% sobre o feixe útil, sendo menor no lado do anodo. A redução na

intensidade no lado do anodo, como descrito anteriormente, é chamada de efeito “heel”. O feixe próximo ao “calcanhar” do alvo (lado de baixo do alvo), embora reduza a intensidade, é mais penetrante por causa da filtração inerente do alvo.

3.4 - Métodos para Simulação do Efeito “Heel”

A não-homogeneidade do campo de radiação de um tubo de raios X diagnóstico típico é significativa. Além disso, com o desenvolvimento de tubos com microfoco, com tamanhos de pontos focais de 0,1 mm ou menores, acentua-se a importância do efeito “heel” na determinação desta não-homogeneidade.

Fritz, S. L. e Livingston, W. H., em Fritz (1982), utilizaram a teoria de bremsstrahlung na produção de raios X para mostrar que para um alvo fino, a energia total, em qualquer intervalo de energia, é independente da energia do fóton. Eles utilizaram a correspondência entre o princípio que vai da teoria clássica da radiação à teoria quântica, e que foi primeiramente utilizado por Kramers, H. A. em Kramers (1923). Então:

$$i(E) = C Z \left(\frac{v_0^2}{c^2} \right) \quad (3.13)$$

onde: Z é o número atômico do anodo e v_0 é a velocidade inicial do elétron.

Desprezando a energia extraviada de alguns elétrons que têm penetração em sucessivas camadas finas do alvo, a produção do espectro para um alvo “grosso” será a soma de múltiplos espectros de alvos finos, cada um com energia do elétron menor do que o da camada superior. Então, pode-se calcular uma primeira aproximação da produção do espectro do alvo “grosso” em tubos de raios X pela equação:

$$i(E) = C Z (E_0 - E) \left(\frac{v_0^2}{c^2} \right) \quad (3.14)$$

onde: E é a energia do fóton e E_0 é a energia de bombardeamento dos elétrons.

Devido ao fato de que sucessivas camadas do alvo estão em profundidades diferentes no material do anodo, a produção do espectro pode ser modificado pela filtração nas camadas superiores. Este efeito é mais acentuado para energias baixas no fim do espectro, por duas razões:

- (1) o coeficiente de atenuação para qualquer material aumenta com a diminuição da energia dos fótons.
- (2) a energia máxima dos fótons decai com a profundidade no alvo, devido à diminuição na velocidade dos elétrons.

Dois métodos computacionais foram propostos por Fritz, S. L. e Livingston, W. H., em Fritz (1982) para determinar o efeito “heel”:

- o modelo da aproximação da diminuição de velocidade contínua (“*continuous slowing-down approximation*” - *csda*)
- o modelo da produção constante de profundidade (“*constant depth of production*” - *cd*).

O primeiro calcula o espectro do alvo “grosso” como uma série de espectros de alvos “finos”, ou camadas sucessivas, com atenuações apropriadas para a produção da profundidade real. A aproximação da diminuição de velocidade contínua para parada do elétron foi usada para determinar a energia do elétron em cada profundidade.

O modelo para produção constante de profundidade (segundo método - *cd*), assume que o espectro total do alvo “grosso”, dado pela Eq. (3.14), foi produzido por uma única camada, com filtração apropriada do espectro total. Cada camada foi assumida como uma fração constante do alcance máximo do elétron, ajustada empiricamente para uma melhor aproximação dos dados observados do efeito “heel”. O processo está ilustrado na figura 3.20, onde d é a profundidade de penetração do elétron, Φ é o ângulo de inclinação do alvo, θ ângulo entre o raio medido e o eixo central, $t_{iner.}$ a espessura da filtração inerente, s o comprimento do caminho da produção do fóton até a superfície do anodo.

Para um dado ponto do alvo, onde ocorre a produção de raios X, existe um comprimento do caminho, deste ponto até a superfície do anodo, que representa a atenuação do material (s) (ver figura 3.20).

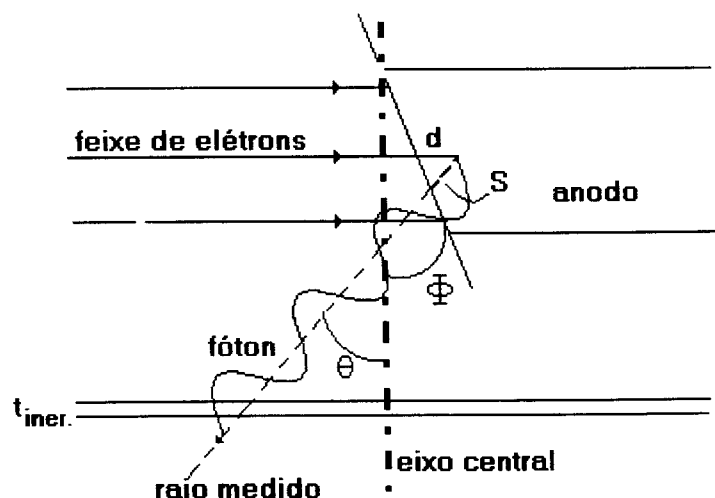


Figura 3.20 - Processo de emissão de fótons pelo anodo (Fritz (1985)).

O comprimento da atenuação pode ser calculado, e não depende do ponto no qual o elétron entra no anodo, quando se assume que as dimensões do anodo são consideravelmente maiores do que as dimensões do ponto focal. A relação entre o comprimento do caminho e o ângulo do raio é descrita por Fritz, S. L. e Livingston, W. H., em Fritz (1985), e é dada pela equação:

$$s(\theta) = \frac{d \cos(\Phi)}{\sin(\theta + \Phi)} \quad (3.15)$$

onde: θ é o ângulo entre o eixo central e o raio medido, d é a profundidade da produção bremsstrahlung (penetração do elétron), e Φ é o ângulo de inclinação do anodo (alvo).

CAPÍTULO 4

Dispositivos para Controle de Qualidade de Sistemas Radiológicos

4.1 - Métodos para Medida das Dimensões do Ponto Focal

Desde os anos 50, vários pesquisadores têm proposto métodos para determinar o tamanho do ponto focal de sistemas radiográficos, devido ao fato de que é consenso que este é um elemento decisivo na formação da penumbra do objeto radiografado.

Os vários métodos para se realizar a medida das dimensões do ponto focal já foram descritos com detalhes por pesquisadores de nosso grupo tais como, Trindade, S. M. M., em Trindade (1992), Oliveira, H. J. Q., em Oliveira (1995) e Santos, L. H. E., em Santos (1997).

Entretanto, devido à importância destes métodos no presente trabalho, eles estão resumidos a seguir.

Os primeiros métodos baseados no princípio da câmara de orifício foram propostos por Kuntke, A. H. G., em Kuntke (1957), Kemp, F. H. e Nichols, A. F., em Kemp (1958), Robertson, C. W. e Watson, G., em Robertson (1958), Beetlestone, A. e Thurmer, G., em Beetlestone (1958) e Arnold, B. A., Bjarngard, B. E. e Klopping, J. C., em Arnold (1973).

No método da câmara de orifício, uma chapa (de chumbo) com um pequeno furo (menor que 1/10 do tamanho do ponto focal) é colocada à igual distância entre o ponto focal do tubo de raios X e o filme (ver figura 4.1).

A exposição desse dispositivo permite um “retrato” do ponto focal, possibilitando desta forma medir seu tamanho em todas as direções. Quando a distância entre o orifício e o ponto focal (d_1) é igual à distância entre o orifício e o filme (d_2), a imagem obtida no filme radiográfico tem o mesmo tamanho que o ponto focal. Este método mostra, também, a distribuição de intensidade deste causada pela emissão irregular dos raios X na área bombardeada pelos elétrons.

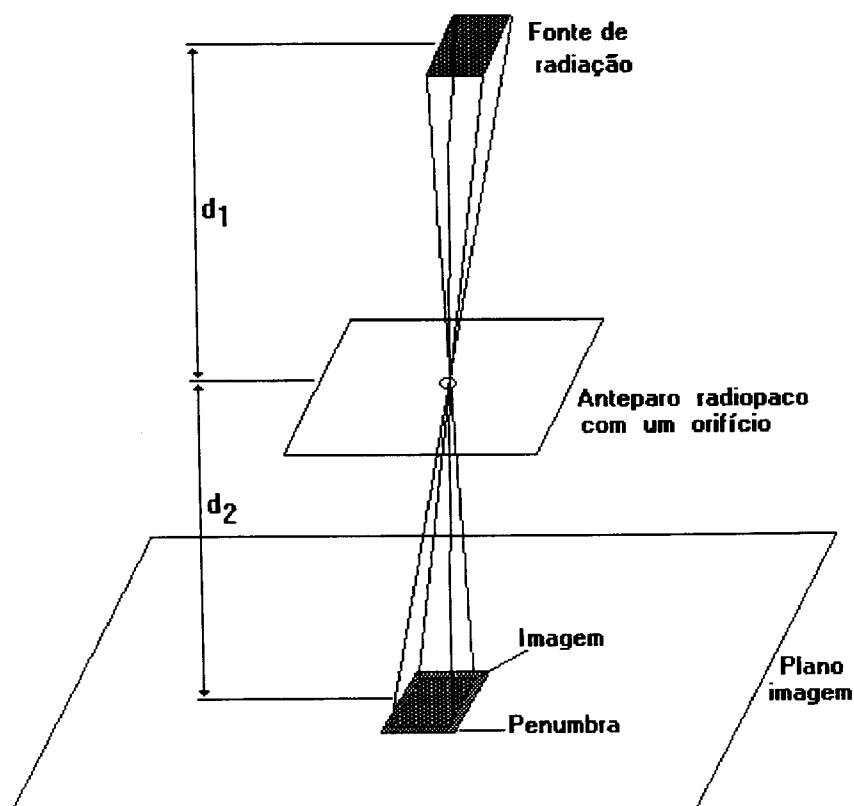


Figura 4.1 - Determinação do tamanho do ponto focal pelo método da câmara de orifício (Kuntke (1957)).

O tamanho do ponto focal f pode ser determinado pelo tamanho da imagem f' através da seguinte equação:

$$f = \frac{f'}{\frac{d_1}{d_2}} \quad (4.1)$$

onde: d_1 distância entre o orifício e o ponto focal.

d_2 distância entre o orifício e o filme.

É aconselhado realizar a medição do tamanho do ponto focal nas direções desejadas com uma lupa de aumento com um retículo de incrementos de 0,1 mm. Este padrão foi adotado como norma em 1974 nos Estados Unidos pela NEMA (*National Electrical Manufacturers Association*).

Por considerar que a reprodutibilidade da medida é prejudicada pela escolha do lugar na imagem onde se mede o tamanho do ponto focal (principalmente em caso de imagens de ponto focal com distribuição de intensidade do tipo gaussiana simples nas duas direções), foi proposto por Kratzat, M., em Kratzat (1988), um novo método baseado na utilização de uma câmara de fenda.

A imagem de câmara de fenda é obtida a partir de uma fenda de largura menor que 1/10 do tamanho do ponto focal, aberta num material radiopaco. Esta é colocada como objeto na metade da distância entre o ponto focal e o filme, conforme a figura 4.2.

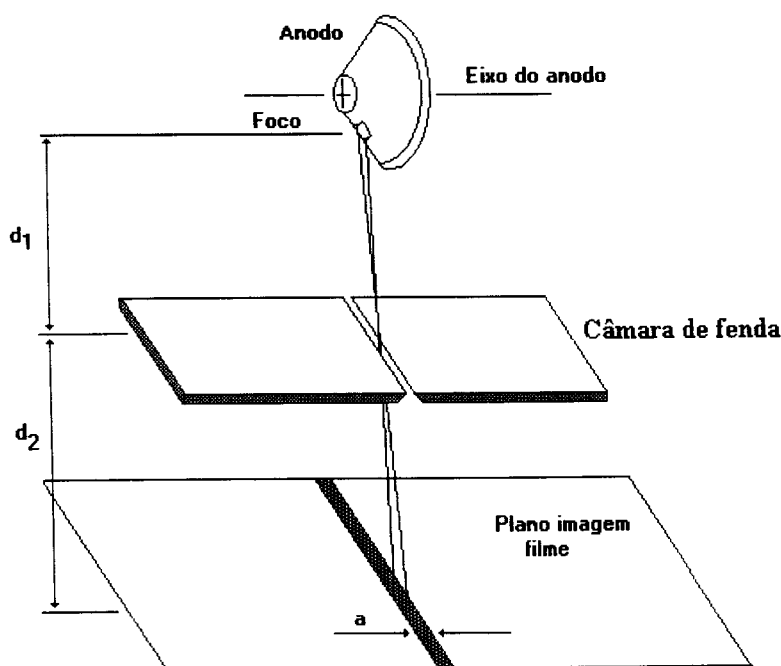


Figura 4.2 - Determinação do tamanho do ponto focal pelo método da câmara de fenda (Kratzat (1988)).

São efetuadas separadamente exposições aos raios X nas direções paralela e perpendicular ao eixo do ponto focal. A câmara de fenda é colocada perpendicularmente à direção das medidas do ponto focal. Isto é, o tamanho do ponto focal na direção paralela ao eixo do tubo é medido com uma câmara de fenda colocada perpendicularmente àquele eixo; seu tamanho na direção perpendicular é obtido com a fenda posicionada paralelamente ao eixo. A medição é feita no meio da imagem da fenda com uma lupa reticulada.

Foi ainda proposto por Spiegler, P. e Breckinridge, W. C., em Spiegler (1972) o método conhecido como padrão estrela. A estrela é feita de faixas alternadamente radiopacas e radiotransparentes (ver figura 4.3). A região da imagem onde estas faixas se misturam retrata o limite da capacidade do ponto focal do sistema em produzir imagens nítidas (ver figura 4.4).

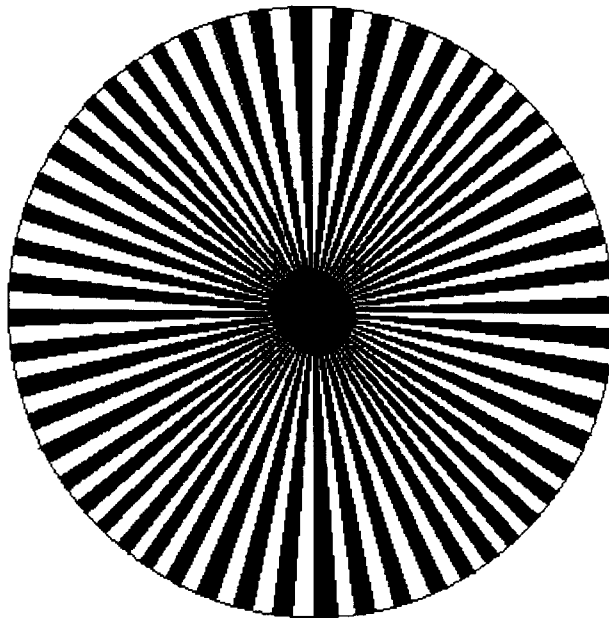


Figura 4.3 - Imagem do dispositivo padrão estrela usado para determinação do tamanho do ponto focal.

O tamanho do ponto focal f é calculado utilizando-se o aumento m e o diâmetro da zona distorcida D , e é dado pela equação:

$$f = \frac{k * D}{m - 1} \quad m = \frac{d_1}{d_2} \quad (4.2)$$

onde: k é um fator que depende da estrela (0,0174 ou 0,0347).

d_1 distância entre o ponto focal e o padrão estrela.

d_2 distância entre o padrão estrela e a imagem.

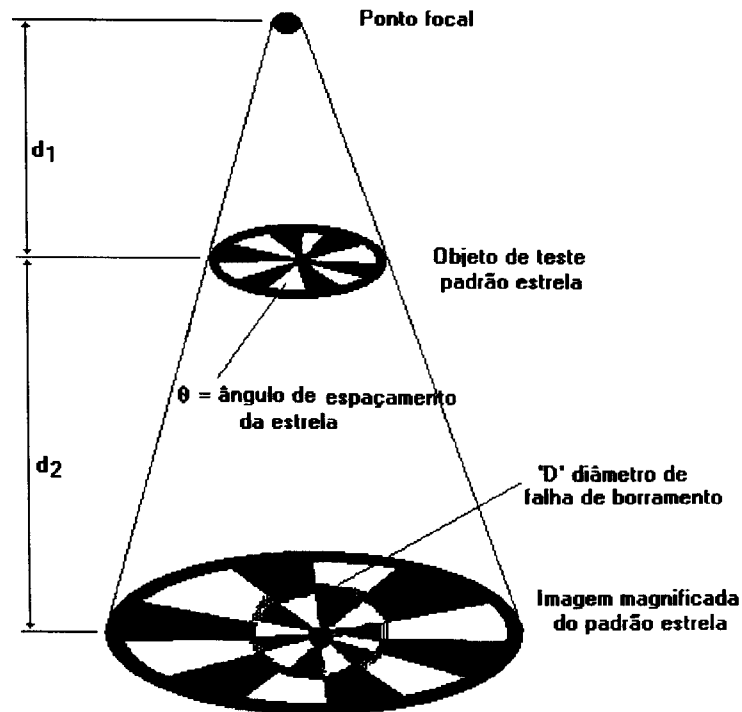


Figura 4.4 - Ilustração da utilização do método do padrão estrela.

Um outro método desenvolvido na Universidade de Wisconsin utiliza um dispositivo formado por um alvo de metal pesado, com doze grupos de três fendas paralelas e três fendas perpendiculares de tamanho decrescente. Este dispositivo, conhecido como padrão de barras RMI, se encontra acondicionado em um cilindro de lucite com altura de 15,2 cm, e deve ser colocado sobre o filme que deve estar a uma distância de 61,4 cm do ponto focal (figura 4.5).

A avaliação do tamanho do ponto focal será então fornecida pela imagem do menor grupo onde todas as barras puderem ser vistas com nitidez (barras resolvidas). Com

essa informação, deve-se consultar uma tabela que mostra o número do grupo resolvido e o valor da dimensão maior do ponto focal.

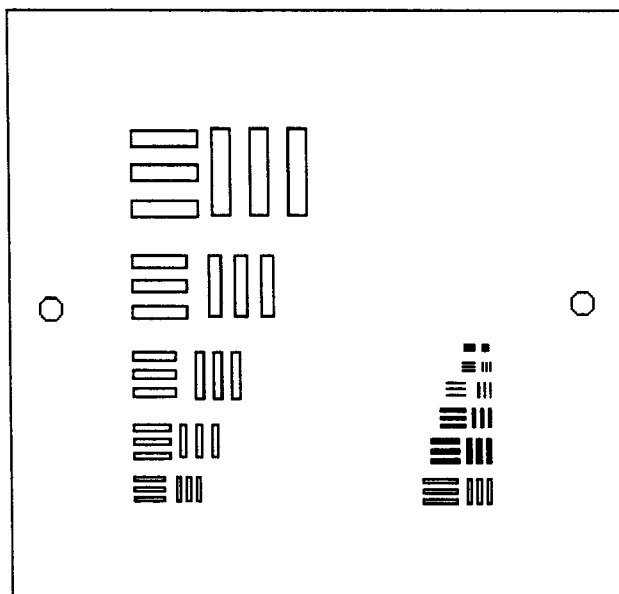


Figura 4.5 - Padrão de barras RMI (Oliveira (1995)).

Nesse método, a medida do tamanho do ponto focal é obtida por inspeção visual, dependendo muito da percepção da pessoa que fará a análise, pois o observador tem dificuldade em distinguir com precisão a região borrada da região nítida; além disto, a tabela fornecida pelo fabricante só tem precisão até a primeira casa decimal.

Existe ainda o inconveniente desse método não poder, às vezes, ser aplicado em alguns tipos de aparelhos de raios X, como é o caso dos mamógrafos, devido à impossibilidade do tubo de raios X ser colocado à distância do filme especificada pelo fabricante.

Além disso, o fabricante não dá indicações sobre medidas realizadas com pontos focais não simétricos, pois a tabela menciona somente uma única dimensão do ponto focal. Com este dispositivo, é possível medir o tamanho de pontos focais de 0,3 a 2,4 mm, mas o erro inerente pode chegar a 16%, por causa da variação de tamanho dos grupos de barras.

Essas medidas são, todavia, dependentes da subjetividade do observador. Por isso, Rao, C. U. V. e Bates, L. M., em Rao (1970), Rao, C. U. V., em Rao (1971), e Doi, K. e Rossmann, K., em Doi (1974) apresentaram métodos que utilizam as funções de transferência do sistema, sendo que, para Rao em Rao (1970) e Rao (1971), o tamanho do

ponto focal é proporcional ao inverso do primeiro mínimo da frequência espacial e, para Doi em Doi (1974), esse tamanho é obtido pela multiplicação do valor da raiz média quadrática (ou o valor RMQ) da função de espalhamento de linha (FEL) do sistema por um fator $\sqrt{12}$, que é arredondado, por conveniência, para 3,5.

O procedimento descrito por Rao em Rao (1971) é o seguinte: através da imagem obtida por uma câmara de fenda, obtém-se a FEL da distribuição de intensidade do ponto focal na direção escolhida (figura 4.6a). Calcula-se então a transformada de Fourier da FEL resultante, obtendo-se a função de transferência óptica (FTO) normalizada (figura 4.6b). Do módulo da FTO obtém-se a função de transferência de modulação (FTM) (ver figura 4.6c).

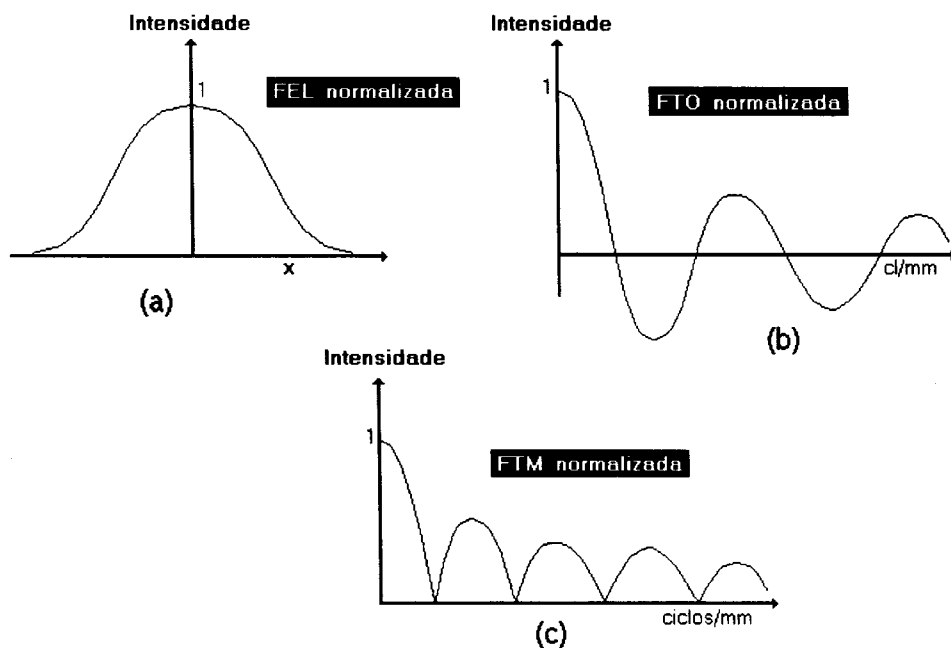


Figura 4.6 - Ilustração das funções de transferência no domínio do espaço e da frequência espacial (Rao (1971)).

O primeiro mínimo da FTM é considerado a resposta em frequência espacial do ponto focal na direção perpendicular à direção da imagem da fenda. O cálculo da FEL deve ser realizado em várias direções, para se determinar a pior resposta em frequência espacial do sistema. Desta forma, sua resolução seria satisfatória para objetos com frequência espacial menor que a frequência mais baixa obtida pelas FEL s do ponto focal.

Schiabel, H *et. al.*, em Schiabel (1993) implementaram um método de simulação que a partir da medida da FEP no centro do campo, obtém por simulação as FEL's em todas as direções.

Doi e Rossmann, em Doi (1974) propuseram um novo método para definir o tamanho do ponto focal equivalente de sistemas radiográficos. Este é calculado através da raiz média quadrática (RMQ) da FEL do ponto focal.

A definição do valor RMQ da FEL do ponto focal é mostrada abaixo:

$$RMQ = \left[\int_{-\infty}^{\infty} x^2 f(x) dx \right]^{1/2} \quad (4.3)$$

se

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(x) dx = 1 \quad \text{e} \quad \int_{-\infty}^{\infty} x f(x) dx = 0 \quad (4.4)$$

Essa definição (Eq. (4.3)) só é válida quando a área da FEL é normalizada pela unidade, e também quando sua posição central é igual à metade da FEL.

A Eq. (4.3) pode ser generalizada:

$$RMQ = \left[\frac{\int_{-\infty}^{\infty} (x-c)^2 f(x) dx}{\int_{-\infty}^{\infty} f(x) dx} \right]^{1/2} \quad (4.5)$$

$$c = \left[\frac{\int_{-\infty}^{\infty} x f(x) dx}{\int_{-\infty}^{\infty} f(x) dx} \right] = \text{centro da FEL} \quad (4.6)$$

O valor RMQ é obtido da seguinte maneira: a FEL do ponto focal é medida e o valor RMQ calculado através da Eq. (4.3). Assim, o tamanho do ponto focal equivalente é obtido simplesmente fazendo-se a multiplicação do valor RMQ pelo fator 3,5. Este fator é uma aproximação do valor $\sqrt{12}$, pois o tamanho de um ponto focal uniforme é igual a $\sqrt{12}$ vezes o valor RMQ da sua FEL.

Como exemplo, de acordo com a figura 4.7, temos:

$$g(x) = \begin{cases} \frac{1}{b-a} & \text{se } a \leq x \leq b \\ 0 & \text{caso contrário} \end{cases} \quad (4.7)$$

$$g(x) = \begin{cases} 1 & \text{se } -1/2 \leq x \leq 1/2 \\ 0 & \text{caso contrário} \end{cases} \quad (4.8)$$

Aplicando-se essas condições na Eq. (4.3), obtém-se:

$$RMQ = \sqrt{\int_a^b (x-0)^2 \left(\frac{1}{b-a} \right) dx} = \sqrt{\frac{b^3 - a^3}{3(b-a)}} \quad (4.9)$$

Como $a = -1/2$ e $b = 1/2$ (ver figura 4.7), substituindo esses valores na Eq (4.9), tem-se:

$$RMQ = \frac{1}{\sqrt{12}} \Rightarrow RMQ \sqrt{12} = 1 \quad (4.10)$$

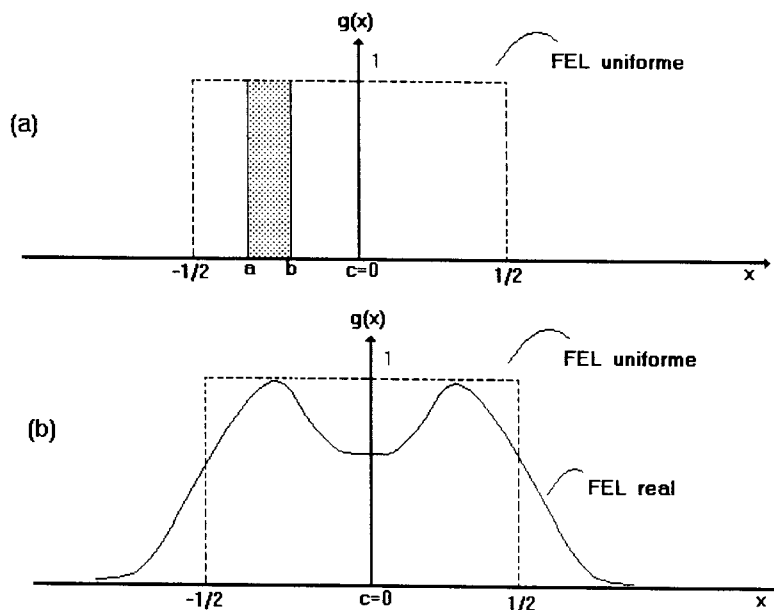


Figura 4.7 - Exemplo de uma FEL real e uma uniforme (Doi (1974)).

A nova FEL uniforme é maior que seu valor real FEL de um fator de $\sqrt{12}$. Segundo Doi e Rossmann, em Doi (1974), esse é o valor que melhor corresponde ao tamanho real do ponto focal.

Em 1994, Marques, P. M. A., em Marques (1994), propôs um método que, a partir da medida do ponto focal no centro do campo, calcula as FEP's para todas as posições do campo de radiação e suas correspondentes FTM's.

4.2 - Métodos para Medida da Quilovoltagem

Outro aspecto importante no controle de qualidade de imagens é a tensão aplicada ao tubo de raios X (quilovoltagem). Ela está diretamente ligada ao contraste que se obterá no filme radiográfico, sendo que este depende do coeficiente de absorção do tecido que se quer radiografar (ver figura 4.8).

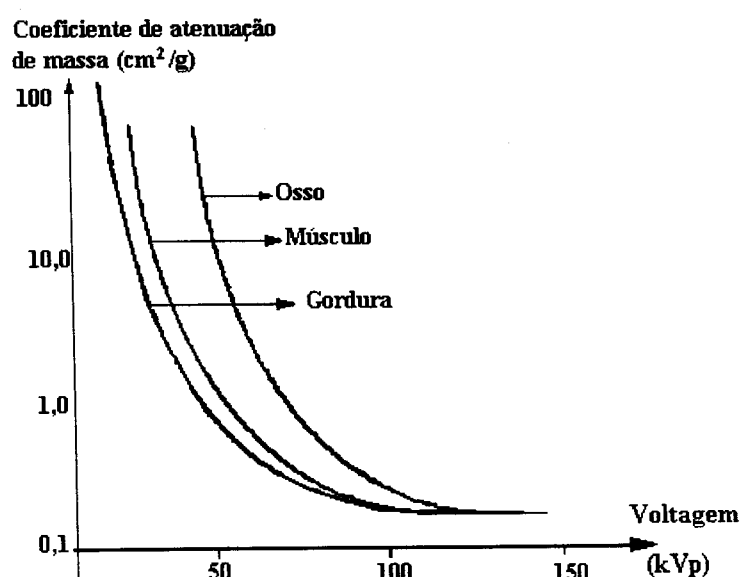


Figura 4.8 - Curva de absorção para vários tecidos em função da kVp (Santos (1997)).

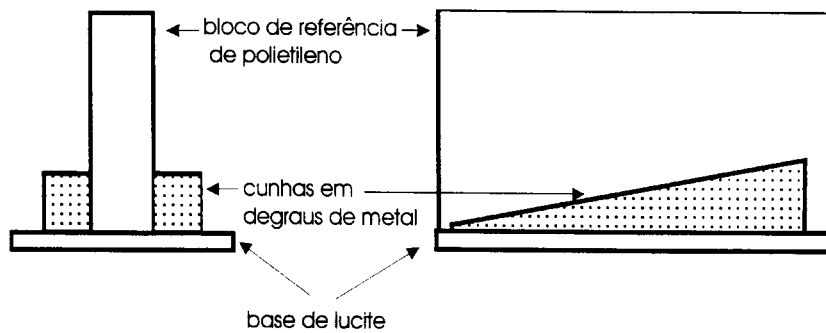
Para se determinar a energia do feixe de raios X ou o potencial do tubo, existem três tipos de sistemas detetores indiretos que são usualmente utilizados. Estes sistemas foram desenvolvidos e avaliados por vários pesquisadores e uma descrição de seu funcionamento e utilização foi feita por Schiabel, H., em Schiabel (1988), e estão resumidas a seguir. Existem basicamente três tipos de medidores indiretos de kVp:

- os **penetrâmetros**, que servem como uma espécie de “filtro gradualizado” para um feixe exposto sobre um filme cuja imagem revelada fornece a informação requerida sobre a operação do tubo (Stanton, L.; Lightfoot, D. A. *et. al.*, em Stanton (1966)).
- os **detetores de cintilação**, que operam com um cristal cintilador e células fotomultiplicadoras, transformando a radiação incidente em luz e corrente elétrica (Craddock, T. D., Fedoruck, S. O. *et. al.*, em Craddock (1966), Davison, M. e Reekie, D., em Davison (1968) entre outros).
- as **câmaras de ionização**, que, acopladas a eletrômetros, medem correntes ou cargas correspondentes à energia da radiação incidente depositada num determinado volume de ar ou gás entre dois eletrodos aos quais é aplicada uma diferença de potencial com a finalidade de coletar os íons produzidos (Weise, H. P., em Weise (1978), Mahler, Y. e Lifshits, N., em Mahler (1984)).

