1

INSTITUTO DE FÍSICA DA UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

SBI-IFUSP

305M810T3491

**ESPECTROSCOPIA DE RAIOS X NA FAIXA DE
ENERGIA DE 5 A 200 keV, UTILIZANDO
FOTODIODOS PIN DE SILÍCIO**

MARCIA DE CARVALHO SILVA

Dissertação submetida como
requisito parcial para a obtenção
do grau de Mestre em Física
na área de Física Nuclear

Orientador: Prof. Dr. Silvio Bruni Herdade

Banca examinadora:

Dra. Linda V. E. Caldas – Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares (IPEN)

Dra. Elisabeth Mateus Yoshimura – Instituto de Física da USP

Dr. Silvio Bruni Herdade – Instituto de Física da USP

São Paulo

Fevereiro/2000

Prof. Dr. Roberto Corbani Ferraz
residente na Comissão de Pós Graduação

537.5352

55862

M

ex. 1

FICHA CATALOGRÁFICA

Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Silva, Marcia de Carvalho

Espectroscopia de Raios X na Faixa de Energia de 5 a
200 keV, utilizando Fotodiodos PIN de Silício.
São Paulo, 2001.

Dissertação (Mestrado) - Universidade de São Paulo.
Instituto de Física – Departamento de Física Experimental

Orientador: Prof. Dr. Silvio Bruni Herdade
Área de Concentração: Física

Unitermos: 1. Espectroscopia; 2. Raios-X;
3. Fotodiodos; 4. Radiodiagnóstico.

USP/IF/SBI-014/2001

*“Belas são as coisas que vemos; mais belas, as
que não entendemos; muito mais belas, as que
não compreendemos”*

Nicolaus Steno (1638-1686), geólogo e
anatomista dinamarquês

“Fascinante !”

Sr. Spock , oficial de ciências da Enterprise, em
todos os episódios de Jornada nas Estrelas

Dedico este trabalho à minha mãe, que sempre me apoiou, ao meu querido sobrinho, Lucas, e a pequena Júlia, minha afilhada, que acredita que eu sou um gênio (da lâmpada, é claro).

Dedico também ao Giba, que nunca me deixou desanimar, aos meus irmãos, parentes e amigos pelo apoio sempre presente.

AGRADECIMENTOS

- Ao Prof. Dr. Silvio Bruni Herdade pela orientação, pela paciência e pela sabedoria dos conselhos;
- Ao professor da PUC, Dr. Ricardo A. Terini, pelo ensinamento, pela amizade, pelas discussões, pela paciência e pela oportunidade;
- Ao Dr. Paulo R. Costa, pela amizade, pela oportunidade e pelos conselhos;
- Aos colegas e amigos Denise Y. Nersissian, Marco A. G. Pereira, Tânia A. C. Furquim e Patrícia Lammoglia, pela amizade, pelos ensinamentos, pelas brincadeiras e pelas discussões sempre construtivas;
- À todas as pessoas do STAMH-IEE pela colaboração e pelo carinho com que sempre me trataram;
- À Diretoria do IEE pelo apoio e por permitir a realização deste trabalho em suas dependências;
- Ao Prof. Dr. Otaviano A. Helene, por sugerir o tratamento estatístico adequado para a determinação do kVp através do espectro;
- Ao colega Diogo Soga pela amizade e pela colaboração em parte deste trabalho;
- Ao pessoal do Laboratório de Dosimetria do IFUSP pela colaboração em parte deste trabalho;
- Ao Hospital Universitário por disponibilizar seus equipamentos para uma parte das medidas realizadas durante este trabalho;
- Ao meu irmão, Marco, por resolver meus eternos problemas com meu microcomputador e ao meu cunhado Peter pela ajuda com o Inglês;
- A FAPESP pelo apoio financeiro;
- A todos que, de uma forma ou de outra, colaboraram para a elaboração deste trabalho.

RESUMO

O conhecimento da distribuição espectral da radiação X emitida por unidades de radiodiagnóstico fornece importantes informações, que podem ser aplicadas aos programas de Garantia de Qualidade e de Proteção Radiológica. Detectores que utilizam fotodiodos PIN de Si como ponta de prova vêm sendo utilizados nos últimos anos devido, principalmente, ao seu baixo custo e por trabalharem a temperatura ambiente, não precisando dos tanques de nitrogênio líquido necessários em detectores de Ge e Si(Li). Embora, a princípio, os fotodiodos PIN tenham uma pior resolução, quando comparada com os detectores de Ge, ela é suficientemente boa para a maior parte das aplicações em radiodiagnóstico. Além disso, o desenvolvimento de sistemas refrigerados termoelectricamente e de pré-amplificadores de baixo ruído têm feito com que os fotodiodos PIN cheguem a resoluções comparáveis às do Ge. Este trabalho visa estabelecer as propriedades de detectores constituídos por fotodiodos PIN de Si e desenvolver o processo de correção dos espectros brutos para a eficiência do detector e outros fatores pertinentes, a fim de se obter o espectro real emitido por equipamentos de radiodiagnóstico. Espectros de radiação de equipamentos de radiodiagnóstico obtidos experimentalmente foram comparados com espectros teóricos calculados a partir de um modelo semi-empírico. Além disso, foram obtidos espectros de radiação emitidos por unidades de mamografia, espalhados por um objeto simulador de mama. Como aplicação direta dos espectros medidos experimentalmente, foram desenvolvidas metodologias para a determinação da tensão aceleradora de tubos de Raios X (kVp), para fins de calibração de medidores de kVp, e da camada semi-redutora (CSR) dos feixes de interesse.

ABSTRACT

Knowledge of the spectral distribution of radiation emitted by radiodiagnostic units provides important information, which can be applied to the Quality Assurance and Radiological Protection programs. Detectors which utilize Silicon PIN Photodiodes have been increasingly used in recent years, due to their low cost and being worked with at room temperature, the liquid nitrogen containers used with Ge and Si(Li) detectors not being necessary. Although, initially, the PIN photodiodes have a poorer energy resolution, as compared with Ge detectors, it's good enough for most purposes. Moreover, the development of thermoelectrically cooled systems and low noise level pre-amplifiers have resulted in PIN photodiodes achieving comparable resolutions to Ge ones. This work seeks to establish the properties of detectors made with Silicon PIN photodiodes and to develop the correctional process of the raw spectra both for the efficiency of the detector and other relevant factors, with the aim of obtaining the true spectrum emitted by radiodiagnostic equipment. The radiation spectra of radiodiagnostic equipment experimentally obtained were compared with theoretical spectra calculated from a semi-empirical model. Furthermore, mammography x-ray spectra scattered by a breast simulator were obtained. As a direct application of these experimentally measured spectra, methodologies were developed to determine the peak kilovoltage (kVp) of X-Ray tubes, to be able to calibrate kVp meters, and the half-value layer (HVL) of the beams of interest.

ÍNDICE

CAPÍTULO 1. INTRODUÇÃO	13
1.1. <i>Histórico</i>	13
1.2. <i>Desenvolvimento do trabalho</i>	16
CAPÍTULO 2. O ESPECTRÔMETRO DE RAIOS X E GAMA	18
2.1. <i>Descrição – O fotodiodo PIN de Si como detector de radiações ionizantes</i>	18
2.2. <i>Sistema eletrônico</i>	19
2.3. <i>Características dos fotodiodos</i>	20
2.4. <i>Calibração e Resolução do espectrômetro</i>	22
2.5. <i>O espectrômetro refrigerado por efeito termoelétrico</i>	27
2.5.1. <i>O Efeito Peltier</i>	27
2.5.2. <i>Características do detector refrigerado</i>	29
2.5.3. <i>Calibração e Resolução do espectrômetro refrigerado</i>	30
CAPÍTULO 3. MEDIDAS DE ESPECTROS.....	32
3.1. <i>Correção dos espectros brutos:.....</i>	32
3.1.1. <i>Eficiência para a absorção total de energia:</i>	33
3.1.2. <i>Espalhamento Compton</i>	37
3.1.3. <i>Radiação espalhada</i>	39
3.2. <i>Espectros experimentais de fontes radioativas.....</i>	40
3.3. <i>Espectros experimentais de equipamentos de raios X convencionais</i>	42
3.4. <i>Espectros experimentais de equipamentos de mamografia.....</i>	49
CAPÍTULO 4. APLICAÇÕES.....	52
4.1. <i>Medidas de kVp.....</i>	52
4.1.1. <i>Método para a determinação do kVp através do end point do espectro</i>	55
4.1.2. <i>Condições experimentais.....</i>	59
4.1.3. <i>Resultados Obtidos.....</i>	62
4.2. <i>Cálculo da camada semi-redutora (CSR).....</i>	67
4.2.1. <i>Metodologia</i>	67
4.2.2. <i>Resultados Obtidos.....</i>	69
CAPÍTULO 5. DISCUSSÃO	73
5.1. <i>Futuras aplicações</i>	74
CAPÍTULO 6. CONCLUSÃO	76
ANEXO A – CÁLCULO DO ESPECTRO TEÓRICO	77

ÍNDICE DE FIGURAS

Figura 2-1: Diagrama de blocos do sistema eletrônico que constitui o detector	20
Figura 2-2: Imagem do fotodiodo S3071 da Hamamatsu obtida com a câmara CCD Sens-a-Ray. A parte cinza mais escura, no detalhe, corresponde a janela de borossilicato.	21
Figura 2-3: Fotodiodo S3071 da Hamamatsu em sua montagem para fins de espectroscopia, sem a proteção de alumínio.....	22
Figura 2-4: Curva de calibração do espectrômetro utilizando, como ponta de prova, um fotodiodo S3071 da Hamamatsu.....	24
Figura 2-5: Curva de calibração do espectrômetro utilizando, como ponta de prova, um fotodiodo SFH 206 K da Siemens.....	24
Figura 2-6: Comparação entre espectros da fonte de ^{241}Am obtidos com os pré-amplificadores eV 550 e ORTEC 142 IH. A ponta de prova utilizada em ambas medidas foi o fotodiodo S3071 da Hamamatsu. Os espectros foram corrigidos por um procedimento que será descrito no Capítulo 3.....	26
Figura 2-7: Comparação entre espectros da fonte de ^{133}Ba obtidos com os pré-amplificadores eV 550 e ORTEC 142 IH. A ponta de prova utilizada em ambas medidas foi o fotodiodo S3071 da Hamamatsu. Os espectros foram corrigidos por um procedimento que será descrito no Capítulo 3.....	26
Figura 2-8: Curva de estabilidade do sistema detector utilizando os fotodiodos Hamamatsu S3071 e Siemens SFH 206 K. O canal do pico é o correspondente a energia de 59,5412 keV da fonte de ^{241}Am	27
Figura 2-9: Esquema de um circuito termoelétrico.....	28
Figura 2-10: Curva de calibração do sistema detector refrigerado por efeito Peltier, XR-100CR da Amptek.	30
Figura 2-11: Espectro de ^{241}Am obtido com o sistema detector refrigerado XR-100CR da Amptek, após correção através de um procedimento que será descrito no Capítulo 3	31
Figura 3-1: Coeficientes de atenuação total, de efeito fotoelétrico e de espalhamento Compton, para o Silício, em função da energia do fóton	33
Figura 3-2: Mecanismo de escape dos fotoelétrons.....	34
Figura 3-3: Fração de escape de fotoelétrons em função da energia para espessuras da camada de depleção de 88, 116 e 300 μm	35

Figura 3-4: Coeficientes de atenuação de massa do ar, alumínio, vidro de borosilicato, polietileno, Berílio e epoxy, usados na correção dos espectros brutos.....	36
Figura 3-5: Curva de eficiência do fotodiodo S3071 da Hamamatsu, em função da energia do fóton.....	37
Figura 3-6: Espalhamento Compton referente a espectros gerados com tensões variando de 50 à 110 kV.	39
Figura 3-7: Espalhamento Compton dos espectros gerados pelas fontes radioativas de ^{241}Am , ^{133}Ba e ^{57}Co	39
Figura 3-8: Espectro corrigido de ^{241}Am obtido com um fotodiodo S3071 da Hamamatsu e pré-amplificador eV	41
Figura 3-9: Espectro corrigido de ^{133}Ba obtido com um fotodiodo S3071 da Hamamatsu e pré-amplificador eV.....	41
Figura 3-10: Espectro corrigido de ^{57}Co obtido com um fotodiodo S3071 da Hamamatsu e pré-amplificador eV	42
Figura 3-11: Montagem experimental recomendada pela norma IEC 1267, utilizada nas medições de espectros	44
Figura 3-12: Comparação entre os espectros experimental e teórico referentes ao feixe RQR 4 da Norma IEC 1267, com tensão nominal aplicada de 60 kVp, com retificação trifásica. As condições experimentais utilizadas para a medida são mostradas na Tabela 3-2.....	45
Figura 3-13: Comparação entre os espectros experimental e teórico referentes ao feixe RQR 6 da Norma IEC 1267, com tensão nominal aplicada de 80 kVp, com retificação trifásica. As condições experimentais utilizadas para a medida são mostradas na Tabela 3-2.....	45
Figura 3-14: Comparação entre os espectros experimental e teórico referentes ao feixe RQR 4 da Norma IEC 1267, com tensão nominal aplicada de 60 kVp, com retificação monofásica. As condições experimentais utilizadas para a medida são mostradas na Tabela 3-2.....	46
Figura 3-15: Comparação entre os espectros experimental e teórico referentes ao feixe RQR 8 da Norma IEC 1267, com tensão nominal aplicada de 100 kVp, com retificação monofásica. As condições experimentais utilizadas para a medida são mostradas na Tabela 3-2.	46
Figura 3-16: Comparação entre os espectros experimental e teórico referentes a um feixe altamente filtrado, com tensão nominal aplicada de 50 kVp, com retificação trifásica. As condições experimentais utilizadas para a medida são mostradas na Tabela 3-2.....	47
Figura 3-17: Comparação entre os espectros experimental e teórico referentes a um feixe altamente filtrado, com tensão nominal aplicada de 60 kVp, com retificação trifásica. As condições experimentais utilizadas para a medida são mostradas na Tabela 3-2.....	47

Figura 3-18: Comparação entre os espectros experimental e teórico referentes a um feixe altamente filtrado, com tensão nominal aplicada de 80 kVp, com retificação trifásica. As condições experimentais utilizadas para a medida são mostradas na Tabela 3-2.....	48
Figura 3-19: Comparação entre os espectros experimental e teórico referentes a um feixe altamente filtrado, com tensão nominal aplicada de 100 kVp, com retificação trifásica. As condições experimentais utilizadas para a medida são mostradas na Tabela 3-2.....	48
Figura 3-20: Espectro de feixe de raios X espalhado por um objeto simulador de mama, com uma tensão aplicada ao tubo de 25 kVp. O espectro foi obtido utilizando o sistema detector Amptek	50
Figura 3-21: Espectro de feixe de raios X espalhado por um objeto simulador de mama, com uma tensão aplicada ao tubo de 28 kVp. O espectro foi obtido utilizando o sistema detector Amptek	50
Figura 3-22: Espectro de feixe de raios X espalhado por um objeto simulador de mama, com uma tensão aplicada ao tubo de 31 kVp. O espectro foi obtido utilizando o sistema detector Amptek	51
Figura 4-1: Esquema de um tubo de raios X.....	55
Figura 4-2: Valores de desvio-padrão e de χ^2 reduzido em função dos canais finais obtidos para as várias regressões lineares realizadas na parte final de um espectro de 80 kVp (nominal). As linhas conectando os pontos são apenas para guiar os olhos.	58
Figura 4-3: Gráfico do produto, P_{α} , dos valores de σ_d pelos de χ^2_{red} da Figura 4-2. O valor adotado como canal final foi 399,84 (equivalente a 81,377 keV), correspondendo ao valor mínimo de P_{α} . A linha conectando os pontos é somente para guiar os olhos	59
Figura 4-4: Espectros de Raios X simulados através do modelo TBC, com uma tensão de 110 kVp aplicada a um tubo com anodo de W/Re, por meio de um gerador trifásico com um ripple de 13,4%. As filtrações adicionais correspondem a uma faixa de 1,5 a 5,0 mm de Cu.....	60
Figura 4-5: Região final do espectro de 70 kV nominal (Tabela 4-1), mostrando as retas ajustadas da regressão linear e do fundo correspondentes ao valor mínimo de P_{α} . O valor adotado como "end point" foi 345,90 (equivalente a 70,247 keV).....	64
Figura 4-6: Região final do espectro de 100 kV nominal (Tabela 4-1), mostrando as retas ajustadas da regressão linear e do fundo correspondentes ao valor mínimo de P_{α} . O valor adotado como "end point" foi 496,52 (equivalente a 101,70 keV).....	64
Figura 4-7: Curva de calibração do medidor RMI modelo 240 A. Os valores das coordenadas de cada ponto referem-se aos valores médios das medidas obtidos com o Divisor de Tensão (kVp Padrão) e com o medidor RMI (kVp medidor).....	65

