Universidade de São Paulo

Instituto de Física

Espectroscopia de raios X utilizando o espalhamento Compton

Arlene Linke

Orientadora: Profa. Dra. Elisabeth Mateus Yoshimura

Dissertação de Mestrado apresentada ao
Instituto de Física da Universidade de São
Paulo para a obtenção do título de Mestre em
Ciências.

Comissão Examinadora:

Profa. Dra. Elisabeth Mateus Yoshimura (IFUSP)

Prof. Dr. Mauricio Moralles (IPEN)

Profa. Dra. Maria Cecília Bueno Tobias (IPEN)

São Paulo
2008

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

Linke, Arlene

Espectroscopia de raios x utilizando o espalhamento
compton – São Paulo - 2008

Dissertação – Universidade de São Paulo.
Instituto de Física. Departamento de Física Nuclear

Orientador: Profa Dra Elizabeth Mateus Yoshimura
Área de Concentração: Física

Unitermos: 1. Física; 2. Física Experimental; 3. Física
Médica; 4. Radiologia.

USP/IF/SBI-063/2008

Agradecimentos

A Deus; por ter me gerado, esperado, resgatado e restaurado.

Aos meus pais, Irene e Arlando, pelo esforço, carinho, compreensão, incentivo e por nunca permitirem que eu desistisse dos meus sonhos. A vocês o meu eterno amor.

À família Turchiello: Ênio (in memoriam), Lourdes, Grazieli, Gabrieli e Mariana. Vocês são parte da minha história e muito me ensinam ao longo dessas décadas. Amo vocês!

Ao Prof Silvio Bruni Herdade pela confiança, paciência, ensinamentos e carinho ao longo desses anos.

Ao Prof Ricardo Terini pelas muitas contribuições ao meu trabalho e suporte durante a pesquisa.

A Roseli Kunzel pelo apoio e amizade. Sinto muitas saudades de nossas conversas...

Às pessoas que fizeram parte da minha trajetória acadêmica: Prof. Dra. Ana Maria Marques da Silva; Néelson Mendes Alves; aos amigos do antigo Setor de Processamento de Imagens Médicas (SPIM), do Setor de Radiologia e do Setor de Física Médica do Hospital Universitário de Santa Maria (HUSM), funcionários do Instituto de Eletrotécnica e Energia da USP (IEE-USP), em especial aos do Setor de Aplicações Médico-Hospitalares: Denise, Márcio, Marcão e Barbosa.

Frã e Eber ... o que teria sido de mim sem vocês nesses anos???? Muito obrigado pelos vários “galhos quebrados”, por sempre me lembrarem das matrículas, pelas risadas, por alguns almoços no bandex, algumas tardes de sol na piscina do CEPEUSP (hehehehehehe) e pela amizade que foi gerada. Sem dúvida alguma essa dissertação é 50% obra de vocês. Muuuuuuuuito obrigado!

Aos amigos verdadeiros, pedras preciosas em minha vida e pilstras de sustentação em todos os momentos, suportando a distância e amenizando a saudade do meu pago.

Aos companheiros de república/CRUSP: Mimi, Marina, Rose, Montanha e Jairo (Quiiiiiiiiiiiiiick!!!!)... sem a amizade de vocês essa trajetória não teria sido tão divertida! Sem dúvidas, formamos uma família abagualada.

Patty e Bru: Obrigado por serem o instrumento de Deus na minha nova vida. Amo vocês!

Itacy e João: “Eis que estabeleço a minha aliança convosco, e com vossa descendência” (Gn 9:9); “Teu povo é o meu povo, teu Deus é o meu Deus” (Rt 1:16). Obrigada pela fidelidade, amizade, amor e confiança. Pelas orações, pelo ministério e pelas ministrações. Por serem a minha família em Cristo.

Célula! Obrigada meninas pelo amor, companheirismo e as muitas risadas. Deus abençoe vocês pela dedicação e genuíno amor. Por me ensinarem a ser mãe (quem manda ser a mais velha sempre hehehe) e também uma criança grande. Amo cada uma.