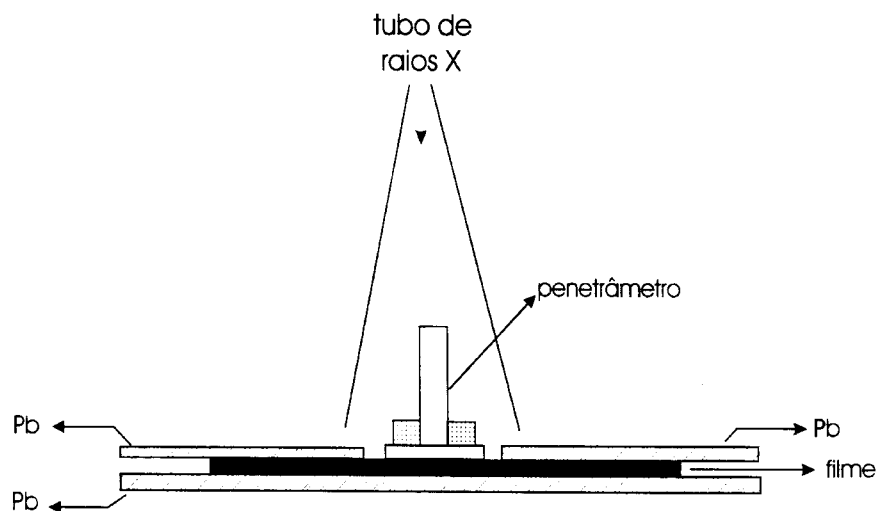
Há também os chamados métodos diretos de medição da quilovoltagem em um tubo de raios X, entre os quais podem ser citados o método absoluto, que usa divisores de tensão conectados ao tubo de raios X por cabos adaptadores e o método da “abertura de faíscas” (*spark-gap*). No entanto, são métodos invasivos ao sistema de alta tensão, com alto risco de choques elétricos e que utilizam equipamentos volumosos.

Dentre os vários métodos citados para a avaliação da kVp em programas de controle de qualidade de imagem, o que ainda hoje é um dos mais utilizados é o que se baseia na absorção comparada de raios X com o uso de um absorvedor de referência e uma cunha de degraus, pois este possui precisão razoável, portabilidade e tempo mínimo de calibração.

Esta técnica, descrita por Stanton, L., em Stanton (1966), consiste na utilização de um instrumento, dividido em dois penetrâmetros básicos para faixas de baixa e alta kVp. O dispositivo emprega um bloco retangular de polietileno com duas cunhas metálicas idênticas de cada lado. A unidade de baixa quilovoltagem usa o bloco de referência de polietileno de 3 cm de espessura e cunhas de alumínio, enquanto que a de alta quilovoltagem, um bloco de 6 cm de espessura com cunhas de latão (ver figura 4.9).



(a)



(b)

Figura 4.9 - (a) ilustração do penetrômetro (b) utilização do penetrômetro no campo de raios X (Stanton (1966)).

Na revelação do filme, a área sob o polietileno apresenta densidade óptica constante, enquanto as áreas sob as cunhas apresentam densidade variável (mais clara na região sob os degraus mais espessos e mais escura sob os mais finos). Por comparação entre as áreas sob as cunhas e a área sob o polietileno (referência), determina-se o degrau de igualdade, isto é, o degrau que corresponde à espessura de Al ou latão de absorção idêntica ao polietileno (Schiabel (1988)).

4.3 - Avaliação do Desempenho da Grade

4.3.1 - Introdução

As grades radiográficas são utilizadas para melhorar o contraste e conseqüentemente a imagem, absorvendo a radiação secundária, ou seja, fótons que foram espalhados pelos tecidos e mudaram sua direção inicial (efeito Compton), antes que eles alcancem o filme. A “grade ideal” absorveria toda a radiação secundária (radiação espalhada) e nenhuma radiação primária. Ela daria o máximo de contraste no filme sem a necessidade de aumentar a exposição do paciente.

O custo de melhorar o contraste no filme é aumentar a dose no paciente (Hendee, W. R., em Hendee (1984) e Curry III, T. S., Dowdey, J. E. e Murry, R. C. Jr., em Curry III (1990)). Existe sempre um compromisso entre estas duas coisas. Grades com altas razões dão o máximo contraste, mas a melhora no contraste nem sempre vale a pena, devido ao aumento da dose no paciente. Em todas as situações clínicas, pode-se ponderar estes dois fatores.

Para avaliar o desempenho e auxiliar na seleção e modelo da grade, vários testes têm sido desenvolvidos (Dick, C. E. e Motz, J. W., em Dick (1978), Chan, H-P., Frank, P. H., Dói, K. *et. al.*, em Chan (1985a), Dance, D. R., Persliden, J. e Carlsson, G. A., em Dance (1992), dentre outros). Estes testes também auxiliam a compreensão, por outro caminho, das funções da grade.

Existem três métodos principais de avaliar o desempenho da grade:

- **Transmissão Primária (T_p):** é uma medida da porcentagem de radiação primária transmitida através de uma grade (geralmente entre 60 e 70%).
- **Fator de “Bucky” (B):** é uma medida da radiação total (primária e espalhada) absorvida pela grade.
- **Fator de Melhoramento no Contraste (K):** é o quociente do máximo contraste radiográfico obtido com a grade, dividido pelo máximo contraste radiográfico obtido com a retirada da grade.

Estes métodos são descritos a seguir.

4.3.2 - Transmissão Primária (T_p)

Quando um feixe de raios X de intensidade I_0 passa através do paciente ou do material absorvedor, uma parte é transmitida sem sofrer espalhamento, é a radiação

primária I_p ; outra é espalhada, é a radiação espalhada I_s e outra é absorvida. Utilizando-se uma grade, uma certa quantidade, tanto da radiação primária quanto secundária, será absorvida pela grade (ver figura 4.10). Conseqüentemente, tem-se uma certa quantidade de radiação primária (I_p) e espalhada (I_s) transmitida pela grade.

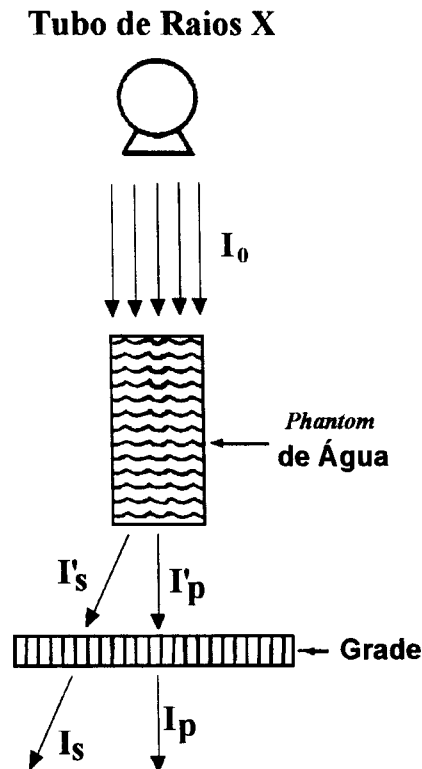


Figura 4.10 - Transmissão da radiação através da grade.

Pode-se definir, então, a transmissão primária como uma medida da porcentagem de radiação primária transmitida através de uma grade (Bonenkamp, J. G. e Boldingh, W. H., em Bonenkamp (1959a), Barnes, G. T., Cleare, H. M. e Brezovich, I. A., em Barnes (1976), Dance, D. R. e Day, G. J., em Dance (1984), Curry III (1990), e outros). Idealmente, uma grade transmitiria 100% da radiação primária para a imagem radiográfica, porém, na prática, isto não ocorre.

A figura 4.11 mostra o equipamento utilizado para se medir a transmissão primária. O feixe de raios X é colimado através de um diafragma e um *phantom* de água

(material espalhador) é colocado a uma grande distância da grade, de tal forma que nenhuma radiação espalhada chegará à grade.

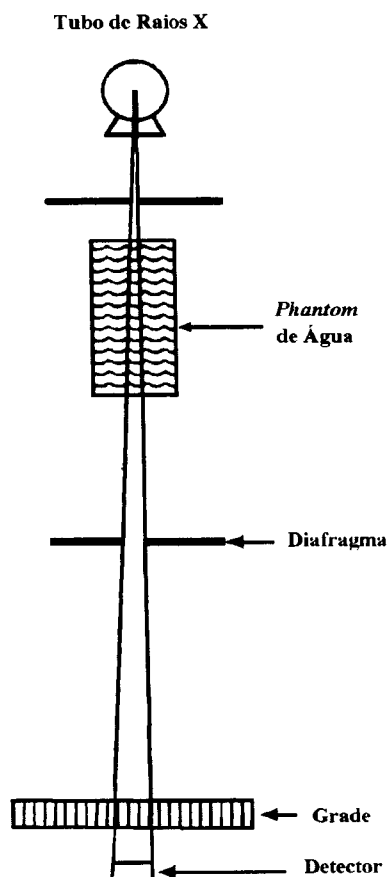


Figura 4.11 - Equipamento para medição da Transmissão Primária T_p ((Curry III (1990))).

Duas medidas são feitas (através do detector) para determinar a porcentagem de transmissão da radiação primária. A primeira é realizada com a grade para determinar a intensidade da radiação transmitida através da grade e a segunda é feita removendo-se a grade para determinar a intensidade de radiação que chega diretamente no detector (figura 4.11).

Uma simples razão da intensidade com a grade pela intensidade sem a grade, fornece a fração transmitida, que é multiplicada por 100 (cem) para dar a porcentagem de transmissão:

$$T_p = \frac{I_p}{I'_p} * 100 \quad (4.11)$$

onde: T_p é a transmissão primária (%).

I_p é a intensidade com grade.

I'_p é a intensidade sem grade.

4.3.3 - Fator de “Bucky” (B)

Um outro método utilizado para verificar o desempenho de uma grade é através do valor do fator de Bucky.

Alguns pesquisadores como Hendee, W. R., em Hendee (1984), Yaffe, M. J. *et al.*, em Yaffe (1995), Carlin, M. D. *et al.*, em Carlin (1996), dentre outros, definem o fator de Bucky como a razão da radiação total incidente (primária e espalhada) que chega na grade, pela radiação total transmitida através dela. Este indica por qual fator a grade reduz a intensidade total incidente.

Em outras palavras, o fator de Bucky pode ser definido como a radiação que chega no filme sem a grade dividido pela radiação que chega no filme com a grade, sendo estas medidas realizadas em um campo de radiação grande e emergindo de uma certa espessura do paciente ou material atenuador.

O fator de Bucky indica quanto a radiação incidente pode ser aumentada, de tal forma que a densidade do filme permaneça a mesma, mesmo quando uma técnica antiespalhamento é usada (Chan, H-P., Higashida, Y. e Doi, K., em Chan (1985b)) ou quanto se deve aumentar o fator de exposição quando há uma mudança de uma técnica sem grade, para uma com grade. Pode-se observar também quanto a dose, a que o paciente está sujeito, foi aumentada pelo uso de uma grade.

O fator de Bucky é parecido com a transmissão primária, exceto por uma diferença. A transmissão primária indica somente a quantidade de radiação primária absorvida pela grade, enquanto que o fator de Bucky indica a absorção de ambas, radiação primária e secundária. Este fator é determinado com um *phantom* de água composto por um material espalhador espesso (ver figura 4.12).

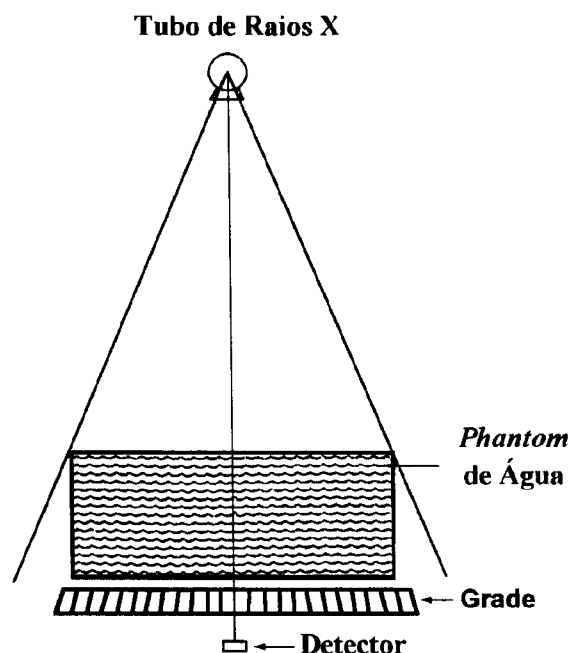


Figura 4.12 - Equipamento para medição do Fator de Bucky ((Curry III (1990))).

A radiação transmitida é medida com a grade e a radiação incidente depois que a grade é removida. Estas medidas são feitas através de um detector (ver figura 4.12). A equação para calcular o fator de Bucky é:

$$B = \frac{\text{radiação incidente total}}{\text{radiação transmitida total}} \quad (4.12)$$

O fator de Bucky é uma indicação da quantidade de radiação absorvida pela grade e portanto, da capacidade da grade para absorver a radiação espalhada.

Geralmente, grades com altas razões absorvem mais radiação espalhada e têm fatores de Bucky maiores do que grades com baixas razões. Os valores dos fatores de Bucky também dependem da energia do feixe de raios X. Feixes com altas energias produzem mais radiação espalhada e exigem um maior desempenho da grade do que radiação de baixa energia. Grades com baixas razões não absorvem radiação espalhada de feixes com altas energias tão bem quanto grades de altas razões.

Embora um alto fator de Bucky é desejável do ponto de vista da qualidade do filme, ele é indesejável sobre outros dois aspectos. Um fator de Bucky alto exige maiores fatores de exposição e dosagem de radiação para o paciente.

Se, por exemplo, o fator de Bucky para uma particular combinação grade/energia é 5 (cinco), então, a exposição do paciente é aumentada em 5 (cinco) vezes em relação ao mesmo exame sem grade.

4.3.4 - Fator de Melhoramento no Contraste (K)

O desempenho de uma grade pode ser ainda avaliado através de um terceiro método: o fator de melhoramento no contraste (K), para uma certa voltagem, que é definido por alguns pesquisadores, como Chan, H-P., Higashida, Y. e Doi, K., em Chan (1985b), Dance, D. R., Persliden, J. e Carlsson, G. A., em Dance (1992), Carlin, M. D. *et al.*, em Carlin (1996), como a razão do máximo contraste obtido com uma grade, pelo máximo contraste obtido sem grade:

$$K = \frac{\text{contraste com grade}}{\text{contraste sem grade}} \quad (4.13)$$

Pode-se definir também o fator de melhoramento no contraste em função da transmissão primária (T_p) e fator de Bucky (B) (Bonenkamp (1959a), Boldingh (1961) e Brezovich (1977)):

$$K = T_p * B \quad (4.14)$$

No caso do fator de melhoramento no contraste, a voltagem permanece constante, porém o tempo de exposição será maior (fator de Bucky).

Este é o principal teste de desempenho de uma grade porque ele é uma medida da capacidade ou eficiência da grade em remover a radiação espalhada, ou em outras palavras, melhorar o contraste do filme.

O fator de melhoramento no contraste, depende da kVp (tensão aplicada ao tubo de raios X), tamanho do campo e espessura do paciente (ou material

absorvedor), sendo estes três fatores os que determinam a quantidade de radiação espalhada.

Para permitir a comparação de diferentes eficiências de grades, o fator de melhoramento no contraste é geralmente determinado em 100 kVp em um campo grande e um *phantom*, geralmente de água, com 20 cm de espessura, como recomendado pela “*International Commission on Radiologic Units and Measurements*” (Curry III (1990)).

4.4 - Conclusões

Dos capítulos anteriores, podemos concluir que:

Os sistemas de medida do ponto focal tais como a câmara de orifício, câmara de fenda, padrão estrela, devem ser alinhados no centro do campo e portanto não avaliam o ponto focal no lugar onde as estruturas anatômicas estão localizadas.

Os dispositivos RMI e padrão estrela não possuem nenhuma recomendação do fabricante quanto à sua colocação no campo. Além disso, o RMI possui vários padrões de barras para medida do ponto focal que estão em várias posições do campo. Portanto as medidas variam em função de cada localização.

Somente Marques, P. M. A., em Marques (1994), considera a característica de campo na avaliação, entretanto seu sistema, por trabalhar com função de transferência, não é muito prático.

A influência da distribuição de intensidade do ponto focal sobre a nitidez das imagens é polêmica entre pesquisadores. Doi, K. e Rossmann, K., em Doi (1975a) afirmam que a distribuição de intensidade não influencia a nitidez da imagem, enquanto Nickoloff, E. L. *et. al.*, em Nickoloff (1990), consideram que pontos focais com dimensões equivalentes, mas que possuem diferentes distribuições de intensidade, produzem variações significativas na resolução da imagem.

Com relação aos métodos de medida da quilovoltagem, é importante observar que quando se utiliza o penetrâmetro, o efeito “heel” nunca é levado em consideração. Porém, ele influencia diretamente todas as medidas que são realizadas com cunha. Além disso, o efeito “heel” é um fator importante, que deve ser considerado nos programas de controle

de qualidade de imagens. Por exemplo, as grades supressoras, são avaliadas como se o efeito Compton fosse uniforme no campo de radiação. Entretanto por causa do efeito “heel”, a radiação espalhada não é uniforme sendo maior quando a kVp aumenta.

CAPÍTULO 5

Métodos e Processos

5.1 - Ponto Focal

5.1.1 - Introdução

Foi desenvolvido um programa que, a partir de uma medida do tamanho do ponto focal no centro do campo de radiação, determina as projeções deste para qualquer posição do campo.

As imagens obtidas com uma matriz de câmaras de orifício, aplicada em diversas unidades radiológicas, serviram para comprovar os resultados obtidos com o programa desenvolvido.

5.1.2 - Algoritmo para Calcular a Forma e o Tamanho do Ponto Focal em Qualquer Posição do Campo de Radiação

Com o embasamento teórico descrito anteriormente no Capítulo 2 (item **2.1.2 - Relações Geométricas Entre os Tamanhos do Ponto Focal em Várias Posições do Campo**), foi desenvolvido um algoritmo para calcular o tamanho e a forma do ponto focal de sistemas de raios X em qualquer posição do campo.

O algoritmo foi posteriormente implementado em Linguagem “C” e pode ser descrito da seguinte maneira: inicialmente o usuário entra com o nome do arquivo onde

serão armazenados os dados que são os valores dos tamanhos dos lados dos pontos focais calculados em várias posições do campo, para que possam ser analisados posteriormente.

Em seguida entra com os valores dos lados do ponto focal no centro do campo (a e b), que foram previamente obtidos através de uma câmara de orifício e medidos com um microscópio de projeção. Depois entra com o ângulo de inclinação do alvo (α), o deslocamento dx e o ângulo de orientação no campo (θ) (ver figura 5.1).

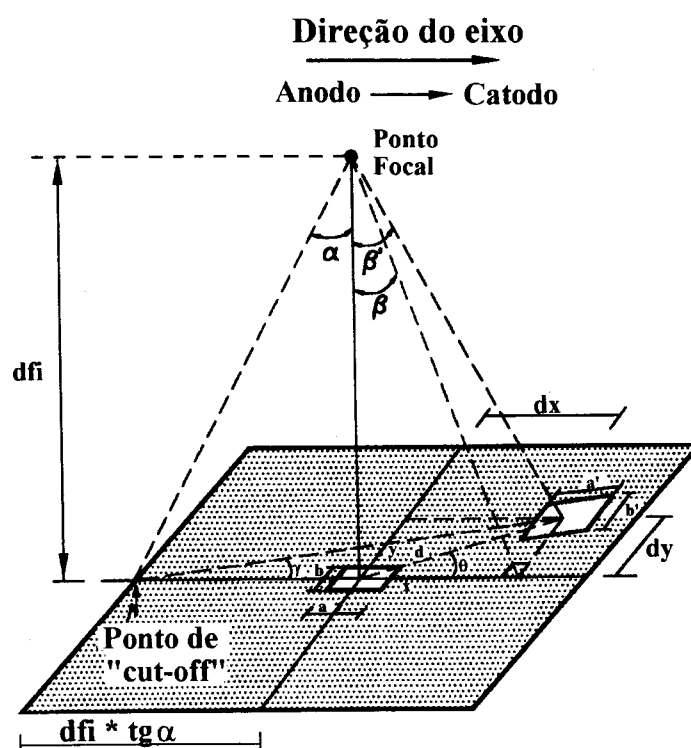


Figura 5.1 - Representação do ponto focal no centro do campo e em uma posição arbitrária.

Com as equações Eq. (2.7) e Eq. (2.8), o programa calcula o novo valor do lado maior do ponto focal (lado a) (o lado b não muda) e armazena este valor no arquivo que foi previamente escolhido.

Pode-se verificar, ao mesmo tempo, o formato do ponto focal em diferentes posições do campo, sendo que, no final, o programa mostra na tela todos os formatos dos pontos focais ao mesmo tempo. A figura 5.2 mostra o algoritmo (fluxograma) do programa desenvolvido.

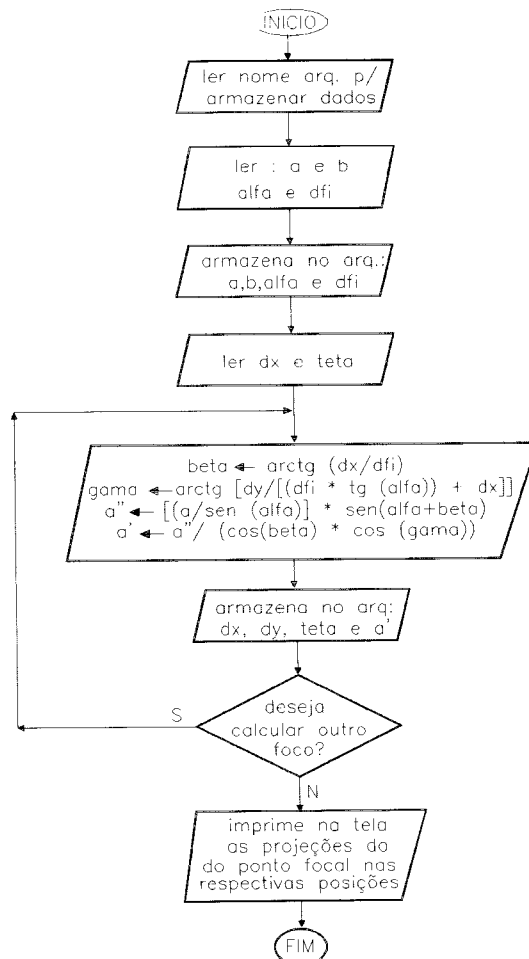


Figura 5.2 - Fluxograma do programa desenvolvido para o cálculo do tamanho do ponto focal em qualquer posição do campo.

Para comprovar os resultados da simulação, foram obtidas imagens do ponto focal em diversas posições do campo de radiação com uma matriz de câmaras de orifício.

5.1.3 - Matriz de Câmaras de Orifício

Um dos dispositivos de avaliação do ponto focal, chamado Câmara de Orifício (descrito no Capítulo 4 - item 4.1 - Métodos para Medida das Dimensões do Ponto

Focal), foi modificado por Oliveira, em Oliveira (1995), para obter a imagem do ponto focal em várias posições do campo de raios X.

A matriz de câmaras de orifício é constituída por uma placa de chumbo de 0,70 mm de espessura e 140 mm de diâmetro, onde foram feitos 100 orifícios de aproximadamente 0,1 mm de diâmetro. Este diâmetro foi escolhido por ter pelo menos 1/10 dos menores tamanhos de pontos focais encontrados em testes de campo e os furos são inclinados conforme o feixe de raios X. A inclinação de cada furo foi calculada em função de sua orientação em relação ao ângulo do alvo, de maneira que o feixe de raios X não fosse demais absorvido pelas bordas dos furos, uma vez que estes não são ideais, ou seja, possuem uma espessura finita.

A placa de chumbo foi prensada entre duas placas, uma de alumínio com 2 mm de espessura e uma de acrílico com 3 mm de espessura. Com isto, conseguiu-se uma boa rigidez mecânica da matriz de câmaras de orifício, bem como uma maior facilidade para manuseá-la.

A figura 5.3 mostra esta matriz com os furos dispostos radialmente sobre a placa de chumbo, bem como os ângulos com que estes furos foram construídos.

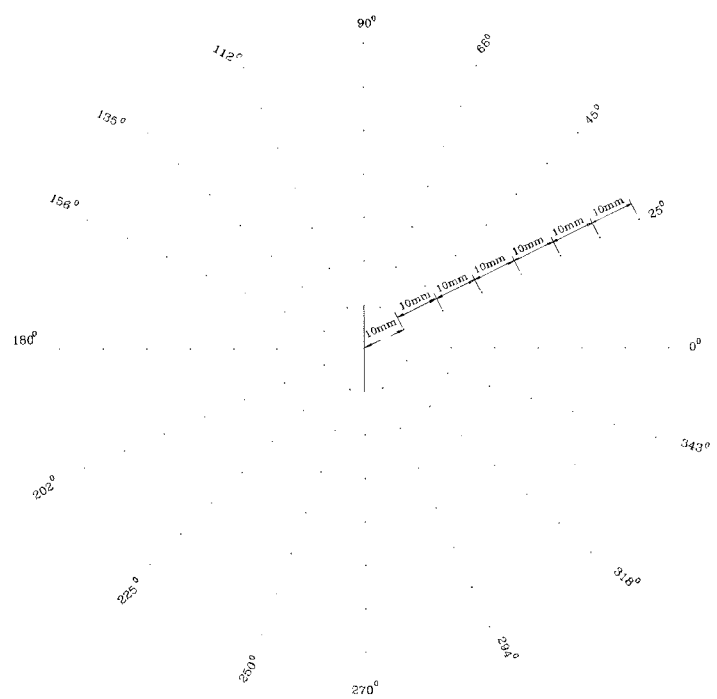


Figura 5.3 - Matriz de Câmaras de Orifício.

5.1.4 - Métodos Utilizados para Leitura dos Valores Obtidos com a Matriz de Câmaras de Orifício e o Cálculo do Erro

Cada imagem de ponto focal dos filmes radiográficos foi ampliada por um microscópio de projeção (marca Karl Zeiss Jena, modelo Vorschaltgerät HB 0 200) e projetada sobre uma tela reticulada, para que o lado *a* do ponto focal pudesse ser medido (o lado *b* não muda de tamanho).

O erro entre o valor obtido através da simulação e a medida realizada no filme radiográfico foi então calculado fazendo a subtração entre os valores medidos no filme e os valores obtidos através do programa.

O desvio padrão foi então calculado através da equação:

$$desvio = \sqrt{\frac{\sum (x_i - AVG)^2}{n}} \quad (5.1)$$

onde: x_i é o *i*-ésimo item da lista (erro).

n é o número de itens da lista.

AVG é a média dos valores da lista.

5.2 - Distribuição de Intensidade do Ponto Focal

5.2.1 - Introdução

Para determinar a influência da distribuição de intensidade do ponto focal foi desenvolvido um algoritmo para, em primeiro lugar, simular as formas das diferentes distribuições de intensidade do ponto focal, a saber: gaussiana simples nas duas direções e gaussiana simples em uma direção e dupla na outra.

Posteriormente, utilizou-se outro algoritmo, desenvolvido por Oliveira, em Oliveira (1995), para simulação de imagens de objetos de teste e onde foram consideradas várias distribuições de intensidade do ponto focal: distribuição uniforme, gaussiana simples nas duas direções e gaussiana simples em uma direção e dupla na outra.

Estas imagens foram comparadas com imagens radiográficas obtidas em testes de campo para comprovar a validade do algoritmo desenvolvido.

A seguir, estão descritos os materiais e métodos para obtenção das imagens simuladas, bem como das imagens radiográficas.

5.2.2 - Algoritmo para Simulação das Diferentes Formas de Distribuição de Intensidade do Ponto Focal

Os pontos focais dos aparelhos de raios X possuem diferentes formas de distribuição de intensidade. Estas podem ser representadas, matematicamente, através das funções de espalhamento de linha (FEL's), como descrito no Capítulo 2 (item **2.2.2 - Influência da Distribuição de Intensidade do Ponto Focal Sobre a Nitidez das Imagens**).

Sendo assim, para fazer a representação através de imagens das diferentes formas das distribuições de intensidades dos pontos focais, foi desenvolvido um algoritmo que, utilizando o aplicativo *MatLab*, faz a representação da distribuição de intensidade do ponto focal em 2 e 3 dimensões.

Devido ao fato do ponto focal variar de tamanho ao longo do campo de radiação, sua distribuição de intensidade também muda. Desta forma, para demonstrar esta variação, foram feitas representações de sua distribuição de intensidade para três diferentes posições do campo de radiação, mostrando assim a relação entre o tamanho do ponto focal e sua distribuição de intensidade.

As principais formas de distribuição de intensidade do ponto focal encontradas nos aparelhos de raios X, utilizados em unidades radiológicas são: gaussiana simples nas duas direções do ponto focal e gaussiana dupla em uma direção (geralmente a direção perpendicular ao eixo catodo/anodo) e gaussiana simples na outra. Assim, de acordo com as equações que representam as diferentes FEL's de pontos focais e que estão descritas na Tabela 2.1, foram geradas imagens da distribuição de intensidade do ponto focal para estas duas formas principais.

a) Gaussiana Simples nas duas Direções

Os parâmetros utilizados nas equações foram os seguintes:

- tamanho do ponto focal: a (direção paralela ao eixo catodo/anodo) e b (direção perpendicular ao eixo catodo/anodo)
- fator que determina a largura da gaussiana do ponto focal:

$$\alpha = \frac{(3 * \sqrt{2})}{d} \quad (5.2)$$

onde: d é o tamanho do ponto focal, de acordo com a direção escolhida.

Foi realizada, inicialmente, a representação tridimensional da distribuição de intensidade do ponto focal no lado do anodo (máxima intensidade) (ponto de “*cut-off*”), sendo que neste caso os pontos máximos possuem valores iguais a 1 (um).

Em seguida, foi feita uma representação deste ponto focal no plano imagem, ou seja, uma representação da distribuição de intensidade do ponto focal em duas dimensões. Sua área é dada por uma matriz de pontos, cujos valores são as intensidades de radiação da fonte. O número de pontos desta matriz depende, então, das dimensões do ponto focal e, conseqüentemente, de sua área.

A imagem foi desenhada em 64 níveis de cinza (0 - 63) e foi obtida da matriz que continha os valores da distribuição de intensidade do ponto focal, multiplicando-se seus valores por 63.

A intensidade de radiação da fonte é a mesma para qualquer área projetada do ponto focal no plano imagem. De fato, variando-se as dimensões do ponto focal, as intensidades de sua distribuição também variam, de tal forma que a intensidade da fonte possa permanecer constante. Assim, quando a área do ponto focal no plano imagem aumenta (indo do lado do anodo para o lado do catodo) e conseqüentemente o número de pontos da matriz que a representa, as intensidades da distribuição de intensidade do ponto focal diminuem, pois assim a intensidade de radiação da fonte permanece a mesma, em qualquer posição do plano imagem.

Usando este raciocínio e variando o tamanho do ponto focal, as representações da distribuição de intensidade do ponto focal do lado do catodo e no centro, são descritas a seguir.

Supondo:

- tamanho do ponto focal no lado do catodo ou no centro do campo: a' (direção paralela ao eixo catodo/anodo) e b' (direção perpendicular ao eixo catodo/anodo)

Para fazer a representação tridimensional da distribuição de intensidade do ponto focal no lado do catodo e no centro do campo de radiação, foi calculada uma matriz de pontos, cujos valores das intensidades foram obtidos multiplicando-se os valores dados pelas equações das FEL's pela seguinte relação:

$$FATOR = \left(\frac{a'}{a} \right) * \left(\frac{b'}{b} \right) \quad (5.3)$$

onde: a e b são as dimensões do ponto focal no lado do anodo (ponto de “cut-off”) e a' e b' são as dimensões de um ponto focal no lado do catodo ou no centro do campo.