Figura 4-8: Curva de calibração do medidor Unfors modelo 9002. Os valores das coordenadas de cada ponto referem-se aos valores médios das medidas obtidos com o Divisor de Tensão (kVp Padrão) e com o medidor Unfors (kVp medidor).....	65
Figura 4-9: Espectros experimental e teórico, em unidades de exposição, referentes a um feixe de raios X com potencial aplicado de 80,64 keV e filtração adicional de 3,0 mm de Cu.....	68
Figura 4-10: Variação da intensidade do feixe referente à Figura 4-9 em função da espessura dada em mm de Al.....	69
Figura 4-11: Espectros teórico e experimental de um feixe de 50,15 kVp usados para a determinação da 1ª CSR e do Coeficiente de Homogeneidade	72
Figura 4-12: Espectros teórico e experimental de um feixe de 109,01 kVp usados para a determinação da 1ª CSR e do Coeficiente de Homogeneidade	72
Figura 5-1: Equivalente de dose ambiente, $H^*(10)$, por unidade de kerma no ar, K_{ar} , como uma função da energia do fóton	75
Figura A-1: Simulação de espectros com tensão aplicada de 80 kV para os vários tipos de geradores, mostrando a influência do ripple na forma do espectro.....	79

ÍNDICE DE TABELAS

Tabela 2-1: Principais características dos fotodiodos S3071 da Hamamatsu e SFH 206 K da Siemens...	20
Tabela 2-2: Características das fontes radioativas usadas na calibração do espectrômetro	23
Tabela 2-3: Comparação entre as resoluções obtidas com o espectrômetro utilizando os pré-amplificadores da eV Products e da ORTEC	25
Tabela 2-4: Resolução do sistema detector refrigerado por efeito Peltier.....	31
Tabela 3-1: Comparação entre os resultados obtidos experimentalmente (R), após correção dos espectros, e através da literatura, (RL), para as razões das áreas sob os picos de radiação gama emitida pelas fontes de ^{57}Co , ^{133}Ba e ^{241}Am . A_1 e A_2 correspondem às áreas sob os picos de energias E_1 e E_2 , respectivamente	42
Tabela 3-2: Parâmetros experimentais usados nas medições dos espectros apresentados nas figuras 3-12 à 3-19.....	44
Tabela 4-1: Valores das filtrações adicionais adotadas nas medidas dos espectros experimentais para cada valor de kVp	61
Tabela 4-2: Propagação de erros na determinação do kVp de um espectro de 90 kV nominais. As 3 primeiras colunas são referentes à calibração do espectrômetro, conforme explicado no item 2.4. C_α foi obtido através do método descrito na seção 4.1.1 e, com ele, o kVp foi calculado através da reta de calibração do espectrômetro, $E = (C - b)/m$	62
Tabela 4-3: Valores de kVp, obtidos experimentalmente dos espectros, com suas incertezas finais. Também são mostrados os valores médios das leituras de kVp do Divisor de Tensão durante a coleta dos espectros. Os valores dos medidores não-invasivos foram obtidos através de suas curvas de calibração com relação ao Divisor de Tensão.....	63
Tabela 4-4: Valores de kVp obtidos experimentalmente com os fotodiodos Hamamatsu e Siemens e pré-amplificador ORTEC	66
Tabela 4-5: Comparação entre os valores de CSR obtidos através dos espectros experimentais e através dos espectros teóricos	70
Tabela 4-6: Comparação entre os valores de CSR obtidos com uma câmara de ionização, através do espectro experimental e através do espectro teórico.....	71
Tabela 5-1: Exemplos de propagação de erros na determinação da tensão aceleradora (kVp) através dos espectros experimentais medidos com três diferentes conjuntos detectores.	73

CAPÍTULO 1. INTRODUÇÃO

1.1. Histórico

A utilização dos raios X, identificados por Wilhelm Roentgen em 1895, como uma ferramenta em diagnóstico médico foi impulsionada pela publicação de uma espetacular imagem dos ossos da mão da esposa de Roentgen, logo após a sua descoberta. Em uma revisão histórica, Webster¹ conta que, no ano de 1896, foram publicados 1044 trabalhos envolvendo Raios X. Esses trabalhos tratavam tanto de incríveis desenvolvimentos nas técnicas de radiodiagnóstico – como o uso de Fluoroscopia, telas intensificadoras, colimação e filtração de feixes –, quanto dos efeitos maléficos da radiação, com relatos sobre o aparecimento de queimaduras, edemas e descamação na pele de trabalhadores e pacientes. Apesar dos relatos sobre as consequências malignas provocadas pela exposição aos raios X, levando algumas vezes até a morte de radiologistas, as preocupações de segurança se desenvolveram vagarosamente nas primeiras quatro décadas de uso dos raios X, ganhando mais força a partir da criação de comissões como a *International Commission on Radiological Protection* (ICRP), que trabalhava em cooperação com a *International Commission on Radiation Units and Measurements* (ICRU).

Criada em 1925, a ICRU tinha o objetivo de desenvolver recomendações internacionais no que se referia a grandezas e unidades de radiação e radioatividade, procedimentos apropriados para a medida das quantidades de radiação e dados físicos necessários na aplicação destes procedimentos. Em 1964, a publicação ICRU 10b² discutia, entre outras coisas, o uso da distribuição espectral da quantidade de radiação com relação a energia (ou comprimento de onda), como uma forma de se obter uma completa especificação da “Qualidade da Radiação”. Os métodos para a determinação da distribuição espectral incluíam: análises de atenuação dos feixes, espectrometria com cintiladores e cálculo teórico de espectros de radiação. A publicação ICRU10b também discutia o uso de uma forma alternativa para a determinação da qualidade do feixe, feita através da determinação da primeira camada semi-redutora juntamente com o valor do potencial aplicado no gerador e, se necessário, usando também a segunda camada semi-redutora (ou o coeficiente de homogeneidade) ou, ainda, a curva completa de atenuação. Entretanto, a publicação 10b tratava de radiações X e gama com energias de até poucos MeV, fazendo pouca referência a raios X gerados com potenciais abaixo de 150 kV.

Em meados da década de 60, trabalhos como os de Epp e Weiss (1966)³, Peaple e Burt (1969)⁴ e Ardran e col. (1969)⁵ traziam medidas espectrais na faixa de energia utilizada em radiodiagnóstico. Usando um sistema detector que consistia em cintiladores (cristal de NaI(Tl)) acoplados à fotomultiplicadoras, esses autores obtinham uma resolução da ordem de 6 keV.

Outros tipos de detectores também foram usados nas medidas de espectros e, em 1970, é publicada a ICRU 17⁶, onde são tratados aspectos específicos de dosimetria na faixa de energia utilizada em radiodiagnóstico e são incluídos os contadores de gás proporcional e os detectores de Ge(Li).

Em 1971, Israel, Lier e Storm⁷ publicaram um trabalho onde faziam uma comparação entre os vários tipos de detectores usados na época: cristal de NaI(Tl), contador proporcional de gás Xenônio, e os semicondutores Ge(Li) e Si(Li). Neste trabalho, os autores discutiram os processos de correção dos espectros brutos para cada tipo de detector e mostraram que os materiais semicondutores apresentavam a melhor resolução. Além disso, chegaram a conclusão de que, como a eficiência do detector de Si cai rapidamente com a energia, este deveria ser escolhido para medidas de até 30 keV, enquanto que o detector de Ge, cuja eficiência na faixa de 30 a 100 keV era melhor que 70%, deveria ser o escolhido para medidas nesta faixa.

A partir daí, os detectores de Ge caíram na preferência dos pesquisadores. Nas décadas de 70 e 80, diversos trabalhos de espectroscopia da radiação emitida por tubos de raios X usados em radiodiagnóstico foram realizados usando este material. Os trabalhos publicados tratavam de diversas questões, tais como: estudo de espectros espalhados por um fantoma⁸, determinação dos espectros de fluência e medida da Camada Semi-Redutora (CSR)^{9,10}, efeito do ripple na forma do espectro⁹, programa de correção de espectros usando técnicas de Monte Carlo^{11,12}, entre outros. Em 1979, Birch e Marshall¹³ propuseram um método para o cálculo teórico dos espectros de raios X e usaram, para comparação, espectros medidos com um detector de Ge(Li).

Apesar da excelente resolução obtida com os detectores de Ge e Si(Li), estes apresentam sérias desvantagens para a espectroscopia de raios X de diagnóstico. Por exemplo, para diminuir a corrente de fuga, eles precisam ser refrigerados com nitrogênio líquido quando em funcionamento, o que inviabiliza o seu uso em campo. Além disso, as altas taxas de emissão presentes nas técnicas usadas em radiodiagnóstico tornam necessário o uso de colimadores do tipo “*pinhole*” exigindo técnicas de alinhamento acuradas¹⁴ e dificultando a medida de raios X

espalhados dentro de um fantoma. A alta tensão de operação e o alto custo destes tipos de detectores são outros fatores limitantes.

Para contornar estes problemas, os pesquisadores passaram a procurar por formas alternativas de espectroscopia. Assim, novos tipos de detectores foram sendo desenvolvidos e aperfeiçoados, tais como: Telureto de Cádmio (CdTe) e Telureto de Cádmio e Zinco (CdZnTe)^{15,16,17}, Iodeto de Mercúrio (HgI₂)¹⁷, barreira de superfície¹⁸ e fotodiodos PIN de Si. Particularmente, os fotodiodos PIN de Si têm sido de grande importância no que se refere a espectroscopia de alta resolução.

Fotodiodos PIN de Si são fabricados como detectores de radiação visível. Assim, em meados da década de 80, alguns trabalhos publicados propunham o uso deste dispositivo para substituir as válvulas fotomultiplicadoras no acoplamento com cintiladores^{19,20}. As principais vantagens dos fotodiodos em relação às fotomultiplicadoras seriam: maior eficiência quântica, baixa tensão de operação, tamanho mais compacto, maior resistência mecânica, insensibilidade a campos magnéticos e baixo preço.

A partir do fim da década de 80, trabalhos têm sido publicados reportando o uso dos fotodiodos, operando a temperatura ambiente, na medida direta da radiação X emitida por unidades de radiodiagnóstico^{21,22,23}. As principais vantagens oferecidas pelos fotodiodos PIN em relação aos detectores de Ge e Si(Li) são:

- baixa eficiência de detecção na faixa de energia da radiação X permitindo a medida dos feixes diretos de uma unidade de raios X diagnóstico sem o uso de colimadores do tipo “*pinhole*”;
- pequena intensidade de corrente de fuga e baixa capacitância, tornando a resolução do sistema melhor mesmo à temperatura ambiente, evitando, assim, o uso dos incômodos recipientes de Nitrogênio líquido;
- pouca atenuação dos raios X pelo chip do fotodiodo, tornando a sua eficiência de detecção menos sensível ao ângulo do feixe incidente e possibilitando a medida da radiação espalhada;
- baixo custo;
- baixa tensão de operação.

Por outro lado, devido a fina espessura da camada I dos fotodiodos disponíveis comercialmente, existe uma forte dependência da eficiência do detector com a energia, na faixa de raios X de diagnóstico. Em seu trabalho, Aoki e Koyama²¹ discutiram o procedimento de correção dos espectros brutos obtidos com os fotodiodos, assim como a dependência da eficiência do detector com o ângulo de incidência da radiação. Esses autores mediram espectros de um tubo de raios X, alimentado por um gerador monofásico operando em regime de fluoroscopia, e também espectros de fontes radioativas obtendo uma resolução de 2,0 keV para a energia de 59,5 keV. Em 1999, Terini e col.²³ apresentaram espectros provenientes de geradores dos tipos monofásico, trifásico e de potencial constante, comparando seus resultados com espectros calculados com base em um modelo semi-empírico. A resolução obtida por estes autores, com um fotodiodo PIN de 7 mm², variava de 2,5 a 4,2 keV. O desenvolvimento de pré-amplificadores híbridos e os testes com diferentes tipos e marcas de fotodiodos PIN trouxeram melhoras na resolução dos detectores, chegando a valores como 1,2 keV²⁰.

Apesar deste tipo de detector, operando à temperatura ambiente, possuir resolução boa o suficiente para medidas de raios X provenientes de uma unidade de radiologia convencional, o mesmo não acontece para unidades de mamografia. Estes equipamentos trabalham com tensões de 20 a 35 keV e seu espectro de emissão é formado principalmente pelas emissões características do material do alvo, Mo (17,4 e 19,8 keV) ou Rh (20,2 e 22,7 keV). Portanto, o espectrômetro não pode ter uma cauda de ruído muito longa e deve ser capaz de resolver as linhas características do alvo.

Nos últimos anos, o desenvolvimento de detectores refrigerados por efeito termoelétrico (efeito Peltier) provocaram uma fantástica melhora da resolução, que chegaram a valores comparáveis aos obtidos com detectores de Ge(Li)²⁴. Embora os detectores refrigerados, usando fotodiodos PIN de Si, sejam mais aplicados em medidas de fluorescência, a excelente resolução e o baixo nível de ruído tornam possível a medida dos espectros gerados por equipamentos de mamografia.

1.2. Desenvolvimento do trabalho

Este trabalho foi desenvolvido com a finalidade de estudar as características de detectores constituídos de fotodiodos PIN de Si, operando à temperatura ambiente ou refrigerados por efeito termoelétrico, e mostrar que eles podem ser utilizados como uma importante

ferramenta na caracterização de feixes de raios X e no controle de qualidade de equipamentos de radiologia médica.

Com esta finalidade, no Capítulo 2 são descritas as características dos detectores usados, o princípio de funcionamento e, ainda, a técnica empregada para a calibração dos detectores. No Capítulo 3 são discutidos os processos de correção dos espectros brutos, levando em conta os processos interação da radiação com o detector (efeitos Compton e Fotoelétrico), a atenuação do feixe, provocada pelos materiais presentes entre a fonte de radiação e o detector, e a radiação espalhada pelos componentes metálicos do fotodiodo. A validação do método de correção é verificada através da comparação entre espectros experimentais obtidos de tubos de raios X de radiodiagnóstico com espectros teóricos calculados com base em um modelo semi-empírico. Também são mostrados espectros de feixes de unidades de mamografia espalhados por um objeto simulador de mama (fantoma).

Como aplicação imediata dos espectros medidos de unidades radiológicas está a determinação do potencial de acionamento (kVp) e da camada semi-redutora (CSR), parâmetros necessários para a caracterização dos feixes de radiação. No Capítulo 4 são descritos os métodos que foram desenvolvidos para se determinar com precisão os valores do kVp e da CSR através do espectro de energias do feixe medido.

No Capítulo 5 são discutidas outras aplicações possíveis do espectrômetro e no Capítulo 6 são mostradas as conclusões deste trabalho.

CAPÍTULO 2. O ESPECTRÔMETRO DE RAIOS X E GAMA

2.1. Descrição – O fotodiodo PIN de Si como detector de radiações ionizantes

Fotodiodos PIN consistem de um semicondutor com junção P-N que possuem uma camada extra de alta resistência (I), entre as camadas P e N. Este tipo de dispositivo apresenta um tempo de resposta curto e baixas correntes de fuga. A camada P é composta por um material sensível à luz e a camada N é um substrato que coleta as cargas negativas geradas. Variando a concentração do dopante e as espessuras das camadas P e N, é possível controlar a sua resposta espectral. O espectro de absorção, para este tipo de dispositivo, cobre uma faixa de 350 a 1100 nm e o comprimento de onda típico do pico de absorção é aproximadamente 900 nm^{20, 25}. Embora os fotodiodos sejam fabricados como detectores de radiação visível, eles são muitas vezes usados para a detecção de raios X e gama.

Quando a radiação incide na camada de depleção do semicondutor, ioniza e excita este meio produzindo pares de elétron-lacuna. O campo elétrico existente na camada de depleção dá o sentido de deslocamento desses portadores de carga que, ao serem coletados, geram um impulso elétrico de amplitude proporcional à energia da radiação como resposta à sua incidência no detector. A energia média necessária para criar um par elétron-lacuna na camada de depleção do fotodiodo de Si é 3,6 eV. Assim, para raios X e γ , uma grande quantidade de portadores de carga são gerados em um pequeno volume pela radiação ionizante, reduzindo a contribuição estatística para a largura do pico do espectro de energia.

Assumindo que a camada de depleção do fotodiodo se comporta como um capacitor de placas paralelas, com um campo elétrico constante entre as placas, a espessura (t) da camada de depleção pode ser calculada através da área e da capacitância da junção P-N, ou seja:

$$t = \frac{\epsilon_{si} \cdot A}{C} \quad (1)$$

onde: ϵ_{si} é a permissividade elétrica do Si

A é a área sensível nominal

C é a capacitância

Vários tipos de fotodiodos estão comercialmente disponíveis, sendo grande a variedade de tamanhos da área de junção P-N e espessuras da camada I mas, na maioria deles, a camada I

tem espessura menor que 100 μm , o que faz com que a eficiência de detecção do fóton tenha uma forte dependência com a energia na faixa de raios X diagnóstico²¹.

Uma das vantagens dos fotodiodos é que, como em geral eles possuem uma área de junção P-N muito pequena, sua eficiência de detecção para raios X é extremamente limitada, o que permite que se faça medidas de espectros de raios X de alta intensidade sem o uso de colimadores do tipo “pinhole”, que dificultam o alinhamento do aparato experimental. A pequena área de junção também reduz a capacitância do diodo melhorando a resolução em energia. Além disso, a atenuação dos raios X pelo chip de Si do fotodiodo é muito pequena, o que torna a eficiência de detecção menos sensível ao ângulo do feixe incidente, o que é vantajoso para medidas de radiação espalhada.