Mamys Bete, obrigada por cada puxão de orelha e por me ensinar a trabalhar de forma honesta e correta. Pelas brincadeiras e por estar perto de mim, me transmitindo segurança. Ah...e pela família toda que eu acabei adotando. Você sabe, eu sou folgada!

Chefes: Regina, Silvana, Leila e Tereza; meu muito obrigado pela compreensão e incentivo durante esse tempo.

Bete Yoshimura, muito obrigada por me adotar no fim desse caminho e pela paciência, cuidado, carinho, disposição, dicas por tudo, sou muito grata a você. É muito gostoso trabalhar com você, o pouco já mostrou muito.

A você que está lendo ... que Deus te abençoe e te encha da Sua sabedoria te capacitando em todas as áreas da tua vida.

“E todo aquele que tiver deixado casas, ou irmãos, ou irmãs, ou pai, ou mãe, ou filhos, ou campos, por causa do Meu nome, receberá muitas vezes mais e herdará a vida eterna.”

(Mt 19:29)

*Aos meus pais:
Irene de Oliveira Linke e
Arlando Linke (in memoriam)*

*“Para entender a sabedoria e o ensino;
Para entender as palavras de inteligência;
Para obter o ensino do bom proceder,
A justiça, o juízo e a equidade;
Para dar aos simples prudência
E aos jovens, conhecimento e bom siso.
Ouça o sábio e cresça em prudência;
E o instruído adquira habilidade
Para entender provérbios e parábolas,
As palavras e enigmas dos sábios.
O temor do Senhor é o princípio do saber,
Mas os loucos desprezam
a sabedoria e o ensino.”*

(Pv 1:2-7)

Resumo

O estudo do espectro de raios X é importante para prever a qualidade da imagem em sistemas radiográficos. Nesse trabalho usamos um detector semicondutor CdTe para medir os espectros de raios X na faixa de 25 a 120 kVp. Esse detector é pequeno e fácil de ser transportado. As medidas feitas diretamente do tubo de raios X não são aconselháveis devido à alta taxa de fluência que estão acima dos limites de detecção dos detectores usuais e podem causar armadilhamento de carga no detector CdTe. A alternativa é medir os fótons espalhados a 90° a partir de um pequeno objeto espalhador, no nosso caso um cilindro de lucite (PMMA). A partir do espectro espalhado, corrigido para tempo morto e eficiência, e calibrado em energia, efetuamos correções para o ângulo de espalhamento e espalhamento coerente (somente para baixas energias). Só então o formalismo de Klein-Nishina para as seções de choque do efeito Compton é aplicado aos espectros, resultando nos espectros primários. Para energia de 120 kVp foi medido um espectro do feixe direto e comparado com o obtido através do espectro espalhado para mesma energia. Para o mesmo feixe, a camada semi-redutora foi avaliada experimentalmente e com o espectro obtido por espalhamento Compton, obtendo-se boa concordância. Observamos na curva de eficiência uma descontinuidade, prevista teoricamente e também observada por outros autores, que deforma o espectro corrigido. Foi aplicado um ajuste polinomial a essa curva, suavizando os espectros obtidos e não alterando sua forma. Os resultados foram satisfatórios e validaram o formalismo apresentado por outros autores, utilizando detectores distintos.