Para representar a distribuição de intensidade do ponto focal em duas dimensões e em níveis de cinza, uma nova matriz foi obtida dos dados da matriz anterior, multiplicando-se seus valores por 63.

No caso de aparelhos mamográficos com anodo rotatório, o lado b (ou b') do ponto focal não varia com a posição no campo de radiação, mas para o caso geral, o fator de correção é representado pela Eq. (5.3).

b) Gaussiana Simples e Gaussiana Dupla

Os parâmetros utilizados nas equações foram os seguintes:

- Para gaussiana simples: fator que determina a largura da gaussiana do ponto focal:

$$\alpha = \frac{(3 * \sqrt{2})}{2 * d} \quad (5.4)$$

- Para gaussiana dupla: fator que determina a largura da gaussiana do ponto focal:

$$\alpha = \frac{(7 * \sqrt{2})}{3 * d} \quad (5.5)$$

$$\varepsilon = \frac{2}{7} * d \quad (5.6)$$

onde: d é o tamanho do ponto focal, de acordo com a direção escolhida.

ε é a dimensão linear da região central do ponto focal (distância entre o máximo valor de um pico da gaussiana e o eixo da intensidade dos raios X).

Analogamente, como descrito para a gaussiana simples, foram geradas imagens para mostrar a forma da distribuição de intensidade do ponto focal em 2 e 3 dimensões. Novamente, foram escolhidas três posições do campo de radiação: lado do anodo (ponto de “*cut-off*”), lado do catodo e centro do campo de radiação.

5.2.3 - Algoritmo para Simulação da Influência das Diferentes Formas de Distribuição de Intensidade do Ponto Focal Sobre a Imagem

Foi desenvolvido um algoritmo para mostrar a influência das diferentes formas de distribuição de intensidade do ponto focal sobre a imagem de objetos colocados em qualquer posição do campo de radiação.

Como descrito anteriormente, as três principais formas de distribuição de intensidade do ponto focal são: a uniforme, a gaussiana simples nas duas direções e a gaussiana dupla em uma direção e simples na outra. Para estas três formas, foi desenvolvido o seguinte algoritmo: utilizando-se o algoritmo descrito no item - 5.1.2, calcula-se o tamanho do ponto focal na posição do campo onde a imagem do objeto será obtida. Com o algoritmo descrito no item - 5.2.2, calcula-se para este novo tamanho de ponto focal, a sua distribuição de intensidade.

Os cálculos da distribuição de intensidade foram feitos determinando os valores máximos da distribuição de intensidade do ponto focal no lado do anodo (ponto de “*cut-off*”) e em seguida, calculando os novos valores para uma outra posição do campo, através das equações das FEL's e da Eq. (5.3).

Os valores da distribuição de intensidade do ponto focal são armazenados em uma matriz de pontos, cujos valores estão dados em níveis de cinza, e foram determinados utilizando a Eq. (5.3), que relaciona o tamanho do ponto focal no ponto de “*cut-off*” e na nova posição.

O algoritmo desenvolvido foi então, implementado em linguagem “C” e em conjunto com o programa de Oliveira, H. J. Q., em Oliveira (1995), serviu para verificar a influência das diferentes formas de distribuição de intensidade do ponto focal sobre objetos, colocados em qualquer posição do campo de radiação.

5.2.4 - Algoritmo para Determinar a Imagem de um Objeto (Oliveira (1995))

O programa desenvolvido por Oliveira, H. J. Q., em Oliveira (1995), no seu trabalho de mestrado, serve para determinar, através de mapas de sombra e penumbra, a imagem de um objeto colocado em qualquer posição do campo de radiação quando irradiado por uma fonte de intensidade uniforme e unitária.

A imagem do objeto, no caso uma matriz de esferas, é calculada realizando-se uma convolução do ponto focal simulado com o objeto projetado sobre o plano imagem. O ponto focal é dado por uma matriz de pontos chamada matriz fonte (**MF**) e por uma outra, matriz objeto (**MO**) (ver figura 5.4).

A figura 5.4 mostra a matriz fonte **MF1** de um ponto focal simulado no centro do campo e a **MF2** em outra posição qualquer do campo, bem como a matriz objeto calculada nas posições correspondentes a **MF1** e **MF2**, respectivamente.

Para se obter o valor do nível de cinza de um ponto qualquer no plano imagem, basta fazer um mascaramento com “e” lógico entre as duas matrizes. O resultado desse mascaramento é a área da fonte não coberta pela projeção do objeto. Portanto o valor do nível de cinza irá depender da posição relativa entre as matrizes **MF** e **MO** como mostra a figura 5.5.

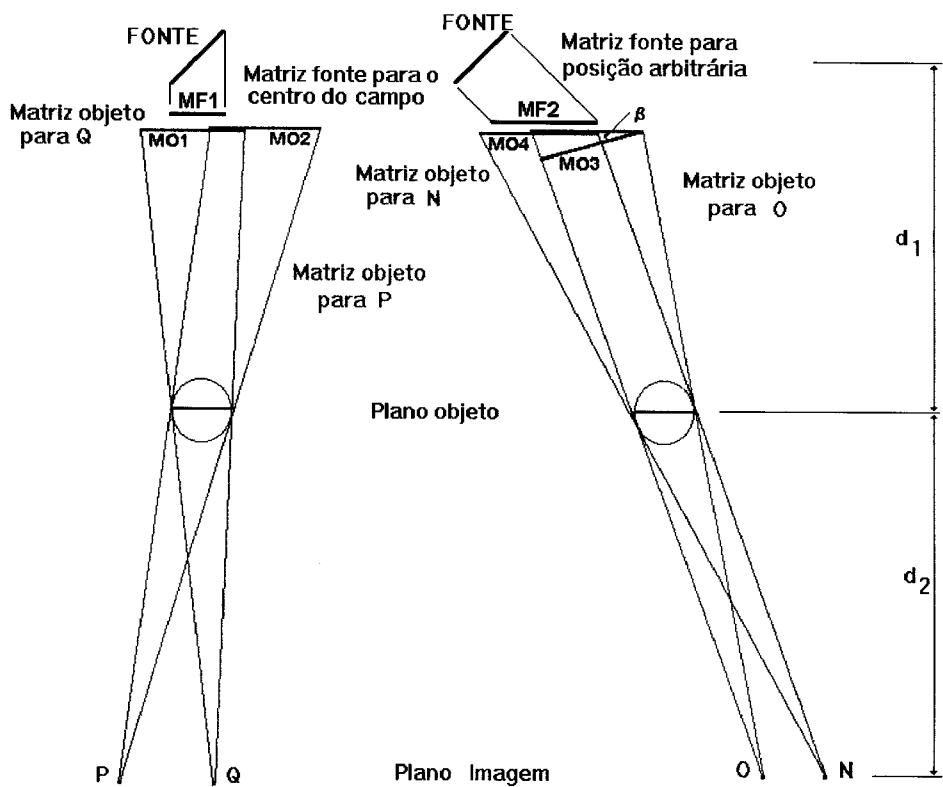


Figura 5.4 - Matrizes MF e MO para a realização da convolução (Oliveira (1995)).

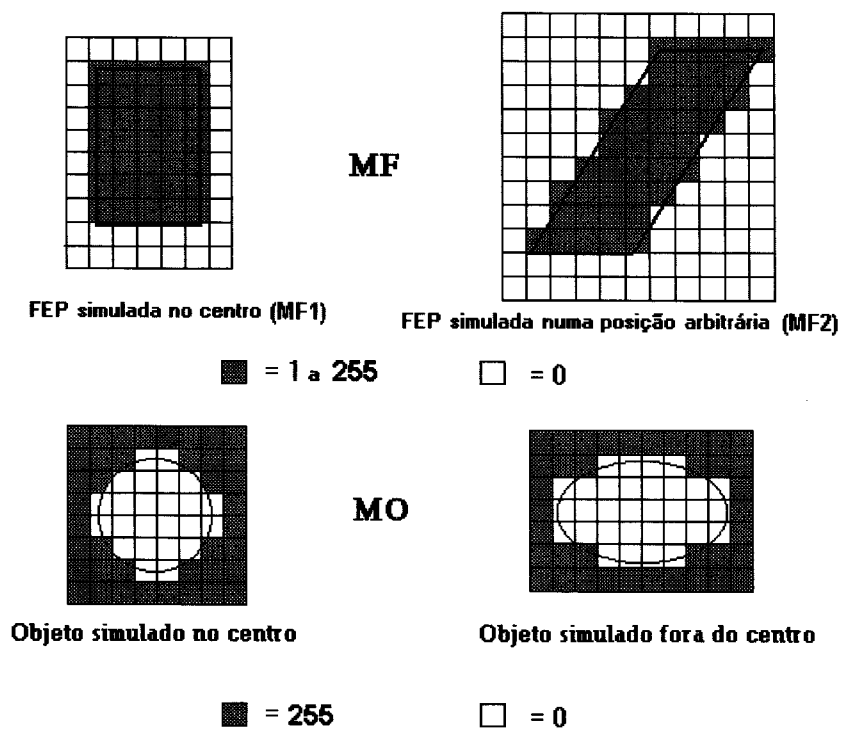


Figura 5.5 - Ilustração das projeções das matrizes MF e MO em pontos do plano imagem (Oliveira (1995)).

De acordo com a figura 5.4, o ponto Q não recebe raios X da fonte, pois a matriz fonte $MF1$ é mascarada pela projeção da matriz objeto $MO1$, e seu nível de cinza será igual a zero. No caso do ponto P , a matriz $MO2$ não cobre totalmente a matriz $MF1$ e, portanto, sua tonalidade de cinza terá um valor intermediário. Assim, para se obter a imagem completa, basta percorrer o plano imagem ponto a ponto e calcular o valor do nível de cinza para cada um. No caso dos pontos fora do centro do campo de radiação, a matriz $MO3$ deve ser rotacionada de um ângulo β , para que fique num plano paralelo ao plano imagem sendo esta rotação responsável pela forma elíptica do objeto.

5.2.5 - Matriz de Esferas

Para que os resultados da simulação da influência da distribuição de intensidade do ponto focal sobre um objeto, colocado em qualquer posição do campo de radiação, pudessem ser comprovados, foi desenvolvido um dispositivo chamado de matriz de esferas, cuja descrição está a seguir.

Sobre uma placa de acrílico de 3 mm de espessura, foram incrustadas várias esferas de tungstênio de 0,70 mm de diâmetro (esferas de canetas esferográficas). Estas foram dispostas radialmente, com raios variando de 5 em 5 mm. As distâncias entre as esferas foram mantidas entre 3 e 6 mm aproximadamente. A figura 5.6 mostra um desenho da matriz de esferas.

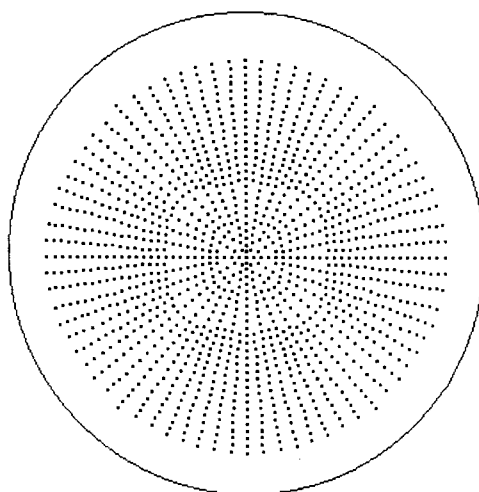


Figura 5.6 - Ilustração da Matriz de esferas.

5.3 - Efeito Compton e Grade Supressora

5.3.1 - Introdução

Como dito anteriormente, a radiação espalhada que emerge do paciente e chega no filme pode ser diminuída pelo uso de uma grade supressora.

Foi desenvolvido, então, um dispositivo experimental para simular a radiação espalhada e absorvida pelo paciente e a radiação transmitida após o uso da grade. Para isto, foram utilizados discos de chumbo, por ser um material totalmente radiopaco e absorver toda radiação que chega neles e placas de lucite para simular os tecidos e espalhar radiação, pois o lucite possui, em termos de absorção, as mesmas propriedades das mamas.

A seguir, foi desenvolvido um algoritmo para obtenção de três séries de imagens simuladas com as mesmas condições das imagens reais.

5.3.2 - Método Experimental para Obtenção das Imagens Radiográficas

Para se realizar a simulação do efeito Compton e da grade supressora foi necessário a obtenção de 3 imagens: uma para simular a imagem dos discos de chumbo (sem material espalhador), uma para simular a radiação espalhada pelo paciente (no caso, simulado pelo lucite) e a última, que simula uma imagem com radiação espalhada e com o uso de uma grade supressora.

Foram realizados testes experimentais em unidades radiológicas e as 3 imagens obtidas foram as seguintes:

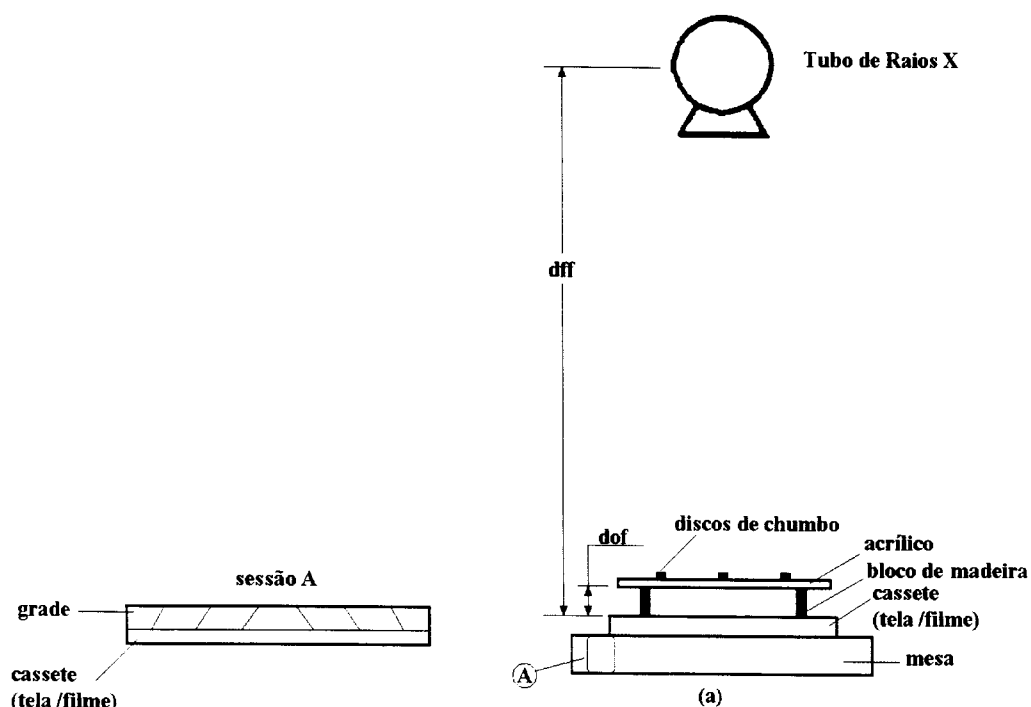
- a) Imagem de 5 discos de chumbo colocados em uma certa disposição e distância do filme radiográfico (Imagem Controle).
- b) Imagem de 5 discos dos chumbo colocados agora sobre uma certa espessura de lucite para obtenção de uma imagem com espalhamento (Imagem com Espalhamento).
- c) Imagem dos 5 discos de chumbo colocados agora sobre uma certa espessura de lucite, porém, utilizando desta vez, uma grade supressora (Imagem com Grade).

5.3.2.1 - Dispositivo para Obtenção da Imagem Controle

A primeira imagem obtida nos testes experimentais foi conseguida da seguinte maneira: colocou-se 5 discos de chumbo de 10 mm de diâmetro e 1,5 mm de espessura totalmente radiopacos sobre uma placa de acrílico de 2 mm de espessura e medindo 28 x 19 cm, a uma certa distância (2, 4 ou 6cm) do cassete radiográfico (distância objeto/filme - dof) (figura 5.7a). A disposição dos discos sobre a placa está ilustrada na figura 5.7b. A placa de acrílico foi apoiada sobre 4 blocos de madeira e estes foram colocados sobre um cassete radiográfico que estava sobre a mesa do mamógrafo.

Montado o dispositivo experimental, foi realizada a exposição do filme sobre certas condições de kVp e corrente/tempo.

Foram feitas exposições para três diferentes distância objeto/filme (dof): 2, 4 e 6 cm. Estas distâncias foram utilizadas porque a simulação da radiação espalhada também é feita para três espessuras diferentes de mamas comprimidas (2, 4 e 6 cm).

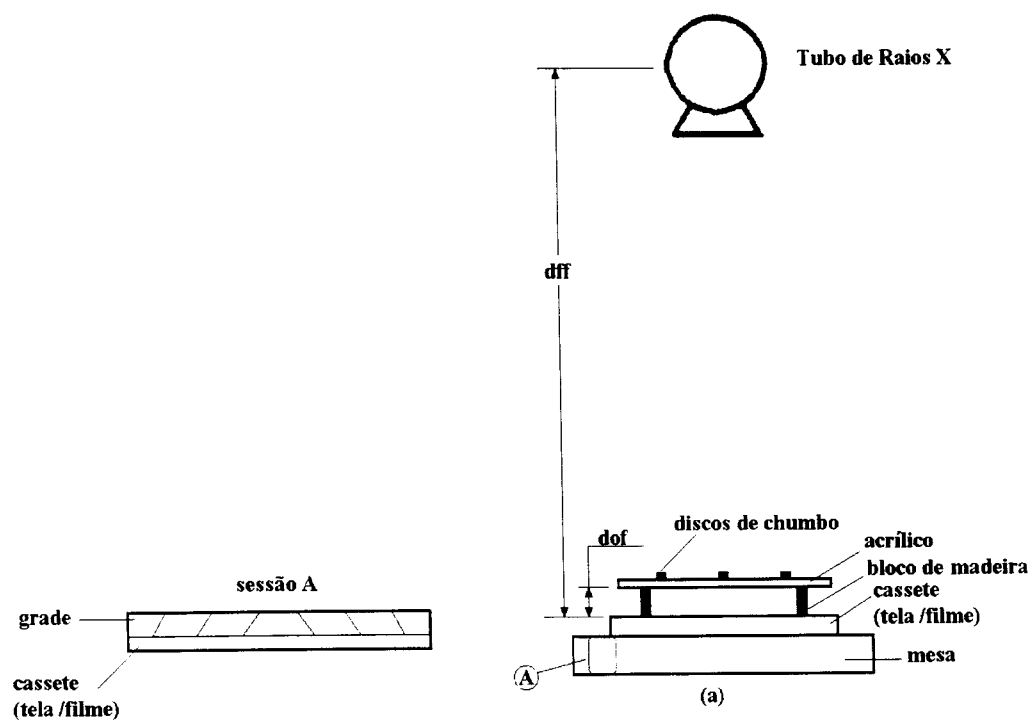


5.3.2.1 - Dispositivo para Obtenção da Imagem Controle

A primeira imagem obtida nos testes experimentais foi conseguida da seguinte maneira: colocou-se 5 discos de chumbo de 10 mm de diâmetro e 1,5 mm de espessura totalmente radiopacos sobre uma placa de acrílico de 2 mm de espessura e medindo 28 x 19 cm, a uma certa distância (2, 4 ou 6cm) do cassete radiográfico (distância objeto/filme - dof) (figura 5.7a). A disposição dos discos sobre a placa está ilustrada na figura 5.7b. A placa de acrílico foi apoiada sobre 4 blocos de madeira e estes foram colocados sobre um cassete radiográfico que estava sobre a mesa do mamógrafo.

Montado o dispositivo experimental, foi realizada a exposição do filme sobre certas condições de kVp e corrente/tempo.

Foram feitas exposições para três diferentes distância objeto/filme (dof): 2, 4 e 6 cm. Estas distâncias foram utilizadas porque a simulação da radiação espalhada também é feita para três espessuras diferentes de mamas comprimidas (2, 4 e 6 cm).



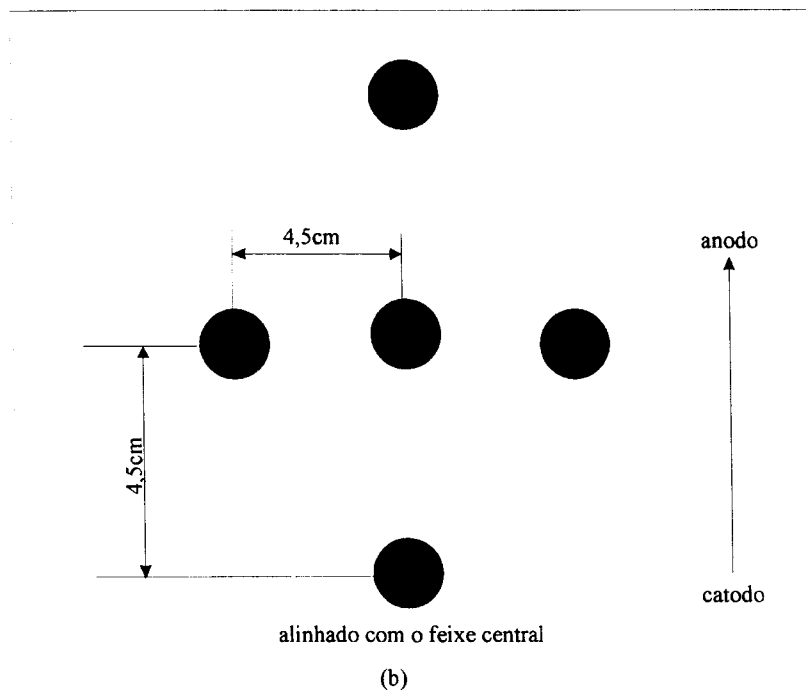


Figura 5.7 - (a) - Ilustração do dispositivo utilizado para obtenção da Imagem Controle. (b) - Disposição dos discos de chumbo no campo de radiação.

5.3.2.2 - Dispositivo para Obtenção da Imagem com Espalhamento

Para obtenção da imagem com espalhamento foi utilizado o mesmo dispositivo descrito para a primeira imagem, porém, substituíram-se os blocos de madeira por placas de lucite. Utilizou-se o lucite ($(C_5H_8O_2)_n$) para simular a radiação espalhada pois este, segundo Chan, H-P e Doi, K., em Chan (1983), possui basicamente a mesma razão de espalhamento que a composição de uma mama (tecido/gordura).

Nesta montagem experimental, a placa de acrílico com os discos de chumbo foi colocada diretamente sobre as placas de lucite de 28 x 19 cm e com 1 cm de espessura cada uma. Desta forma, para uma distância objeto/filme (*dof*) de 2 cm, foram utilizadas duas placas de lucite sobrepostas; para 4 cm, 4 placas e assim por diante (figura 5.8).

Para que a densidade do filme ficasse semelhante à obtida na primeira imagem, foi calculada a atenuação do lucite e a kVp e o tempo de exposição foram variados.

Assim como foi feito para a primeira imagem, neste caso as distâncias objeto/filme também foram variadas, sendo estas de 2, 4 e 6 cm.

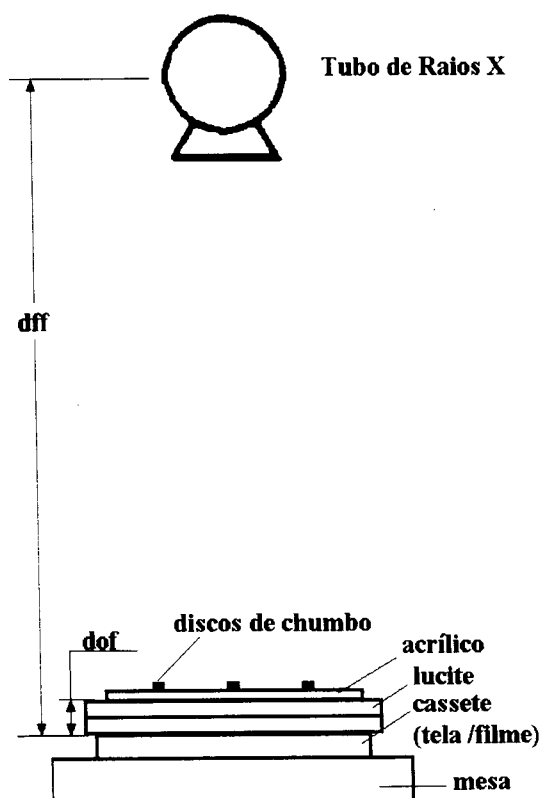


Figura 5.8 - Ilustração do dispositivo utilizado para obtenção da Imagem com Espalhamento.

5.3.2.3 - Dispositivo para Obtenção da Imagem com a Grade

Finalmente, foi obtida uma imagem fazendo uso de uma grade supressora (Bucky). Para isto, foi montado o seguinte dispositivo experimental: as placas de lucite foram colocadas diretamente sobre a mesa do mamógrafo. A mesa é formada pela grade e um cassete (tela/filme). Sobre as placas de lucite, cujas espessuras variaram de 2 a 6 cm, foi colocada a placa de acrílico com os discos de chumbo, na mesma disposição da figura 5.7b (ver figura 5.9).

Na obtenção desta imagem, o tempo de exposição e a kVp também foram variados para manter o mesmo padrão de densidade do filme obtido nas outras

imagens (imagens 1 e 2). Estas variações foram feitas de acordo com a espessura do lucite utilizada (2, 4 ou 6 cm).

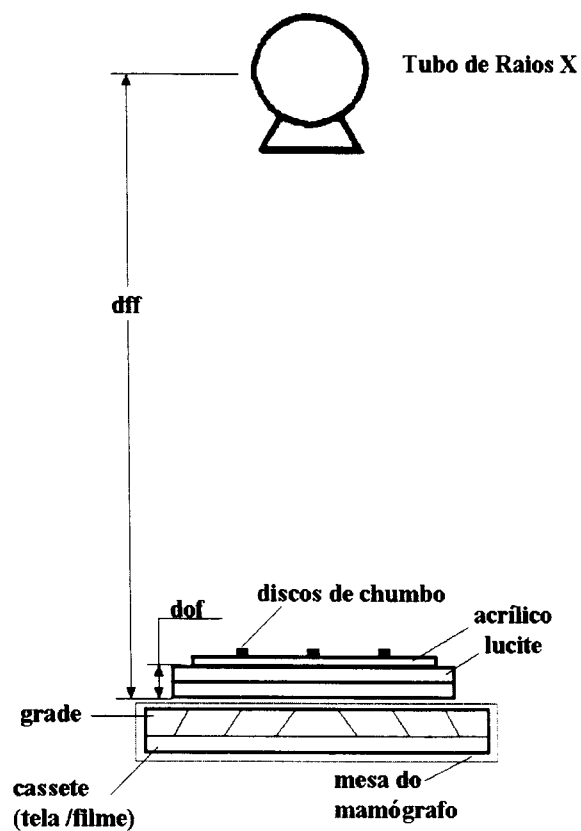


Figura 5.9 - Ilustração do dispositivo utilizado para obtenção da Imagem com a Grade.

5.3.3 - Simulação das Imagens

Foi desenvolvido um algoritmo e o respectivo programa (em linguagem “C”) para simular os 3 processos, obtendo:

- 1) Imagem de 5 discos de chumbo sem material que gera espalhamento (Imagem Controle).
- 2) Imagem de 5 discos de chumbo, porém com a influência de mama de 2, 4 e 6 cm (no caso simulada pelo lucite), que gera espalhamento (Imagem com Espalhamento).

3) Imagem dos 5 discos de chumbo com mama (simulada pelo lucite) e grade.

5.3.3.1 - Simulação da Imagem Controle

A simulação da primeira imagem foi feita da seguinte forma: considerando uma fonte de radiação ideal, ou seja, onde os pontos da imagem podem receber até 100% de intensidade da radiação da fonte, foram desenhados, no aplicativo *Print Shop Pro*, 5 discos de chumbo de acordo com a disposição da figura 5.7b. A imagem foi feita do mesmo tamanho que a imagem radiográfica (11 x 13 cm) o que corresponde a uma matriz de 360 x 440 pontos, sendo estes valores dados em níveis de cinza de 0 a 255 e armazenados em um arquivo.

Os pontos internos ao disco, que na prática não receberam radiação da fonte, possuem nível de cinza igual a 255 (NC = 255 (branco)), enquanto que os pontos externos receberam 100% da intensidade da fonte, o que corresponde ao nível de cinza zero (NC = 0 (preto)). A figura 5.10 mostra a imagem controle simulada, entretanto representada com os níveis de cinza invertidos (negativo), sendo na figura, o branco correspondendo ao NC = 0 e o preto ao NC = 255.

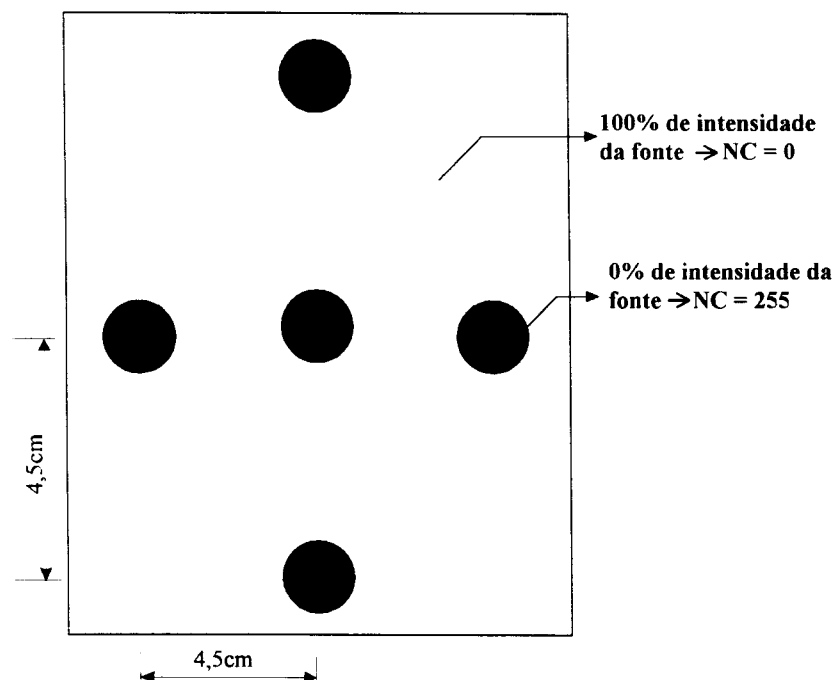


Figura 5.10 - Ilustração da Simulação da Imagem Controle.

5.3.3.2 - Simulação da Imagem com Espalhamento

A segunda imagem simulada contém os fótons espalhados e primários atenuados pelo lucite (que simula a mama). Os fótons do feixe primário da fonte de radiação possuem intensidade I_0 (radiação primária). Ao passar pelo material atenuador e espalhador, estes fótons terão uma intensidade I'_p - intensidade do fóton primário atenuado pelo lucite ou uma intensidade I'_s - intensidade do fóton primário espalhado pelo lucite (figura 5.11).

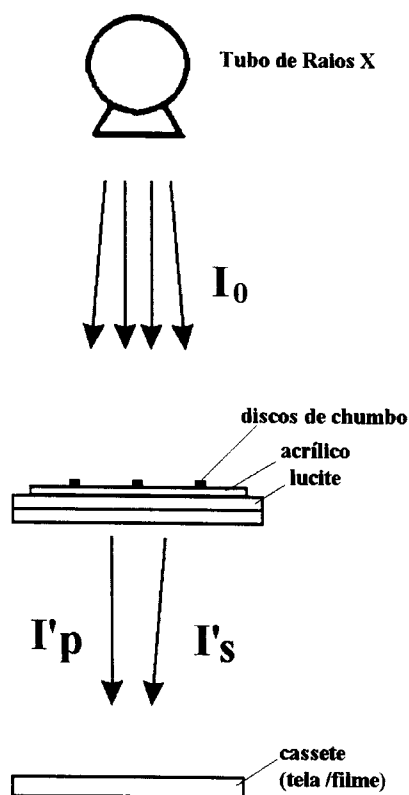


Figura 5.11 - Ilustração simplificada de um fóton primário atenuado e um espalhado.

Na figura 5.11 foram desenhados apenas alguns fótons primários (I_0) e um fóton primário atenuado pelo lucite (I'_p) e um espalhado (I'_s). As distâncias não estão em escala para ficar mais clara a compreensão da ilustração.