2.2. Sistema eletrônico

O sistema detector operando à temperatura ambiente (mostrado no diagrama de blocos, na Figura 2-1) é constituído pelos seguintes componentes eletrônicos:

- ❑ **fotodiodo PIN de Si:** é a ponta de prova do sistema detector. Dois fotodiodos foram utilizadas como pontas de provas: um modelo SFH 206 K da Siemens e um modelo S3071 da Hamamatsu. As características destes dois fotodiodos estão descritas no item 2.3;
- ❑ **fonte de tensão:** fornece a tensão reversa que alimenta o fotodiodo. A fonte utilizada foi uma modelo 456 HV da ORTEC.
- ❑ **pré-amplificador:** é acoplado diretamente na saída do fotodiodo e recolhe os pulsos produzidos pela incidência de raios X e gama neste último. Foram feitas medidas com dois pré-amplificadores sensíveis à carga: um modelo 142 IH da ORTEC e um modelo 550 da eV Products.
- ❑ **amplificador:** amplifica os pulsos provenientes do pré-amplificador. O amplificador usado foi um modelo 572 da ORTEC;
- ❑ **ADC (Analogic-Digital Conversor – Conversor Analógico-Digital):** converte os sinais analógicos provenientes do amplificador em sinais digitais. O ADC utilizado foi um Northern NS-623.
- ❑ **Analizador multicanal:** faz a análise dos sinais digitais. Foi utilizado o sistema integrado REGULUS (placa + software) para a aquisição e análise de espectros de radiação gama e X desenvolvido no Laboratório de Eletrônica do Departamento de Física Experimental do IFUSP (LEFE)

Figura 2-1: Diagrama de blocos do sistema eletrônico que constitui o detector

2.3. Características dos fotodiodos

A Tabela 2-1 apresenta as principais características dos fotodiodos modelos S3071 da Hamamatsu e SFH 206 K da Siemens^{25,26}. As espessuras das camadas de depleção foram calculadas a partir da equação (1).

Tabela 2-1: Principais características dos fotodiodos S3071 da Hamamatsu e SFH 206 K da Siemens

Fotodiodo	Área sensível (mm²)	Tensão Reversa (V)	Capacitância (pF)	Espessura da camada de depleção (μm)
Siemens	7,0	30	8,5 ± 0,6	88 ± 6
Hamamatsu	19,6	40	18,1 ± 0,6	116 ± 4

No fotodiodo da Siemens, o chip de Silício é envolvido por um plástico transparente e incolor com espessura de 1,3 mm por cima da área sensível. Esta espessura de janela de plástico foi reduzida para 0,7 mm para reduzir a absorção de Raio-X. Os fios do fotodiodo foram

diretamente soldados no cabo coaxial, com um conector SHV, para ligação direta ao pré-amplificador, formando uma pequena sonda com 5,0 cm de extensão. Para evitar a exposição à luz, o fotodiodo foi envolvido com duas finas folhas de alumínio ($3,2 \text{ mg/cm}^2$ cada folha).

O fotodiodo da Hamamatsu possui uma janela de vidro de borosilicato cuja espessura não foi fornecida pelo fabricante. Esta espessura foi, então, estimada por dois métodos diferentes. O primeiro deles foi através da comparação da razão das intensidades dos picos calculados através de espectros experimentais de fontes radioativas com os valores tirados da literatura. Por este método encontramos o valor de 0,4 mm. Este valor foi confirmado pelo segundo método que utilizou uma câmara CCD Sens-a-ray, de uso odontológico. A câmara fornece uma imagem radiográfica digitalizada que pode ser vista no microcomputador (Figura 2-2). É feito um corte na imagem e visualiza-se um gráfico da intensidade dos tons de cinza em função do número de pixels. Os limites do gráfico fornecem, em número de pixels, a espessura externa do invólucro inteiro do fotodiodo, que equivalem à $4,9 \text{ mm}^{25}$. Assim, determinando-se o número de pixels que correspondem a janela de borosilicato, obtém-se a sua espessura em mm. Foram obtidas uma série de dez imagens e o valor médio da espessura da janela, obtido por este método, foi de $0,41 \pm 0,01 \text{ mm}$, correspondente à $9,1 \pm 0,3$ pixels de imagem. Assim como o fotodiodo da Siemens, a ponta de prova da Hamamatsu foi envolvida por duas finas folhas de alumínio e conectada ao pré-amplificador através de um cabo coaxial. A Figura 2-3 mostra a sonda constituída pelo fotodiodo S3071 da Hamamatsu, sem a cobertura de proteção de Alumínio.

Figura 2-2: Imagem do fotodiodo S3071 da Hamamatsu obtida com a câmara CCD Sens-a-Ray. A parte cinza mais escura, no detalhe, corresponde a janela de borosilicato.

Figura 2-3: Fotodiodo S3071 da Hamamatsu em sua montagem para fins de espectroscopia, sem a proteção de alumínio

2.4. Calibração e Resolução do espectrômetro

A calibração do espectrômetro é feita a partir dos espectros medidos com fontes radioativas padrão emissoras de raios X e gama. Após a aquisição dos dados referentes a uma dada fonte, é feito o ajuste de gaussianas nos picos de interesse a fim de se determinar os canais representativos das energias correspondentes aos picos (retiradas da literatura²⁷), bem como a resolução do sistema, dada pela largura a meia altura do pico (FWHM – Full Width at Half Maximum).

As fontes que foram utilizadas durante este trabalho foram: ^{241}Am , ^{133}Ba , ^{109}Cd , ^{57}Co . Essas fontes foram escolhidas por abrangerem toda a faixa de energia dos feixes de tubo de raios X usados em radiodiagnóstico, além de possuírem meias-vidas não muito curtas. A Tabela 2-2 mostra as características das fontes que foram utilizadas.

As curvas de calibração levantadas para os fotodiodos S3071 da Hamamatsu e SFH 206 K da Siemens, mostradas, respectivamente, nas Figuras 2-4 e 2-5, evidenciam a dependência linear entre Canal e Energia do sistema detector.

Tabela 2-2: Características das fontes radioativas usadas na calibração do espectrômetro

Fonte	Transição	Energia (keV)	Intensidade Relativa (%)
¹³³ Ba (10,52 anos)	Cs (K _∞)	30,625	34,9 ± 0,9
	Cs (K _{α1})	30,973	64,5 ± 1,7
	Cs (K _{β3})	34,92	5,99 ± 0,16
	Cs (K _{β1})	34,987	11,6 ± 0,3
	Cs (K _{β5})	35,252	0,123 ± 0,005
	Cs (K _{β2})	35,818	3,58 ± 0,09
	Cs (K _{β4})	35,907	0,74 ± 0,03
	γ	53,161 ± 0,001	2,199 ± 0,022
	γ	79,6139 ± 0,0026	2,62 ± 0,06
	γ	80,9971 ± 0,0014	36,04 ± 0,27
²⁴¹ Am (432,2 anos)	Np (L ₁)	11,871	0,66 ± 0,09
	Np (L _{α2})	13,761	1,07 ± 0,11
	Np (L _{α1})	13,946	9,6 ± 1,0
	Np (L _{β2})	16,816	2,5 ± 0,3
	Np (L _{β4})	17,061	1,5 ± 0,3
	Np (L _{β5})	17,505	0,65 ± 0,07
	Np (L _{β1})	17,751	5,7 ± 0,8
	Np (L _{β3})	17,992	1,37 ± 0,24
	Np (L _{γ1})	20,784	1,39 ± 0,18
	Np (L _{γ2})	21,099	0,65 ± 0,12
	Np (L _{γ3})	21,342	0,59 ± 0,11
	Np (L _{γ6})	21,491	0,29 ± 0,04
	γ	26,3448 ± 0,0002	2,40 ± 0,02
	γ	59,5412 ± 0,0002	35,9 ± 0,4
¹⁰⁹ Cd (462,6 dias)	Ag (K _∞)	21,708	0,00122 ± 0,00005
	Ag (K _{α2})	21,99	29,5 ± 1,1
	Ag (K _{α1})	22,163	55,7 ± 2,0
	Ag (K _{β3})	24,912	4,76 ± 0,17
	Ag (K _{β1})	24,943	9,2 ± 0,3
	Ag (K _{β5})	25,144	0,067 ± 0,003
	Ag (K _{β2})	25,455	2,30 ± 0,08
	Ag (K _{β4})	25,511	0,487 ± 0,024
	γ	88,04 ± 0,05	3,61 ± 0,10
⁵⁷ Co (271,79 dias)	Fe (K _∞)	6,391	16,4 ± 0,8
	Fe (K _{α1})	6,404	32,6 ± 1,6
	Fe (K _{β3})	7,058	1,99 ± 0,10
	Fe (K _{β1})	7,058	3,88 ± 0,19
	γ	14,41300 ± 0,00015	9,16 ± 0,15
	γ	122,0614 ± 0,0004	85,60 ± 0,17
	γ	136,4743 ± 0,0005	10,68 ± 0,08

Fonte: Referência 27

Figura 2-4: Curva de calibração do espectrômetro utilizando, como ponta de prova, um fotodiodo S3071 da Hamamatsu

Figura 2-5: Curva de calibração do espectrômetro utilizando, como ponta de prova, um fotodiodo SFH 206 K da Siemens

A resolução do sistema detector é uma medida do alargamento de uma linha monoenergética, provocado por flutuações estatísticas na altura do pulso que ocorrem durante o processo de medida devido, entre outros fatores, a corrente de fuga do detector e ao ruído eletrônico do pré-amplificador e do amplificador. A resolução é definida como a largura à meia altura (FWHM) dos picos nos espectros das fontes radioativas⁷. Para os fotodiodo PIN de Si

utilizados, funcionando a temperatura ambiente, a resolução do sistema é na faixa de 2,5 – 5 keV, dependendo da energia do pico e também do pré-amplificador utilizado.

No decorrer deste trabalho foram utilizados dois pré-amplificadores diferentes: um ORTEC 142 IH e um modelo 505 da eV Products. Uma comparação entre dados obtidos com cada um deles mostra a razoável melhora que se obtém com o pré-amplificador eV. Isto pode ser visto nas Figuras 2-6 e 2-7 e, ainda, na Tabela 2-3 onde são mostrados os valores de FWHM correspondentes à algumas energias das fontes usadas para o levantamento da curva de calibração do fotodiodo S3071 da Hamamatsu com os dois pré-amplificadores. Os valores das energias correspondem às médias ponderadas (pela intensidade) entre valores cuja diferença é menor ou da ordem da resolução do sistema.

A estabilidade do sistema detector foi verificada através de medidas do espectro da fonte de ^{241}Am realizadas ao longo de várias horas. A Figura 2-8 mostra os resultados obtidos para os canais representativos da energia de 59,5412 keV ao longo das horas. A estabilidade também foi confirmada pela constância dos valores dos canais de pico ao longo dos meses em que foram realizadas as medições.

Tabela 2-3: Comparação entre as resoluções obtidas com o espectrômetro utilizando os pré-amplificadores da eV Products e da ORTEC

Fonte	Energia (keV)	FWHM (keV)	
		eV Products	ORTEC
^{241}Am	13,927	$3,073 \pm 0,019$	$4,60 \pm 0,16$
	26,3448	$3,073 \pm 0,019$	$4,60 \pm 0,16$
	59,5412	$3,001 \pm 0,044$	$4,49 \pm 0,08$
^{133}Ba	30,851	$2,832 \pm 0,007$	$4,47 \pm 0,02$
	53,161	$2,771 \pm 0,144$	$4,53 \pm 0,37$
	80,9034	$3,120 \pm 0,048$	$4,56 \pm 0,12$
^{109}Cd	22,103	$2,959 \pm 0,015$	$4,57 \pm 0,12$
^{57}Co	14,413	$2,832 \pm 0,015$	-
	122,0614	$3,283 \pm 0,048$	$5,39 \pm 0,08$
	136,4743	$3,550 \pm 0,251$	$5,39 \pm 0,08$

Figura 2-6: Comparação entre espectros da fonte de ^{241}Am obtidos com os pré-amplificadores eV 550 e ORTEC 142 IH. A ponta de prova utilizada em ambas medidas foi o fotodiodo S3071 da Hamamatsu. Os espectros foram corrigidos por um procedimento que será descrito no Capítulo 3

Figura 2-7: Comparação entre espectros da fonte de ^{133}Ba obtidos com os pré-amplificadores eV 550 e ORTEC 142 IH. A ponta de prova utilizada em ambas medidas foi o fotodiodo S3071 da Hamamatsu. Os espectros foram corrigidos por um procedimento que será descrito no Capítulo 3

Figura 2-8: Curva de estabilidade do sistema detector utilizando os fotodiodos Hamamatsu S3071 e Siemens SFH 206 K. O canal do pico é o correspondente a energia de 59,5412 keV da fonte de ^{241}Am

2.5. O espectrômetro refrigerado por efeito termoelétrico

2.5.1. O Efeito Peltier

O fenômeno de refrigeração termoelétrica, conhecido pelo nome de “Efeito Peltier”, foi descoberto no século XIX pelo francês Jean Charles Athanase Peltier (1785-1845). O efeito Peltier está ligado a um outro efeito termoelétrico, o efeito Seebeck, onde uma Força Eletromotriz (f.e.m.) térmica é criada quando dois materiais condutores dissimilares (A e B) são conectados e as junções mantidas a diferentes temperaturas (T_0 e T_1), como mostra a Figura 2-9. A f.e.m. térmica ε_{AB} criada no circuito se produz pelo fato de que as densidades de portadores de carga diferem de um condutor para outro e dependem da temperatura. Quando dois condutores diferentes são conectados para formar duas junções, e estas são mantidas a diferentes temperaturas, a difusão dos transportadores de carga nas junções se produz a ritmos diferentes. Tem origem, assim, um movimento líquido dos transportadores de carga como se fossem impulsionados por um campo não eletrostático. A integral curvilínea deste campo ao longo do par termoelétrico é a f.e.m. de Seebeck:

$$\varepsilon_{AB} = \int_{T_1}^{T_0} (\alpha_A - \alpha_B) \cdot dT \quad (2)$$

onde: α_A e α_B são os coeficientes de Seebeck para as substâncias A e B e dependem da natureza destas e da temperatura.

Figura 2-9: Esquema de um circuito termoelétrico

O efeito Peltier pode ser notado na junção entre o material A e o material B. Para manter a junção à temperatura constante na presença de uma corrente I , calor deve ser trocado com as vizinhanças. Além do aquecimento Joule, proporcional ao quadrado da corrente e, portanto, não dependente da direção desta, ocorrerá uma troca de calor que será proporcional à corrente. Isto significa que calor será gerado ou absorvido, dependendo da direção da corrente. Esta quantidade de calor trocado é conhecido como calor Peltier e é dado por:

$$q = \pi_{AB} \cdot I_{AB} \quad (3)$$

onde: π_{AB} é o coeficiente Peltier e I_{AB} é a corrente que atravessa o circuito. É possível demonstrar que o coeficiente Peltier está relacionado com os coeficientes Seebeck através da expressão²⁸:

$$\pi_{AB} = T(\alpha_A - \alpha_B) \quad (4)$$

Assim, os pares termoelétricos não são adequados para extrair calor utilizando efeito Peltier porque a diferença entre os coeficientes Seebeck é muito pequena. Entretanto, materiais semicondutores, que possuem boa condutividade elétrica e má condutividade térmica e, portanto, grandes coeficientes Seebeck, são capazes de originar uma corrente calorífica Peltier maior.^{28,29,30}

Os dispositivos que fazem uso do efeito Peltier para refrigeração consistem de vários pares conectados eletricamente em série e termicamente em paralelo. Materiais semicondutores, em geral telureto de bismuto, do tipo P e N formam os elementos dos pares e são soldados a placas conectoras de cobre que, por sua vez, são isoladas eletricamente das superfícies externas através de placas de cerâmica. Uma fonte DC é, então, conectada ao dispositivo fazendo com que calor seja absorvido de um dos terminais, resfriando-o, enquanto calor é ejetado para o outro terminal fazendo com que a temperatura nele aumente. Invertendo a direção da corrente o fluxo de calor também será invertido. Portanto, este tipo de dispositivo faz com que o calor seja bombeado de um dos lados para o lado oposto. No lado quente, o calor deverá ser dissipado através de uma “pia de calor” que, mantida a uma temperatura maior que a temperatura ambiente, irá transferir calor de sua superfície para as vizinhanças.³¹

2.5.2. Características do detector refrigerado

O conjunto detector XR-100CR da Amptek consiste em uma montagem contendo um fotodiodo PIN de Si e um transistor FET (Field Effect Transistor) de entrada do pré-amplificador, ambos refrigerados por efeito Peltier. A refrigeração do sistema detector tem como efeito direto a diminuição do ruído eletrônico provocado principalmente pelo movimento térmico dos elétrons nos componentes eletrônicos.