Abstract

The analysis of x-ray spectra is important to predict image quality in radiographic systems. In this work we used a semiconductor CdTe detector to measure x-ray spectra with a CdTe detector, in the range from 25 to 120 kVp. The CdTe detector is small and portable. The measurements done directly in the primary X rays beam can be difficult because of the high photon fluence rates that cause significant detector photon pile up, and can cause charge trapping in the CdTe. The alternative is to measure the photons scattered at 90° by a small scattering object, in our case a Lucite cylinder (PMMA). Starting from the scattered spectrum, corrected to dead time and efficiency and calibrated in energy, we made corrections for the scattering angle and coherent scattering (only at low energies). After that, the Klein Nishina cross section for Compton scattering are applied to the spectra, resulting in the primary spectra. For the 120 kVp beam a spectrum of the direct beam was measured and compared to the one obtained it through the scattered spectrum for the same energy. The half value layer of the same spectrum was determined experimentally and through the calculated spectrum, and the agreement was very good. The efficiency curve presents a discontinuity, also observed by other authors and predicted theoretically, that deforms the corrected spectrum. A polynomial fitting was adjusted to the efficiency curve, smoothing the corrected spectra without and not altering its form. The results were satisfactory and they validated the methodology presented by other authors, using different detectors.

Sumário

1.Introdução	2
1.1 Objetivos.....	4
2.Materiais e Métodos	6
2.1Materiais	6
2.1.1 Espectrômetro.....	6
2.1.2 Fontes Radioativas.....	9
2.1.3 Equipamento de Raios-X.....	9
2.2 Metodologia.....	11
2.2.1 Espalhamento Compton (Espalhamento Incoerente)	11
2.2.2 Espectros de Energia supondo ângulo de espalhamento 90^0	14
2.2.3 Espalhamento coerente	15
2.2.4 Calibração do detector	19
2.2.5 Eficiência do Detector	22
2.2.6 Resolução dos Picos de Energia (FWHM)	29
2.2.7 Alinhamento	30
2.2.8 Área do feixe	32
2.2.9 Determinação da Energia Máxima ($E_{máx}$) e Energia Máxima Espalhada ($E'_{máx}$)	33
2.2.10 Determinação do Ângulo de Espalhamento	36
2.2.11 Determinação do Espectro de Energia do Feixe Primário.....	37
2.2.12 Correção dos Espectros	40
2.2.13 Camada Semi-Redutora (CSR).....	42
3. Resultados	45
3.1 Detector	45
3.1.1 Ângulo Sólido.....	45
3.1.2 Calibração	45
3.1.3 Resolução	49
3.1.4 Eficiência	51
3.1.5 Espectros Primários	60
3.2 Estudo do Espalhamento Coerente	69
3.3 Camada Semi-Redutora.....	70
4.Discussão e Conclusão	71
6.Bibliografia.....	74

1.Introdução

Em radiologia diagnóstica o conhecimento da forma espectral nas diversas faixas de energia é o método mais completo de se conhecer as características de um feixe de raios-X, que pode ser usado para minimizar a dose recebida pelo paciente e garantir uma imagem de boa resolução para análise clínica. Nem sempre esse processo de medição pode ser feito de forma rápida e prática, principalmente em casos onde a alta intensidade de radiação emitida pelo equipamento não é suportada pelo detector do espectrômetro. Um recurso para diminuir a intensidade da radiação correspondente ao feixe primário constitui na medição da radiação espalhada por um objeto pequeno localizado no feixe primário, próximo ao tubo, numa direção formando um ângulo de 90^0 com a direção desse feixe. A radiação espalhada é várias ordens de grandeza menos intensa do que a do feixe primário, permitindo um funcionamento adequado do detector, que é localizado a uma pequena distância do objeto espalhador. Na faixa de energia de 20-150 keV, o espalhamento por um objeto de baixo número atômico é dominado pela componente inelástica – espalhamento Compton. O espectro primário é obtido a partir da medição do espectro espalhado, aplicando a ele o formalismo do efeito Compton.

A análise dos espectros de raios X é muito importante para o controle de qualidade e garantia de qualidade em sistemas de radiodiagnóstico médico. Yaffe et al.¹ cita estudos com detectores de cintilação² (NaI (TI)), com baixa resolução em energia e com o espectrômetro de germânio hiper puro (HP-Ge), com excelente resolução em energia. Por outro lado, Maeda et al.³ ratifica a dificuldade de uso desse tipo de detector, pois há necessidade de um sistema criogênico com nitrogênio líquido, fazendo com que se torne volumoso e caro dificultando o seu transporte e uso em trabalhos de campo. Isso gerou a necessidade de se criar um sistema mais simples e de fácil remoção, surgindo os detectores semicondutores (CdTe e CdZnTe). Em seu trabalho Maeda et al, usa o detector semicondutor Schottky de alta resolução CdTe.