Quando um fóton primário passa pelo lucite, ele é transmitido com a seguinte intensidade:

$$I_p' = I_0 * e^{\frac{-\mu}{\rho} x} \quad (5.7)$$

onde: I_p' = intensidade do fóton transmitido

I_0 = intensidade do fóton incidente

μ/ρ = coeficiente de atenuação de massa .

x = espessura do material atenuador (ou espalhador).

Portanto, todos os fótons primários que chegam na imagem, possuem uma intensidade I_p' , que foi atenuada pela espessura x do lucite.

Os fótons espalhados que chegam na imagem estão relacionados com os primários através da razão de espalhamento:

$$r = \frac{I_s'}{I_p'} \quad (5.8)$$

onde: r = razão de espalhamento.

I_s' = intensidade espalhada.

I_p' = intensidade primária.

A razão de espalhamento depende da quilovoltagem aplicada ao tubo (kVp) e da espessura do material espalhador. Os fótons espalhados chegarão, então, em posições aleatórias na imagem.

As intensidades dos fótons devem ser transformadas em níveis de cinza (entre 0 - 255) para serem visualizadas na tela do monitor, ou seja, cada ponto da imagem possui uma certa intensidade, que corresponde a um certo nível de cinza.

5.3.3.3 - Simulação da Imagem com Grade

A terceira imagem foi feita para simular a atuação da grade sobre os fótons espalhados, ou seja, como a grade corta os fótons primários e espalhados que chegariam no filme.

A radiação primária (I_0) da fonte de raios X é atenuada pelo lucite (I_p') e uma certa quantidade desta radiação é absorvida pela grade, sendo conseqüentemente,

transmitida apenas uma parte da radiação primária I_p . Da mesma forma, uma certa quantidade da radiação primária que chega no lucite será espalhada (I'_s) e quando encontra a grade, uma certa porcentagem será absorvida (ou cortada) e apenas uma pequena parte chegará no filme (I_s) (figura 5.12).

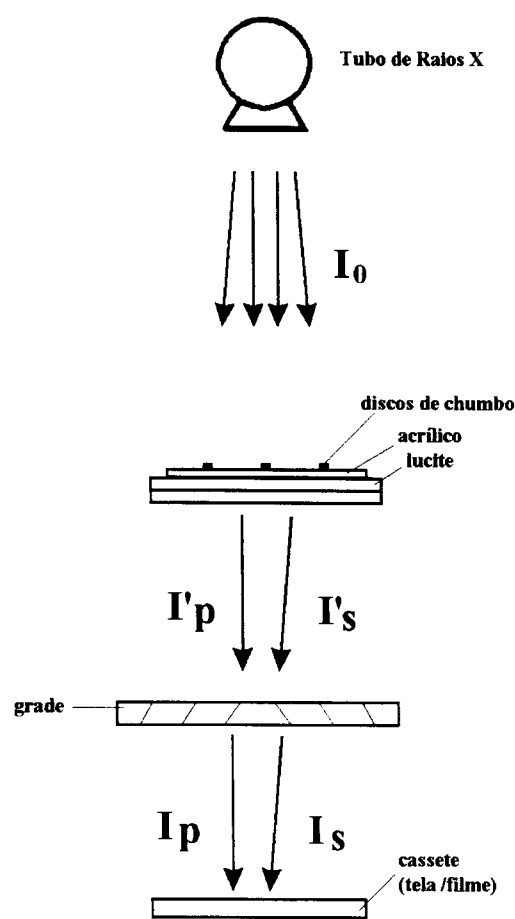


Figura 5.12 - Ilustração simplificada da obtenção da imagem com material espalhador e grade.

Dos fótons primários de intensidade I'_p que chegam na grade, apenas uma parte será transmitida:

$$T_p = \frac{I_p}{I'_p} \tag{5.9}$$

Portanto:

$$I_p = T_p * I_p' \quad (5.10)$$

onde: I_p = intensidade do fóton primário que chega no filme.

I_p' = intensidade do fóton atenuado pelo lucite.

T_p = transmissão primária.

A transmissão primária (Eq. (5.9)) depende do tipo da grade utilizada e da quilovoltagem aplicada ao tubo (kVp), conseqüentemente, a intensidade primária que chega no filme também.

Os fótons espalhados que chegam no filme estão relacionados com o fator de Bucky da grade através da seguinte equação:

$$B = \frac{\text{radiação total incidente}}{\text{radiação total transmitida}} = \frac{I_p' + I_s'}{I_p + I_s} \quad (5.11)$$

portanto:

$$I_s = \frac{I_p' + I_s'}{B} - I_p \quad (5.12)$$

onde: B = fator de Bucky.

I_p' = intensidade da radiação primária que chega na grade.

I_s' = intensidade da radiação secundária (espalhada) que chega na grade.

I_p = intensidade da radiação primária que chega no filme.

I_s = intensidade da radiação secundária (espalhada) que chega no filme.

Através da Eq. (5.12), pode-se notar que a intensidade do fóton espalhado que chega no filme depende também do tipo de grade utilizada (fator de Bucky).

Finalmente, as intensidades I_p e I_s são transformadas em níveis de cinza para que a imagem possa ser visualizada na tela do microcomputador.

5.3.4 - Dispositivos Experimentais

Para realização das medidas experimentais nos aparelhos de raios X, foram construídos alguns dispositivos:

a) Placas de lucite

As placas de lucite foram cortadas em forma retangular, medindo 28 x 19 cm, tendo 1 cm de espessura. Foram escolhidas estas medidas pois as mesas dos aparelhos mamográficos utilizados nos testes possuem, no máximo, este tamanho.

b) Discos de chumbo

Os discos de chumbo foram feitos da seguinte maneira: o chumbo foi fundido e colocado dentro de um caninho (cilindro) de alumínio com 10 mm de diâmetro, que foi cortado em discos de 1,5 mm de espessura. Posteriormente, retirou-se o caninho de alumínio.

Em seguida foram feitos cinco furos de 10 mm de diâmetro sobre uma placa de acrílico de 28 x 19 cm e 2 mm de espessura onde foram colocados os discos de acordo com a disposição mostrada na figura 5.7b.

c) Blocos de madeira

Foram cortados 4 blocos de madeira medindo 2 x 4 x 6 cm. Estes serviram para apoiar a placa de acrílico com os discos de chumbo para obtenção da imagem controle dos discos, nas distâncias iguais às dadas pelas placas de lucite (figura 5.13).

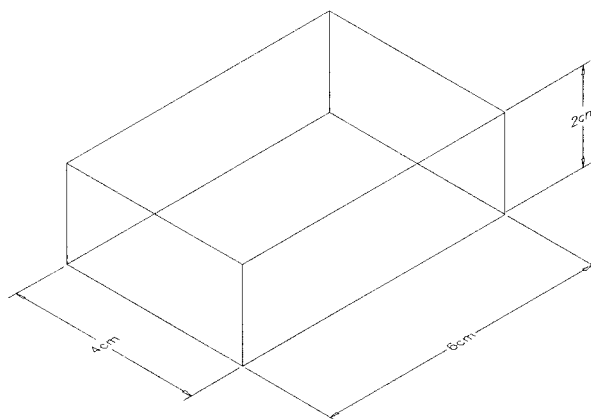


Figura 5.13 - Ilustração do bloco de madeira utilizado.

5.3.5 - Programa Desenvolvido

Baseado no método descrito anteriormente no item - 5.3.3 - **Simulação das Imagens**, foi implementado um programa em linguagem “C” para gerar uma imagem dos discos com espalhamento e atenuação pelo lucite e uma imagem utilizando a grade.

O programa funciona da seguinte maneira: inicialmente o usuário escolhe, dentre algumas possibilidades, a voltagem do tubo (kVp) e a espessura do material atenuador (lucite), pois a atenuação da radiação primária e o fator de Bucky dependem da kVp aplicada e da espessura do lucite. São gerados então dois arquivos de dados: um que contém os pontos da imagem que foram atenuados por uma certa espessura de lucite e pontos com radiação espalhada pelo lucite. O outro, com os pontos da simulação da utilização da grade, sendo que esta imagem possui pontos atenuados e espalhados pelo lucite e que passaram pela grade.

Os dados que estes arquivos contêm são os níveis de cinza que cada ponto da imagem apresenta em função da intensidade de radiação da fonte que chegou neste ponto.

Para se fazer a transformação da intensidade de radiação da fonte que o ponto recebeu para seu correspondente nível de cinza, foi utilizada a seguinte equação:

$$NC = 255 - \text{Intensidade de radiação} * 255 \quad (5.13)$$

sendo que:

$$\text{Intensidade Máxima} \Rightarrow I = 1 \Rightarrow NC = 0 \text{ (preto)}$$

$$\text{Intensidade Mínima} \Rightarrow I = 0 \Rightarrow NC = 255 \text{ (branco)}$$

Finalmente, são mostradas na tela do monitor do microcomputador as três imagens obtidas: imagem controle dos cinco discos de chumbo sem material atenuador, imagem com espalhamento e imagem utilizando a grade (imagem com grade).

Nas duas últimas imagens, foram feitas correções nos níveis de cinza, para que estas ficassem o mais próximo das imagens radiográficas, já que, na prática, é feita

uma correção da exposição para que as imagens radiográficas não fiquem sub ou super expostas, além de considerar também, o efeito “heel”.

5.4 - Efeito “Heel”

5.4.1 - Introdução

Devido ao fato da distribuição de intensidade variar ao longo do campo de radiação (efeito “heel”), foi desenvolvido um programa, que a partir de alguns parâmetros de exposição e do tubo de raios X, calcula a intensidade de radiação, em qualquer ponto do plano imagem, localizado na linha catodo/anodo.

Foram realizados testes com dosímetros termoluminescentes (cristais de fluoreto de lítio - LiF (“*lithium fluoride*”)), cujos resultados obtidos em diversas unidades radiológicas serviram para comprovar os resultados fornecidos pelo programa desenvolvido.

5.4.2 - Descrição dos Algoritmos Desenvolvidos

Baseado na teoria descrita anteriormente no Capítulo 3 (item 3.4 - Métodos para Simulação do Efeito “Heel”), desenvolvemos dois algoritmos e posteriormente o programa (em Linguagem “C”) para calcular a distribuição angular dos raios X na linha catodo/anodo do campo de radiação. Os métodos utilizados foram:

- **csda**: modelo da aproximação da diminuição de velocidade contínua (“*continuous slowing-down approximation*” - *csda*).
- **cd**: modelo da produção constante de profundidade (“*constant depth of production*” - *cd*).

No modelo *csda* o alcance *d* do elétron dentro do alvo varia de acordo com energia *E*, enquanto que no segundo método *cd*, tem-se apenas um alcance *d* do elétron dentro do alvo, sendo este uma fração do alcance máximo do elétron, que depende do potencial do tubo de raios X.

Para cada energia E do espectro do alvo “grosso” dado pela Eq. (3.14), o espectro foi filtrado através da espessura apropriada do material do alvo, ou seja, para cada comprimento de atenuação $s(\theta)$ calculado através da Eq. (3.15) e também pela filtração inerente (ver figura 3.10). Depois da correção pela filtração inerente e pela atenuação do material do alvo, o espectro deve ser integrado sobre E , para se obter a intensidade total sobre o raio de ângulo θ e também deve ser corrigido em função da lei do inverso do quadrado da distância $1/r^2$.

O algoritmo desenvolvido para calcular a intensidade como função do ângulo que o raio a ser medido faz com o eixo central, está mostrado na figura 5.14.

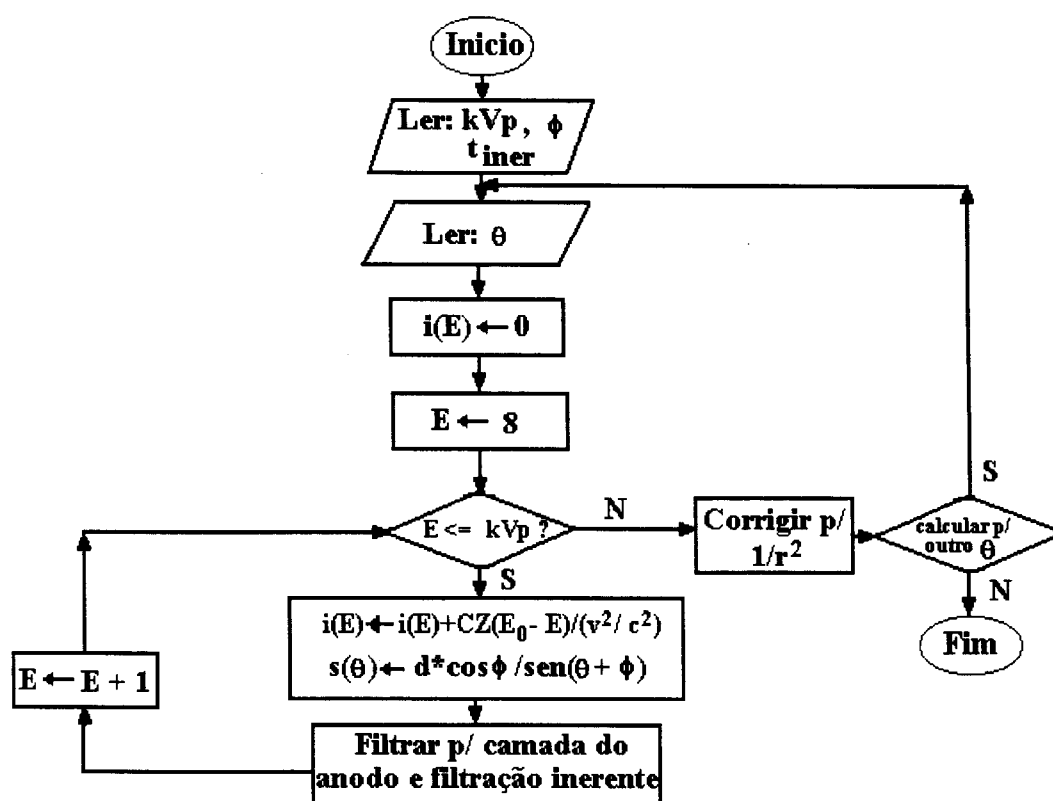


Figura 5.14 - Fluxograma do programa desenvolvido para o cálculo do efeito “heel”.

5.4.3 - Dispositivo Experimental para Avaliação do Efeito “Heel”

Para determinar experimentalmente a variação da radiação no campo, foi desenvolvido um dispositivo experimental, baseado no modelo apresentado por Abramov, V. P., Kuleshov, A. S. e Kuleshov, V.K., em Abramov (1978), para realizar medidas de doses, em tubos de raios X.

O dispositivo é composto por uma placa de acrílico de 3 mm de espessura medindo 28 x 19 cm de acordo com as dimensões das mesas mamográficas. Em uma folha milimetrada, foram desenhadas linhas paralelas e perpendiculares ao eixo catodo/anodo e as intersecções de algumas destas linhas foram numeradas, para que, posteriormente, fosse possível saber as posições dos dosímetros no campo (figura 5.15). Estes foram posicionados sobre a placa de acrílico, nas posições previamente numeradas (figura 5.15).

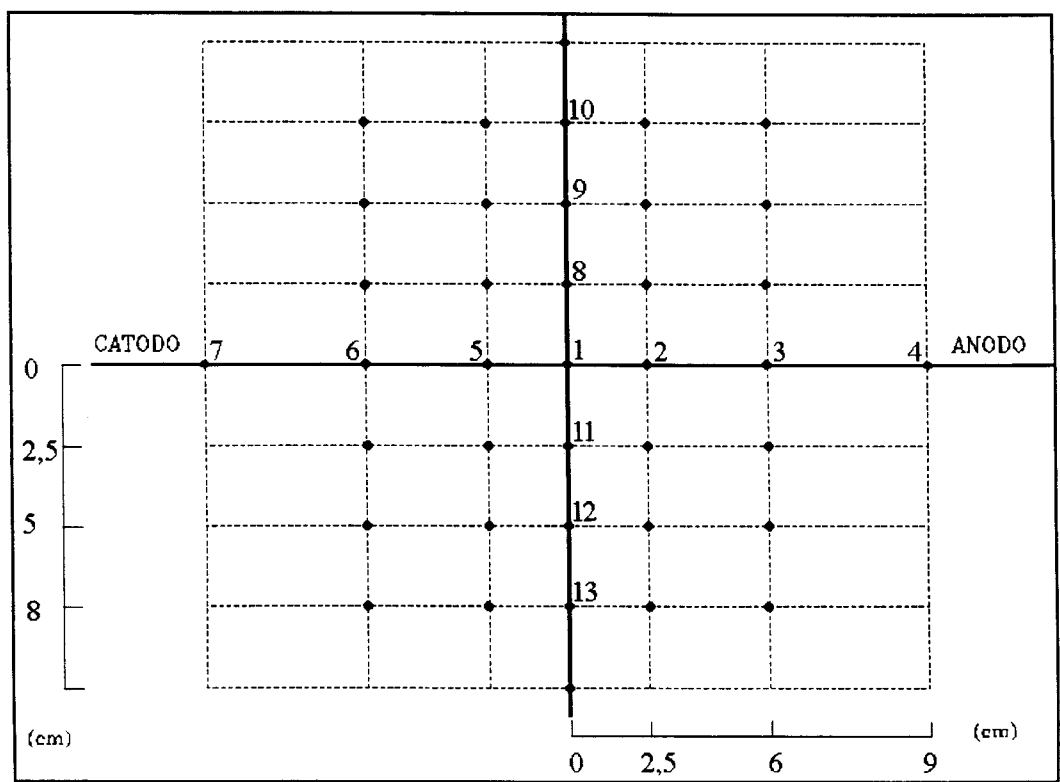


Figura 5.15 - Posição dos LiFs no campo de radiação.

Antes do início das medidas, alinhou-se a posição do detetor central (detetor nº 1), em relação ao centro do ponto focal do tubo de raios X. Em seguida, foi realizada a

exposição dos cristais (LiFs), com diversas condições de exposição, ou seja, voltagem, corrente e tempo de exposição, bem como distância foco/imagem (cristais).

Após a exposição, os dosímetros foram levados para uma empresa especializada de São Carlos (SAPRA - Serviço de Assessoria e Proteção Radiológica S/C Ltda.), que fez a leitura das doses recebidas pelos cristais.

CAPÍTULO 6

Resultados

6.1 - Simulação do Ponto Focal para Várias Posições do Campo de Raios X

6.1.1 - Obtenção das Imagens em Chapas Radiográficas da Matriz de Câmaras de Orifício

Foram obtidas imagens de pontos focais, com o dispositivo chamado de Matriz de Câmaras de Orifício, em três aparelhos de raios X, sendo um convencional (Siemens/Unimax) e dois mamógrafos (Philips/Mammodiagnost e Cgr/Senographe), cujas condições de exposição dos filmes estão contidas na Tabela 6.1, sendo que *dfo* é a distância foco/objeto e *dof* é a distância objeto/filme. Foram utilizados filmes Kodak-TMG sem tela intensificadora.

Tabela 6.1- Condições de exposição dos filmes.

Aparelho	dfo (mm)	dof (mm)	kVp	tempo-corrente	nº de exposição
Mammodiag.	200	200	35	5 (s)	8
Unimax	200	200	44	5 (s)	8
Cgr	200	200	35	100 (mA.s)	8

A Tabela 6.2 mostra os valores dos tamanhos dos pontos focais medidos no centro do campo e o ângulo de inclinação do anodo (alfa).

Tabela 6.2 - Ponto focal no centro do campo e inclinação do anodo.

Aparelho	a (mm)	b (mm)	alfa (graus)
Mammodiag.	1,20	0,70	23
Unimax	2,20	1,40	18
Cgr	1,75	0,90	29

6.1.2 - Simulação dos Pontos Focais para Várias Posições do Campo de Radiação

Utilizando o programa desenvolvido e descrito no Capítulo 5, foi realizada a simulação para determinar o tamanho e o formato do ponto focal em várias posições, sendo estas escolhidas de acordo com o deslocamento dx no eixo X e o ângulo de orientação $teta$ (Tabela 6.3), sendo o deslocamento dy no eixo Y calculado pelo programa.

A figura 6.1 mostra as posições, no campo de radiação, das imagens dos pontos focais. Elas estão numeradas de 1 a 74. As coordenadas destas imagens estão relacionadas na Tabela 6.3.

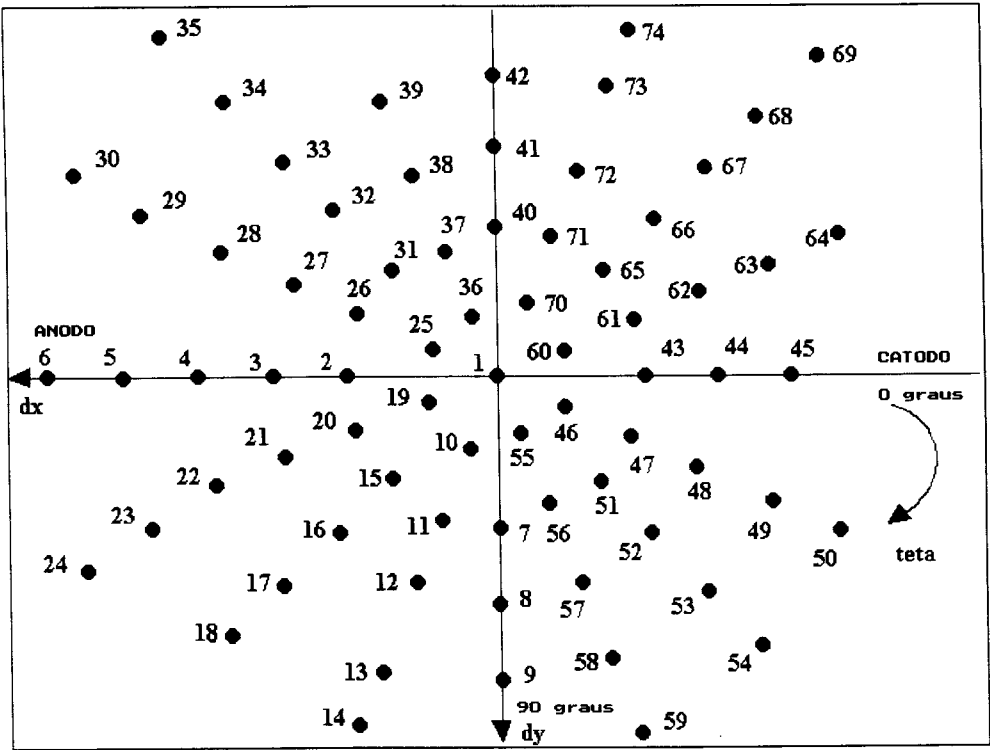


Figura 6.1 - Posição das imagens dos pontos focais no campo de radiação.

Tabela 6.3 - Localização das imagens de câmara de orifício do ponto focal em várias posições do campo de radiação.

Imagem	dx (mm)	dy (mm)	Teta (graus)
1	0,00	0,00	0,00
2	-40,00	0,00	180,00
3	-59,00	0,00	180,00
4	-79,00	0,00	180,00
5	-99,00	0,00	180,00
6	-119,0	0,00	180,00
7	0,00	40,00	90,00
8	0,00	60,00	90,00
9	0,00	80,00	90,00
10	-8,00	18,85	113,00
11	-16,00	37,69	113,00
12	-23,00	54,28	113,00
13	-33,00	77,74	113,00
14	-39,00	91,88	113,00
15	-29,00	27,04	137,00
16	-44,00	41,03	137,00
17	-59,00	55,02	137,00
18	-73,00	68,07	137,00
19	-18,00	7,64	157,00
20	-36,00	15,28	157,00
21	-53,00	22,50	157,00
22	-73,00	30,99	157,00
23	-90,00	38,20	157,00
24	-108,0	45,84	157,00
25	-18,00	-7,27	202,00
26	-36,00	-14,54	202,00
27	-54,00	-21,82	202,00

Imagem	dx (mm)	dy (mm)	Teta (graus)
38	-22,00	-51,83	247,00
39	-31,00	-73,03	247,00
40	0,00	-40,00	270,00
41	0,00	-59,00	270,00
42	0,00	-79,00	270,00
43	40,00	0,00	0,00
44	60,00	0,00	0,00
45	80,00	0,00	0,00
46	18,00	8,01	24,00
47	36,00	16,03	24,00
48	53,50	23,82	24,00
49	74,00	32,95	24,00
50	92,00	40,96	24,00
51	27,50	27,50	45,00
52	41,00	41,00	45,00
53	56,50	56,50	45,00
54	71,00	71,00	45,00
55	6,00	14,85	68,00
56	13,50	33,41	68,00
57	22,00	54,45	68,00
58	30,00	74,25	68,00
59	38,00	94,05	68,00
60	18,00	-7,27	338,00
61	37,00	-14,95	338,00
62	55,00	-22,22	338,00
63	74,00	-29,90	338,00
64	93,00	-37,57	338,00

28	-72,00	-29,09	202,00	65	29,00	-28,00	316,00
29	-91,00	-36,77	202,00	66	43,00	-41,52	316,00
30	-110,0	-44,44	202,00	67	57,00	-55,04	316,00
31	-29,00	-29,00	225,00	68	71,00	-68,56	316,00
32	-42,00	-42,00	225,00	69	88,00	-84,98	316,00
33	-56,00	-56,00	225,00	70	8,00	-19,80	292,00
34	-70,00	-70,00	225,00	71	15,00	-37,13	292,00
35	-86,00	-86,00	225,00	72	22,00	-54,45	292,00
36	-8,00	-18,85	247,00	73	31,00	-76,73	292,00
37	-15,00	-35,34	247,00	74	37,00	-91,58	292,00

As figuras 6.2, 6.3 e 6.4, mostram as imagens simuladas do ponto focal para estas posições do campo de radiação. As imagens obtidas com a exposição da matriz de câmaras de orifício estão ilustradas nas figuras 6.5, 6.6 e 6.7.

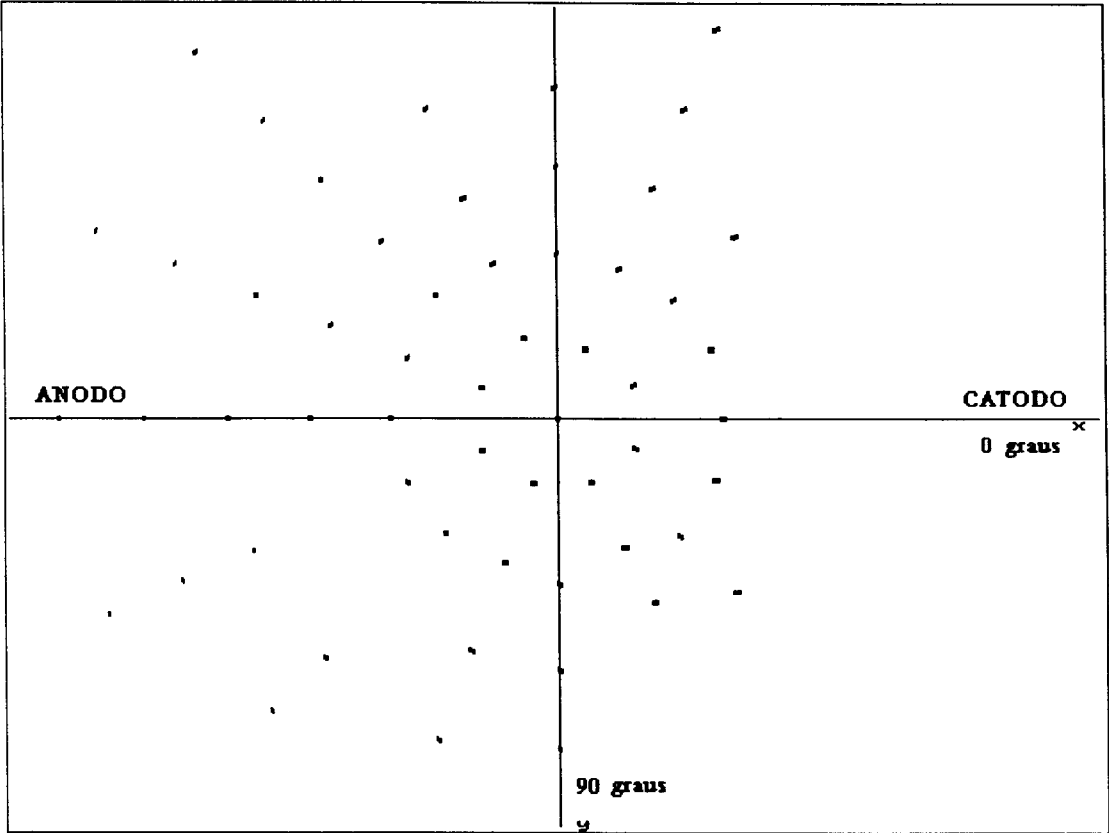


Figura 6.2 - Ponto focal em várias posições do campo (Aparelho 1 - Mammodiag.).

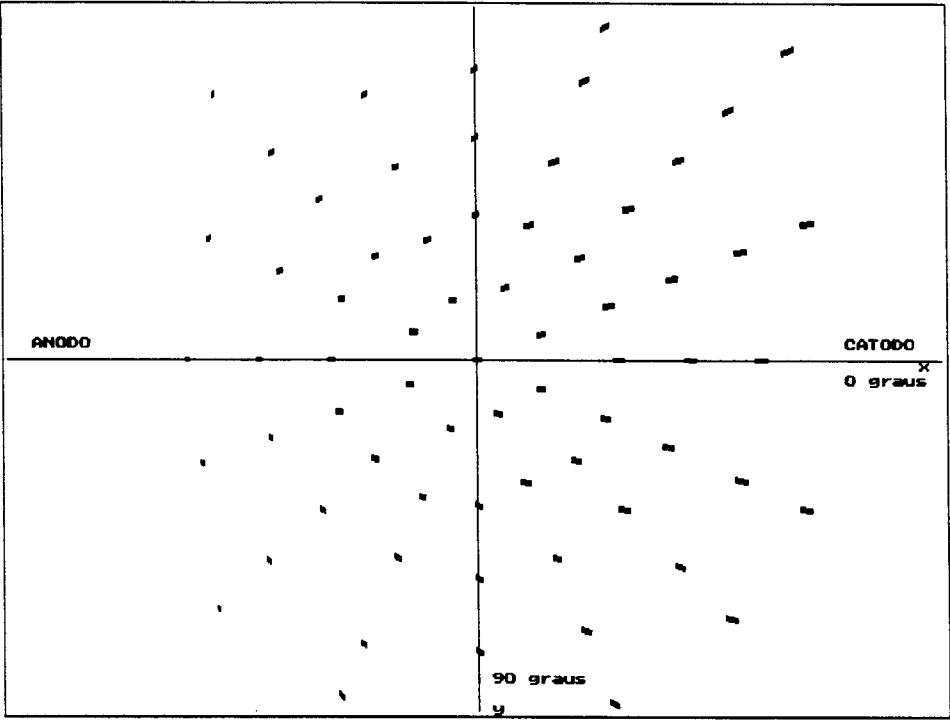


Figura 6.3 - Ponto focal em várias posições do campo (Aparelho 2 - Unimax).