A ponta de prova do detector consiste de um fotodiodo PIN de Si, com área sensível de 7 mm^2 e espessura da camada de depleção de $300 \text{ }\mu\text{m}$, envolvido por uma janela de Berílio com espessura de $25 \text{ }\mu\text{m}$. O fotodiodo é alimentado por uma tensão reversa de 100 V , o que facilita a coleta dos pares elétron-lacuna criados pela radiação incidente. Esta tensão produz uma excessiva corrente de fuga quando operando em temperatura ambiente, mas ela é consideravelmente reduzida quando o sistema é resfriado. Além disso, a tensão mais alta diminui a capacitância do detector reduzindo o ruído eletrônico do sistema.³²

Tanto o detector quanto o FET e os circuitos de realimentação são montados sobre pequenos substratos em cima de um substrato principal fixado no refrigerador termoelétrico. Um

chip monitor, também montado sobre o substrato resfriado permite a leitura direta da temperatura dos componentes internos, que varia com a temperatura ambiente.^{32,33}

O pré-amplificador é desenvolvido através de uma técnica em que se usa um resistor de realimentação e um divisor de corrente de realimentação que divide em duas partes a corrente que atravessa o resistor, reduzindo, assim, o ruído de natureza térmica.³³

Todo o sistema integrado utilizado na aquisição e análise de espectros é formado pelos seguintes componentes:

- Ponta de prova e pré-amplificador modelo XR-100CR
- Fonte de alimentação e amplificador modelo PX2CR
- Conversor analógico-digital (ADC) e analisador multi-canal (MCA) modelo MCA 8000A
- Notebook Compaq Presario 1200 com software MCA 8000A

2.5.3. Calibração e Resolução do espectrômetro refrigerado

A curva de calibração do espectrômetro refrigerado, levantada através do ajuste de gaussianas aos picos das fontes radioativas de ^{241}Am , ^{133}Ba , ^{57}Co e ^{109}Cd , é mostrada na Figura 2-10. Como no caso do espectrômetro funcionando a temperatura ambiente, a dependência entre canal e energia é linear para o detector XR-100CR.

Figura 2-10: Curva de calibração do sistema detector refrigerado por efeito Peltier, XR-100CR da Amptek.

Com temperaturas chegando a $-26\text{ }^{\circ}\text{C}$, obteve-se uma excelente melhora na resolução, quando comparada com o sistema detector não refrigerado. Resoluções variando de 283 a 486 eV, como mostra a Tabela 2-4, foram obtidas para energias variando de 7 a 81 keV.

Tabela 2-4: Resolução do sistema detector refrigerado por efeito Peltier

Fonte	Energia do pico (keV)	FWHM (keV)
^{241}Am	11,871	0,297
	26,3448	0,331
	59,5412	0,414
^{109}Cd	22,103	0,384
	24,932	0,306
^{133}Ba	53,161	0,396
	80,9971	0,486
^{57}Co	7,058	0,291
	14,41300	0,283

Figura 2-11: Espectro de ^{241}Am obtido com o sistema detector refrigerado XR-100CR da Amptek, após correção através de um procedimento que será descrito no Capítulo 3

CAPÍTULO 3. MEDIDAS DE ESPECTROS

3.1. Correção dos espectros brutos:

O resultado direto de uma medida espectrométrica é uma distribuição de altura de pulsos e não um espectro de energias de fótons. É necessário, portanto, que se faça uma correção nesta distribuição a fim de se obter o verdadeiro espectro de fótons¹¹. Esta correção foi feita, neste trabalho, através de um programa desenvolvido em MathCad (Stripping 2.0) que leva em conta as possíveis interações dos fótons incidentes com o detector (eficiência para absorção total e parcial de energia), a atenuação do feixe nos materiais entre a fonte de radiação e a camada sensível do fotodiodo e, ainda, a radiação espalhada pelos componentes metálicos presentes no fotodiodo.

Como foi dito no Capítulo 2, a maioria dos fotodiodos disponíveis comercialmente possuem uma espessura de camada I muito fina ($< 100 \mu\text{m}$). Essa característica faz com que a sua eficiência de detecção dependa fortemente da energia dos fótons incidentes. Como o volume da região I é muito pequeno, raramente os fótons incidentes sofrem múltiplas interações (menos que 1% do total)²¹. Assim, pode-se assumir que os fótons sofrem uma simples interação ou passam através da região I sem interagirem. Isto implica que a absorção de energia total de um fóton incidente ocorre somente por efeito fotoelétrico e, a absorção parcial, somente por espalhamento Compton^{21,23}. A Figura 3-1 mostra os coeficientes de atenuação linear total, de efeito fotoelétrico e de espalhamento Compton do Silício, tirados de tabelas disponíveis na home page do NIST (National Institute of Standards and Technology)²⁷ que foram utilizados no programa de correção de espectros.

Figura 3-1: Coeficientes de atenuação total, de efeito fotoelétrico e de espalhamento Compton, para o Silício, em função da energia do fóton

3.1.1. Eficiência para a absorção total de energia:

A eficiência para a absorção total de energia é dada pela razão do número de fótons cuja energia é totalmente absorvida, pelo número de fótons incidentes. Como a absorção total de energia, neste caso, ocorre somente por efeito fotoelétrico, a eficiência para absorção total é calculada através da expressão:

$$\eta_p = \left(\frac{\mu_p}{\mu_t} \right) \cdot \left(1 - e^{-\frac{\mu_t}{\rho} \cdot t} \right) \quad (5)$$

onde: μ_p é o coeficiente de atenuação linear fotoelétrico, em cm^{-1} , do Si

μ_t é o coeficiente de atenuação linear total, em cm^{-1} , do Si

ρ é a densidade do Si em g/cm^3

t é a espessura da camada de depleção em g/cm^2

$\left(1 - e^{-\frac{\mu_t}{\rho}t}\right)$ é a fração do fluxo de fótons incidentes na camada de depleção do detector

que são removidos do feixe incidente após atravessar a espessura t

Na absorção fotoelétrica, se a energia do fóton for totalmente depositada no volume do detector (não é produzido um fóton de fluorescência ou este é também absorvido por uma subsequente interação fotoelétrica), o fóton será contado com sua energia verdadeira. Entretanto, se um fóton de fluorescência é produzido e não é absorvido no volume do detector, o fóton primário será contado com uma energia “errada” $E = E_0 - E_k$, onde E_0 é a energia “verdadeira” do fóton primário e E_k é a energia do fóton de fluorescência que escapa. Este efeito de perda por escape K no Si é muito pequeno por causa da baixa energia do K-edge (1,84 keV) e do seu baixo rendimento de fluorescência (0,05), podendo ser ignorado neste caso o que não ocorre no Ge, por exemplo, cujo K-edge é 11,1 keV e seu rendimento de fluorescência é 0,50.⁷

Entretanto, o escape dos elétrons criados por efeito fotoelétrico, que nos detectores de Ge ou Si(Li) pode ser ignorado, tem de ser considerado no caso do fotodiodo de Si, uma vez que o alcance extrapolado de um elétron de, por exemplo, 100 keV no Si é $58 \mu\text{m}$ ^{21,18}. Para a correção do escape dos fotoelétrons foram usados os dados de Aoki e col.²¹, que calculou as frações de escape dos fotoelétrons para várias espessuras da camada de depleção do fotodiodo. Para o cálculo, Aoki assumiu o mecanismo mostrado na Figura 3-2. Como o diâmetro da camada de depleção é muito maior que o alcance do elétron, ele foi considerado como sendo infinito. Um fóton incide perpendicularmente à superfície da camada I, de espessura t , e, depois de atravessar uma distância x , produz um elétron que é ejetado a um ângulo θ .

Figura 3-2: Mecanismo de escape dos fotoelétrons

Aoki calculou a distribuição angular dos fotoelétrons $I(\theta)$ e utilizou os resultados experimentais de Agu e col.³⁴ para determinar a probabilidade de escape $T(x,\theta)$ dos fotoelétrons. A fração de escape f_e foi obtida pela integração, sobre toda a espessura da camada I e todos os ângulos, da expressão:

$$f_e = \frac{\int_0^t \int_0^\pi N(x) \cdot I(\theta) \cdot T(x, \theta) \cdot \sin\theta \cdot d\theta \cdot dx}{\int_0^t \int_0^\pi N(x) \cdot I(\theta) \cdot \sin\theta \cdot d\theta \cdot dx} \quad (6)$$

onde: $N(x) = N_0 \exp(-\mu_i x)$ é o número de fótons a uma distância x , e N_0 é o número de fótons incidentes. Os resultados obtidos por Aoki e col. mostram que a probabilidade do fotoelétron escapar depende fortemente da espessura da camada I do fotodiodo. A Figura 3-3 mostra as curvas levantadas para os fotodiodos SFH 206 K da Siemens (88 μm), S3071 da Hamamatsu (116 μm) e para o fotodiodo utilizado no detector da Amptek (300 μm)

Figura 3-3: Fração de escape de fotoelétrons em função da energia para espessuras da camada de depleção de 88, 116 e 300 μm

Desta forma, a eficiência para a absorção total de energia, corrigida para o escape de fotoelétrons, é dada por:

$$\eta_f = \eta_p(1 - f_e) \quad (7)$$

Para se obter o espectro correspondente à saída da fonte emissora de radiação deve-se levar em conta, ainda, os materiais presentes entre a fonte e a área sensível do fotodiodo que provocam uma atenuação do feixe. A Figura 3-4 mostra os coeficientes de atenuação do ar, do alumínio (usado para envolver os fotodiodos de modo a não permitir a incidência de luz), do vidro de borosilicato (janela do fotodiodo modelo S3071 da Hamamatsu), do Berílio (janela do detector Amptek) e do polietileno ou epoxy, que servem de revestimento das fontes radioativas. As tabelas dos coeficientes foram tiradas da home page do NIST.²⁷

Figura 3-4: Coeficientes de atenuação de massa do ar, alumínio, vidro de borosilicato, polietileno, Berílio e epoxy, usados na correção dos espectros brutos

Sendo f_d o produto dos fatores de absorção relativos a cada um dos materiais considerados (i), ou seja:

$$f_d = \prod_i \exp\left(\frac{\mu_i}{\rho_i} \cdot x_i\right) \quad (8)$$

onde x_i é a espessura do material i em unidades de g/cm^2 , então, a eficiência η'_f corrigida para a atenuação nestes materiais é dada por:

$$\eta'_f = \eta_f \cdot f_d \quad (9)$$

A Figura 3-5 mostra a curva da eficiência em função da energia, dada pela equação (6), do fotodiodo S 3071 da Hamamatsu. O gráfico apresenta ainda a eficiência experimental obtida com as fontes de ^{133}Ba e ^{57}Co . A eficiência experimental é obtida através da razão entre o número de contagens no pico de energia pela sua intensidade relativa, dada pela literatura²⁷. O número de contagens é dado pela área sob o pico, corrigida pelo fator geométrico do detector (G) e pela absorção da radiação no invólucro da fonte e no ar.

Figura 3-5: Curva de eficiência do fotodiodo S3071 da Hamamatsu, em função da energia do fóton

3.1.2. Espalhamento Compton

A eficiência η_c para o espalhamento Compton é dada por:

$$\eta_c = \left(\frac{\mu_c}{\mu_t} \right) \cdot \left(1 - e^{-\frac{\mu_t}{\rho} \cdot t} \right) \quad (10)$$

onde: μ_c é o coeficiente de atenuação linear para espalhamento Compton, em cm^{-1} , do Si

μ_t é o coeficiente de atenuação linear total, em cm^{-1} , do Si

ρ é a densidade do Si em g/cm^3

t é a espessura da camada de depleção em g/cm^2

Como dito anteriormente, devido à pequena espessura da camada I do detector, a probabilidade de um fóton sofrer múltiplas interações dentro do volume do detector é muito pequena e pode ser ignorada. Sendo assim, o fóton que sofre efeito Compton será contado com a energia que foi transferida para o elétron Compton. Esta energia será menor ou igual a energia da borda Compton, dada por

$$E_c(\text{keV}) = \frac{2E_0^2}{(2E_0 + 511)} \quad (11)$$

A distorção devido ao espalhamento Compton produzido por fótons de uma dada energia é corrigida assumindo-se uma forma retangular para o espectro espalhado abaixo da energia do Compton-edge. Para a correção, a altura do retângulo h , dada pela contagem média por canal no contínuo Compton, é subtraída na região do canal 1 até o canal c correspondente ao Compton-edge. A contagem média h pode ser determinada por:

$$h = \frac{\eta_c N_T}{c} \quad (12)$$

onde: η_c é a eficiência para o espalhamento Compton

N_T é a contagem corrigida correspondente à energia total dos fótons que sofreram espalhamento Compton

c é o canal correspondente ao Compton-edge

As curvas de espalhamento Compton correspondentes aos espectros contínuos obtidos com tubo de raios X (com gerador trifásico) com tensões variando de 50 a 110 kV, assim como

para as fontes radioativas ^{133}Ba , ^{57}Co e ^{241}Am , são mostradas nas Figuras 3-6 e 3-7, respectivamente.

Figura 3-6: Espalhamento Compton referente a espectros gerados com tensões variando de 50 à 110 kV.

Figura 3-7: Espalhamento Compton dos espectros gerados pelas fontes radioativas de ^{241}Am , ^{133}Ba e ^{57}Co

3.1.3. Radiação espalhada

A radiação espalhada pelos componentes metálicos presentes nos fotodiodos também deve ser levada em consideração na correção dos espectros experimentais. As camadas metálicas

que envolvem os fotodiodos podem espalhar fótons que não interagiram com a camada de depleção. Por exemplo, os fótons retro-espalhados a 180° por efeito Compton provocado por fótons incidentes de 59,5 keV do ^{241}Am , têm energia de 48,2 keV. Os fótons retroespalhados que escapam do contato metálico podem então interagir com a camada sensível do fotodiodo. Essa radiação espalhada foi corrigida utilizando-se as contagens obtidas entre os picos de maior energia, 59,54 80,99 e 88,03 keV, e o pico imediatamente anterior dos espectros de ^{241}Am , ^{133}Ba e ^{109}Cd , respectivamente. Essas contagens foram consideradas constantes desde zero até o canal correspondente a energia dos fótons que causaram a radiação espalhada. A razão F da integral das contagens espalhadas sobre a integral das contagens no pico é dependente da energia. Esta dependência é determinada pela regressão linear dos valores obtidos de uma curva de F em função da energia do fóton. A fração F das contagens espalhadas é então subtraída das contagens medidas em cada canal.^{21,23}

Além disso, na fabricação dos fotodiodos, tanto nos da Siemens como nos da Hamamatsu, é utilizada uma solda metálica composta de Prata. Processos fotoelétricos ocorridos na prata podem produzir raios X secundários (fluorescência) que são detectados na camada de depleção do silício resultando num espectro adicional superposto ao espectro de interesse. A maior parte desta fluorescência pode ser corrigida utilizando-se o espectro da fonte de ^{109}Cd , previamente medida. Este nuclídeo decai para um isótopo da Prata, em estado excitado, que emite raios X característicos. O espectro dos raios X característicos é normalizado e então subtraído dos dados medidos.²³

3.2. Espectros experimentais de fontes radioativas

Espectros experimentais de fontes radioativas padrão foram medidos e corrigidos conforme o procedimento descrito acima. As Figuras 3-8, 3-9 e 3-10 mostram os espectros das fontes de ^{241}Am , ^{133}Ba e ^{57}Co , respectivamente. As medidas foram feitas com as fontes situadas a aproximadamente 1 cm do detector, utilizando como ponta de prova o fotodiodo S3071 da Hamamatsu. O tempo de aquisição variava de acordo com a atividade da fonte e também com a intensidade dos fótons de cada energia a ser medida.

A fim de se fazer uma verificação quantitativa do programa de correção de espectros, foram calculadas as áreas sob os picos referentes a emissão gama das fontes medidas. As razões entre as áreas obtidas experimentalmente foram, então, comparadas com os valores calculados a

partir das intensidades relativas disponíveis na literatura²⁷. Os valores obtidos por ambas as formas estão em acordo, como pode ser verificado na Tabela 3-1.

Figura 3-8: Espectro corrigido de ^{241}Am obtido com um fotodiodo S3071 da Hamamatsu e pré-amplificador eV

Figura 3-9: Espectro corrigido de ^{133}Ba obtido com um fotodiodo S3071 da Hamamatsu e pré-amplificador eV

Figura 3-10: Espectro corrigido de ^{57}Co obtido com um fotodiodo S3071 da Hamamatsu e pré-amplificador eV

Tabela 3-1: Comparação entre os resultados obtidos experimentalmente (R), após correção dos espectros, e através da literatura, (RL), para as razões das áreas sob os picos de radiação gama emitida pelas fontes de ^{57}Co , ^{133}Ba e ^{241}Am . A_1 e A_2 correspondem às áreas sob os picos de energias E_1 e E_2 , respectivamente

Fonte	E_1 (keV)	E_2 (keV)	A_1	A_2	$R = A_1/A_2$	RL
^{57}Co	14,413	122,0614	$2,517 \cdot 10^5$	$3,631 \cdot 10^6$	0,069	0,064
	136,4743	122,0614	$3,804 \cdot 10^5$	$3,631 \cdot 10^6$	0,105	0,125
	14,413	136,4743	$2,517 \cdot 10^5$	$3,804 \cdot 10^5$	0,662	0,514
^{133}Ba	53,161	80,9034	$1,8 \cdot 10^5$	$3,628 \cdot 10^6$	0,050	0,056
	30,851	35,136	$1,117 \cdot 10^7$	$2,739 \cdot 10^6$	4,078	4,435
^{241}Am	26,3448	59,5412	$4,672 \cdot 10^4$	$7,839 \cdot 10^5$	0,0596	0,0593

3.3. Espectros experimentais de equipamentos de raios X convencionais

Existem vários tipos de geradores que produzem a alta tensão necessária aos tubos de RX em Radiologia. O princípio básico de quase todos eles é a conversão, com o auxílio de um transformador, de uma baixa tensão AC (por exemplo da rede elétrica) em uma alta tensão, que é,

em seguida retificada através de um circuito com diodos. A forma de onda produzida é definida pelo sistema de retificação usado, sendo os sinais mais convencionais aqueles de geradores monofásicos (de 1 ou 2 pulsos), trifásicos (de 6 e 12 pulsos), os de potencial constante e os de alta frequência³⁵.