Os detectores de telureto de cádmio (CdTe) têm alta eficiência de absorção para raios X e se tornam problemáticos a altas taxas de contagens.

Isso pode ser suavizado com o uso de colimadores, por exemplo. Esse tipo de detector não pode ser utilizado em algumas situações clínicas devido ao armadilhamento de cargas e perda de contagens. Para suavizar esse efeito, o detector deve ser posicionado a uma grande distância (vários metros) do tubo de raios X e a corrente anódica deve ser reduzida a menos de 1mA. Essas condições podem ser facilmente aplicadas em laboratórios de ensaios e pesquisa, mas em condições clínicas se torna impraticável, como, por exemplo, em mamografia onde a distância entre o tubo de raios X e o receptor de imagens é cerca de 60 cm, impedindo a localização do detector para uma distância maior.

Yaffe et al¹ e Matscheko et al⁴ mediram espectros de tubos raios X diagnóstico, usando o método de espalhamento Compton, para ângulos de espalhamento de 90°. O arranjo experimental⁵, utilizando essa metodologia, é divulgado amplamente na literatura⁶, diferindo apenas com no tipo de detector utilizado em cada estudo.

Nesse trabalho seguiremos a metodologia do espalhamento Compton, empregada no trabalho de Yaffe et al¹, para a aquisição de espectros gerados por um tubo de raios X de potencial constante da fabricante Philips, pertencente ao Instituto de Eletrotécnica e Energia da Universidade de São Paulo (IEE-USP), e o detector utilizado nas medições é de Telureto de Cádmio (CdTe) da fabricante Amptek.

A leitura e o tratamento desses dados foram realizadas através do uso de programas computacionais, em sua maioria desenvolvidos em linguagem MathCad. Alguns programas já existentes sofreram algumas adaptações para o tipo de detector e condições de aquisição dos dados, como, por exemplo, as distâncias entre o ponto focal do tubo de raios X e o objeto espalhador. Para o tratamento de conversão do espectro espalhado em primário foi desenvolvida uma rotina específica, em linguagem MathCad.

A análise desse trabalho foi dividida em três partes. A primeira refere-se ao estudo do detector, com a determinação das curvas de calibração, eficiência e resolução; e fatores determinados pela irradiação como o ângulo sólido e área irradiada.

A segunda parte consiste na aquisição do espectro espalhado bruto e o espectro da radiação de fundo (background). É realizada a correção para o

tempo morto e o espectro de background é subtraído do espectro bruto resultando em um espectro denominado líquido em contagens *versus* canal. Esse espectro é calibrado em função da energia e posteriormente corrigido para eficiência, resultando em um espectro espalhado corrigido para um ângulo próximo ao de 90^0 em contagens/s *versus* energia espalhada.

Na terceira e última parte, os espectro espalhado é corrigido em função do ângulo de espalhamento e em função da energia primária através do formalismo Compton, obtendo-se ao fim um espectro em fótons/s *versus* energia. Aplicamos a esse espectro o formalismo desenvolvido por Klein-Nishina e chegamos a taxa de fluência, ou espectro primário, em fótons/cm².s *versus* energia primária. Para espectros com energia igual ou menor que 35 kVp, corrige-se o espectro para o espalhamento coerente antes de se obter o espectro primário.