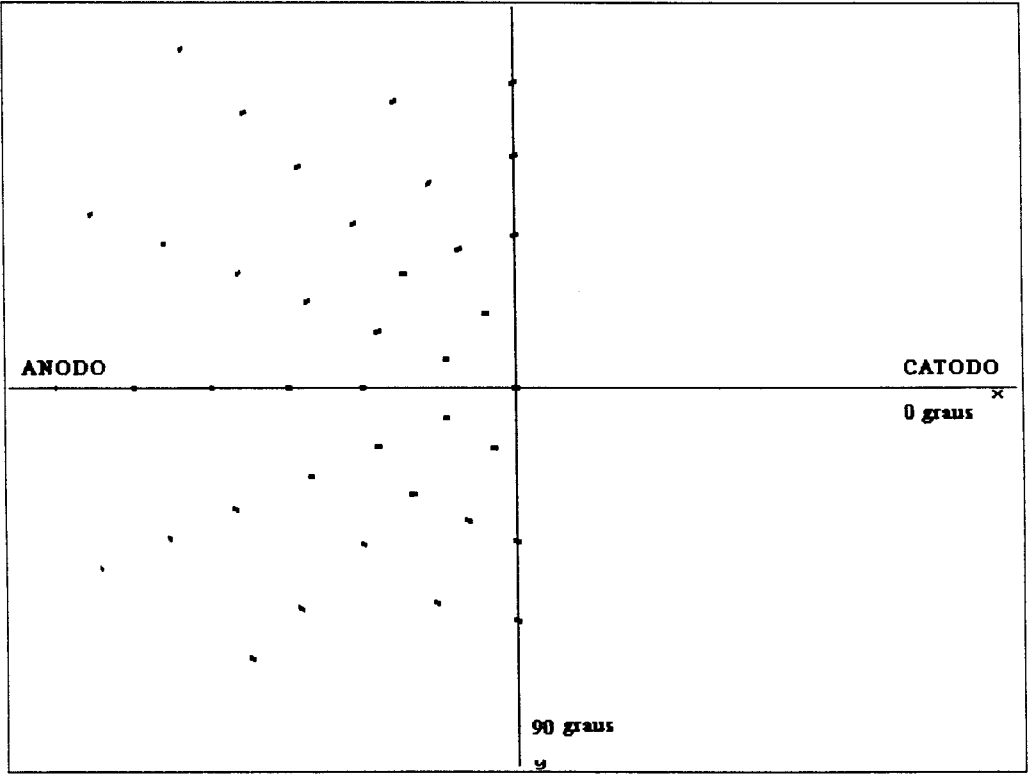


Figura 6.4 - Ponto focal em várias posições do campo (Aparelho 3 - Cgr).

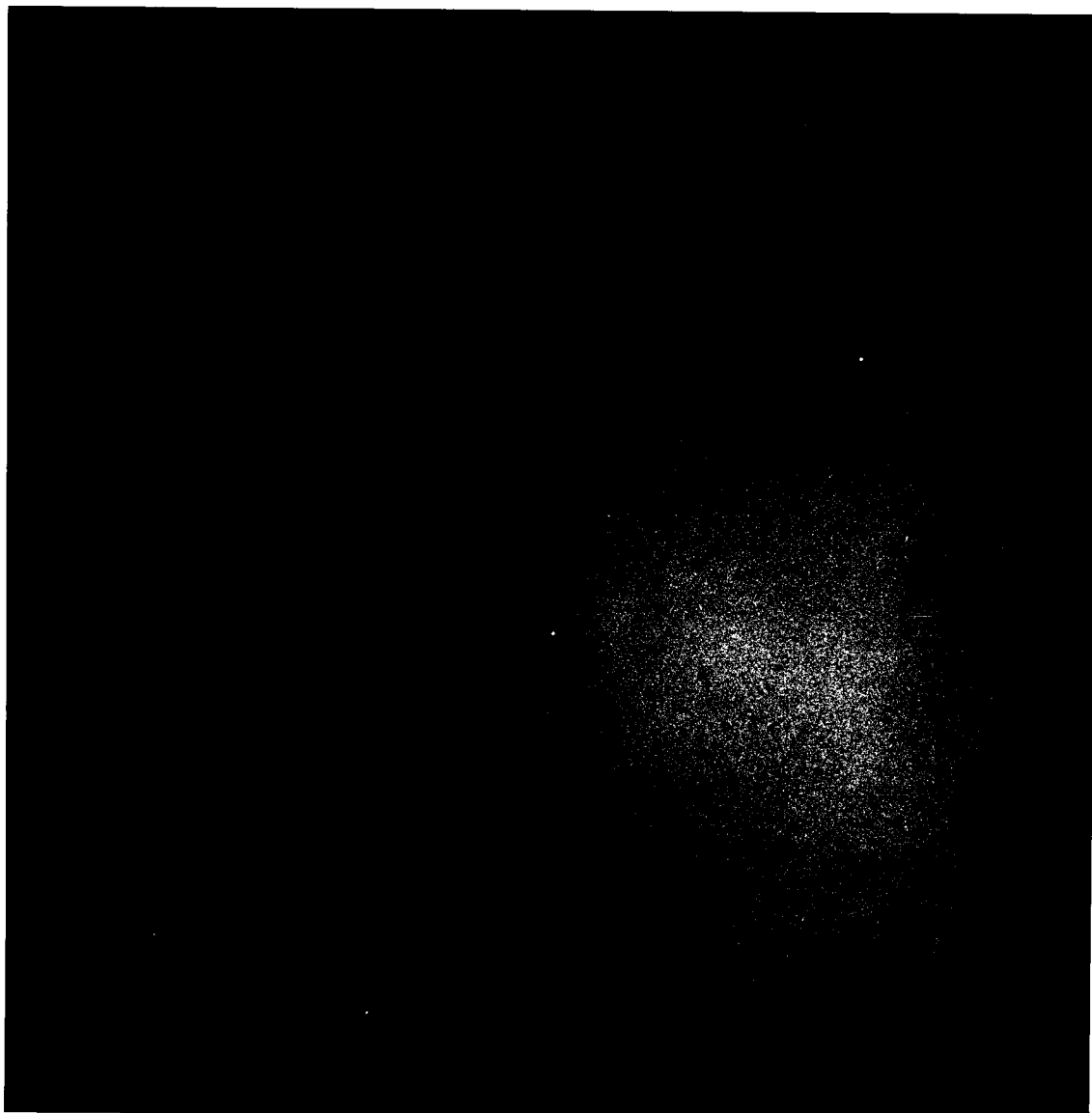


Figura 6.5 - Foto do filme radiográfico do ponto focal em várias posições do campo (Aparelho 1 - Mammodiag.).

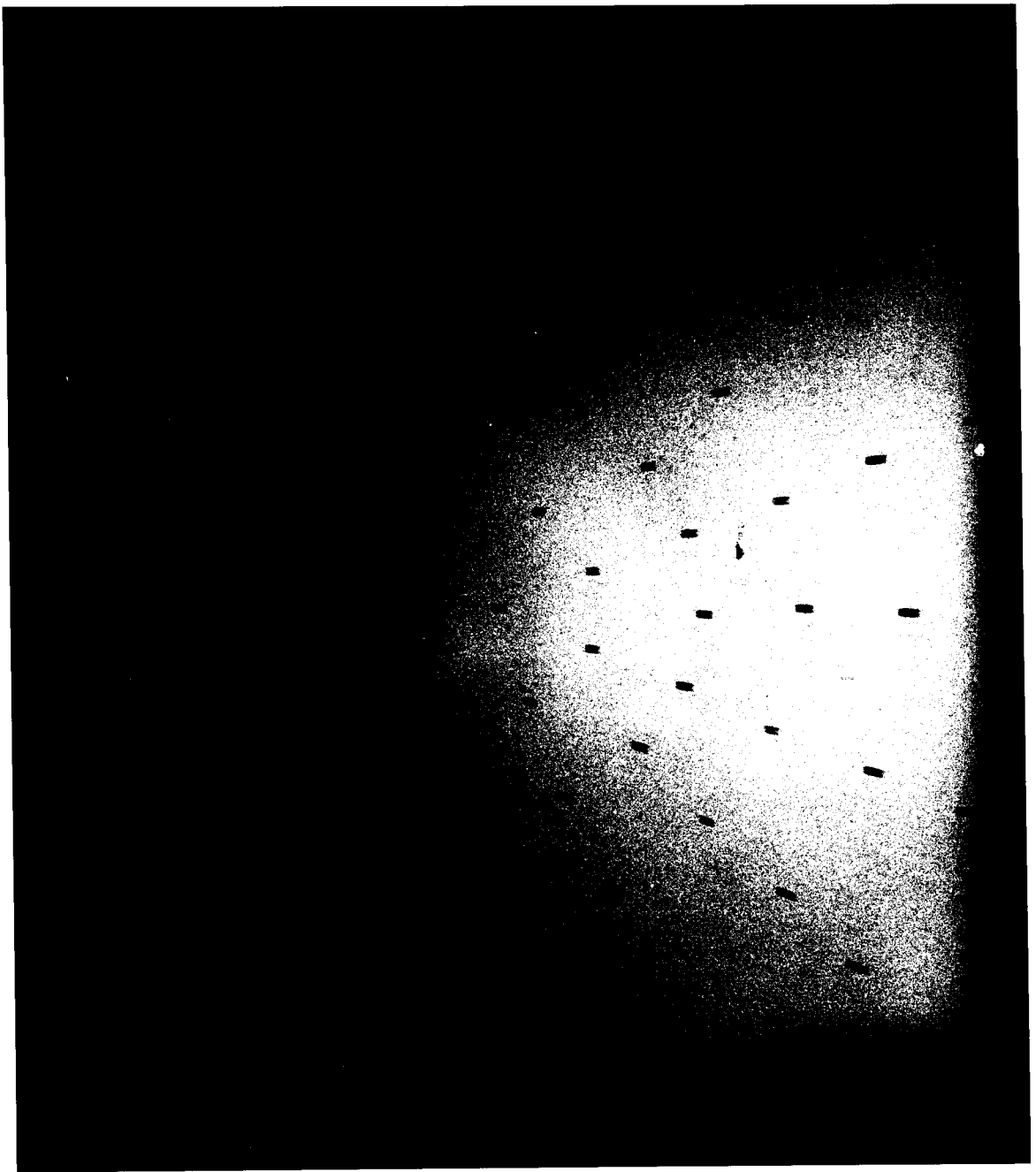


Figura 6.6 - Foto do filme radiográfico do ponto focal em várias posições do campo (Aparelho 2 - Unimax).

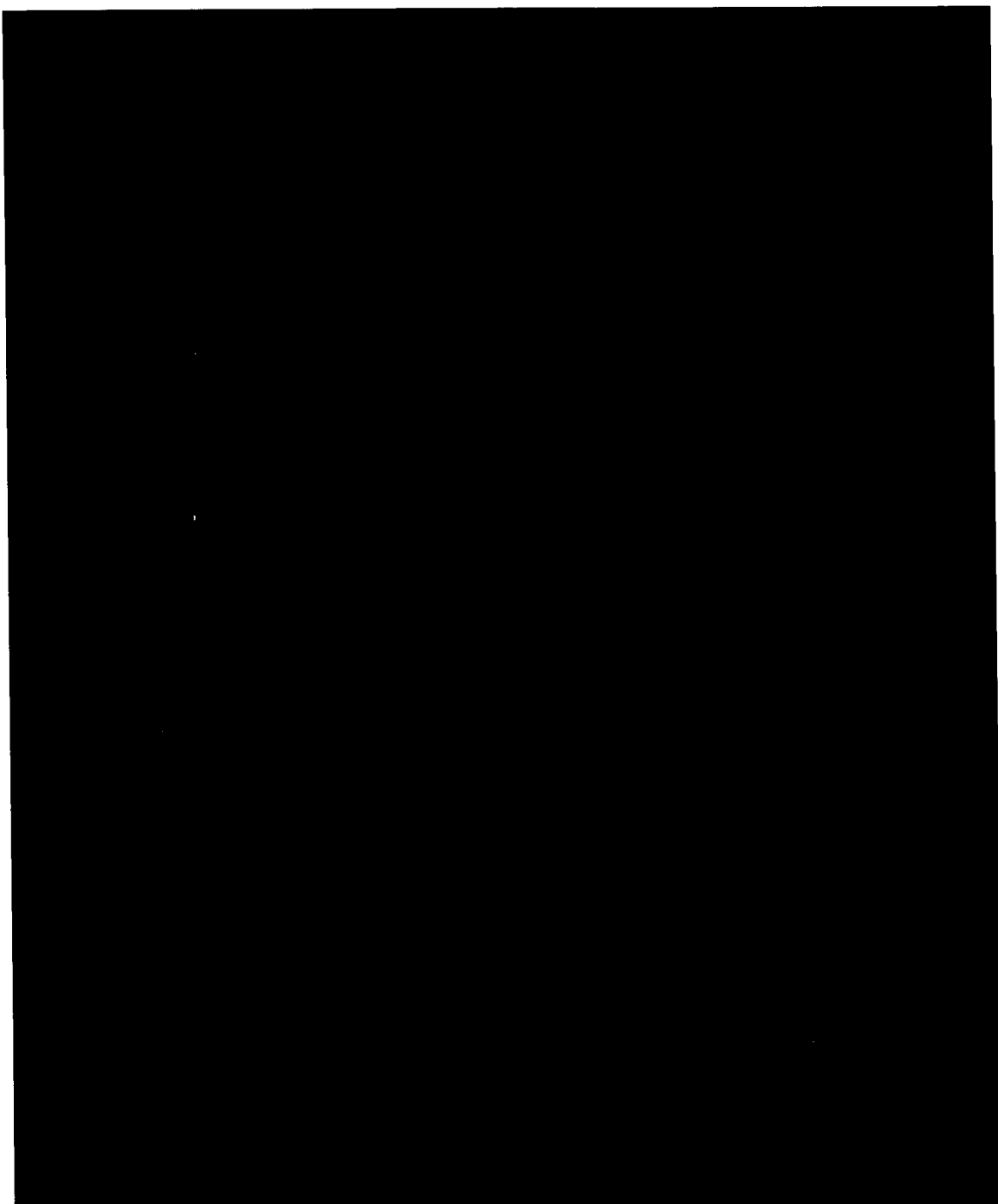


Figura 6.7 - Foto do filme radiográfico do ponto focal em várias posições do campo (Aparelho 3 - Cgr).

6.1.3 - Pontos Focais para Várias Posições do Campo de Radiação Obtidos
Com a Matriz de Câmaras de Orifício e Simulação

Através das radiografias obtidas com a matriz de câmaras de orifício, o lado *a* de cada imagem do ponto focal (o laço *b* não muda) foi medido utilizando-se um microscópio de projeção (marca Karll Zeiss Jena, modelo Vorschaltgerät HB 0 200). Estas medidas, bem como as obtidas através do programa, estão contidas na Tabela 6.4. Os desvios padrão (*D*) das medidas encontram-se na última linha da tabela. Os erros e os desvios padrão foram calculados de acordo o método descrito no Capítulo 5 (5.1.4 - Métodos Utilizados para Leitura dos Valores Obtidos com a Matriz de Câmaras de Orifício e o Cálculo do Erro).

Observações:

- *a_p* = tamanho do ponto focal calculado pelo programa (mm).
- *a_m* = tamanho do ponto focal medido com o microscópio (mm).
- *E* = erro.
- *P* = posição no campo de radiação, de acordo com a figura 6.1.

Tabela 6.4 - Tamanho do lado *a* do ponto focal medido e simulado pelo programa para várias posições do campo de radiação.

P	Aparelho 1 (Mammodiag.)			Aparelho 2 (Unimax)			Aparelho 3 (Cgr)		
	<i>a_p</i> (mm)	<i>a_m</i> (mm)	<i>E</i>	<i>a_p</i> (mm)	<i>a_m</i> (mm)	<i>E</i>	<i>a_p</i> (mm)	<i>a_m</i> (mm)	<i>E</i>
1	1,20	1,20	0,00	2,20	2,20	0,00	1,75	1,75	0,00
2	0,92	0,90	-0,02	1,51	1,50	-0,01	1,43	1,45	0,02
3	0,78	0,75	-0,03	1,17	1,25	0,08	1,28	1,25	-0,03
4	0,64	0,70	0,06	0,83	0,75	-0,08	1,13	1,15	0,02
5	0,50	0,50	0,00	--	--	--	0,97	0,90	-0,07
6	0,36	0,40	0,04	--	--	--	0,81	0,80	-0,01

7	1,23	1,25	0,02	2,3	2,45	0,15	1,78	1,90	0,12
8	1,27	1,30	0,03	2,42	2,90	0,48	1,81	2,10	0,29
9	1,32	1,35	0,03	2,58	3,05	0,47	--	--	--
10	1,16	1,20	0,04	2,09	2,40	0,31	1,71	1,80	0,09
11	1,13	1,20	0,07	2,03	2,50	0,47	1,67	1,80	0,13
12	1,12	1,20	0,08	2,03	2,60	0,57	1,64	1,75	0,11
13	1,13	1,15	0,02	2,10	2,25	0,15	--	--	--
14	---	---	---	2,19	3,20	1,01	--	--	--
15	1,03	1,05	0,02	1,77	2,00	0,23	1,55	1,60	0,05
16	0,96	1,05	0,09	1,61	1,85	0,24	1,47	1,45	-0,02
17	0,90	1,10	0,20	1,52	1,70	0,18	1,38	1,45	0,07
18	0,86	1,10	0,24	1,50	1,60	0,10	1,32	1,40	0,08
19	1,07	1,05	-0,02	1,88	2,0	0,12	1,61	1,65	0,04
20	0,95	0,95	0,00	1,56	1,80	0,24	1,47	1,50	0,03
21	0,84	0,80	-0,04	1,27	1,50	0,23	1,34	1,25	-0,09
22	0,72	0,75	0,03	1,01	1,15	0,14	1,20	1,15	-0,05
23	0,63	0,55	-0,08	--	--	--	1,08	1,05	-0,03
24	0,54	0,50	-0,04	--	--	--	0,97	0,95	-0,02
25	1,07	1,05	-0,02	1,90	2,00	0,10	1,61	1,65	0,04
26	0,95	0,95	0,00	1,58	1,70	0,12	1,47	1,50	0,03
27	0,83	0,80	-0,03	1,33	1,35	0,02	1,33	1,25	-0,08
28	0,72	0,75	0,03	1,09	1,00	-0,09	1,20	1,15	-0,05
29	0,61	0,60	-0,01	--	--	--	1,07	1,00	-0,07
30	0,53	0,55	0,02	--	--	--	0,95	0,85	-0,10
31	1,02	1,00	-0,02	1,78	1,90	0,12	1,54	1,55	0,01
32	0,95	1,00	0,05	1,63	1,80	0,17	1,46	1,45	-0,01
33	0,90	1,00	0,10	1,57	1,60	0,03	1,38	1,40	0,02
34	0,86	0,95	0,09	1,57	1,35	-0,22	1,32	1,30	-0,02
35	0,85	0,90	0,05	--	--	--	1,27	1,25	-0,02
36	1,15	1,20	0,05	2,10	2,10	0,00	1,69	1,80	0,11

37	1,12	1,20	0,08	2,04	1,80	-0,24	1,65	1,75	0,10
38	1,11	1,20	0,09	2,03	2,20	0,17	1,63	1,65	0,02
39	1,11	1,20	0,09	2,08	2,35	0,27	1,61	1,75	0,14
40	1,23	1,30	0,07	2,30	2,45	0,15	1,78	1,85	0,07
41	1,27	1,35	0,08	2,43	2,70	0,27	1,81	1,95	0,14
42	1,32	1,40	0,08	2,58	3,00	0,42	1,86	2,10	0,24
43	1,48	1,60	0,12	2,88	3,30	0,42	--	--	--
44	---	---	---	3,22	3,60	0,38	--	--	--
45	---	---	---	3,55	4,00	0,45	--	--	--
46	1,33	1,40	0,07	2,51	2,80	0,29	--	--	--
47	1,47	1,55	0,08	2,82	3,25	0,43	--	--	--
48	---	---	---	3,13	3,40	0,27	--	--	--
49	---	---	---	3,50	3,90	0,40	--	--	--
50	---	---	---	3,82	4,15	0,33	--	--	--
51	1,42	1,55	0,13	2,71	3,20	0,49	--	--	--
52	1,53	1,65	0,12	2,98	3,35	0,37	--	--	--
53	---	---	---	3,30	3,70	0,40	--	--	--
54	---	---	---	3,61	4,05	0,44	--	--	--
55	1,26	1,25	-0,01	2,32	2,60	0,28	--	--	--
56	1,33	1,45	0,12	2,49	2,85	0,36	--	--	--
57	1,40	1,40	0,00	2,73	3,20	0,47	--	--	--
58	---	---	---	2,99	3,40	0,41	--	--	--
59	---	---	---	3,26	3,75	0,49	--	--	--
60	1,33	1,35	0,02	2,51	2,70	0,19	--	--	--
61	1,47	1,55	0,08	2,84	3,25	0,41	--	--	--
62	---	---	---	3,15	3,40	0,25	--	--	--
63	---	---	---	3,49	3,80	0,31	--	--	--
64	---	---	---	3,83	4,10	0,27	--	--	--
65	1,41	1,50	0,09	2,73	3,20	0,47	--	--	--
66	1,53	1,60	0,07	3,01	3,40	0,39	--	--	--

67	---	---	---	3,30	3,75	0,45	--	--	--
68	---	---	---	3,59	4,05	0,46	--	--	--
69	---	---	---	3,96	4,50	0,54	--	--	--
70	1,25	1,30	0,05	2,36	2,50	0,14	--	--	--
71	1,33	1,35	0,02	2,53	2,90	0,37	--	--	--
72	1,42	1,55	0,13	2,73	3,10	0,37	--	--	--
73	1,51	1,60	0,09	3,02	3,55	0,53	--	--	--
74	1,61	1,75	0,14	3,22	3,75	0,53	--	--	--
D	0,06			0,23			0,08		

6.2 - Simulação da Distribuição de Intensidade do Ponto Focal

6.2.1 - Simulação de Diferentes Formas de Distribuição de Intensidade do Ponto Focal

Foi escolhido um ponto focal, com medidas no centro do campo de 0,5 x 0,5 mm, e realizada a simulação de sua distribuição de intensidade para três diferentes posições do campo de radiação e dois tipos de distribuição, gaussiana simples nas duas direções e gaussiana simples em uma direção e dupla na outra, mostrando, assim, a influência da característica de campo sobre a distribuição de intensidade do ponto focal.

As figuras 6.8, 6.9 e 6.10, apresentam, respectivamente, as imagens da distribuição de intensidade de um ponto focal no lado do anodo, no centro do campo de radiação e no lado do catodo. A distribuição de intensidade é do tipo gaussiana simples nas duas direções e os eixos *x* e *y* representam as dimensões do ponto focal, com as escalas em mm.

Ponto Focal Tipo Gaussiana Simples no Lado

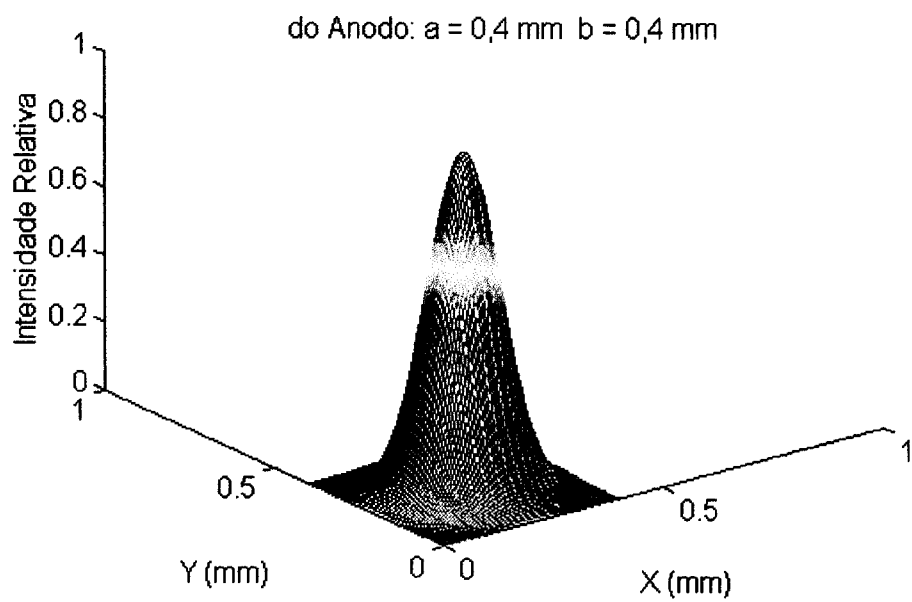


Figura 6.8 - Ponto focal tipo gaussiana simples no lado do anodo.

Ponto Focal Tipo Gaussiana Simples no

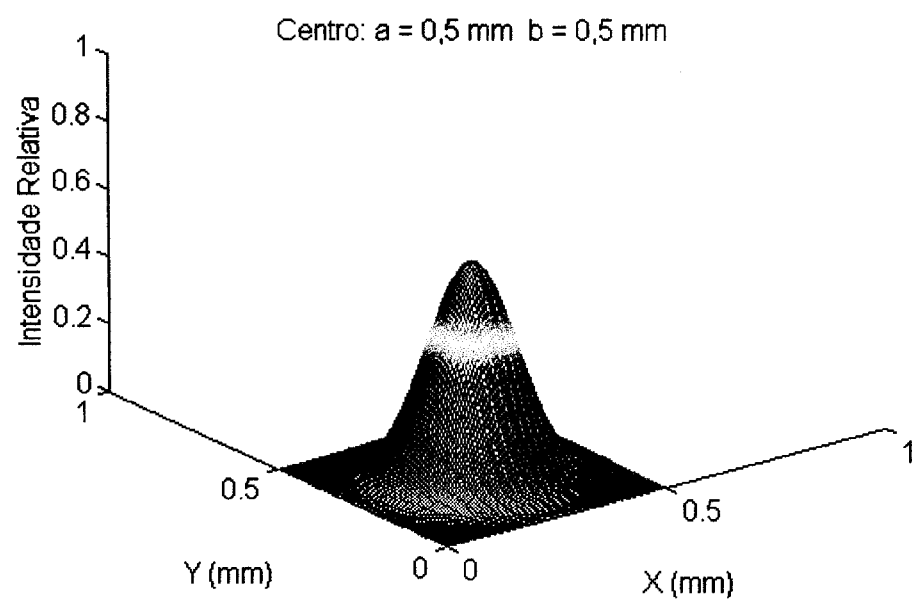


Figura 6.9 - Ponto focal tipo gaussiana simples no centro do campo.

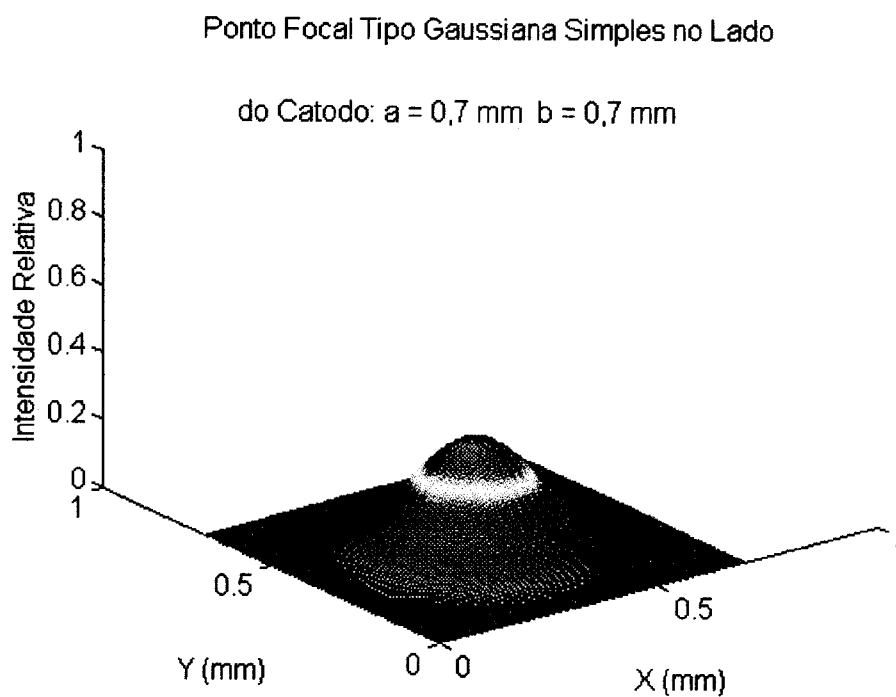


Figura 6.10 - Ponto focal tipo gaussiana simples no lado do catodo.

As figuras 6.11, 6.12 e 6.13 representam, respectivamente, a distribuição de intensidade do ponto focal em duas dimensões, das imagens das figuras 6.8, 6.9 e 6.10. Os pontos destas imagens estão agora representados em 64 níveis de cinza (0 - 63).

A distribuição de intensidade do tipo gaussiana simples em uma direção e dupla na outra está ilustrada nas figuras 6.14, 6.15 e 6.16, respectivamente, no lado do anodo, no centro do campo de radiação, e no lado do catodo.

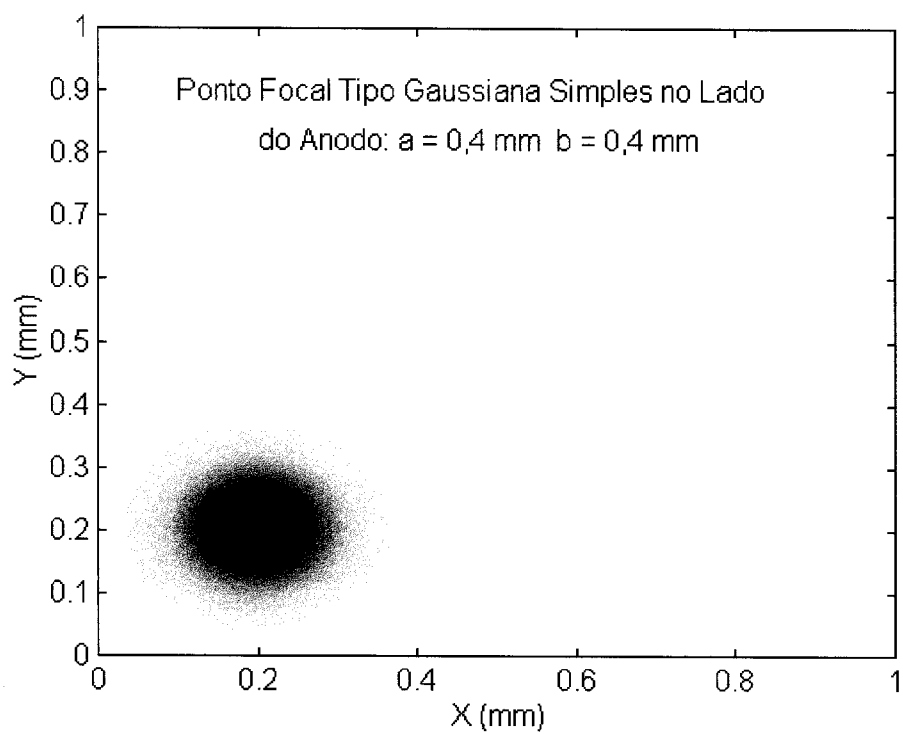


Figura 6.11 - Representação em duas dimensões do ponto focal tipo gaussiana simples no lado do anodo.

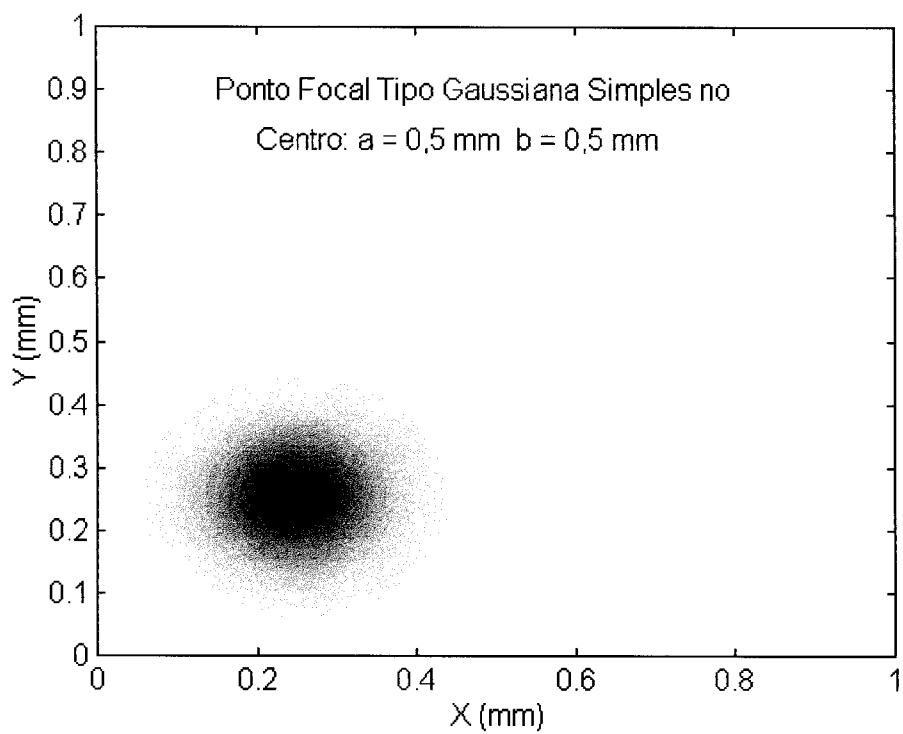


Figura 6.12 - Representação em duas dimensões do ponto focal tipo gaussiana simples no centro do campo.