Originalmente, todos os geradores de raios X usados em imagens clínicas eram do tipo monofásico. Os geradores de um pulso ou monofásicos de meia onda, como também são chamados, são mais comuns em aplicações odontológicas e fazem uso de 2 diodos para passar somente uma polaridade da onda senoidal original do potencial. Os geradores de dois pulsos, também chamados de geradores monofásicos de retificação de onda completa, são compostos por uma série de quatro diodos retificadores dispostos em ponte que transformam a parte negativa da forma de onda original em um potencial positivo, provocando a geração de radiação durante todo o período e, portanto, o dobro da intensidade daquela conseguida com o de meia onda.³⁶

Atualmente, grande parte dos equipamentos disponíveis para diagnóstico são construídos com geradores trifásicos de seis ou doze pulsos que utilizam transformadores de alta tensão e métodos de retificação mais complicados para conseguir uma forma de onda do potencial do tubo com uma ondulação percentual (*ripple*) consideravelmente reduzida, quando comparado com os geradores monofásicos.³⁷

Os geradores de potencial constante são comuns em Radioterapia e em Radiografia Industrial mas, somente nos últimos anos começaram a ser usados em Radiodiagnóstico. Esses equipamentos permitem a produção de feixes de radiação de grande intensidade e possuem um *ripple* teórico de apenas 0,83%.³⁸

A Tabela 3-2 apresenta os parâmetros experimentais utilizados na obtenção dos espectros, mostrados nas figuras 3-12 à 3-19, provenientes de dois tubos Rörich, ambos com alvo de Tungstênio/Rênio, ângulo de inclinação de 12° e 17° e filtração inerente equivalente a 2 e 1,5 mm de Al, respectivamente. Os tubos eram acionados por um retificador monofásico (Heliophos 4B da Siemens) ou por um retificador trifásico (SRTE – Sistema de Retificação Trifásico Experimental, desenvolvido no IEE-USP). A montagem experimental utilizada para as medições, esquematizada na Figura 3-11, foi baseada nas recomendações da Norma nº 1267 da IEC³⁹. O alinhamento foco/colimador/detector foi feito com uma caneta laser, colocada no chão na posição vertical, de modo que o feixe passasse por um primeiro orifício, pelo colimador e incidisse no alvo do tubo. Os espectros medidos foram corrigidos conforme metodologia descrita

anteriormente e comparados com espectros teóricos calculados através do modelo semi-empírico TBC, baseado na teoria quântica do Bremsstrahlung, descrito no apêndice A.

Figura 3-11: Montagem experimental recomendada pela norma IEC 1267, utilizada nas medições de espectros

Tabela 3-2: Parâmetros experimentais usados nas medições dos espectros apresentados nas figuras 3-12 à 3-19

Figura	Feixe	Tensão (kVp)	CSR* (mm de Al)	Tipo de retificação	Filtração Adicional	Filtração inerente (mm de Al)	Sistema detector	
							Fotodiodo	Pré-amplif.
3-12	RQR 4	60	2,0	trifásica	0,5 mm de Al	2,0	Hamamatsu	Ortec
3-13	RQR 6	80	2,9	trifásica	1,0 mm de Al	2,0	Hamamatsu	Ortec
3-14	RQR 4	60	2,0	monofásica	0,5 mm de Al	1,5	Siemens	Ortec
3-15	RQR 8	100	3,7	monofásica	1,5 mm de Al	1,5	Siemens	Ortec
3-16	-	50		trifásica	1,5 mm de Cu	2,0	Hamamatsu	eV
3-17	-	60		trifásica	2,0 mm de Cu	2,0	Hamamatsu	eV
3-18	-	80		trifásica	3,0 mm de Cu	2,0	Hamamatsu	eV
3-19	-	100		trifásica	4,0 mm de Cu	2,0	Hamamatsu	eV

* Camada semi-redutora dos feixes padronizados IEC³⁹

Figura 3-12: Comparação entre os espectros experimental e teórico referentes ao feixe RQR 4 da Norma IEC 1267, com tensão nominal aplicada de 60 kVp, com retificação trifásica. As condições experimentais utilizadas para a medida são mostradas na Tabela 3-2.

Figura 3-13: Comparação entre os espectros experimental e teórico referentes ao feixe RQR 6 da Norma IEC 1267, com tensão nominal aplicada de 80 kVp, com retificação trifásica. As condições experimentais utilizadas para a medida são mostradas na Tabela 3-2.

Figura 3-14: Comparação entre os espectros experimental e teórico referentes ao feixe RQR 4 da Norma IEC 1267, com tensão nominal aplicada de 60 kVp, com retificação monofásica. As condições experimentais utilizadas para a medida são mostradas na Tabela 3-2.

Figura 3-15: Comparação entre os espectros experimental e teórico referentes ao feixe RQR 8 da Norma IEC 1267, com tensão nominal aplicada de 100 kVp, com retificação monofásica. As condições experimentais utilizadas para a medida são mostradas na Tabela 3-2.

Figura 3-16: Comparação entre os espectros experimental e teórico referentes a um feixe altamente filtrado, com tensão nominal aplicada de 50 kVp, com retificação trifásica. As condições experimentais utilizadas para a medida são mostradas na Tabela 3-2

Figura 3-17: Comparação entre os espectros experimental e teórico referentes a um feixe altamente filtrado, com tensão nominal aplicada de 60 kVp, com retificação trifásica. As condições experimentais utilizadas para a medida são mostradas na Tabela 3-2

Figura 3-18: Comparação entre os espectros experimental e teórico referentes a um feixe altamente filtrado, com tensão nominal aplicada de 80 kVp, com retificação trifásica. As condições experimentais utilizadas para a medida são mostradas na Tabela 3-2

Figura 3-19: Comparação entre os espectros experimental e teórico referentes a um feixe altamente filtrado, com tensão nominal aplicada de 100 kVp, com retificação trifásica. As condições experimentais utilizadas para a medida são mostradas na Tabela 3-2

3.4. Espectros experimentais de equipamentos de mamografia

Em mamografia, o uso de fótons de baixa energia é necessário para se obter significativo contraste entre os tecidos moles que compõem a mama. O tubo de raios X empregado em um sistema dedicado de mamografia é, em geral, constituído por um alvo de Molibdênio ($Z = 42$) e é acionado por um gerador trifásico ou de potencial constante operando na faixa de 25 a 32 kVp³⁶. A janela do tubo é feita de uma fina camada de Berílio para não permitir uma excessiva absorção do feixe de baixa energia.

O espectro emitido é dominado principalmente pelos raios X característicos do Mo (17,4 e 19,8 keV), resultando em um feixe que não é muito penetrante mas que provoca alto contraste em tecidos que não sejam muito espessos. Um filtro também de Mo, tipicamente com 0,03 mm de espessura, é usado por ser relativamente transparente à sua própria radiação característica, deixando-a passar, ao mesmo tempo que remove grande parte da radiação de *bremssstrahlung* com energias abaixo do valor de seu joelho de absorção (~ 20 keV). Recentemente, equipamentos de mamografia com tubos de raios X utilizando alvos de Ródio (energias K de 20,2 e 22,7 keV) também têm sido lançados no mercado.

Para se realizar medidas de espectros de raios X emitidos por equipamentos de mamografia é preciso que o sistema detector tenha uma resolução suficientemente boa, capaz de separar as linhas características do Mo. O detector refrigerado por efeito termoelétrico é, portanto, ideal para este tipo de medida. Entretanto, como foi dito anteriormente, a eficiência dos fotodiodos de Si é razoavelmente maior para baixas energias e, portanto, a vantagem anteriormente citada de não ser necessário o uso de colimadores muito estreitos para medidas de raios X convencional, neste caso praticamente não é mais válida. Dessa forma, para a medida da radiação direta emitida por um tubo de mamografia é necessário adaptar um colimador ao detector de forma a diminuir taxa de fótons que chegam ao detector.

Embora a medida do feixe direto ainda não tenha sido possível, com o detector refrigerado por efeito termoelétrico, foi possível realizar medidas de espectros espalhados por um objeto simulador de mama, formado por placas compostas de materiais equivalentes a 50% de tecido adiposo e 50% de tecido glandular (modelo BR-12 da Nuclear Associates). Usando um mamógrafo Philips Mammodiagnostic, com anodo de Mo, do Hospital Universitário da Universidade de São Paulo (HU-USP), foram medidos feixes espalhados por um fantoma, a 90°

do feixe primário. As Figuras 3-20, 3-21 e 3-22 mostram os espectros espalhados de feixes de 25, 28 e 31 kVp, corrigidos para a eficiência do detector.

Figura 3-20: Espectro de feixe de raios X espalhado por um objeto simulador de mama, com uma tensão aplicada ao tubo de 25 kVp. O espectro foi obtido utilizando o sistema detector Amptek

Figura 3-21: Espectro de feixe de raios X espalhado por um objeto simulador de mama, com uma tensão aplicada ao tubo de 28 kVp. O espectro foi obtido utilizando o sistema detector Amptek

Figura 3-22: Espectro de feixe de raios X espalhado por um objeto simulador de mama, com uma tensão aplicada ao tubo de 31 kVp. O espectro foi obtido utilizando o sistema detector Amptek

CAPÍTULO 4. APLICAÇÕES

4.1. Medidas de kVp

Em radiologia diagnóstica são essenciais os testes de rotina de controle de qualidade, de modo a garantir uma boa qualidade nas imagens obtidas e baixa dose de radiação para pacientes, pessoal clínico e técnico. Estes testes têm a finalidade de analisar os vários parâmetros relacionados com a produção da imagem radiográfica, como a acurácia das indicações do potencial de aceleração dos elétrons (kVp), da corrente de elétrons no tubo (mA), do tempo de acionamento (s) e do produto corrente-tempo (mAs).

A intensidade do feixe de raios-X é linearmente proporcional à corrente no tubo e proporcional aproximadamente ao quadrado do kVp, ou seja, uma pequena variação no kVp provocará uma maior variação na dose absorvida pelo tecido, quando comparada com uma variação correspondente em mAs, tendo conseqüências no contraste da imagem. Sendo assim, é necessário que os dispositivos de ajuste da tensão aceleradora do tubo sejam calibrados de forma adequada a fim de evitar a má qualidade das imagens radiográficas comprometendo o diagnóstico das patologias^{35,37}.

Diversos métodos, invasivos e não-invasivos, têm sido utilizados para a medição da tensão de pico dos equipamentos de raios X. Entre estes métodos pode-se destacar os seguintes:

- **Divisor de Tensão:** nesta técnica de medida invasiva, circuitos de resistências divisoras de tensão são inseridos entre os cabos de alta tensão do cátodo e do ânodo. Estes circuitos de resistências, em geral, tem uma razão de divisão de 1000:1 a 10.000:1. Dois sinais são obtidos de um divisor de tensão, que podem ser visualizados em um display digital ou em um osciloscópio: o potencial aplicado ao ânodo e o potencial aplicado ao cátodo. A soma destas duas tensões fornece a tensão total aplicada ao tubo de raios X. A vantagem deste sistema é que ele permite a visualização da forma de onda completa do potencial em função do tempo. O divisor de tensão pode ser considerado uma técnica de medida primária desde que seja possível ao usuário medir acuradamente as resistências e calcular a razão de divisão. A dificuldade que existe, entretanto, é que os resistores podem não ser adequadamente lineares na faixa de baixas a altas tensões. Assim, para realizar a sua calibração, é necessário que o divisor de tensão seja levado ao fabricante ou a outros laboratórios onde valores acurados de altas

tensões possam ser aplicadas a ele e sua resposta medida e ajustada. Outra alternativa é a comparação do divisor com outros métodos primários de medidas de potencial do tubo³⁷. Esta última alternativa foi desenvolvida e vem sendo empregada no IEE-USP, onde a calibração do divisor de tensão (Dynalyser) é feita através da medida de espectros, como será descrito neste capítulo.

- **Fluorescência e absorção de raios X:** Esta técnica não invasiva, consiste na detecção da radiação característica emitida por fluorescência em folhas espalhadoras de materiais previamente selecionados. O material espalhador selecionado é aquele que possui o K-edge próximo ao kVp que se deseja calibrar. Uma folha deste material é colocada a aproximadamente 45° do feixe (colimado) de raios X incidente. Em uma das versões deste método, um detector é colocado a um ângulo de 90° do feixe primário. Geralmente, uma filtração composta de uma folha do mesmo material espalhador é colocada na frente do detector para permitir que, preferencialmente, a radiação fluorescente passe e seja detectada. Quando o kVp é abaixo da energia do K-edge, a radiação recebida pelo detector será quase totalmente composta por radiação Compton espalhada pela folha. Quando o kVp do tubo é aumentado para um valor acima do K-edge, o detector irá receber espalhamento Compton e a radiação fluorescente da folha. Um cintilador ou uma câmara de ionização são os detectores utilizados para se observar o aumento do sinal devido ao começo da radiação fluorescente⁴⁰. Alguns autores utilizam espectrômetros de alta resolução, como por exemplo de Ge(Li), Si⁴¹ ou NaI(Tl)⁴², e, através de um analisador, determinam o começo do pico de fluorescência. Uma variação deste método utiliza um segundo detector (a 0° do feixe primário) que recebe a radiação transmitida através da folha. Para este método, câmaras de ionização são geralmente usadas como detectores, com a filtração colocada em frente ao detector situado a 90° do feixe primário⁴². Para determinar o começo da radiação fluorescente é feito um gráfico da razão entre a exposição da radiação transmitida sobre a radiação espalhada como uma função kVp indicado. O resultado será um “V” invertido, cujo pico localiza o começo da radiação K característica da folha. Este método, embora também seja uma medida primária, tem a desvantagem de possuir um complexo aparato

experimental impossibilitando o uso em campo. Além disso, a calibração do tubo fica restrita aos valores de potenciais que coincidam com os K-edges das folhas utilizadas.

- **Métodos que utilizam medidas de atenuação diferencial do feixe:** O princípio destes métodos é o fato de que uma mudança no potencial do tubo irá produzir uma mudança no espectro de energias resultante. Assim, a atenuação do feixe em dois materiais selecionados irá variar também. Estes materiais podem diferir na composição ou somente na espessura³⁷. Vários dispositivos não-invasivos utilizando este princípio foram desenvolvidos, entre eles o penetrâmetro de Stanton e o de Ardran-Crooks (já não muito utilizados hoje em dia) e o penetrâmetro eletrônico (os chamados kVp meters). Estes últimos existem em grande número de modelos e, em geral, utilizam a absorção diferencial dos raios X em um material absorvedor (como o Cu) e sua detecção em dois ou mais detectores semicondutores. Na prática atual, esses medidores têm tido preferência em campo, devido a sua portabilidade, custo e praticidade. Mas, entre outras limitações, fornecem leituras que dependem da forma de onda da tensão, do ripple, da filtração usada e do quanto as condições de medida (mAs, posicionamento do medidor, etc.) estão de acordo com as especificações do fabricante, além de perderem a acurácia e reprodutibilidade com o tempo de uso (devido ao transporte, choques e variação de temperatura) necessitando, assim, de verificação constante de sua calibração³⁵.
- **Medida do “end point” do espectro:** Este método consiste na determinação da energia máxima (em keV) do espectro de bremsstrahlung que corresponde, em unidades de kV, ao potencial aplicado no tubo. Isto é feito através de uma regressão linear na faixa de alguns poucos keV no final do espectro de bremsstrahlung⁴³. Este método foi desenvolvido no decorrer deste trabalho e é descrito detalhadamente a seguir.

4.1.1. Método para a determinação do kVp através do end point do espectro

Raios X são produzidos no alvo de um tubo quando um feixe de elétrons emitidos por um filamento aquecido (emissão termoiônica), acelerado por uma diferença de potencial de alguns milhares de volts, é freado ao atingir o alvo (Figura 4-1).

Figura 4-1: Esquema de um tubo de raios X

No processo de formação do espectro de bremsstrahlung, um elétron de energia cinética inicial K é desacelerado pela interação com um núcleo pesado do alvo e a energia que ele perde aparece na forma de radiação. O elétron interage com o núcleo carregado através do campo coulombiano, transferindo momento para o núcleo. A desaceleração resultante provoca a emissão do fóton de raios X. Após a interação, o elétron terá uma energia cinética K' e a energia do fóton será:

$$E = h\nu = K - K' \quad (13)$$

Os elétrons do feixe incidente perdem energia nessas colisões em ionizações e/ou excitações atômicas e, em geral, um elétron chegará ao repouso apenas após várias colisões. Os raios X assim produzidos constituem o espectro contínuo (bremsstrahlung) com energias que variam de E até $E_{\max}$, correspondente às diferentes perdas em cada colisão. Um fóton de máxima

energia é emitido quando um elétron perde toda sua energia cinética em um único processo de colisão, ou seja, $K' = 0$, de forma que:

$$E_{\max} = h\nu = K \quad (14)$$

Como a energia cinética do elétron, ao ser acelerado por uma diferença de potencial (pico) V aplicada ao tubo de raios X, é $K = eV$, então $E_{\max} = eV$. Portanto o limite máximo de energia dos fótons emitidos representa a conversão completa da energia dos elétrons em radiação X⁴⁴. Desta forma, o valor máximo da energia do fóton (em keV) será o valor da tensão de pico aplicada nos eletrodos do tubo em unidade de kV, pois:

$$V = \frac{E_{\max}}{e} \quad (15)$$

Desta forma, fica claro que a determinação do ponto final do espectro implica na determinação do potencial aplicado ao tubo. O método aqui desenvolvido consiste no ajuste de uma reta na região final do espectro experimental bruto (Contagem x Canal), a fim de se determinar o canal final do espectro.

Como foi dito no Capítulo 3, existem vários tipos de geradores que produzem a alta tensão necessária aos tubos de raios X (monofásicos de 1 ou 2 pulsos; trifásicos de 6 e 12 pulsos; alta frequência ou potencial constante). O tipo de retificação determina o valor do *ripple* que, por sua vez, irá influenciar na forma da parte final do espectro experimental. Outro fator que altera a forma do final do espectro é o empilhamento de pulsos, que ocorre devido ao tempo morto do sistema detector, provocando um alongamento do espectro além da energia máxima do mesmo.

Assim, a metodologia desenvolvida compreende o ajuste de duas funções entre o número de contagens e o canal correspondente: uma constante para o fundo, obtida a partir das contagens espúrias além do final da distribuição, e outra, linear, na região final do espectro. Foram utilizadas as contagens experimentais brutas (com seu desvio padrão dado conforme a distribuição de Poisson) em função do canal (isento de erro). A abscissa do ponto correspondente à intersecção entre as duas retas fornece, depois de convertida em keV, o valor numérico do potencial de pico de acionamento (kVp) do equipamento de raios X ^{Erro! Indicador não definido.}

Um dos pontos críticos do método está em saber quais os limites adequados da faixa de canais que devem ser tomados para o ajuste das retas. Se a faixa de canais for larga, obtém-se um valor para o canal final (e, conseqüentemente, para o kVp) com baixa incerteza estatística, mas o ajuste da reta deverá ser ruim, devido à curvatura do final do espectro; ao contrário, se reduzirmos muito o intervalo final de canais, o ajuste será melhor, porém o valor do canal máximo terá grande desvio padrão, devido a redução do número de pontos.

Procurou-se determinar, então, qual o intervalo ótimo de canais a ser tomado para que a regressão linear no final do espectro fosse consistente, de modo a minimizar tanto o erro estatístico, σ_d , do valor do canal final, quanto o parâmetro χ^2_{red} (qui-quadrado reduzido), usado para quantificar a qualidade do ajuste, desde que este último esteja dentro do intervalo de confiança^{37,45}.

Com esta finalidade, foi estabelecida uma rotina, desenvolvida em MathCad, como é descrita a seguir. Estabelece-se um limite inferior, C_β , próximo a região final do espectro, estima-se um valor C'_α para a abscissa do ponto final do espectro e realiza-se uma regressão linear nessa região pelo Método dos Mínimos Quadrados. Diversas iterações são feitas, variando-se C'_α , até que o valor determinado pela regressão, C_α , seja aproximadamente igual a C'_α , ou seja, até que $|C_\alpha - C'_\alpha| < \sigma_d$. Este processo é repetido para várias faixas de canais (nunca menos do que 10 canais), através da variação de C_β , determinando-se, para cada caso, os valores de C_α correspondentes. Para cada valor de C_α , determina-se o respectivo desvio-padrão, σ_d , e o parâmetro χ^2_{red} , bem como o produto:

$$P_\alpha = \sigma_d \cdot \chi^2_{\text{red}} \quad (16)$$

utilizado para verificar a condição ótima de ajuste pela regressão linear. Este produto se justifica pelo fato de que, conforme aumentamos o número de pontos para o ajuste, os valores de σ_d diminuem, ao contrário dos valores de χ^2_{red} , que aumentam porque o ajuste começa a englobar pontos que não formam uma reta. De um modo geral, o valor de C_α que apresenta menor P_α correspondente é adotado, após sua conversão em keV, como o valor do kVp obtido através do espectro.

Também foram testados outros produtos envolvendo σ_d e χ^2_{red} , tais como:

$$P1_{\alpha} = \sigma_d \cdot \sqrt{\chi_{red}^2} \quad \text{e} \quad P2_{\alpha} = (\sigma_d)^2 \cdot (\chi_{red}^2)^2$$

No entanto, os gráficos destes dois produtos em função de C_{α} , não mostravam um mínimo definido, como no caso de P_{α} . Assim, adotou-se este último como parâmetro para verificar a qualidade do ajuste.

As Figura 4-2 mostra um exemplo de como se comportam os valores de σ_d e χ_{red}^2 em função de C_{α} . A Figura 4-3 mostra o gráfico do produto destes dois valores.

Figura 4-2: Valores de desvio-padrão e de χ^2 reduzido em função dos canais finais (C_{α}) obtidos para as várias regressões lineares realizadas na parte final de um espectro de 80 kVp (nominal). As linhas conectando os pontos são apenas para guiar os olhos.

Figura 4-3: Gráfico do produto, P_α , dos valores de σ_d pelos de χ^2_{red} da Figura 4-2. O valor adotado como canal final foi 399,84 (equivalente a 81,377 keV), correspondendo ao valor mínimo de P_α . A linha conectando os pontos é somente para guiar os olhos

4.1.2. Condições experimentais

Como foi dito anteriormente, o empilhamento de pulsos durante a aquisição do espectro provoca o aparecimento de contagens além da sua energia máxima. Este efeito pode ser minimizado através do uso de filtrações adicionais pesadas (milímetros de Cu), de forma que o número de fótons de menores energias seja reduzido e se possa acumular um número maior de contagens somente no final do espectro ⁴³. A fim de se definir uma metodologia a ser aplicada na determinação do kVp através do espectro, a quantidade de filtros adicionais a serem usados foi estabelecida através da simulação computacional de espectros, feita para alguns valores de kVp, com base no modelo semi-empírico de TBC (ver Apêndice A), visando reduzir a razão entre as contagens no final e no máximo do espectro. A Figura 4-4 mostra o efeito da filtração adicional sobre o espectro previsto pelo modelo.

Figura 4-4: Espectros de Raios X simulados através do modelo TBC, com uma tensão de 110 kVp aplicada a um tubo com anodo de W/Re, por meio de um gerador trifásico com um ripple de 13,4%. As filtrações adicionais correspondem a uma faixa de 1,5 a 5,0 mm de Cu

A figura mostra que as contagens no máximo do espectro de bremsstrahlung diminuem drasticamente para filtrações de 1,5 a 4 mm de Cu. A partir daí (4 mm de Cu para cima) a queda no número de contagens já não é tão marcante. Por outro lado, não é conveniente que se use filtrações muito grandes porque isso pode provocar uma demora maior na aquisição do espectro. Assim, levando em conta este fator e através da simulação de espectros de energias mais baixas, foram estabelecidas as quantidades de filtrações adicionais adotadas nas medidas de kVp, que são mostradas na Tabela 4-1.

Tabela 4-1: Valores das filtrações adicionais adotadas nas medidas dos espectros experimentais para cada valor de kVp

Tensão (kVp)	Filtração Adicional (mm de Cu)
50	1,5
60	2,0
70	2,5
80	3,0
90	3,5
100	4,0
110	4,5
120	5,0

Para utilizar a determinação do kVp através do espectro experimental como medida padrão para calibração de outros medidores, é fundamental o conhecimento das incertezas envolvidas. De modo geral, a acurácia da calibração do espectrômetro irá influir fortemente sobre a precisão do valor do kVp a ser determinado. No capítulo 2, foram mostradas a linearidade e a estabilidade do sistema detector. As energias dos fótons emitidos pelas fontes radioativas usadas na calibração do espectrômetro são grandezas medidas experimentalmente e portanto possuem uma incerteza associada. No entanto, estas incertezas foram desprezadas neste trabalho por serem muito menores do que todas as outras envolvidas (≤ 5 eV para as energias dos raios γ utilizados na calibração²⁷).

A Tabela 4-2 mostra, como exemplo, a propagação dos erros parciais na determinação do kVp de um espectro de 90 kV nominais, utilizando um fotodiodo S3071 da Hamamatsu e pré-amplificador eV. Todas as medidas foram feitas na mesma sessão experimental.

Tabela 4-2: Propagação de erros na determinação do kVp de um espectro de 90 kV nominais. As 3 primeira s colunas são referentes à calibração do espectrômetro, conforme explicado no item 2.4. C_α foi obtido através do método descrito na seção 4.1.1 e, com ele, o kVp foi calculado através da reta de calibração do espectrômetro, $E = (C - b)/m$

<i>E</i> (keV) (energia dos fótons das fontes radioativas)	C (canal) (canal do pico)	Reta de calibração por MMQ ponderados ($C = m E + b$)		Abscissa do end-point do espectro, C_α (canal)	Tensão (kV)
		<i>m</i>	<i>b</i>		
		(canal / keV)	(canal)		
13,927	72,492 ± 0,057				
14,413	75,440 ± 0,020				
17,478	90,142 ± 0,040				
21,037	108,115 ± 0,097				
22,103	112,868 ± 0,017				
25,022	127,258 ± 0,077				
26,3448	131,66 ± 0,11	4,85797 ±	5,511 ±	443,07 ±	90,070 ±
30,851	155,543 ± 0,014	0,00064	0,019	0,29	0,083
35,136	176,651 ± 0,042				
53,161	264,16 ± 0,35				
59,5412	293,271 ± 0,067				
80,9034	399,079 ± 0,097				
122,0614	598,091 ± 0,090				
136,4743	668,24 ± 0,33				

4.1.3. Resultados Obtidos

A metodologia desenvolvida foi empregada a fim de se verificar a calibração do divisor de tensão (Dynalyser) do Instituto de Eletrotécnica e Energia (IEE-USP) usado, por sua vez, na calibração de medidores não-invasivos (kVp meters) usados na rotina de Controle de Qualidade do Instituto. A Tabela 4-3 mostra os resultados obtidos com um tubo Rörix conectado a um gerador trifásico. Os espectros foram medidos com o fotodiodo S3071 da Hamamatsu e o pré-amplificador eV 550. As Figuras 4-5 e 4-6 mostram a parte final dos espectros de 70 e 100 kV nominais, bem como as retas da regressão linear e do fundo ajustadas. A medida direta do kVp é

dada pela média das leituras feitas com um divisor de tensão Varian modelo Dynalyzer III, através de um display digital e por meio de um osciloscópio Tektronix modelo TDS 320.

Para comparação de resultados, foram utilizados dois medidores de kVp não-invasivos: um medidor *Unfors*, modelo 9002, com 2 fotodiodos, que mede o potencial de pico aplicado ao tubo de raios X na faixa de 50 a 100 kV, com acurácia nominal de 2 %; e um medidor *RMI*, modelo 240A, que utiliza a atenuação diferencial em cobre e sua detecção em 4 fotodiodos³⁷, e mede tensões de aceleração de 50 a 165 kV, com acurácia nominal de 2 %.

Nas medidas com cada equipamento, foram utilizadas condições de referência prescritas pelos fabricantes, sendo, assim, completamente diferentes daquelas usadas com o fotodiodo. Para o medidor *Unfors*, a filtração total (inerente + adicional) foi de 3 mm Al e a distância foco-detector era de 35 cm. Com o medidor *RMI*, a filtração total foi de 3 mm Al, a distância de medição era 60 cm e o valor do mAs foi variado para cada kVp selecionado. A leitura de ambos foi obtida com tempos de exposição da ordem de 300 ms.

Devido à impossibilidade de medidas simultâneas com o espectrômetro e os medidores não-invasivos, foi feita uma comparação indireta, nas medidas com o tubo Rörich, através dos valores medidos com o divisor de tensão, em condições de *ripple* semelhantes. A curva de calibração de cada medidor, em relação às medidas feitas com divisor de tensão, aparece nas Figuras 4-7 e 4-8.

Tabela 4-3: Valores de kVp, obtidos experimentalmente dos espectros, com suas incertezas finais. Também são mostrados os valores médios das leituras de kVp do Divisor de Tensão durante a coleta dos espectros. Os valores dos medidores não-invasivos foram obtidos através de suas curvas de calibração com relação ao Divisor de Tensão

Filtração adicional (mm de Cu)	Tensão (kV)				
	Espectro	Divisor de Tensão		Medidor Unfors	Medidor RMI
		Display Digital	Osciloscópio		
1,5	50,769 ± 0,064	50,64 ± 0,31	49,66 ± 0,48	50,6 ± 1,8	51,2 ± 1,5
2,0	60,375 ± 0,066	59,46 ± 0,33	59,71 ± 0,41	59,2 ± 1,9	60,3 ± 1,6
2,5	70,247 ± 0,065	69,57 ± 0,51	69,36 ± 0,77	69,1 ± 2,0	70,7 ± 1,7
3,0	81,377 ± 0,095	79,76 ± 0,44	79,07 ± 0,81	79,1 ± 2,2	81,2 ± 1,8
3,5	90,070 ± 0,083	90,04 ± 0,54	89,68 ± 0,35	89,2 ± 2,3	91,8 ± 2,0
4,0	101,07 ± 0,16	100,13 ± 0,63	98,58 ± 0,50	99,1 ± 2,5	102,3 ± 2,2

Figura 4-5: Região final do espectro de 70 kV nominal (Tabela 4-1), mostrando as retas ajustadas da regressão linear e do fundo correspondentes ao valor mínimo de P_{α} . O valor adotado como “end point” foi 345,90 (equivalente a 70,247 keV)

Figura 4-6: Região final do espectro de 100 kV nominal (Tabela 4-1), mostrando as retas ajustadas da regressão linear e do fundo correspondentes ao valor mínimo de P_{α} . O valor adotado como “end point” foi 496,52 (equivalente a 101,70 keV)

Figura 4-7: Curva de calibração do medidor RMI modelo 240 A.
Os valores das coordenadas de cada ponto referem-se aos valores médios das medidas obtidos com o Divisor de Tensão (kVp Padrão) e com o medidor RMI (kVp medidor)

Figura 4-8: Curva de calibração do medidor Unfors modelo 9002. Os valores das coordenadas de cada ponto referem-se aos valores médios das medidas obtidos com o Divisor de Tensão (kVp Padrão) e com o medidor Unfors (kVp medidor)

A Tabela 4-4 mostra valores obtidos, nas mesmas condições experimentais, com o fotodiodo Hamamatsu S3071 e com o fotodiodo Siemens SFH206K, ambos acoplados ao pré-amplificador ORTEC. Os valores são comparados com um divisor de tensão através das leituras do display digital. Em ambos os casos a concordância é muito boa, porém, devido a maior área sensível ($19,6 \text{ mm}^2$) do modelo S3071 da Hamamatsu, em relação ao modelo SFH206K da Siemens ($7,0 \text{ mm}^2$), o primeiro é mais rápido na aquisição de dados.

Tabela 4-4: Valores de kVp obtidos experimentalmente com os fotodiodos Hamamatsu e Siemens e pré-amplificador ORTEC

Tensão (kV)			
Divisor de tensão	Fotodiodo Hamamatsu	Divisor de tensão	Fotodiodo Siemens
$50,41 \pm 0,50$	$50,94 \pm 0,16$	$50,07 \pm 0,46$	$51,49 \pm 0,31$
$59,36 \pm 0,42$	$60,08 \pm 0,16$	$59,82 \pm 0,36$	$61,09 \pm 0,30$
$70,75 \pm 0,57$	$71,43 \pm 0,20$	$69,98 \pm 0,56$	$70,98 \pm 0,35$
$80,08 \pm 0,53$	$80,64 \pm 0,20$	$80,23 \pm 0,56$	$80,73 \pm 0,39$
$89,91 \pm 0,70$	$90,45 \pm 0,26$	$90,41 \pm 0,64$	$90,64 \pm 0,45$
$99,74 \pm 0,53$	$100,42 \pm 0,35$	$99,99 \pm 0,54$	$100,41 \pm 0,47$
$110,33 \pm 0,63$	$109,95 \pm 0,37$	$110,07 \pm 0,59$	$110,09 \pm 0,55$

Vale ressaltar que os resultados da Tabela 4-3 e da Tabela 4-4 foram obtidos com os pré-amplificadores eV e Ortec, respectivamente. Fazendo uma comparação entre as duas tabelas observa-se que o desvio final do valor da tensão é consideravelmente menor para aqueles obtidos com o pré-amplificador da eV, que possui melhor resolução. A influência da resolução do sistema detector no resultado final do valor da tensão será discutida no Capítulo 5.

4.2. Cálculo da camada semi-redutora (CSR)

Quando a energia efetiva de um feixe de raios X aumenta, o poder de penetração, ou seja, o alcance do feixe na matéria, também aumenta. O poder de penetração de um feixe de raios X é chamado de Qualidade da Radiação, sendo os feixes de alto poder de penetração chamados de alta qualidade ou feixes “duros” e os de baixo poder de penetração são os de baixa qualidade, ou feixes “moles”. A Qualidade da radiação é identificada numericamente pela *Camada semi-redutora* (CSR) que é a quantidade de um material (em geral alumínio) que irá reduzir a intensidade do feixe à metade de seu valor inicial. A determinação da tensão de aceleração dos elétrons (kVp) e da CSR fornecem uma caracterização do feixe de um tubo de raios X. Embora parcial, esta caracterização é adequada para a maior parte dos propósitos^{36,46}.

A medida de CSR faz parte da rotina de controle de qualidade e é feita, em geral, com câmaras de ionização. A câmara de ionização é colocada na direção do feixe central proveniente do tubo e são realizadas leituras de exposição para várias espessuras de alumínio interpostas entre o tubo e a câmara. Através da aproximação de uma curva exponencial no gráfico das leituras de exposição em função da espessura de Al, determina-se a espessura de filtro que reduz a intensidade do feixe à metade do seu valor original, ou seja, a CSR.