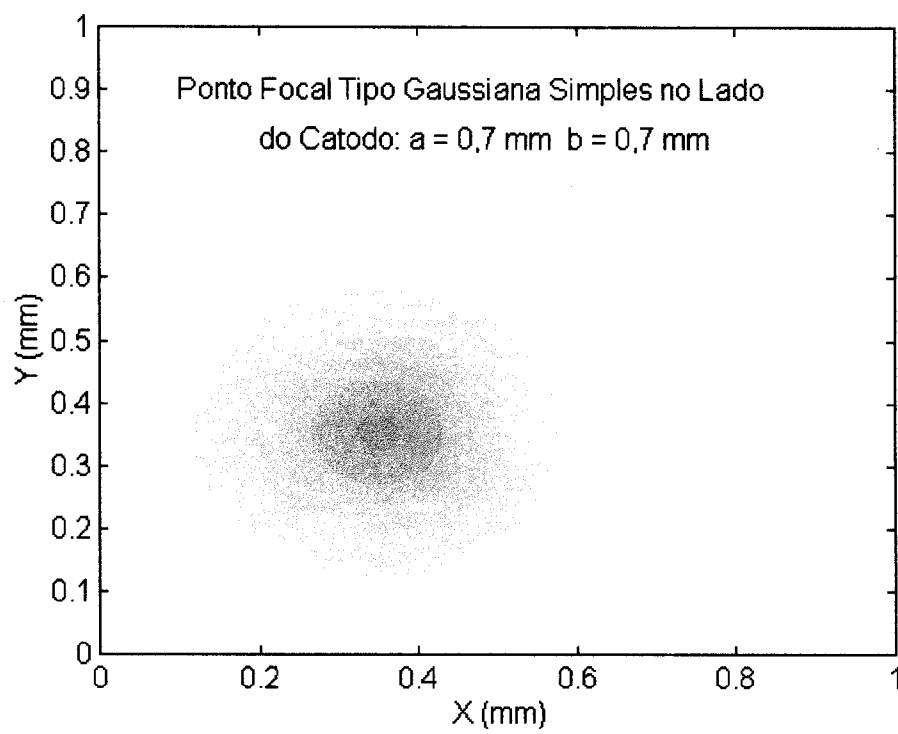


Figura 6.13 - Representação em duas dimensões do ponto focal tipo gaussiana simples no lado do catodo.

Ponto Focal Tipo Gaussiana Simples e Dupla
no Lado do Anodo: $a = 0,4 \text{ mm}$ $b = 0,4 \text{ mm}$

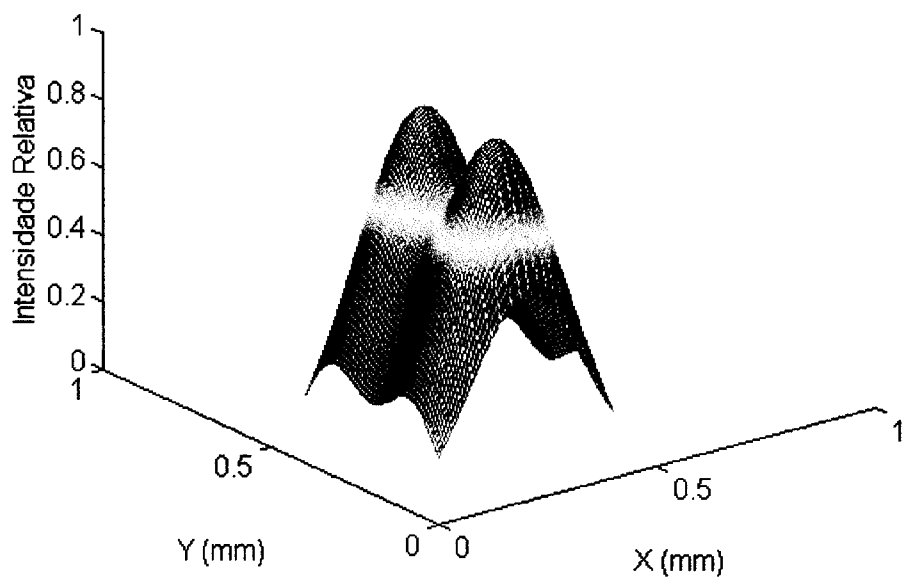


Figura 6.14 - Ponto focal tipo gaussiana simples em uma direção e dupla na outra no lado do anodo.

Ponto Focal Tipo Gaussiana Simples e Dupla
no Centro: $a = 0,5 \text{ mm}$ $b = 0,5 \text{ mm}$

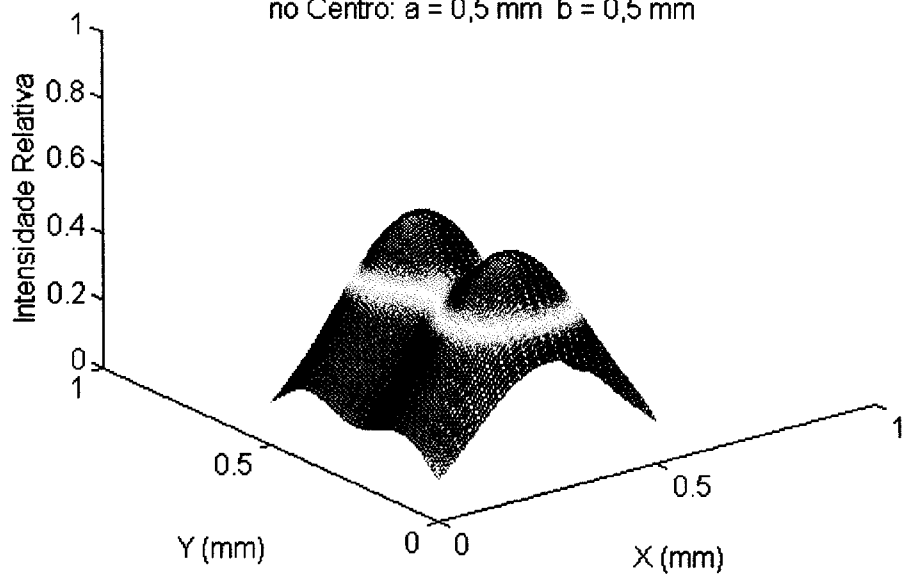


Figura 6.15 - Ponto focal tipo gaussiana simples em uma direção e dupla na outra no centro do campo.

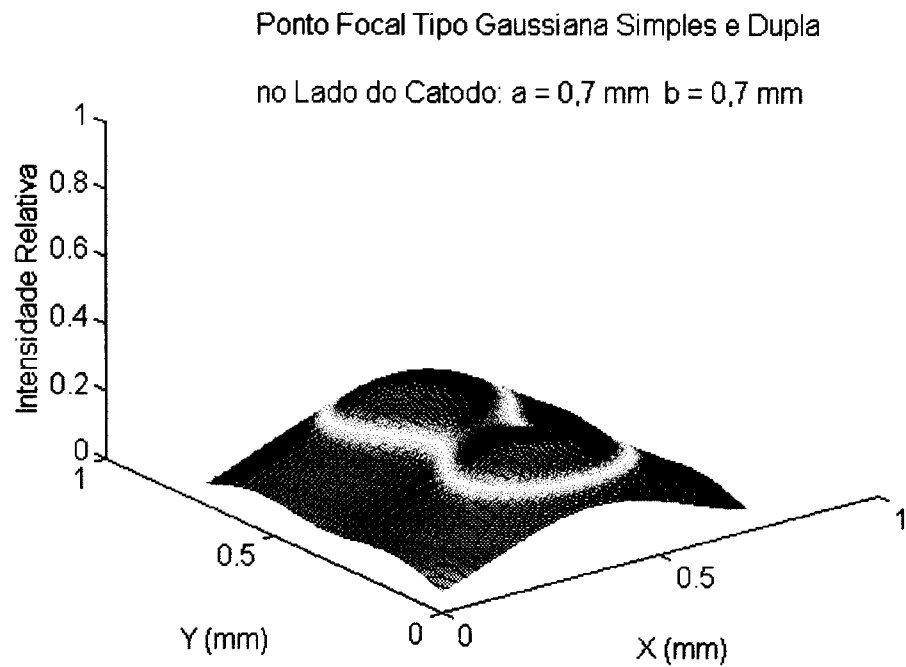


Figura 6.16 - Ponto focal tipo gaussiana simples em uma direção e dupla na outra no lado do catodo.

Analogamente, as figuras 6.17, 6.18 e 6.19 representam, respectivamente, a distribuição de intensidade do ponto focal em duas dimensões, das imagens das figuras 6.14, 6.15 e 6.16.

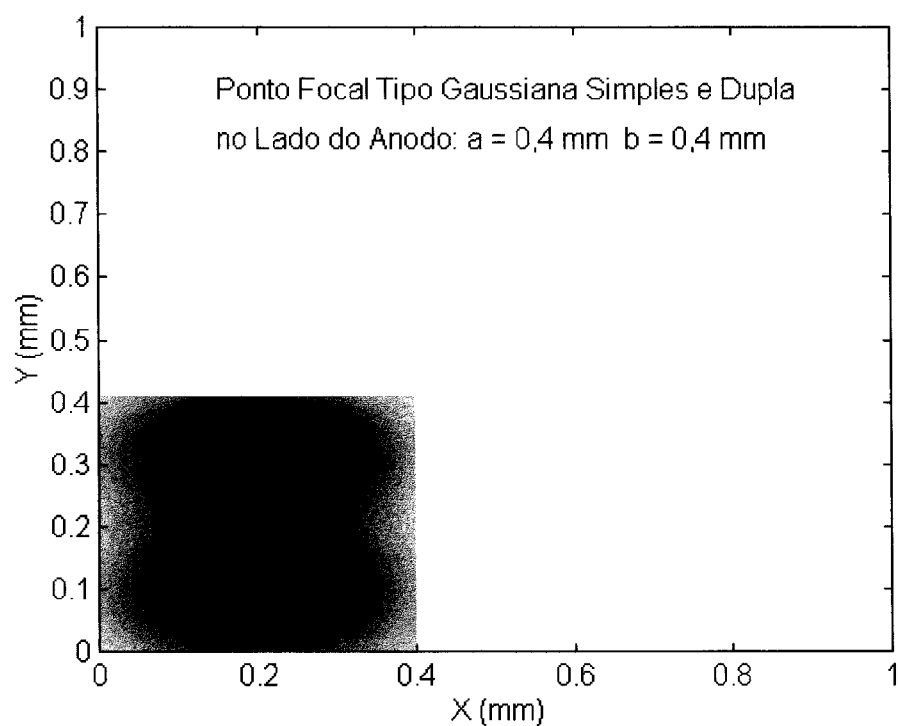


Figura 6.17 - Representação em duas dimensões do ponto focal tipo gaussiana simples em uma direção e dupla na outra no lado do anodo.

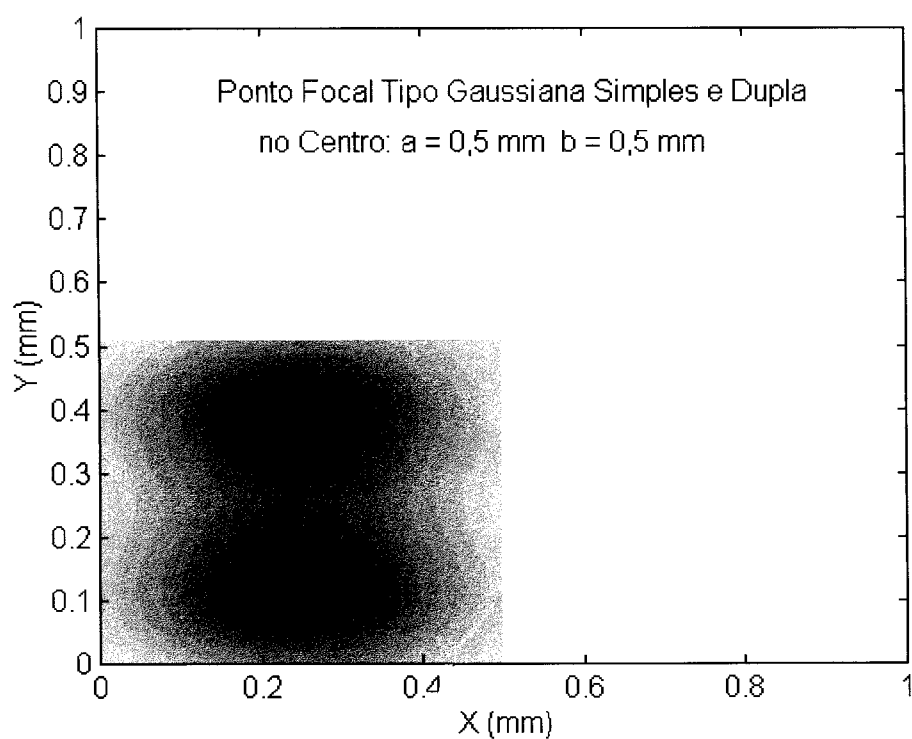


Figura 6.18 - Representação em duas dimensões do ponto focal tipo gaussiana simples em uma direção e dupla na outra no centro do campo.

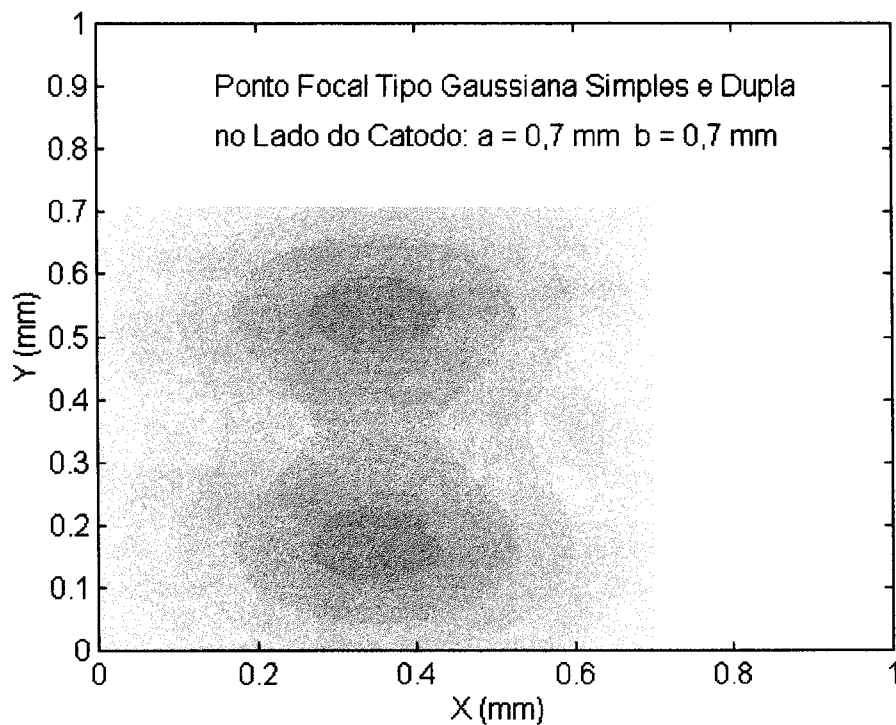


Figura 6.19 - Representação em duas dimensões do ponto focal tipo gaussiana simples em uma direção e dupla na outra no lado do catodo.

6.2.2 - Simulação da Matriz de Esferas para as Diferentes Formas de Distribuição de Intensidade do Ponto Focal

Para avaliar a influência da distribuição de intensidade do ponto sobre a imagem da matriz de esferas de tungstênio de 0,7 mm de diâmetro, foram feitas simulações utilizando as duas principais formas de distribuição de intensidade do ponto focal encontradas na prática. Para obtenção destas imagens, utilizou-se como tamanho do ponto focal no centro do campo $a = 1,2$ mm e $b = 0,75$ mm. As figuras 6.20 e 6.21 ilustram, respectivamente, as imagens obtidas com a distribuição tipo gaussiana simples nas duas direções e gaussiana simples em uma direção e gaussiana dupla na outra.

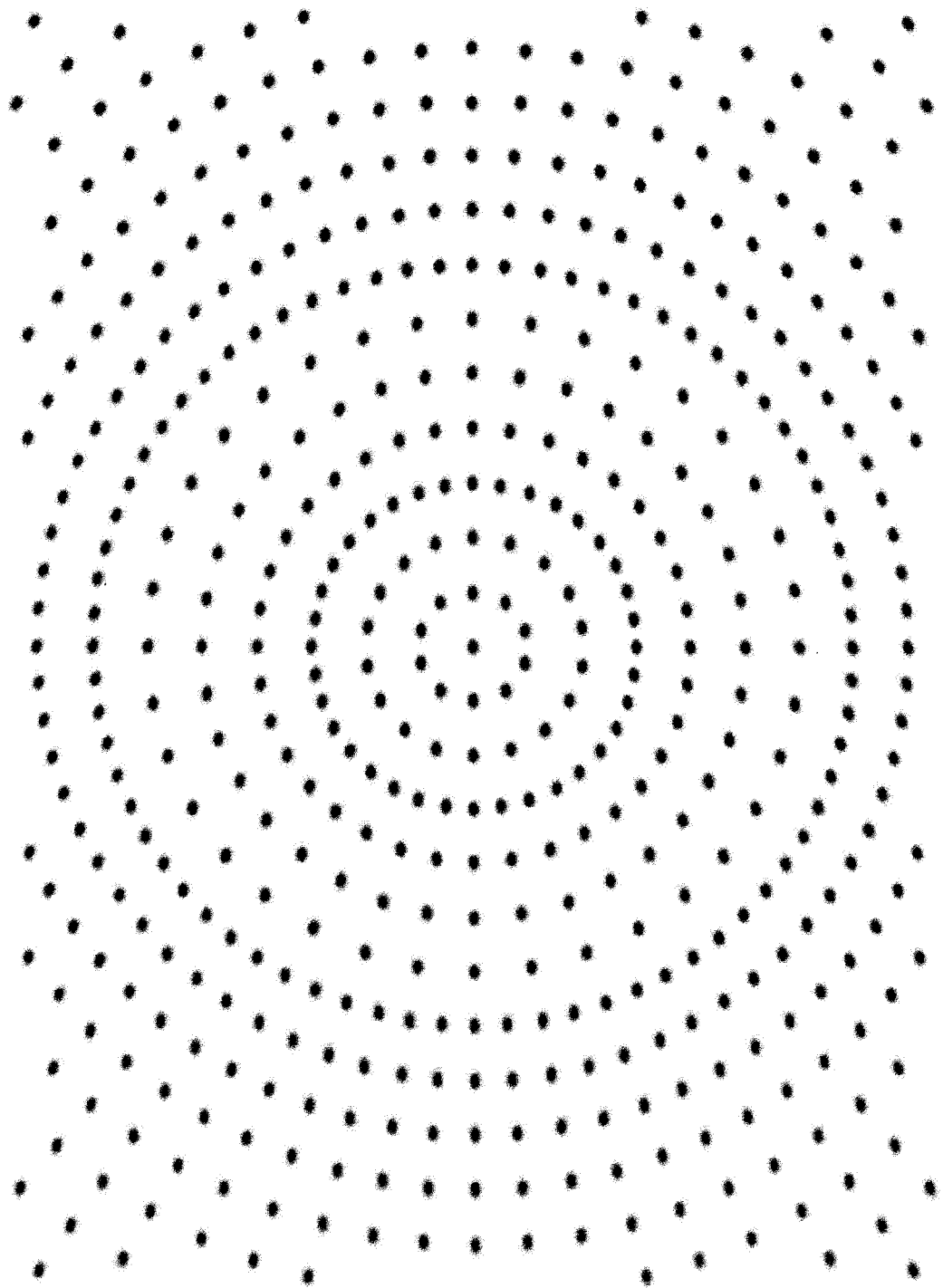


Figura 6.20 - Distribuição de intensidade do ponto focal tipo gaussiana simples nas duas direções. O anodo está localizado na parte superior da figura.

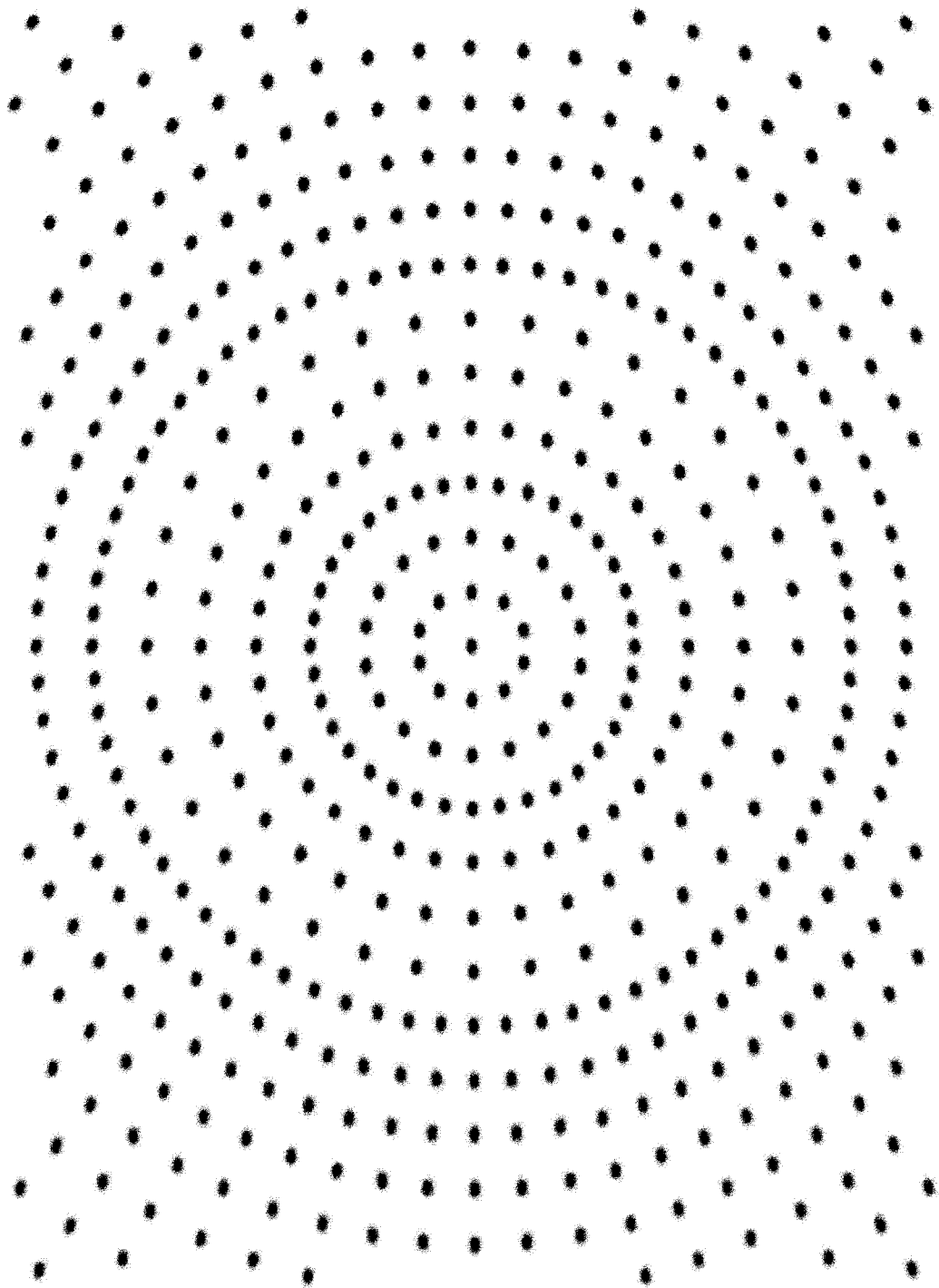


Figura 6.21 - Distribuição de intensidade do ponto focal tipo gaussiana simples em uma direção e dupla na outra. O anodo está localizado na parte superior da figura.

As figuras 6.23 e 6.24 mostram as imagens da simulação de uma única esfera obtida no centro do campo de radiação. Para isto, foi utilizada uma escala de 20 vezes. As distribuições de intensidade do ponto focal foram, respectivamente, distribuição gaussiana simples nas duas direções e, gaussiana simples em uma direção e gaussiana dupla na outra.

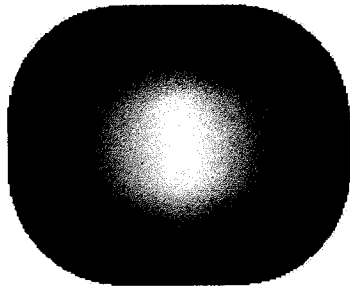


Figura 6.23 - Distribuição de intensidade do ponto focal tipo gaussiana simples nas duas direções.

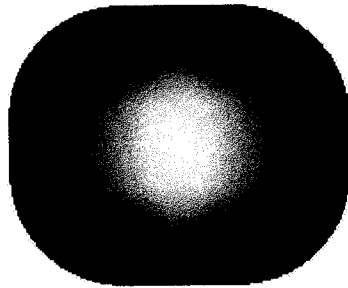


Figura 6.24 - Distribuição de intensidade do ponto focal tipo gaussiana simples em uma direção e dupla na outra.

Para comparação, também foi simulada uma distribuição de intensidade do tipo uniforme sobre a mesma esfera e que está mostrada na figura 6.25.

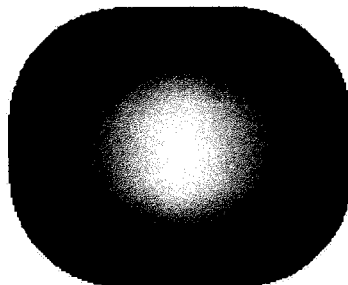


Figura 6.25 - Distribuição de intensidade do ponto focal tipo uniforme.

Ainda para mostrar a influência da distribuição de intensidade do ponto focal sobre a imagem da matriz de esferas, foi feita a simulação para um ponto focal grande ($a = 2,0$ mm e $b = 2,0$ mm) em relação ao tamanho da esfera, utilizando a distribuição de intensidade do ponto focal tipo gaussiana dupla em uma direção e simples na outra. O espaçamento entre as esferas foi de 20 mm e a escala da imagem foi aumentada em 4 vezes.

A figura 6.26 ilustra a imagem obtida através da simulação utilizando estas condições. Sob as mesmas condições, foi realizada a simulação utilizando agora uma distribuição de intensidade do ponto focal tipo gaussiana simples nas duas direções, cuja imagem obtida pode ser vista na figura 6.27. O anodo está localizado no lado esquerdo das figuras 6.26 e 6.27.

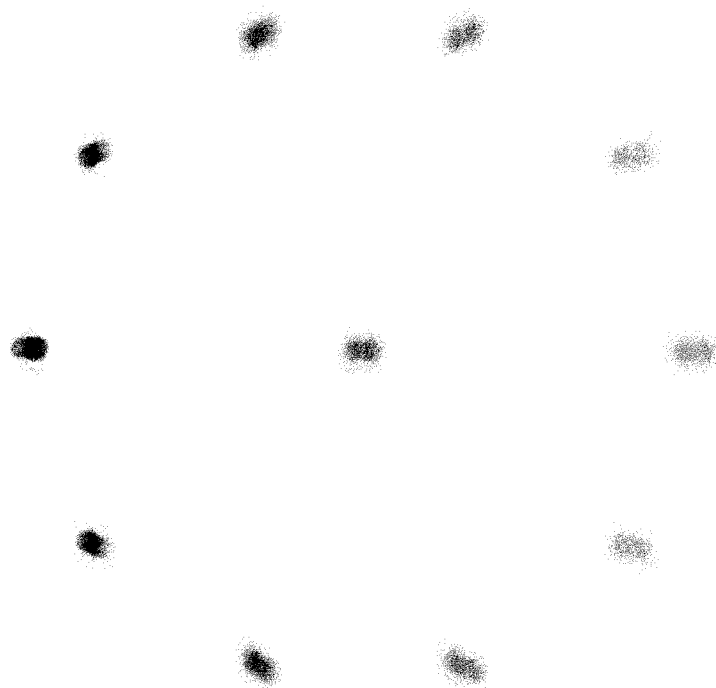


Figura 6.26 - Distribuição de intensidade do ponto focal tipo gaussiana dupla em uma direção e simples na outra e um ponto focal de 2,0 X 2,0 mm.

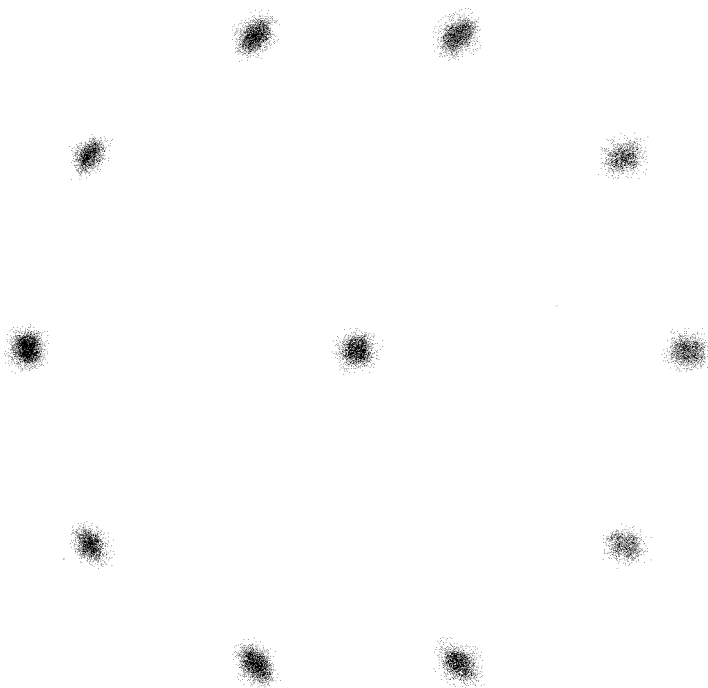


Figura 6.27 - Distribuição de intensidade do ponto focal tipo gaussiana simples nas duas direções e um ponto focal de 2,0 X 2,0 mm.

6.3 - Simulação do Efeito da Grade Supressora

6.3.1 - Obtenção das Imagens em Chapas Radiográficas de Objetos Com e Sem Radiação Espalhada

Foram radiografados 5 discos de chumbo, com material espalhador (lucite) de 2, 4 e 6 cm de espessura. A figura 6.28 é a imagem dos 5 discos de chumbo colocados a 50 cm do ponto focal e a 4 cm do filme, sendo esta a imagem controle. A figura 6.29 mostra a imagem obtida utilizando 4 cm de lucite entre os 5 discos de chumbo e o filme, sendo este usado para representar o espalhamento dado por uma mama comprimida - imagem com espalhamento. E finalmente, a figura 6.30 é uma radiografia dos 5 discos de chumbo feita com uma grade supressora - imagem com grade. Esta imagem também foi obtida utilizando-se os 4 cm de lucite entre os discos e o filme. O anodo está localizado na parte superior das figuras 6.28, 6.29 e 6.30.

As figuras 6.28, 6.29 e 6.30, foram obtidas através da digitalização das radiografias. Os filmes foram digitalizados por um aparelho UMAX-PowerLook II, com resolução de 600 *dpi*.

As condições de exposição para obtenção das radiografias foram variadas para que se obtivesse no filme o mesmo grau de escurecimento (ver Tabela 6.5).

Observações:

- em todas as exposições foi utilizado cassete com tela intensificadora e filmes TMG/Kodak
- aparelho utilizado: Cgr/Senographe
- grade supressora: linear 8:1 (Bucky)
- distância foco/filme: 660 mm

Tabela 6.5 - Condições de exposição dos filmes para obtenção das imagens em chapas radiográficas de objetos com e sem radiação espalhada.

Imagem	kVp	corrente (mA)	tempo (s)
Controle	25	50	4
com Espalhamento	35	50	12
com Grade	35	50	36

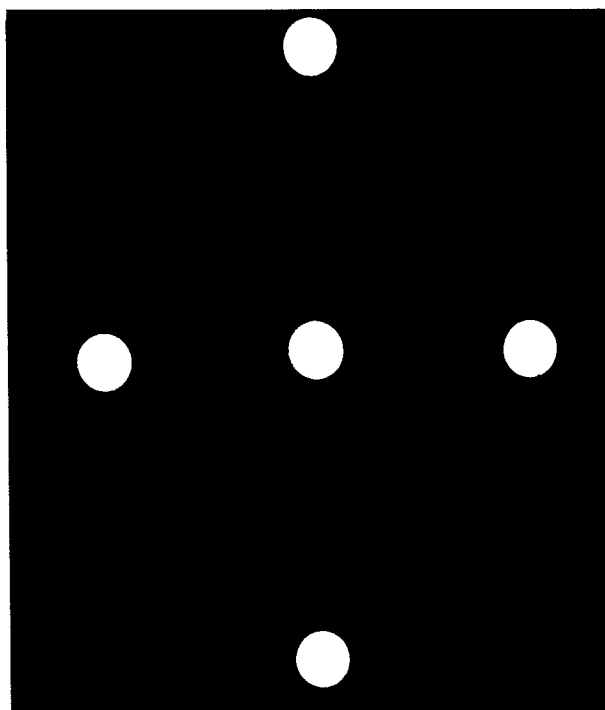


Figura 6.28 - Imagem digitalizada do filme radiográfico da imagem controle.

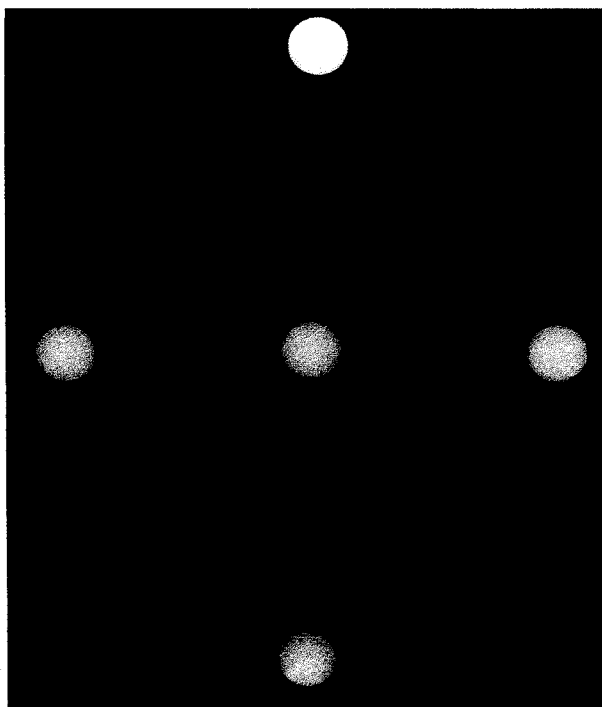


Figura 6.29 - Imagem digitalizada do filme radiográfico da imagem com espalhamento de 4 cm de lucite.

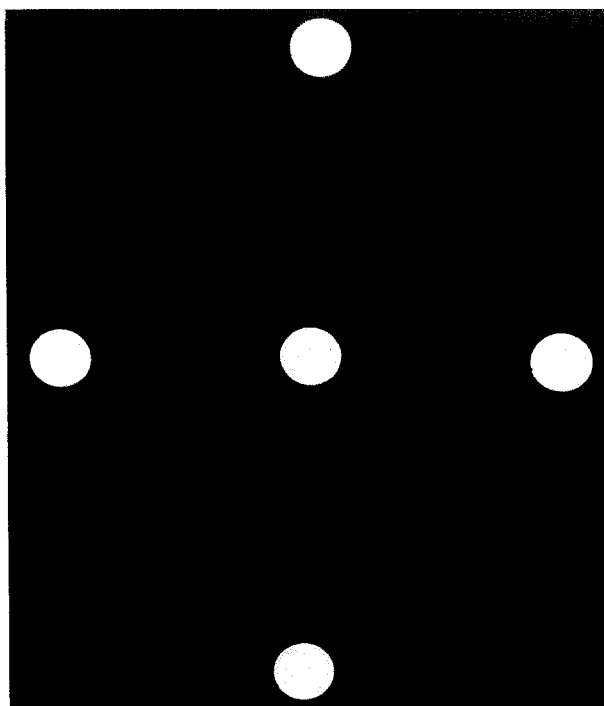


Figura 6.30 - Imagem digitalizada do filme radiográfico da imagem com grade.

6.3.2 - Simulação das Imagens de Objetos Com e Sem Radiação Espalhada

A figura 6.31 mostra a simulação da imagem com espalhamento. Esta foi obtida simulando-se os 5 discos, sujeitos à quantidade de radiação espalhada produzida pelos 4 cm de lucite. Na figura 6.32 está ilustrada a imagem da simulação da utilização da grade supressora. O anodo está localizado na parte superior das figuras 6.31 e 6.32.

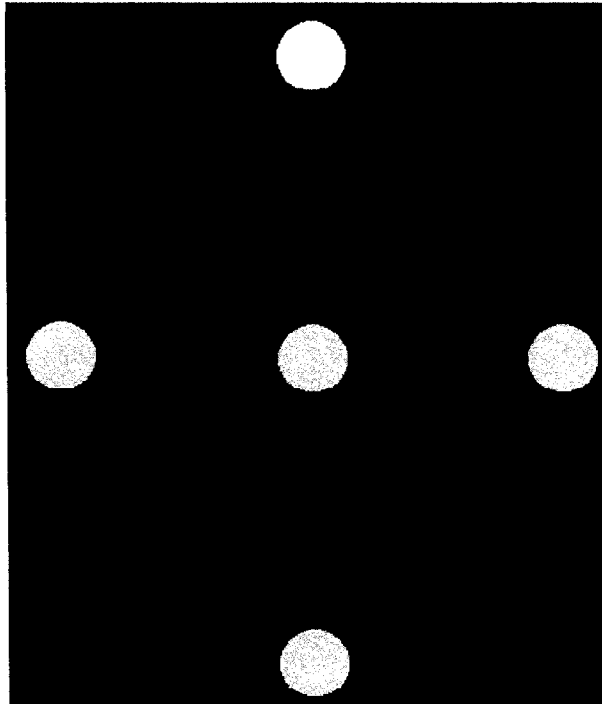


Figura 6.31 - Imagem com espalhamento (simulada).

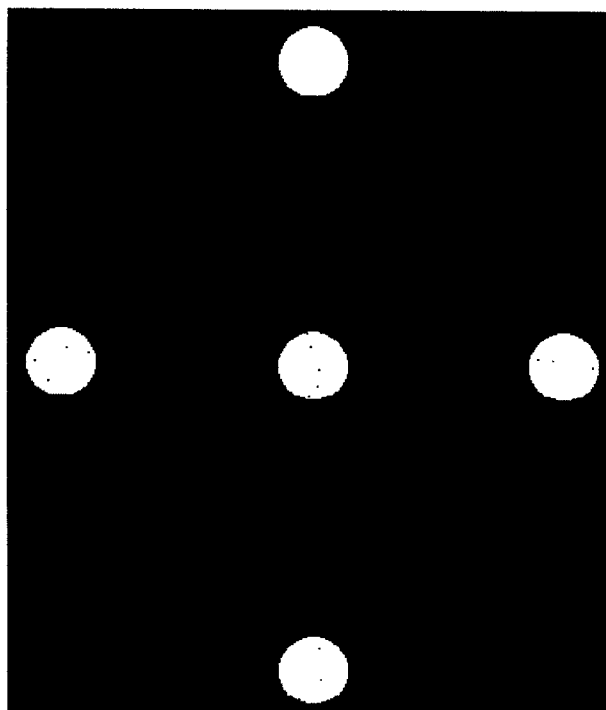


Figura 6.32 - Imagem com grade (simulada).

6.4 - Avaliação do Efeito “Heel”

6.4.1 - Introdução

Para calcular o efeito “heel” foi primeiro realizada a simulação no centro do campo do espectro bremsstrahlung emitido por um sistema radiológico. Entretanto, como não se tinha à disposição nenhum dispositivo para medir a energia do feixe de um equipamento de raios X, para comprovar a validade do programa de simulação desenvolvido foram utilizados os dados obtidos por Unsworth, M. H. e Greening, J. R., em Unsworth (1970).

A seguir foi calculado o espectro bremsstrahlung para várias posições do campo de radiação pelos dois métodos propostos, *cd* e *csda*, e, para fins de comparação com dados reais, foi levantada a dose em vários pontos do campo com dispositivos especiais (LiFs).

6.4.2- Medida da Dose Através dos Dosímetros (LiFs)

Foram realizadas medidas em dois mamógrafos para se determinar a dose de radiação recebida em diferentes pontos do campo de radiação. Foram utilizados 32 LiFs fornecidos pela firma SAPRA - Serviço de Assessoria e Proteção Radiológica S/C Ltda. que também realizou, posteriormente, as leituras. As medidas foram repetidas 4 vezes, com as mesmas condições de exposição, para minimizar os erros de leitura e do ruído quântico. A Tabela 6.6 mostra os valores das diversas doses recebidas pelos LiFs e o valor médio. O posicionamento dos LiFs no campo está representado na figura 6.33.

Os LiFs foram todos colocados na linha catodo/anodo, indo do centro para o lado do anodo, sendo que:

- a **posição 1 (P1)** está no centro do campo
- a **posição 2 (P2)** está a 2,5 cm do centro
- a **posição 3 (P3)** está a 6 cm do centro
- a **posição 4 (P4)** está a 9 cm do centro

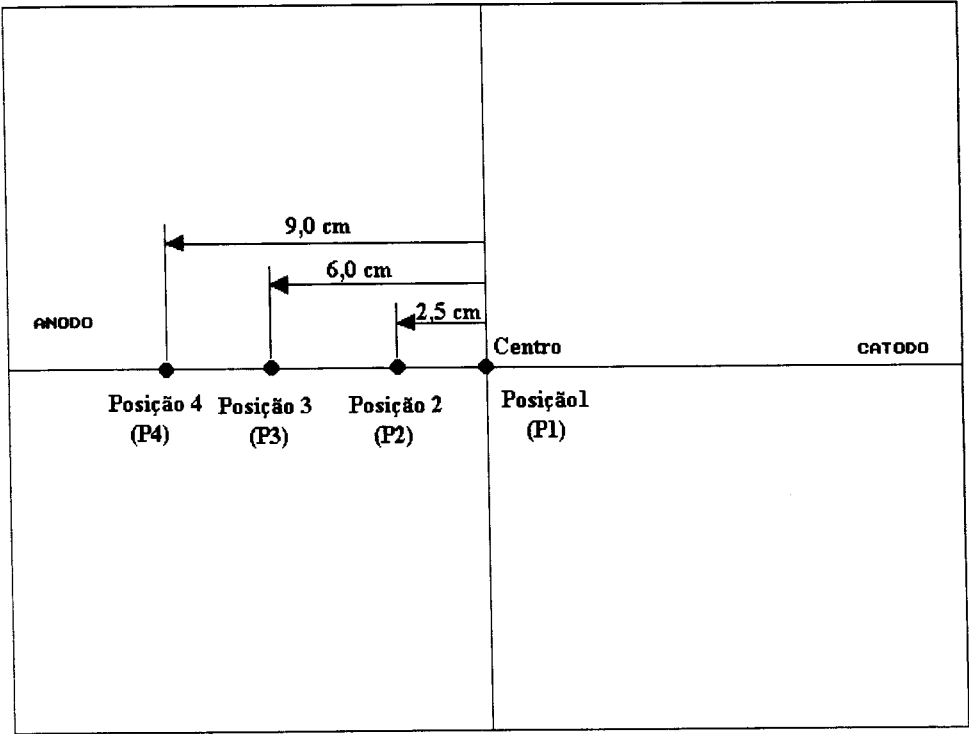


Figura 6.33 - Posicionamento dos LiFs no campo.

Condições de exposição dos LiFs:

- 35 kVp
- distância foco/filme = 50 cm
- 1 s para o aparelho 1 - Philips/Mammodiagnost
- 100 mA.s para o aparelho 2 - G.E./DMR

Tabela 6.6 - Dose absorvida pelos LiFs (P = posição do LiF no campo).

									Média	
P	Aparelho 1 Mammodiag. (mSv)				Aparelho 2 G.E. (mSv)				Aparelho 1 Mammodiag. (mSv)	Aparelho 2 G.E. (mSv)
1	1,1	1,2	1,1	1,0	2,8	3,1	2,9	2,6	1,1	2,9
2	1,0	0,9	1,1	1,1	2,6	3,0	3,0	2,8	1,0	2,8
3	0,9	0,9	1,0	0,9	2,6	2,5	2,6	2,6	0,9	2,6
4	1,1	0,8	0,7	0,7	2,2	2,3	2,2	2,0	0,7	2,2

6.4.3 - Simulação do Efeito “Heel”

6.4.3.1 - Simulação do Espectro Bremsstrahlung

A Tabela 6.7 mostra as energias do espectro bremsstrahlung calculadas por Unsworth, M. H. e Greening, J. R., em Unsworth (1970), (coluna 2) e as energias obtidas por simulação (coluna 3), depois da atenuação pelo alvo e pela janela de berílio do tubo de raios X. Estas energias foram calculadas utilizando a Eq. (3.12) do Capítulo 3, com os mesmos dados utilizados por Unsworth (1970).

Também foi calculado o erro entre o valor de Unsworth e o valor simulado.

Tabela 6.7 - Energia depois da atenuação pelo alvo e janela de Be.

kVp (do tubo)	Energia * 10 ¹¹ (keV * mAs ⁻¹ * sr ⁻¹ * s ⁻¹)		
	Calculada por Unsworth	Simulada	Erro (%)
50	545	586	7,5
40	334	343	2,7
30	181	180	0,6
25	122	121	0,8
20	74	78	5,4

6.4.3.2 - Simulação do Efeito “Heel” para Várias Posições do Campo de Radiação em Função da Angulação do Anodo

A Tabela 6.8 contém os valores das energias bremsstrahlung, calculadas em função da angulação do anodo e da posição no campo de radiação, pelos dois métodos, *csda* e *cd*, e para os dois aparelhos utilizados anteriormente (Mammodiag. e G.E.).

Os parâmetros utilizados na simulação foram os mesmos usados para a exposição dos LiFs e a angulação do anodo foi de 17° para o aparelho Mammodiag. e de 20° para o aparelho G.E.

A primeira coluna da Tabela 6.8 indica a posição do campo de radiação (*P*) onde a energia foi calculada (ver figura 6.33). Nas demais colunas, estão as energias calculadas para cada posição *P*, pelos dois métodos, *csda* e *cd*, considerando ainda a atenuação pela janela de berílio.

Tabela 6.8 - Valores das energias obtidas através da simulação

	Energia * 10 ⁹ (keV * mAs ⁻¹ * sr ⁻¹ * s ⁻¹)			
	Mammodiag.		G.E.	
P	csda	cd	csda	cd
1	7,66	6,03	8,01	6,47
2	7,25	5,54	7,71	6,09
3	6,38	4,63	7,12	5,40
4	5,12	3,50	6,32	4,57

A seguir, foi determinada a variação em porcentagem entre as energias calculadas para cada posicionamento com relação ao ponto inicial ou centro do campo, representado pela posição *P* = 1. A Tabela 6.9 mostra estas porcentagens (*ΔE*) para todas as energias da Tabela 6.8. Estes cálculos também foram feitos para os valores obtidos com os LiFs (Tabela 6.6) e estão mostrados na Tabela 6.10.

Tabela 6.9 - Variação das energias obtidas através da simulação.

	Mammodiag.		G.E.	
	<i>ΔE</i> (%)		<i>ΔE</i> (%)	
P → P	csda	cd	csda	cd
2 → 1	5,4	8,1	3,8	5,9
3 → 1	16,7	23,2	11,1	16,5
4 → 1	33,2	42,0	21,2	29,4

Tabela 6.10 - Variação das doses absorvidas pelos LiFs.

	Mammodiag.	G.E.
P → P	ΔD (%)	ΔD (%)
2 → 1	9	3,5
3 → 1	18	10
4 → 1	36	24

Capítulo 7

Discussão dos Resultados e Conclusões

7.1 - Ponto Focal

Pode-se observar, através das imagens obtidas com a simulação (figuras 6.2, 6.3 e 6.4), que o comportamento do ponto focal simulado é coerente com a teoria descrita por Doi, K., em Doi (1977) (Capítulo 2 - item 2.1.2), que mostra como a imagem do ponto focal efetivo diminui com o deslocamento em direção ao ponto de “*cut-off*” (ponto a partir do qual não existe mais raios X por causa da inclinação do anodo), e que, fora do eixo catodo/anodo, todas as imagens do ponto focal estão orientadas para o mesmo ponto de “*cut-off*”. Este comportamento do ponto focal também pode ser observado nas radiografias obtidas com a exposição da matriz de câmaras de orifício (figuras 6.5, 6.6 e 6.7), que foram feitas para comparação com a simulação.

Ainda com relação às imagens simuladas, pode-se observar nas figuras 6.2, 6.3 e 6.4 que existe uma descontinuidade na impressão de algumas imagens do ponto focal e que algumas inclinações para o ponto de “*cut-off*” não são observadas. Estes problemas foram causados pela resolução da tela do microcomputador, pois esta é uma matriz de pontos, o que torna difícil o traçado de pequenas linhas com pouca inclinação.

Com relação às imagens dos filmes radiográficos (figuras 6.5, 6.6 e 6.7), nota-se que certos pontos focais aparecem borrados e outros com pouca intensidade. Estes últimos foram causados por falhas das câmaras de orifício. Como o feixe de raios X é emitido do ponto focal na forma de um cone, os furos das câmaras de orifício tiveram de

ser feitos de acordo com a inclinação estimada dos raios X emitidos pelo ponto focal. Entretanto, devido às dificuldades técnicas desta realização, alguns furos não ficaram bem alinhados e deixam passar pouca radiação.

Os borrões foram causados pela distribuição de intensidade do ponto focal. Devido ao fato de algumas áreas dos pontos focais serem grandes em relação ao centro do campo, suas distribuições são mais esparsas comparadas com a distribuição do ponto focal do centro do campo.

Os resultados apresentados na Tabela 6.4 mostram uma boa concordância entre os valores medidos e os obtidos através da simulação. Porém pode-se notar que alguns pontos focais apresentam valores discrepantes. Estes valores são os que foram obtidos em imagens borradas, onde a leitura das imagens reais é bem difícil.

Finalmente, pode-se observar que as medidas do Aparelho 2 (Unimax) apresentaram um desvio padrão mais alto, em torno de 23%. Este erro maior é devido à rotação do anodo no eixo perpendicular ao eixo catodo/anodo. Este defeito muitas vezes aparece em aparelhos que possuem um anodo fixo. Os outros dois aparelhos são mamógrafos com anodo rotatório, cuja construção não permite esta rotação no eixo.

7.2 - Distribuição de Intensidade do Ponto Focal

Foram utilizadas para simulação duas distribuições de intensidade do ponto focal, a saber, distribuição gaussiana simples nas duas direções (distribuição **s.s.**) e gaussiana simples em uma direção e dupla na outra (distribuição **s.d.**), pois estas são as distribuições encontradas com mais frequência nos aparelhos de raios X.

Nas 6 figuras apresentadas no Capítulo 6 (figuras 6.8 a 6.13), a conservação de energia dada pela lei de Gauss pode ser observada. Na figura 6.11, a área do ponto focal é menor, portanto a intensidade de radiação do ponto focal é maior por unidade de área, comparada com a figura 6.13 onde a área é maior, porém a mesma quantidade de energia está nela distribuída, gerando níveis de intensidade menores. Isto pode ser observado também nas figuras 6.14 a 6.19.

O modelo escolhido para simulação pode ser comprovado pelas imagens apresentadas por Nickoloff, E. L. *et. al.*, em Nickoloff (1990) (figura 2.9), onde estão visíveis as distribuições **s.s.** e **s.d.**.

Para mostrar a influência da distribuição de intensidade do ponto focal sobre a imagem de um objeto, foi utilizado um programa de simulação desenvolvido por Oliveira, H. J. Q., em Oliveira (1995), que realiza a simulação de uma matriz de esferas considerando uma distribuição de intensidade do ponto focal uniforme. Utilizando este programa, foi acrescentada a distribuição de intensidade do ponto focal para obter a simulação da matriz de esferas para as duas distribuições propostas, distribuição s.s. e distribuição s.d.. Neste sentido, pode-se ver que a figura 6.21 (imagem simulada da matriz de esferas) é semelhante à figura 6.22, que é a imagem real da matriz de esferas.

As figuras 6.20 e 6.21 (imagens simuladas da matriz de esferas) mostram que a distribuição de intensidade do ponto focal não tem influência sobre a imagem de objetos grandes ou próximos ao tamanho do ponto focal.

Para confirmar isto, foi realizada uma ampliação das figuras 6.20 e 6.21. A figura 6.23 mostra a imagem da figura 6.20 ampliada 20 vezes e a figura 6.24 a imagem da figura 6.21 utilizando a mesma ampliação. Comparando estas imagens com uma imagem que foi obtida simulando uma distribuição de intensidade uniforme (figura 6.25), que é teoricamente perfeita, não foram constatadas diferenças significativas entre estas imagens e, portanto, não há influência das variações das distribuições sobre a imagem do objeto.

Porém, para comparar com os resultados dados na literatura por Doi, em Doi (1975a) e Nickoloff, em Nickoloff (1990), simulamos a imagem da matriz de esferas com as distribuições de intensidade s.d. e s.s. e um ponto focal maior do que o objeto (figuras 6.26 e 6.27). Constatamos que, neste caso, a distribuição de intensidade do ponto focal tem influência sobre a imagem do objeto e que esta é modificada pela característica de campo, e conseqüentemente a nitidez da imagem do objeto é diferente para as diversas posições do campo de radiação.

Em relação à figura 6.27, simulada com uma distribuição de intensidade s.s., nota-se que a nitidez da imagem do objeto ficou diferente daquela obtida na figura 6.26, onde foi utilizada uma distribuição de intensidade s.d.. A figura 6.26 mostra claramente que a imagem da esfera do lado do anodo pode ser confundida com a imagem de duas esferas, devido à distribuição de intensidade s.d., que se comporta

como se fosse duas fontes de radiação, enquanto que na figura 6.27 a imagem aparece sem deformação.

7.3 - Grade Supressora

Para demonstrar a eficiência da grade supressora para eliminar a radiação espalhada por um objeto, foi realizada a simulação de duas imagens. A figura 6.31 mostra a imagem simulada dos 5 discos de chumbo sujeitos a uma certa quantidade de radiação espalhada causada pelo efeito Compton. Esta radiação espalhada foi calculada para 4 cm de material espalhador.

A figura 6.32 ilustra a imagem simulada dos discos com a radiação espalhada removida pelo uso da grade supressora.

As imagens das figuras 6.28, 6.29 e 6.30 foram obtidas da digitalização do filme radiográfico. A figura 6.28 é a radiografia dos 5 discos de chumbo (imagem controle). A imagem mostrada na figura 6.29 é dos 5 discos de chumbo sujeitos a uma certa quantidade de radiação espalhada causada pelo efeito Compton em 4 cm de lucite. A figura 6.30 mostra a imagem obtida com o uso da grade supressora que corta a radiação espalhada causada pelo uso do material espalhador.

A imagem controle da figura 6.28, que é uma radiografia sem lucite e que foi revelada junto com as demais, comprova que o ruído que aparece na imagem 6.29 é realmente devido ao espalhamento e não às condições de revelação ou de super exposição do filme.

As figuras 6.30 e 6.32 mostram que a radiação espalhada foi quase totalmente eliminada pela grade. A boa semelhança entre as imagens simuladas e as radiografias comprova a validade do modelo escolhido para simulação.

As pequenas discrepâncias existentes entre as imagens simuladas e as radiografias são devidas aos problemas da representação na tela do computador, pois os *pixels* são maiores do que os grãos de prata do filme. Além disso, na digitalização, as radiografias perderam um pouco da resolução e o ruído aumentou. Entretanto, os resultados obtidos através da simulação da grade supressora estão de acordo com a teoria descrita.

7.4 - Efeito “Heel”

Para comprovar os resultados obtidos da simulação do efeito “heel”, foram realizadas medidas de doses com dosímetros de fluoreto de lítio, LiFs. Porém este método de medida da exposição com os LiFs é feito por comparação com um padrão, apresentando portanto pouca precisão, entre 7 e 15%, seguindo dados da empresa onde a leitura das doses dos LiFs foi realizada.

No entanto, esse era o único método direto disponível de medir a exposição em vários pontos do campo de radiação, já que a densidade de um filme radiográfico depende não somente da exposição, mas também do filme e das condições de revelação. Por isso optou-se, para comprovar a validade do modelo proposto para a simulação, por testar o algoritmo no centro do campo, já que para esta posição foram encontrados dados da literatura calculados por Unsworth, M. H. e Greening, J. R., em Unsworth (1970). A diferença em porcentagem obtida entre os dois métodos é menor do que 8%. Isto pode ser comprovado comparando-se os dados contidos na Tabela 6.7. Consideramos, então, o modelo de simulação válido para o centro do campo.

Para calcular, através de simulação, a energia do espectro bremsstrahlung para as demais posições do campo de radiação, foram desenvolvidos dois métodos computacionais. O método *csda* e o método *cd*, cuja diferença principal entre eles é a maneira com que o alcance *d* do elétron dentro do alvo foi calculado. No primeiro método, o alcance *d* varia de acordo com a energia *E* do espectro, enquanto que para o segundo método, é utilizado apenas um alcance *d*, determinado pela quilovoltagem aplicada ao tubo (kVp do tubo).

O cálculo da energia do espectro bremsstrahlung foi feito, então, utilizando os dois métodos propostos: *csda* e *cd*. Os dois métodos apresentam uma variação em porcentagem entre os diversos pontos do campo, compatível com a teoria do efeito “heel” (ver Tabela 6.9). Por causa da precisão entre 7 e 15% apresentada pelos LiFs, as medidas realizadas com estes dosímetros e que estão apresentadas na Tabela 6.10, foram descartadas. Portanto, para determinar o melhor método, a escolha foi baseada na maneira como os cálculos foram realizados. Neste sentido, o algoritmo *csda* foi considerado melhor, pois nos cálculos, ele leva em consideração a variação da

penetração dos elétrons no alvo para cada intervalo de energia considerado, enquanto que o algoritmo *cd* considera apenas uma profundidade da penetração, dada em função da quilovoltagem aplicada ao tubo.

7.5 - Conclusões

O tamanho do ponto focal é um fator fundamental para a nitidez das imagens. Entretanto, todos os aparelhos de medida do ponto focal ou são colocados em qualquer posição do campo ou, no melhor dos casos, são alinhados com o centro, dando uma avaliação nesta posição e não na posição onde o objeto radiografado será colocado. Sendo assim, somente com uma simulação se consegue determinar o tamanho do ponto focal para qualquer posição do campo de radiação.

Com relação à distribuição de intensidade do ponto focal, há uma certa polêmica entre alguns pesquisadores, sendo que Doi, K. e Rossmann, K., em Doi (1975a), afirmam que as imagens feitas com magnificações menores do que 6 vezes, não dependem da distribuição de intensidade do ponto focal, quando os pontos focais são iguais ou menores do que o objeto. Quando os pontos focais são maiores do que o objeto, o contraste das imagens varia bastante com a forma das distribuições, exceto em magnificações baixas, que correspondem às condições geométricas usadas na prática radiológica. Por outro lado, Nickoloff, E. L. *et. al.*, em Nickoloff (1990), afirmam que as várias distribuições de intensidade do ponto focal têm um impacto significativo sobre a qualidade da imagem mamográfica, pois para pontos focais com dimensões equivalentes, diferenças nas distribuições de intensidade dos raios X produzem variações significativas na resolução da imagem.

Além dessas divergências, estes pesquisadores consideram a distribuição de intensidade do ponto focal somente no centro do campo. Pelo nosso método de simulação, levamos em consideração as variações da característica de campo e sua influência sobre a distribuição de intensidade do ponto focal. Simulamos, então, as condições relatadas pelos autores e nossas conclusões estão no mesmo sentido das apresentadas por Doi, K. e Rossmann, K..

A saber, a distribuição de intensidade do ponto focal não influi na qualidade da imagem radiográfica quando o ponto focal é menor ou do mesmo tamanho do objeto

que está sendo radiografado, mas tem influência quando os pontos focais são maiores do que este.

Com o programa de simulação, podemos mostrar o efeito da grade supressora sobre a imagem em função do tipo da grade, condições e técnicas de exposição. O algoritmo desenvolvido tem a grande vantagem de permitir a variação da kVp para qualquer ponto da imagem e de verificar sua influência sobre o espalhamento e, conseqüentemente, sobre a remoção pela grade dos fótons espalhados.

O efeito “heel” é um fator importante sobre o contraste da imagem. Com a simulação, a avaliação do efeito “heel” pode ser feita de uma maneira simples e precisa, para qualquer condição de exposição e parâmetros do sistema radiográfico.

Entretanto, ele não é levado em consideração nos programas de controle de qualidade. Em geral, ele é compensado nas técnicas de exposição pela colocação da parte mais espessa do objeto a ser radiografado do lado do catodo. Esse é um método empírico, já que o efeito “heel” varia consideravelmente em função da angulação do anodo e da quilovoltagem aplicada ao tubo.

7.6 - Conclusões Gerais

De uma maneira geral, o algoritmo desenvolvido permite uma avaliação fácil e precisa dos principais fatores que influenciam a qualidade da imagem radiográfica. Este algoritmo permite avaliar detalhadamente os parâmetros e a influência de cada um sobre os demais o que não podia ser realizado com aparelhos de testes convencionais, devido ao grande número de parâmetros envolvidos e interligados. Os resultados são apresentados sob forma da nitidez das imagens de uma matriz de esferas (com exceção do efeito “heel”) e são, portanto, de imediata compreensão.

Com outros algoritmos complementares desenvolvidos no laboratório, estamos chegando a um sistema para controle de qualidade de sistemas radiológicos realmente eficaz e, portanto, utilizável nas unidades radiológicas, sem necessidade de treinamento para operar o controle ou interpretar os resultados.

7.7 - Trabalho Futuro

Nesta linha de pesquisa, a continuação deste trabalho, que desenvolveu a simulação dos parâmetros dos sistemas radiológicos que influenciam a qualidade da imagem radiológica, seria a simulação dos objetos a serem radiografados.

Para a simulação desenvolvida neste trabalho de doutorado, precisam ser fornecidos a kVp do tubo, a angulação do anodo e o tamanho do ponto focal no centro do campo, sendo esses parâmetros medidos com outros sistemas de teste. Um sistema eficiente juntaria um dispositivo de medida com sensor, e um *laptop* com o nosso programa, e forneceria, imediatamente, os resultados ao radiologista sob a forma da nitidez das imagens dos objetos.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Abramov (1978) - ABRAMOV, V. P.; KULESHOV, A. S.; KULESHOV, V. K. Angular distribution of intensity and dose characteristics of pulsed X-ray tube with a thermoemissive cathode. *Instrum. & Exp. Tech. (USA)*, v.21, n.3, p.788-790, May 1978.
- Almeida (1990) - Almeida, A. *Influência do ruído quântico em imagens radiológicas*, São Carlos, 1990, 110p. Tese (Doutorado) - Instituto de Física e Química de São Carlos, Universidade de São Paulo.
- Arnold (1973) - ARNOLD, B. A.; BJARNGARD, B. E.; KLOPPING, J. C. Modified pinhole camera method for investigation of X-ray tube focal spots. *Physics in Medicine & Biology*, v.18, p.540-549, Jul/Ago. 1973.
- Barnes (1976) - BARNES, G. T.; CLEARE, H. M.; BREZOVICH, I. A. Reduction of scatter in diagnostic radiology by means of a scanning multiple slit assembly. *Radiology*, v.120, p.691- 694, Sep. 1976.
- Beetlestone (1958) - BEETLESTONE, A.; THURMER, G. Some considerations of focal spot sizes. *The British Journal of Radiology*, v.31, n.369, p.492-496, Set. 1958.
- Bernstein (1974) - BERNSTEIN, H.; BERGERON, T.; KLEIN, D. J. The relationship of the radiant intensity distribution of focal spots to resolution. *Radiology*, v.111, p.427- 431, May 1974.
- Boldingh (1961) - BOLDINGH, W. H. Quality and choice of Potter Bucky grids - Parts IV and V. *Acta Radiologica* v.55, p.225-235, Mar. 1961.