Entretanto, outra forma de se obter a CSR de um dado feixe é através do espectro de exposição, $X(E)$, facilmente calculado a partir do espectro de fluência, $N(E)$, medido com o espectrômetro. Neste trabalho, além da determinação do kVp descrito anteriormente, foi também desenvolvido uma metodologia para a determinação da CSR dos feixes de raios X através do seu espectro experimental.

4.2.1. Metodologia

A medida de CSR é feita através do espectro de exposição ($X(E)$), em unidades de Roentgen (R), que é uma medida de radiação em termos de sua capacidade de ionizar o ar. Um Roentgen (R) corresponde a uma energia de absorção de $87,6 \cdot 10^{-4}$ J/Kg no ar. O espectro de exposição é obtido através do espectro de fluência $N(E)$ (nº de fótons/keV.m²), por meio da expressão:

$$X(E) = E \cdot 10^3 \cdot e \cdot \left(\frac{\mu(E)_{ab}}{\rho} \right)_{ar} \cdot \frac{N(E)}{0.00876 \text{ J/kg}} R \quad (17)$$

onde E é a energia dos fótons, em keV, e é a carga do elétron, $(\mu/\rho)_{\text{ar}}$ é o coeficiente de absorção de energia do ar (em m^2/kg). A 1ª CSR é a espessura de Al (ou qualquer outro material de interesse) que irá reduzir à metade a área do espectro de exposição ou, em outras palavras, a 1ª CSR é a espessura, em Al, onde a intensidade relativa do feixe é igual a 0,5. A curva de intensidade de um dado feixe em função da espessura (x) depende do coeficiente de atenuação linear (μ) do Al:

$$I(x) = \int_0^{E_{\text{max}}} X(E) \cdot e^{-\mu(E)_{\text{Al}} \cdot x} dE \quad (18)$$

A Figura 4-9 mostra um espectro de 80,64 kV (teórico e experimental corrigido) em unidades de exposição, calculados através da Equação 17, e a Figura 4-10 mostra a curva da intensidade relativa $I(x)/I(0)$, do mesmo feixe, em função das espessuras de absorvedores (em mm de Al).

Figura 4-9: Espectros experimental e teórico, em unidades de exposição, referentes a um feixe de raios X com potencial aplicado de 80,64 keV e filtração adicional de 3,0 mm de Cu.

Figura 4-10: Variação da intensidade do feixe referente à Figura 4-9 em função da espessura dada em mm de Al

Em 1959, a International Commission on Radiological Units and Measurements discutiu o uso da 1ª CSR e da 2ª CSR para uma descrição mais completa da qualidade da radiação. A Comissão definiu, então, o *coeficiente de homogeneidade*, dado pela razão entre a primeira e a segunda CSR. O coeficiente de homogeneidade é unitário para um feixe monoenergético mas, para um feixe polienérgico ele será sempre menor que 1.⁴⁷ A segunda CSR é definida como a espessura necessária para reduzir de 50 % para 25% a intensidade do feixe.

4.2.2. Resultados Obtidos

A Tabela 4-5 compara os valores de CSR obtidos através dos espectros experimentais, utilizados na determinação do kVp (Tabela 4-3), com os valores calculados através dos espectros teóricos. A diferença entre os valores, entre 2 e 9 %, pode ter sido provocada pelo fato de que, na simulação do espectro teórico, são utilizados os coeficientes de atenuação linear e a densidade do Cu puro. Entretanto, na aquisição dos espectros experimentais, os filtros utilizados contém algumas impurezas misturadas ao Cu.

Tabela 4-5: Comparação entre os valores de CSR obtidos através dos espectros experimentais e através dos espectros teóricos

KVp (kv) ^(*)	Filtração Adicional (mm de Cu)	1ª CSR (mm de Al)		Diferença percentual (%)
		Espectro Experimental	Espectro Teórico	
50,94	1,5	5,08	5,51	8,5
60,08	2,0	6,85	7,07	3,2
71,43	2,5	8,60	8,86	3,0
80,64	3,0	9,94	10,25	3,0
90,45	3,5	11,15	11,41	2,3
100,42	4,0	11,90	12,4	4,2
109,95	4,5	12,67	13,19	4,1

(*) calculado através da regressão linear no final do espectro, como descrito anteriormente no item 4.1.1

Medidas de comparação entre valores de CSR obtidos com uma Câmara de Ionização e com o espectro experimental foram feitas utilizando um equipamento Phillips MG 450 de potencial constante (tubo refrigerado por fluxo de óleo, com anodo de W, com inclinação de 30°), do Laboratório de Dosimetria do IF/USP. Com os valores de kVp e filtração adicional discriminados na Tabela 4-6, obteve-se os valores correspondentes de CSR, seguindo a metodologia recomendada na Norma IEC 1267³⁹, a partir de medidas de exposição feitas com uma câmara de ionização Radcal 10x5-1800 acoplada a um monitor Radcal 9015.

Para a determinação dos valores de CSR através dos espectros de raios X dos mesmos feixes, os dados originais, obtidos para uma distância de 4,8 m entre o fotodiodo e o ponto focal do tubo, foram corrigidos através do procedimento computacional descrito no Capítulo 3 e, em seguida, foi aplicada a metodologia descrita acima. Na Tabela 4-6 são comparados os resultados para a 1ª CSR de Al e coeficiente de homogeneidade (CH) obtidos a partir dos espectros experimental e teórico e com a câmara de ionização.

Tabela 4-6: Comparação entre os valores de CSR obtidos com uma câmara de ionização, através do espectro experimental e através do espectro teórico

Filtração adicional (mm Al)	kVp medido ^d (kV)	1ª. CSR (mm de Al)			C.H. ^e	
		C.I. ^a	E.Exp. ^b	E.TBC ^c	E.Exp. ^b	E.TBC ^c
0,75	50,15 ± 0,10	1,0	0,98	1,01	0,64	0,68
1,3	62,59 ± 0,12	1,5	1,45	1,48	0,63	0,66
1,6	73,32 ± 0,14	2,0	1,90	1,91	0,62	0,66
2,1	85,48 ± 0,18	2,5	2,56	2,55	0,63	0,66
2,1	98,12 ± 0,26	2,9	2,91	2,91	0,60	0,65
2,2	109,01 ± 0,30	3,3	3,31	3,30	0,59	0,65
2,3	118,72 ± 0,29	3,7	3,59	3,51	0,58	0,64
2,7	136,51 ± 0,63	4,5	4,70	4,61	0,61	0,66
3,0	164,38 ± 0,94	5,7	5,74	5,69	0,63	0,67

- CSR's calculadas a partir das medidas feitas com câmara de ionização.
- CSR's calculadas a partir dos espectros experimentais obtidos com fotodiodo S3071, após correção.
- CSR's obtidas a partir dos espectros gerados com o modelo TBC, para as mesmas condições experimentais.
- kVp's determinados a partir dos espectros medidos, conforme metodologia descrita anteriormente.
- Coefficiente de homogeneidade: $CH = 1^{\text{a}} \text{ CSR} / 2^{\text{a}} \text{ CSR}$

Verifica-se que os espectros experimentais corrigidos apresentam resultados compatíveis com as previsões do modelo TBC. As Figuras 4-11 e 4-12 mostram a boa concordância entre os espectros teóricos e experimentais obtidos com tensões de 50,15 e 109,01 kV. Na comparação dos valores de CSR experimentais, obtidos com a câmara de ionização e através do espectro, houve concordância dentro de até $\pm 0,2$ mm Al.

É possível, então, utilizar-se em laboratório a avaliação espectral como foi apresentada, para a caracterização acurada de feixes de tubos de raios X. Além disso, em função da boa concordância encontrada entre os valores de CSR apresentados na Tabela 4-6, pode-se propor a utilização do modelo semi-empírico de TBC como um método eficaz para se prever, em primeira aproximação, a filtração adicional necessária à correta configuração de um feixe para obter-se determinada qualidade. Com isto, é possível conseguir considerável redução no tempo necessário

para as medições, uma vez que uma primeira aproximação para a filtração adicional mais adequada pode ser obtida, por cálculo computacional, com bom grau de precisão.⁴⁸

Figura 4-11: Espectros teórico e experimental de um feixe de 50,15 kVp usados para a determinação da 1ª CSR e do Coeficiente de Homogeneidade

Figura 4-12: Espectros teórico e experimental de um feixe de 109,01 kVp usados para a determinação da 1ª CSR e do Coeficiente de Homogeneidade

CAPÍTULO 5. DISCUSSÃO

A resolução de um espectrômetro é um fator que varia consideravelmente conforme a qualidade dos componentes eletrônicos utilizados, principalmente o pré-amplificador, que constitui a maior fonte de ruído do sistema detector. Como foi apresentado no Capítulo 2, a resolução obtida com o pré-amplificador da eV Products é consideravelmente melhor que aquela obtida com o pré-amplificador da ORTEC, uma vez que o primeiro é constituído por um circuito híbrido e possui ganho maior do que o pré da ORTEC.

A melhora da resolução teve consequências na determinação da tensão de aceleração do tubo (kVp), como pode ser visto numa comparação entre as Tabelas 4-3 e 4-4, onde os resultados foram obtidos com os pré-amplificadores eV e ORTEC, respectivamente. A incerteza no valor final do kVp é cerca de 2,5 vezes menor para o espectrômetro de melhor resolução. Era de se esperar, portanto, que com o detector refrigerado, cuja resolução é da ordem de 300 eV, a incerteza final no valor da tensão seria ainda menor. Entretanto, foi constatado que isso não é completamente verdade.

Na Tabela 5-1 são mostrados os valores dos coeficientes das retas de calibração, com seus respectivos desvios, para três espectrômetros de resoluções diferentes. Também são mostrados os valores calculados do canal final do espectro e os valores correspondentes em kV, assim como o desvio percentual de cada um⁴⁹.

Tabela 5-1: Exemplos de propagação de erros na determinação da tensão aceleradora (kVp) através dos espectros experimentais medidos com três diferentes conjuntos detectores.

Detector	FWHM (keV) em 59,5412 keV	Coeficientes da curva de calibração ($C = m.E + b$)		Canal final do espectro C_{α} (canal)	Desvio (%)	kVp (kV)	Desvio (%)
		m (canal/keV)	b (canal)				
S3071 + ORTEC	4,49	$4,072 \pm 0,0014$	$4,358 \pm 0,064$	$229,99 \pm 0,28$	0,12	$55,41 \pm 0,10$	0,18
				$299,13 \pm 0,32$	0,11	$72,39 \pm 0,13$	0,18
				$379,80 \pm 0,44$	0,12	$92,20 \pm 0,17$	0,18
S3071 + eV	2,99	$4,85797 \pm 0,00064$	$5,511 \pm 0,019$	$294,03 \pm 0,26$	0,09	$60,375 \pm 0,066$	0,11
				$345,90 \pm 0,25$	0,07	$70,247 \pm 0,065$	0,09
				$443,07 \pm 0,29$	0,07	$90,070 \pm 0,083$	0,09
Amptek	0,40	$3,63306 \pm 0,00016$	$-1,7342 \pm 0,0026$	$205,90 \pm 0,23$	0,11	$57,148 \pm 0,063$	0,11
				$245,00 \pm 0,28$	0,11	$67,908 \pm 0,079$	0,12
				$315,06 \pm 0,35$	0,11	$87,198 \pm 0,097$	0,11

Esses valores mostram que, apesar do detector refrigerado possuir uma resolução muito melhor que os outros dois, este fato não contribuiu para uma melhor acurácia na determinação do kVp. Conclui-se daí que, para se obter melhor acurácia, será necessário aumentar o número de contagens do espectro medido e, portanto, melhorar sua estatística. Na metodologia desenvolvida e aplicada na determinação do kVp, foi estipulado que o espectro de interesse medido deveria ter, no mínimo, 200 contagens no pico de bremsstrahlung. Portanto, se aumentarmos esse número de contagens, a acurácia no valor do kVp deverá ser melhor. Em termos práticos, entretanto, um aumento significativo no número de contagens implica em maior demora na aquisição dos espectros, o que nem sempre é vantajoso.

Apesar da melhor resolução não contribuir significativamente na acurácia do kVp, ela, definitivamente, torna o processo de cálculo mais fácil. Isso porque a resolução afeta a forma do final do espectro, tornando-a mais deformada para resoluções piores. O espectrômetro refrigerado, portanto, permite a obtenção de espectros com a parte final mais inclinada, facilitando o cálculo das regressões lineares.

Outro aspecto deste trabalho que vale ressaltar é quanto a determinação da CSR através do espectro. Ao contrário da determinação do kVp, onde são usados os espectros brutos, a determinação da CSR só pode ser feita com os espectros corrigidos, o que dificulta o desenvolvimento de um tratamento estatístico adequado para o cálculo.

5.1. Futuras aplicações

Uma das vantagens de se obter a distribuição espectral de um feixe de raios X é que esta permite o cálculo de grandezas que variam com a energia, sem as aproximações costumeiras usadas quando se utilizam outros tipos de detectores. Um exemplo disto é o equivalente de dose ambiente, $H^*(d)$, definida pelo ICRU⁵⁰ como sendo o equivalente de dose que seria produzido por um campo expandido e alinhado na esfera ICRU a uma profundidade d , no raio oposto ao sentido do feixe de radiação incidente, que é a grandeza operacional adotada pela Portaria Ministerial 453 de 1998⁵¹ para a verificação da conformidade com os níveis de restrição de dose em monitoração de área. O conhecimento da distribuição espectral permite a conversão de unidades de kerma no ar (Gy), para Equivalente de dose ambiente (Sv), fazendo uso da curva de variação do equivalente de dose ambiente como uma função da energia, mostrada na Figura 5-1, ao invés do fator aproximado constante de 1,14 Sv/Gy, geralmente usado. A curva, tirada da

publicação ICRU 47, mostra a forte dependência do fator de conversão ($H^*(10)/K_{ar}$), com a energia na faixa abaixo dos 100 keV e, em especial, na faixa de energia utilizada em mamografia.

Figura 5-1: Equivalente de dose ambiente, $H^*(10)$, por unidade de kerma no ar, K_{ar} , como uma função da energia do fóton

Desta forma, uma aplicação do espectrômetro que vem sendo desenvolvida no Instituto de Eletrotécnica e Energia (IEE-USP) é a avaliação do equivalente de dose ambiente em instalações mamográficas através de espectros transmitidos pelas barreiras protetoras⁵², com a finalidade de se verificar a conformidade com os níveis de restrição impostos pela Portaria Ministerial 453⁵¹. Este tipo de avaliação é particularmente difícil de ser realizada através do levantamento radiométrico convencional devido às baixas energias envolvidas nos exames de mamografia e, além disso, não levam em conta a distribuição energética do feixe espalhado. Resultados preliminares mostraram que, o cálculo do equivalente de dose ambiente através da avaliação espectral pode ser realizado sem a utilização das aproximações numéricas usuais quando são utilizadas câmaras de ionização, resultando em valores bem distintos e mais próximos da realidade, quando se trata das baixas energias usadas em mamografia.

Outras aplicações do espectrômetro de raios X, tais como: caracterização de feixes padrão NIST e IEC e estudos de barreiras compostas por materiais comuns e especiais de construção, através do espectro transmitido, também já vêm sendo desenvolvidas.

CAPÍTULO 6. CONCLUSÃO

O estudo aqui descrito mostra que espectrômetros constituídos por fotodiodos PIN de Si permitem, de forma prática, a obtenção do espectro real de energias de feixes de radiação X, de modo a caracterizá-lo com precisão, desde que se proceda a correção dos espectros brutos levando em conta todos os fatores relativos à eficiência do detector. O programa de correção dos espectros brutos aqui apresentado – que considera a absorção de energia, total e parcial, o escape de fotoelétrons e a absorção de energia nos materiais entre a fonte de radiação e a camada sensível do detector – resultou em espectros experimentais que concordam com os espectros teóricos calculados através do modelo TBC.

Apesar do fato de que os espectrômetros operando a temperatura ambiente não possuem uma resolução tão boa quanto aqueles refrigerados por efeito Peltier, ela é suficiente para a maior parte das aplicações em equipamentos de radiodiagnóstico convencional. Entretanto, para ensaios relacionados a equipamentos de mamografia, onde uma boa resolução é imprescindível devido à emissão característica do Molibdênio, o espectrômetro refrigerado deve ser utilizado.

Em termos de aplicações, a metodologia proposta para determinação da tensão aplicada ao tubo, a partir da medida do espectro de raios X, foi aprovada pelo INMETRO (Instituto Nacional de Metrologia, Normalização e Qualidade Industrial), permitindo o credenciamento do laboratório do IEE-USP para a calibração de medidores de kVp invasivos e não-invasivos utilizando este método como padrão primário, uma vez que a calibração em energia do espectrômetro é feita usando fontes radioativas como padrão e o kVp é determinado através de uma avaliação estatística, apresentando desvios $\leq 0,7\%$. Além disso, a determinação do kVp, juntamente com a determinação da camada semi-redutora permite a caracterização dos feixes de radiação emitidos por uma unidade de radiodiagnóstico.

ANEXO A – CÁLCULO DO ESPECTRO TEÓRICO

Os espectros de raios X teóricos, usados para comparação com os espectros experimentais neste trabalho, foram calculados através de um programa desenvolvido por Paulo R. Costa utilizando o software MathCad 7.0. O programa é baseado no modelo semi-empírico proposto por Tucker e col.⁵³, conhecido por modelo TBC. O modelo original publicado por Tucker e col. permite o cálculo dos espectros de radiação gerados por transformadores de potencial constante. Costa³⁸ generalizou o modelo para todos os tipos de geradores utilizados em Radiologia, com retificações de um, dois, seis e doze pulsos, além dos geradores de potencial contante e os de alta frequência.

O modelo TBC apresenta uma formulação para o cálculo do espectro contínuo (baseada na teoria quântica da produção de bremsstrahlung) e outra para as linhas características emitidas pelo tubo de raios X. São considerados: o material do alvo, a geometria do anodo e a atenuação do feixe pelo próprio anodo, pela janela do tubo e pela filtração adicional. A equação proposta pelos autores para o Bremsstrahlung, é:

$$N^B(E)dE = \frac{\alpha \cdot r_e^2 \cdot Z^2}{A} \frac{dE}{E} \int_E^{T_0} \frac{B(E, T) \cdot (T + m_0 c^2)}{T} \cdot F(E, T) \cdot \left(\frac{1}{\rho} \frac{dT}{dx} \right)^{-1} dT \quad (19)$$

onde: α é a constante de estrutura fina; r_e é o raio clássico do elétron;

m_0 é a massa de repouso do elétron; c é a velocidade da luz;

Z e A são o número atômico efetivo e a massa dos átomos do alvo;

T_0 é a energia cinética inicial dos elétrons;

T é a energia cinética dos elétrons dentro do alvo;

E é a energia dos fótons produzidos na interação;

$(1/\rho)(dT/dx)$ é o poder de freamento por unidade de massa (*mass stopping power*) para o material do alvo;

B é uma função proporcional ao número de fótons produzidos por elétron incidente, parametrizada por Tucker e col.⁵³;

$F(E, T)$ é a fração de fótons que irão sair do alvo, portanto:

$$F(E, T) = \exp(-\mu(E) \cdot d) = \exp\left(-\mu(E) \cdot \frac{x}{\sin \theta}\right) = \exp\left(-\mu(E) \cdot \frac{(T_0^2 - T^2)}{\rho \cdot C \cdot \sin \theta}\right) \quad (20)$$

onde: μ é o coeficiente de atenuação linear do material do alvo;

θ é o ângulo de inclinação do alvo;

$C = (T_0^2 - T^2)/\rho x$ é a constante de Thomson-Whiddington

Para a probabilidade de emissão dos fótons característicos do alvo, o modelo considera uma distribuição parabólica que cai a zero quando a energia do elétron se iguala à energia de ligação da camada K (E_k). Esta distribuição aparece como uma função da distância x que o elétron viaja dentro do anodo e é dada por:

$$P\left(\frac{x}{R}\right) = \begin{cases} \left(\frac{3}{2}\right) \cdot \left[1 - \left(\frac{x}{R}\right)^2\right] & \text{para } x \leq R \\ 0 & \text{para } x > R \end{cases} \quad (21)$$

onde R é a distância na qual a energia cinética média dos elétrons se iguala a E_k . Usando esta função, a radiação característica pode ser calculada por:

$$N^C(E_i) = A_k \left(\frac{T_0}{E_k} - 1\right)^{n_k} f(E_i) \int_0^R P\left(\frac{x}{R}\right) \cdot e^{-\mu(E_i)x/\sin \theta} dx \quad (22)$$

onde A_k e n_k são parâmetros do modelo e $f(E_i)$ é a emissão fracional de raios X característicos com energia E_i .

O modelo TBC original permite o cálculo dos espectros de radiação gerados por transformadores de potencial constante. Costa generalizou o modelo para outros tipos de gerador, que possuam diferentes ondulações percentuais, chamadas de *ripple* e definidas como:

$$r = \frac{V_{\max} - V_{\min}}{V_{\max}} \cdot 100\% \quad (23)$$

onde $V_{\max}$ e $V_{\min}$ são os valores da tensão máxima e mínima da onda. Costa considerou a tensão aplicada ao tubo como uma função do tempo, dada pela equação:

$$V(t) = \frac{1}{f} \sum_{j=1}^f V_{\max} \left| \sin \left[\pi \left(12 \cdot 10^{-3} \cdot t - \frac{j-1}{f} \right) \right] \right| \quad (24)$$

onde f é um parâmetro que dependerá do número de pulsos por período (conforme o tipo de retificação desejado) e t é dado em milissegundos.

Assim, o modelo de TBC pode ser generalizado considerando-se o espectro de raios X primário instantâneo como uma função da tensão aplicada ao tubo, $V(t)$, num determinado intervalo de tempo t , ou seja,

$$N_p^\phi(E) = \sum_{t=0}^{t_{\exp}} N(E, V(t)) \quad (25)$$

A Figura A-1 mostra o efeito do ripple característico dos tipos de geradores nos espectros. Os espectros foram gerados a partir do programa desenvolvido por Costa.

Figura A-1: Simulação de espectros com tensão aplicada de 80 kV para os vários tipos de geradores, mostrando a influência do ripple na forma do espectro.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ¹ WEBSTER, E. W.; X Ray in Diagnostic Radiology, *Health Physics*, v. 69, n. 5, p. 610-635, 1995
- ² INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIATION UNITS AND MEASUREMENTS; *Physical Aspects of Irradiation*, National Bureau of Standards Handbook 85, 1964. (ICRU Report 10b)
- ³ EPP, E. R., WEISS, H.; Experimental Study of the Photon Energy Spectrum of Primary Diagnostic X-Rays, *Physics in Medicine and Biology*, v. 11, n. 2, p. 225-238, 1966
- ⁴ PEAPLE, L. H. J., BURT, A. K.; The Measurement of Spectra from X-Ray Machines, *Physics in Medicine and Biology*, v.14, n. 1, p. 73-85, 1969
- ⁵ ARDRAN, G. M., BURT, A. K., CROOKS, H. E., PEAPLE, L. H. J.; Comparison of a Radiographic Measurement of X-Ray Beam Quality With Spectral Measurements, *Br. J. Radiol.* , v. 42, p. 757-761, 1969
- ⁶ INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIATION UNITS AND MEASUREMENTS; *Radiation Dosimetry: X rays Generated at Potentials of 5 to 150 kV*, ICRU Publications, 1970. (ICRU Report 17)
- ⁷ ISRAEL, H. I., LIER, D. W., STORM, E.; Comparison of Detectors Used in Measurement of 10 to 300 keV X-Ray Spectra, *Nuclear Instruments and Methods*, v. 91, p. 141-157, 1971.
- ⁸ FEWELL, T. R., WEAVER, K. E.; The Measurement of Diagnostic X-Ray Spectra with a High Purity Germanium Spectrometer, *Proceedings of the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers*, v. 56 Medical X-Ray Photo-Optical Systems Evaluation, p. 9-18, 1974
- ⁹ FEWELL, T. R., SHUPING, R. E.; Photon Energy Distribution of Some Typical Diagnostic X-Ray Beams, *Medical Physics*, v. 4, no. 3, p. 187-197, 1977
- ¹⁰ SEUNTJENS, J., THIERENS, H., VAN DER PLAETSEN, A., SEGART, O.; Conversion Factor f for X-Ray beam Qualities, Specified by Peak Tube Potential and HVL Value, *Physics in Medicine and Biology*, v. 32, no. 5, p. 595-603, 1987
- ¹¹ SEELENTAG W. W.; PANZER W.; Stripping of X-ray Bremsstrahlung Spectra up to 300 kVp on a Desk Type Computer, *Physics in Medicine and Biology*, v. 24, n. 4, p. 767-780, 1979
- ¹² CHEN, C. S., DOI, K., VYBORNY, C., CHAN, H.-P., HOLJE, G.; Monte Carlo Simulation Studies of Detectors Used in the Measurement of Diagnostic X-ray Spectra, *Medical Physics*, v. 7, no. 6, p. 627-635, 1980
- ¹³ BIRCH, R., MARSHALL, M.; Computation of Bremsstrahlung X-ray Spectra and Comparison with a Ge(Li) Detector, *Physics in Medicine and Biology*, v. 24, no. 3, p. 505-517, 1979
- ¹⁴ NISHIZAWA, K., MAEKOSHI, H., KAMIYA, Y., KOBAYASHI, Y., OHARA, K., SAKUMA, S.; Alignment of X-ray Tube Focal Spots for Spectral Measurement, *Medical Physics*, v. 9, no. 2, p. 284-287, 1982
- ¹⁵ BECKER, P. H. B.; Espectrometria de Feixes de Raios X com Detector de Telureto de Cádmio e Zinco, *Tese de Mestrado*, Instituto Militar de Engenharia – Rio de Janeiro – RJ, 1997
- ¹⁶ KHUSAINOV, A. Kh., DUDIN, A. L., ILVES, A. G., MOROZOV, V. F., PUSTOVOIT, A. K., ARLT, R. D.; High Performance p-i-n CdTe and CdZnTe Detectors, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 428, p. 58-65, 1999
- ¹⁷ IWANCZYK, J. S., PATT, B. E., WANG, Y. J., KHUSAINOV, A. Kh.; Comparison of HgI₂, CdTe and Si (p-i-n) X –ray Detectors, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 380, p. 186-192, 1996

- ¹⁸ PANI, R., LAITANO, R. F., PELLEGRINI, R.; Diagnostic X-ray Spectra Measurements Using a Silicon Surface Barrier Detector, *Physics in Medicine and Biology*, v. 32, n. 9, p. 1135-1149, 1987
- ¹⁹ BILTON, C., HEDGES, S., HOBSON, P. R., IMRIE, D. C.; Low-cost Silicon Photodiodes for X-ray Detection, *J. Phys. E: Sci. Instrum.*, v. 21, p. 809-811, 1988
- ²⁰ GRAMSCH, E., LYNN, K. G., WEBER, M., DeCHILLO, B., McWILLIAMS, J. R.; Silicon PIN Photodetectors in High Resolution Nuclear Spectroscopy, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 311, p. 529-538, 1992
- ²¹ AOKI, K.; KOYAMA M.; Measurement of Diagnostic X-ray Spectra Using a Silicon Photodiode. *Medical Physics*, v. 16, n. 4, p. 529-536, 1989.
- ²² AOKI, K.; KOYAMA M.; A Silicon Diode in a Thimble-type Mount For Measurement of Diagnostic X-ray Spectra, *Physics in Medicine and Biology*, v. 35, n. 11, p. 1505-1517, 1990
- ²³ TERINI, R. A.; COSTA, P. R.; FURQUIM, T. A. C.; HERDADE, S. B.; Measurements of Discrete and Continuous X-ray Spectra with a Photodiode at Room Temperature, *Applied Radiation and Isotopes*, v. 50, p. 343-353, 1999.
- ²⁴ PANTAZIS, J.; HUBER, A.; OKUN, P.; New, High Performance Nuclear Spectroscopy System Using Si-PIN Diodes and CdTe Detectors, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, v. 41, n. 4, p. 1004-1008, 1994
- ²⁵ Photodiodes, 1991 Catalog, Hamamatsu Photonics
- ²⁶ Catalogo da Siemens
- ²⁷ NATIONAL INSTITUTE OF STANDARDS AND TECHNOLOGY (NIST), Physical Reference Data, *Página Eletrônica* <http://physics.nist.gov/PhysRefData/contents.html>
- ²⁸ HEIKES, R. R.; *Thermoelectricity: Science and Engineering*, Interscience Publishers, New York, 1961
- ²⁹ ZEMANSKY, M. W.; *Calor e Termodinâmica*, Editora Guanabara Dois, Rio de Janeiro, RJ, 5ª edição, 1978.
- ³⁰ IOFFE, A. F.; *Semiconductor Thermoelements and Thermoelectric Cooling*, Infosearch Limited, London, 1957
- ³¹ RS Data Sheet; Peltier effect heat pumps, RS Components, 1997
- ³² Operating Manual XR-100CR X-Ray Detector System, Amptek Inc.
- ³³ HUBER, A. C., PANTAZIS, J. A., JORDANOV, V.; High Performance, Thermoelectrically cooled X-Ray and Gamma Ray Detectors, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, v. 99, p. 665-668, 1995
- ³⁴ AGU, B. N. C., BURDET, T. A., MATSUKAWA, E.; The Transmission of Electrons Through Metallic Foils, *Proceedings of the Physical Society*, v. 72, p. 727-732, 1958
- ³⁵ SILVA, M. C., HERDADE, S. B., LAMMOGLIA, P., COSTA, P. R., TERINI, R. A.; Determination of the Voltage Applied to X-ray Tubes from the Bremsstrahlung Spectrum Obtained With a Silicon PIN Photodiode, *Medical Physics*, v. 27, n. 11, p. 2617-2623, 2000.
- ³⁶ WOLBARST, A. B.; *Physics of Radiology*, Appleton & Lange, 1993
- ³⁷ RANALO, F. N.; The Noninvasive Measurement of X-Ray Tube Potential, PhD Thesis, University of Wisconsin – Madison, 1993

- ³⁸ COSTA, P. R.; Modelo para a Determinação de Espessuras de Barreiras Protetoras em Salas para Radiologia Diagnóstica, *Tese de Doutorado*, Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares (IPEN), São Paulo, 1999.
- ³⁹ INTERNATIONAL ELECTROTECHNICAL COMMISSION. *Medical Diagnostic X-ray Equipment – Radiation Condition for Use in the Determination of Characteristics*. Genève, 1994 (IEC 1267)
- ⁴⁰ DAVISON, M., REEKIE, D.; Measurement of Peak Voltage of Diagnostic X-Ray Generators, *Physics in Medicine and Biology*, v. 13, n. 4, p. 643-651, 1968
- ⁴¹ ANDERSON, D. W., MOORE, G. J., LESTER, P. D.; Absolute kVp Calibration Using Characteristic X-Ray Yields, *Medical Physics*, v. 13, n. 5, p. 663-666, 1986.
- ⁴² DAVISON, M., LAW, J.; Measurement of the Voltage of Diagnostic X-ray Tubes Using K-characteristic Fluorescence, *Physics in Medicine and Biology*, v. 17, n. 4, p. 572-576, 1972.
- ⁴³ GIARRATANO, J. C., WAGGENER, R. G., HEVEZI, J. M., SHALEK, R. J.; Comparison of Voltage-Divider, Modified Ardran-Crooks Cassete, and Ge(Li) Spectrometer Methods to determine the Peak Kilovoltage (kVp) of Diagnostic X Ray Units, *Medical Physics*, v. 3, n. 3, p. 142-147, 1976.
- ⁴⁴ EISBERG, R., RESNICK, R.; *Física Quântica*, Ed. Campus Ltda., 1979
- ⁴⁵ HELENE, O. A. M., VANIN, V.R.; *Tratamento Estatístico de Dados em Física Experimental*, Ed Edgard Blücher, 1981
- ⁴⁶ BUSHONG, S. C.; *Radiologic Science for Technologists*, Mosby, St Louis, 1988
- ⁴⁷ TROUT, E. D., KELLEY, J. P., LUCAS A. C.; The Second Half-value Layer And The Homogeneity Coefficient, *Rad. Therapy & Nuclear Med*, v. 87, n. 3, 1962
- ⁴⁸ SILVA, M. C., HERDADE, S. B., LAMMOGLIA, P., COSTA, P. R., NERSSISSIAN, D. Y., PEREIRA, M. A., TERINI, R. A.; Determinação da Camada Semi-redutora (HVL) e do Potencial de Acionamento de Tubos de Diagnóstico (kVp) Através do Espectros de Raios X Obtido com Fotodiodo PIN, *Pôster apresentado na 51ª Reunião Anual da Sociedade Brasileira para o Progresso da Ciência (SBPC)*, Porto Alegre - RS, Julho/1999.
- ⁴⁹ SILVA, M. C.; HERDADE, S. B.; LAMMOGLIA, P.; COSTA, P. R.; TERINI, R. A.; Determination of the Potential Applied to X-Rays Tubes from the Bremsstrahlung Spectrum Obtained with a Silicon PIN Photodiode, *Pôster apresentado no World Congress on Medical Physics and Biomedical Engineering*, Chicago-Illinois, EUA, Julho/2000
- ⁵⁰ INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIATION UNITS AND MEASUREMENTS; *Measurement of Dose Equivalents from External Photon and Electron Radiations*, ICRU, Bethesda, MD, 1992. (ICRU Report 47)
- ⁵¹ PORTARIA 453 DO MINISTÉRIO DA SAÚDE, *Diretrizes de Proteção Radiológica em Radiodiagnóstico Médico e Odontológico*, Brasília, Diário Oficial da União de 02 de junho de 1998
- ⁵² FURQUIM, A. C., COSTA, P. R., PEREIRA, M. A. G., SILVA, M. C., TERINI, R. A., BELFER, A., ROSSI, C.; Avaliação de Doses Ambientais em Instalações Mamográficas Por Meio Dos Espectros Transmitidos por Barreiras, *Pôster apresentado na 30ª Jornada Paulista de Radiologia (JPR 2000)*, São Paulo, Abril/2000
- ⁵³ TUCKER, D. M., BARNES, G. T., CHAKRABORTY, D. P.; Semiempirical Model for Generating Tungsten Target X-ray Spectra, *Medical Physics*, v.18, n. 2, p. 211-218, 1991