Bonenkamp (1959a) - BONENKAMP, J. G.; BOLDINGH, W. H. Quality and choice of Potter Bucky grids - I. A new method for the unambiguous determination of the quality of a grid. *Acta Radiologica* v.51, p.479-489, June 1959.

Bonenkamp (1959b) - BONENKAMP, J. G.; BOLDINGH, W. H. Quality and choice of Potter Bucky grids - III. The choice of a Bucky grid. *Acta Radiologica* v.52, p.241-253, Sep. 1959.

Brezovich (1977) - BREZOVICH, I. A.; BARNES, G. T. A new type of grid. *Medical Physics* v.4, n.5, p.451-453, Sept./Oct. 1977.

Burgess (1977) - BURGESS, A. E. Focal Spots: III Field characteristics. *Investigative Radiology*, v.12, n.1, p.54-61, Jan./Fev. 1977.

Carlin (1996) - CARLIN, M. D.; NISHIKAWA, R. M.; MACMAHON, H.; DOI, K. The effect of x-ray beam alignment on the performance of antiscatter grids. *Medical Physics*, v.23, n.8, p.1347-1350, August 1996.

Chan (1983) - CHAN, H-P.; DOI, K. The validity of Monte Carlo simulation in studies of scattered radiation in diagnostic radiology. *Physics in Medicine & Biology*. v.28, p.109-129, 1983.

Chan (1985a) - CHAN, H-P.; FRANK, P. H.; DOI, K.; IIDA, N.; HIGASHIDA, Y. Ultra-high-strip-density radiographic grids: a new antiscatter technique for mammography. *Radiology*, 154, p.807-815, Mar. 1985.

Chan (1985b) - CHAN, H-P.; HIGASHIDA, Y.; DOI, K. Performance of antiscatter grids in diagnostic radiology: experimental measurements and Monte Carlo simulation studies. *Medical Physics*, v.12, n.4, p.449-454, Jul./Aug. 1985.

- Craddock (1966) - CRADDOCK, T. D., FEDORUCK, S. O.; REID, W. B. A new method of assessing the performance of scintillation cameras and scanners. *Physics in Medicine & Biology*. v.11, n.3, p.423-435. 1966.
- Curry III (1990) - CURRY III, T. S., DOWDEY, J. E. e MURRY, R. C. JR. *Christensen's Physics of Diagnostic Radiology*. 4 ed. Philadelphia, Ed. Lea & Febiger, 1990.
- Dance (1984) - DANCE, D. R.; DAY, G. J. The computation of scatter in mammography by Monte Carlo methods. *Physics in Medicine & Biology*. v.29, p.237-247, 1984.
- Dance (1992) - DANCE, D. R.; PERSLIDEN, J. E.; CARLSSON, G. A. Calculation of dose and contrast for two mammographic grids. *Physics in Medicine & Biology*. v.37, n.1, p.235-248, 1992.
- Davison (1968) - DAVISON, M. E.; REEKIE, D. Measurement of peak voltage diagnostic X-ray generators. *Physics in Medicine & Biology*. v.13, n.4, p.643-651, 1968.
- Day (1983) - DAY, G. J.; DANCE, D. R. X-ray transmission formula for antiscatter grids. *Physics in Medicine & Biology*. v.28, p.1429-1433, 1983.
- Dick (1978) - DICK, C. E.; MOTZ, J. W. New method for the experimental evaluation of x-ray grids. *Medical Physics*, v.5, n.2, p.133-140, Mar./Apr. 1978.
- Doi (1965) - DOI, K. Optical transfer function of the focal spot of X-ray tubes. *American Journal Roentgen*. v.94, p.712-718, July 1965.
- Doi (1974) - DOI, K.; ROSSMANN, K. Evaluations of focal spot distribution by RMS value and tis effect on blood vessel imaging in angiography. *Proceedings of Spie*, v.47, p.207-213, Aug. 1974.

- Doi (1975a) - DOI, K. e ROSSMANN, K. Effect of focal spot distribution on blood vessel imaging in magnification radiography. *Radiology*, v.114, p.435-441, Feb. 1975.
- Doi (1975b) - DOI, K.; FROMES, B.; ROSSMANN, K. New device for accurate measurement of the x-ray intensity distribution of x-ray tube focal spots. *Medical Physics*, v.2, n.5, p.268-273, Sep./Oct. 1975.
- Doi (1977) - DOI, K. Field characteristics of geometric unsharpness due to the X-ray tube focal spot. *Medical Physics*, v.4, n.1, p.15-20, Jan./Feb. 1977.
- Felson (1960) - FELSON, B.; SCHMIDT, O. E. W. The significance of grid ratio in clinical radiography. *Radiology*, v.75, p.925-931, Dec. 1960.
- Frère (1982) - FRÈRE, A. F. *Investigações de qualidade de imagens radiológicas com um sistema densitométrico computadorizado*, São Carlos, 1982. Tese (Doutorado) - Instituto de Física e Química de São Carlos, Universidade de São Paulo.
- Fritz (1982) - FRITZ, S. L.; LIVINGSTON, W. H. A comparison of computed and measured heel effect for various target angles. *Medical Physics*, v.9, n.2, p.216-219, March/April 1982.
- Fritz (1985) - FRITZ, S. L.; LIVINGSTON, W. H. The effect of anode curvature on radiographic heel effect. *Medical Physics*, v.12, n.4, p.443-446, Jul/Aug. 1985.
- Gratale (1990) - GRATALE, P.; WRIGHT, D. L.; DAUGHTRY, L. Using the anode heel effect for extremity radiography. *Radiologic Technology*, v.61, n.3, p.195-198, 1990.
- Hendee (1984) - HENDEE, W. R. *Medical Radiation Physics*, 2 ed., Year Book Medical Publishers, Inc. Chicago, 1984.

- Johns (1983a) - JOHNS, H. E.; CUNNINGHAM, J. R. *The Physics of Radiology*, 4 ed., Illinois, Charles C Thomas Publisher, 1983.
- Johns (1983b) - JOHNS, P. C.; YAFFE, M. J. Coherent scatter in diagnostic radiology. *Medical Physics*, v.10, n.1, p.40-50, Jan./Feb. 1983.
- Kalender (1982) - KALENDER, W. A. Calculation of x-ray grid characteristics by Monte Carlo methods. *Physics in Medicine & Biology*. v.27, p.353-361, 1982.
- Kemp (1958) - KEMP, F. H.; NICHOLS, A. F. Focal spot sizes. *The British Journal of Radiology*, v.31, n.369, p.486-488, Sep. 1958.
- Kramers (1923) - KRAMERS, H. A. On the theory of X-ray absorption and of the continuous X-ray spectrum. *Philosophical Magazine*, v.46, p.836-871, 1923.
- Kratzat (1988) - KRATZAT, M. Evaluating the importance of focal spot sizes in mammography. *Medicamundi*, v.33, n.2, p.74-80, 1988.
- Kuntke (1957) - KUNTKE, A. H. G. On the determination of roentgen tube focal spot sizes by pin-hole camera roentgenography. *Acta Radiology*, v.47, p.55-64, 1957.
- Magalhães (1995) - MAGALHÃES, S. D. ; EICHLER, J.; GONÇALVES, O. Calculation on X-ray scattering of 17.4 keV radiation and image degradation in mammography. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, v.95, p.87-90, 1995.
- Mahler (1984) - MAHLER, Y.; LIFSHITS, N. Use of photovoltaic cells for effective kVp measurements. *Medical and Biological Engineering and Computing*, v.22, n.2, p.190-192, Mar. 1984.
- Marques (1994) - MARQUES, P. M. A. *Avaliação ponto a ponto de sistemas de imagem radiológica utilizando funções de espalhamento de ponto simuladas*. São Carlos,

1994. Tese (Doutorado) - Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo.
- Matsui (1985) - MATSUI, H.; ONO, K. A uniform focal spot X-ray tube with improved MTF and kW rating. *Radiology*, v.156, p.227-230, July 1985.
- Moore (1976) - MOORE, R.; KORBULY, D.; AMPLATZ, K. A method to absorb scattered radiation without attenuation of the primary beam. *Radiology*, v.120, p.713-717, Sep. 1976.
- Neitzel (1985) - NEITZEL, U.; KOSANETZKY, J.; HARDING, G. Coherent scatter in radiographic imaging: a Monte Carlo simulation study. *Physics in Medicine & Biology*. v.30, p.1289-1296, 1985.
- Nickoloff (1990) - NICKOLOFF, E. L.; DONNELLY, E.; EVE, L.; ATHERTON, J. V.; ASCH, T. Mammographic resolution: influence of focal spot intensity distribution and geometry. *Medical Physics*, v.17, n.3, p.436-447, May/Jun. 1990.
- Oliveira (1995) - OLIVEIRA, H. J. Q. *Simulação computacional da nitidez de imagens radiológicas para controle de qualidade*. São Carlos, 1995. 188p Dissertação (Mestrado) - Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo.
- Pereira (1982) - PEREIRA, A. A. **Curso de física em radiodiagnóstico para médicos residentes**. Publicação do Colégio Brasileiro de Radiologia e Comissão Nacional de Energia Nuclear. Apostila, Rio de Janeiro, 1982.
- Rao (1970) - RAO, C. U. V.; BATES, L. M. Effective dimensions of roentgen tube focal spot based on measurements of the modulation transfer function. *Acta Radiologica (THER)*, n.9, p.362-368, Ago. 1970.
- Rao (1971) - RAO, C. U. V. A new method to determine the focal spot size of X-ray tubes. *American Journal Roentgen*, v. 111, n.3, p.628-632, Mar. 1971.

- Robertson (1958) - ROBERTSON, C. W.; WATSON, G. Precise measurements of focal areas in diagnostic X-ray tubes and their applications in tube development. *The British Journal of Radiology*, v.31, n.369, p.489-491, Sep. 1958.
- Sandborg (1994) - SANDBORG, M.; DANCE, D. R.; PERSLIDEN, J.; CARLSSON, G. A. A. Monte Carlo program for the calculation of contrast, noise and absorbed dose in diagnostic radiology. *Computer Methods and Programs in Biomedicine*, v.42, p.167-180, 1994.
- Santos (1997) - SANTOS, L. H. E. *Novo dispositivo com sensoramento eletrônico para localização do raio central do feixe de raios X em equipamentos de radiodiagnóstico*. São Carlos, 1997. 122p Dissertação (Mestrado) - Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo.
- Scaff (1979) - SCAFF, L. A. M. *Bases Físicas da Radiologia - Diagnóstico e Terapia*. São Paulo, Sarvier S/A Editora de Livros Médicos, 1979.
- Schiabel (1988) - SCHIABEL, H. *Análise da qualidade de feixe de raio-X em unidades mamográficas através do desenvolvimento de sistemas medidores de kVp*. São Carlos, 1988. 224p Dissertação (Mestrado) - Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo.
- Schiabel (1993) - SCHIABEL, H; MARQUES, P. M. A.; FRÈRE, A. F. The need for investigating the optical transfer function in several field orientations for non-isotropic radiographic systems. *Medical Physics*, v.20, n.4, p.999-1005, Abr. 1993.
- Seemann (1954) - SEEMANN, H. E.; SPLETTSTOSSER, B. S. Some physical characteristics of Potter-Bucky diaphragms. *Radiology*, v.62, p.575-583, April 1954.
- Spiegler (1972) - SPIEGLER, P.; BRECKINRIDGE, W. C. Imaging of focal spots by means of the star test pattern. *Radiology*, v.102, p.679-684, Mar. 1972.

- Stanton (1966) - STANTON, L.; LIGHTFOOT, D. A.; MANN, S. A penetrameter method for field kV calibration of diagnostic X-ray machines. *Radiology*, v.87, p.423-435, July 1966.
- Strid (1976) - STRID, K. G. Calculation of the performance of lamellar grids. *Acta Radiologica. Supplementum*, v.351, p.63-73, 1976.
- Takenaka (1968) - TAKENAKA, E.; KINOSHIITA, K.; NAKAJIMA, R. Modulation transfer function of the intensity distribution of the roentgen focal spot. *Acta Radiology*, v.7, p.263-272, 1968.
- Trindade (1992) - TRINDADE, S. M. M. *Um sistema de simulação para controle de qualidade de imagem radiológica através de mapas de nitidez*. São Carlos, 1992. 82p
Dissertação (Mestrado) - Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo.
- Unsworth (1970) - UNSWORTH, M. H.; GREENING, J. R. Theoretical continuous and L-characteristic X-ray spectra for tungsten target tubes operated at 10 to 50 kV *Physics in Medicine & Biology*. v.15, n.4, p.621-630, 1970.
- Weise (1978) - WEISE, H. P. A simple filter method for measuring peak voltage and inherent filtration of pulsating potential X-ray machines - *Health Physics (GB)*, v.34, n.5, p.483-486, Mai. 1978.
- Wilks (1987) - WILKS, R. J. *Principles of Radiological Physics*, New York, Churchill Livingstone, 1987.
- Yaffe (1995) - YAFFE, M. J.; HENDRICK, R. E.; FEIG, S. A.; ROTHENBERG, L. N.; OCH, J.; GAGNE, R. Recommended specifications for new mammography equipment: report of the ACR-CDC focus group on mammography equipment. *Radiology*, v.197, p.19-26, October 1995.

Apêndice A

Apêndice

Aspectos Teóricos dos Sistemas de Raios X

A.1 - O Tubo de Raios X

O tubo de raios X é basicamente um diodo formado por um catodo e um anodo, entre os quais é aplicada uma diferença de potencial elétrica que pode variar de 10 kVp a 2 MVp. Os raios X são produzidos quando um feixe de elétrons, acelerado por esta diferença de potencial, é desacelerado quando colide com o anodo ((Curry III (1990) e Scaff (1979)) (ver figura A.1).

O catodo divide-se em duas partes: filamento e focalizador.

- Filamento : possui a forma de espiral, feito geralmente de tungstênio, medindo cerca de 2 mm de diâmetro e 1 ou 2 cm de comprimento. Através dele são emitidos os elétrons. Isto ocorre quando uma corrente de aproximadamente 6 A atravessa o filamento, aquecendo-o e gerando o processo de emissão termoiônica. Quando o filamento é atravessado pela corrente, os átomos do tungstênio são ionizados devido ao calor gerado e os elétrons das camadas externas são emitidos.

- Focalizador : sendo os elétrons partículas carregadas negativamente, existe uma repulsão entre eles e como consequência um espalhamento, criando uma perda ao longo da trajetória catodo/anodo. Para evitar isto, o filamento do catodo é envolvido por uma capa metálica focalizadora de maneira a focalizar os elétrons e concentrá-los numa área menor do anodo.

No anodo encontra-se a área de incidência dos elétrons, geralmente feita de tungstênio.

Segundo Scaff , em Scaff (1979), quando os elétrons colidem com o anodo, parte da sua energia cinética é transformada em calor, elétrons secundários e raios X, sendo que

aproximadamente 95% da energia dos elétrons é transformada em calor. Por esse motivo, geralmente utiliza-se um anodo rotatório, que aumenta a capacidade de dissipação de calor e, portanto, a obtenção de pontos focais pequenos, o que contribui para uma boa formação de imagens médicas na área de mamografia e angiografia (ver figura A.1).

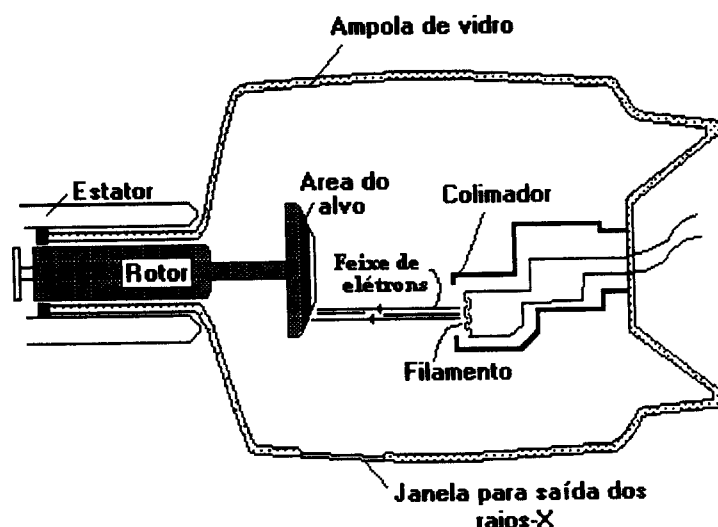


Figura A.1 - Ilustração simplificada de um tubo de raios X com um anodo rotatório (Johns(1983a)).

A.2 - Fatores Geométricos que Afetam a Qualidade da Imagem Radiográfica

O foco ou ponto focal é a área do alvo de onde os raios X são emitidos, ou seja, a área do anodo que é bombardeada pelo feixe de elétrons emitidos pelo catodo (Curry III, T. S., Dowdey, J. E. e Murry, R. C. Jr., em Curry III (1990), Johns, H. E., Cunningham, J. R., em Johns (1983a) e outros autores). Em radiologia é necessário que este seja pequeno, a fim de se obter uma boa nitidez da imagem radiográfica.

Além do tamanho finito do ponto focal, a geometria de exposição também afeta a qualidade da imagem radiográfica e a não nitidez geométrica, que é geralmente expressa como a largura da penumbra, que causa uma diminuição na resolução do sistema radiográfico.

A figura A.2 mostra a imagem formada por diferentes pontos focais.

Pode-se notar que, na figura A.2a, temos uma fonte ideal, onde a imagem obtida não possui penumbra, conseqüentemente não causando deformações na imagem. Nos outros casos (figura A.2b e A.2c) aparece uma penumbra, causando então uma diminuição da nitidez da imagem. O tamanho da penumbra depende do tamanho do ponto focal em relação ao objeto.

Quando o objeto a ser radiografado é do mesmo tamanho ou menor que as dimensões do ponto focal, ocorre um aumento da penumbra, causando uma deformação da imagem (figura A.2b). Por outro lado, quando o ponto focal é menor do que o objeto que está sendo radiografado, teremos uma penumbra pequena e que pode ser desprezível, não prejudicando a qualidade da imagem (figura A.2c).

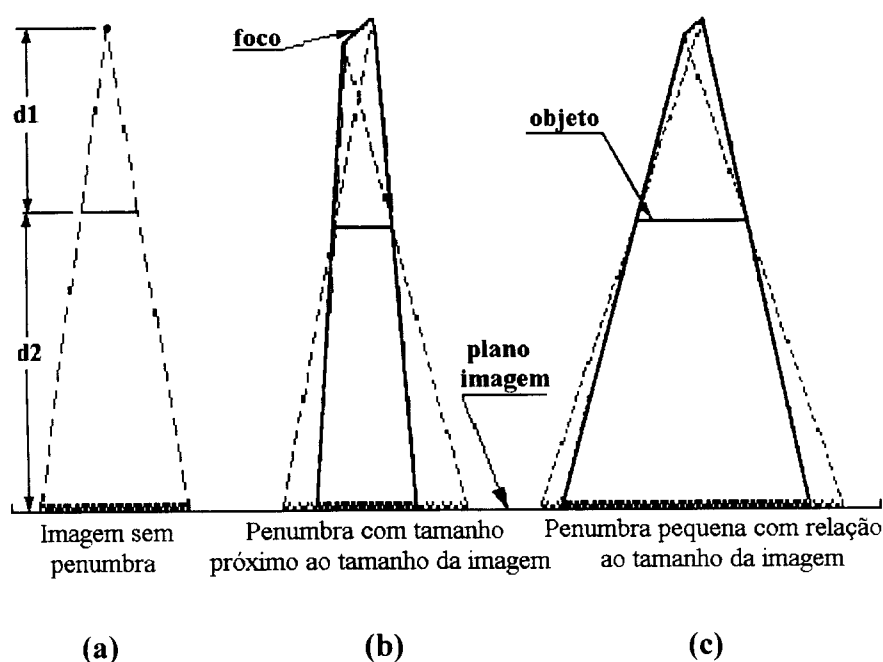


Figura A.2 - Ilustração das imagens formadas por pontos focais de diferentes tamanhos.

Outro fator importante é o posicionamento do objeto em relação ao plano imagem. Quando este é colocado a uma certa distância do filme, está sendo aplicada a técnica de magnificação geométrica, que faz com haja um aumento ou diminuição do tamanho da sombra do objeto e conseqüentemente de sua penumbra. Se o objeto for colocado muito próximo ao ponto focal, haverá uma ampliação da penumbra, o que prejudicará a nitidez da imagem.

O fator de magnificação m é dado pela relação entre a distância do objeto ao filme e do objeto ao ponto focal (ver figura A.2):

$$m = 1 + \frac{d2}{d1} \quad (A.1)$$

onde: $d1$ é a distância foco/objeto e $d2$ a distância objeto/imagem.

A nitidez da imagem pode ser melhorada diminuindo o tamanho do ponto focal, mas isto aumenta o desgaste do anodo pela dissipação do calor concentrado numa área pequena. Para permitir que uma área maior receba o feixe de elétrons mas mantenha um ponto focal pequeno, é adotado o sistema de angulação do alvo (princípio foco linha) (Curry III, T. S., Dowdey, J. E. e Murry, R. C. Jr., em Curry III (1990), Johns, H. E., Cunningham, J. R., em Johns (1983a)).

Neste princípio, os elétrons colidem com uma certa área do alvo de comprimento ab e largura cd (ponto focal efetivo). Devido à inclinação do anodo, a projeção do ponto focal no plano imagem aparecerá como um quadrado de dimensões $cd \times cd$ (ponto focal aparente) (figura A.3a). O mesmo princípio é utilizado quando se usa um anodo rotativo (figura A.3b e A.3c).

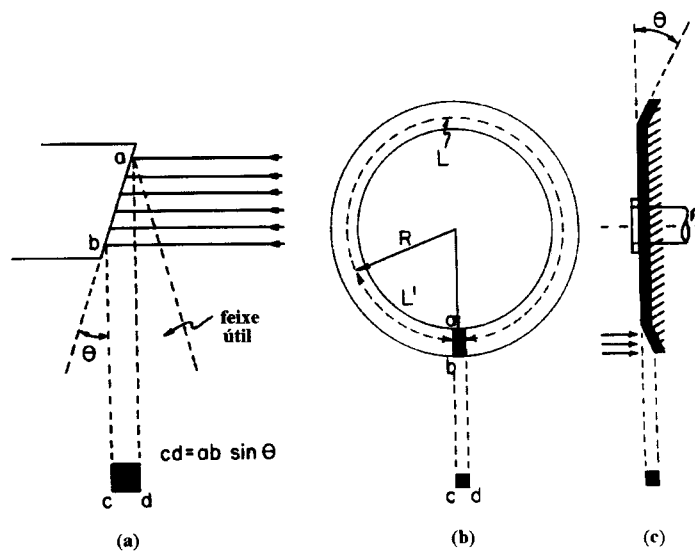


Figura A.3 - Ilustração do princípio foco linha: (a) anodo fixo; (b) anodo rotativo (vista frontal) (c) anodo rotativo (vista lateral) (Johns (1983a)).

A.3 - Tipos de Distribuições de Intensidade do Ponto Focal

A distribuição de intensidade do ponto focal dos tubos de raios X depende do material do anodo, de sua espessura e inclinação, da vibração do sistema de rotação, da energia dos elétrons e da forma do feixe de elétrons, que é afetada pela voltagem do filamento, voltagem e corrente do tubo, como descrito por Takenaka, E., Kinoshita, K. e Nakajima, R., em Takenaka (1968).

Em tubos de raios X médicos convencionais, o sistema de focalização eletrostático focaliza os elétrons emitidos pelo filamento sobre um ponto do anodo. Takenaka, E., Kinoshita, K. e Nakajima, R., em Takenaka (1968), Johns, H. E., Cunningham, J. R., em Johns (1983a), e outros pesquisadores descrevem que os elétrons emitidos pela metade superior do filamento são focalizados sobre um ponto do anodo e aqueles emitidos pela metade inferior do filamento são focalizados sobre outro ponto. Eles se cruzam no primeiro plano *A - A* e depois no plano *B - B*, resultado do campo eletrostático de focalização (ver figura A.4).

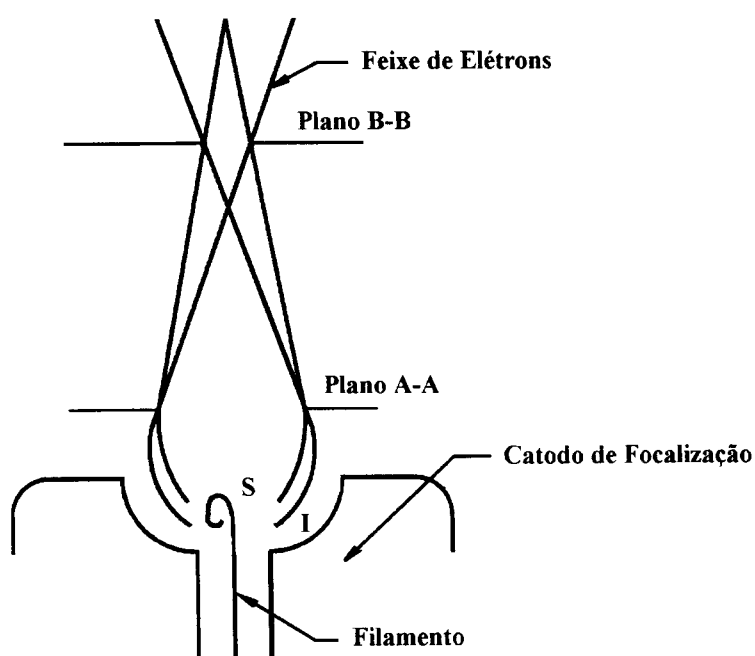


Figura A.4 - Trajetória dos elétrons e sistema de focalização (Takenaka (1968)).

O primeiro plano (*A - A*) é chamado de ponto focal principal e o segundo de ponto focal secundário. O segundo plano de cruzamento *B - B* é usado em tubos de raios X médicos convencionais, nos quais a distribuição de intensidade é do tipo gaussiana dupla. Distribuições de intensidade tripla ou quaternária dependem da posição para a qual o plano focal *B - B* é deslocado.

A distribuição de intensidade tipo gaussiana simples geralmente não é fornecida por tubos convencionais. Porém ela pode ser obtida num tubo de raios X especial com uma estrutura de canhão Pierce. Segundo Matsui, H. e Ono, K., em Matsui (1985), um canhão de elétrons Pierce possui um filamento de forma plana, ao contrário dos convencionais que possui um filamento helicoidal.

A figura A.5 mostra como as diferentes distribuições de intensidades são obtidas na prática, através do cálculo das trajetórias desses elétrons para um filamento convencional (figura A.5a) e um filamento tipo canhão Pierce (figura A.5b).

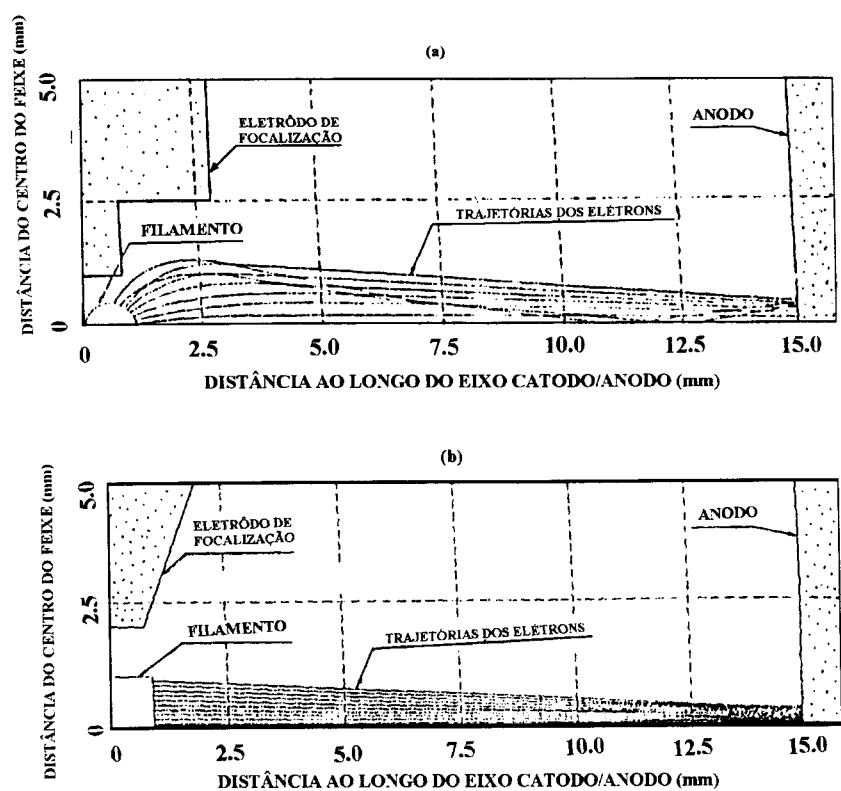


Figura A.5 - Trajetórias dos elétrons para: (a) um filamento convencional (helicoidal) e (b) um filamento tipo canhão Pierce (Matsui (1985)).

A figura A.6 mostra imagens de câmara de orifício de alguns pontos focais de aparelhos de raios X encontrados em hospitais. Algumas das imagens demonstram claramente regiões com alta intensidade do centro para as bordas, enquanto outras mostram diferentes padrões de distribuição de intensidade. As imagens ilustram que os pontos focais têm várias formas e distribuições de intensidade de raios X.

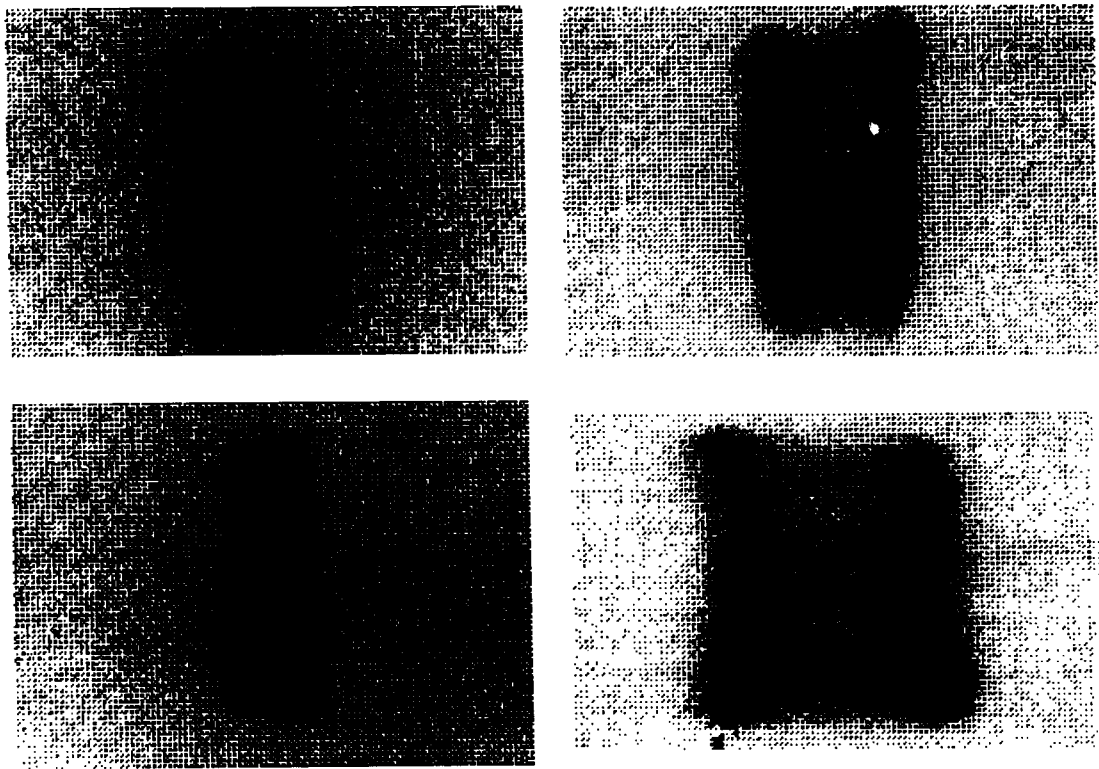


Figura A.6 - Imagens de câmara de orifício de alguns pontos focais, mostrando diferentes distribuições de intensidade (Nickoloff (1990)).