1.1 Objetivos

Esse trabalho tem como objetivos:

- ✓ A criação de uma rotina, capaz de resolver o espalhamento Compton e converter os espectros espalhados adquiridos em espectros primários, utilizando a metodologia desenvolvida no trabalho de Yaffe et al com os devidos ajustes para o material espalhador escolhido.
- ✓ Estudar o comportamento do detector para esse tipo de medida, bem como as curvas de eficiência e resolução para o detector CdTe.
- ✓ Estudar a respeito do espalhamento coerente e a influência do mesmo sobre os espectros de baixa energia, comparando os espectros obtidos considerando ou não a correção de espalhamento coerente.
- ✓ Obter os fatores de calibração K do detector, razão entre o número de pulsos produzidos pelo detector e o número de fótons/cm² incidentes no objeto espalhador, a partir da metodologia Compton.

- ✓ Catalogar os espectros espalhados
- ✓ Catalogar os espectros primários calculados
- ✓ Validar a metodologia Compton, comparando um espectro medido diretamente do tubo de raios X com um calculado pelo formalismo Compton/Klein-Nishina.

2. Materiais e Métodos

2.1 Materiais

2.1.1 Espectrômetro

O espectrômetro é um sistema constituído por:

Detector diodo de Telureto de Cádmio (CdTe) da Amptek⁷, modelo XR - 100T (figura1), com dimensões 3x3x1 (mm) e que resulta em uma área de boa resolução espacial, com janela de Berílio (Be) de 10 milésimos de polegadas (250 μm), refrigerado termelétricamente com células Peltier até -30°C . Possui um elevado número atômico ($Z=48$ para o Cd e $Z=52$ para o Te) e cristal de densidade $5,86 \text{ g/cm}^3$ o que resulta em uma alta eficiência de detecção para raios X diagnósticos.

Fonte de alimentação e amplificador Amptek, modelo PX2T (com dimensões 15,3 x 15,3 x 8,9 (cm)), um sistema de corrente alternada, que funciona nas tensões 110/250 VAC ou 50/60 Hz, mais um amplificador que dá forma aos pulsos elétricos captados na aquisição de espectros. É também nesse sistema que são discriminados os valores de ganho, temperatura e o uso, ou não, do circuito de *Rise Time Discrimination* (RTD), que é um sistema interno que discrimina o tempo dos pulsos com tempos de subida elevados, que podem gerar caudas nos picos de energia, deformando a forma espectral esperada. A saída do PX2T pode ser conectada diretamente a um analisador multicanal (MCA).

Figura 1 – Detector da Amptek, modelo XR – 100T e fonte de alimentação/amplificador Amptek, modelo PX2T

Analizador multicanal MCA 8000A, de dimensões de 165 x 71 x 20 mm, é um sistema compacto e de alto desempenho, capaz de discriminar o tempo real de contagem, nos permitir ajustar o número de canais e medir até $4,29 \times 10^9$ contagens/canal. Os espectros são acumulados na sua memória permanente e posteriormente transferidos por um microcontrolador. Esses espectros serão lidos no computador através de um programa compatível, como o PMCA. Nessa pesquisa, trabalhamos com 2048 canais.

Kit de colimadores da Amptek (figura2). O kit consiste de colimadores em forma de discos e serve para colimar o feixe primário de raios-X, reduzindo o fluxo de raios-X que chega ao detector. O kit pode acomodar até dois colimadores de tungstênio que são colocados pelo colimador do detector (nariz). São sete os tipos de colimadores de tungstênio, com diferentes tamanhos de aberturas, permitindo uma ampla abrangência do uso. O kit consiste de:

- Colimador do detector (nariz) produzido no IEE-USP.
- Opcionais: laser, tripé, estrutura de apoio para o objeto espalhador, suporte para filtro.
- Sete colimadores em forma de disco de tungstênio (W) (tabela 1)

Colimador	Espessura (mm)	Abertura (μm)
1	1	25
2	1	50
3	2	100
4	2	200
5	2	400
6	2	1000
7	2	2000

Tabela 1 – Tabela dos colimadores de tungstênio com dimensões de espessura e abertura

O colimador de tungstênio usado nas medições foi o de número 7, medindo 15,9mm de diâmetro, 2mm de espessura e 2mm de abertura do orifício central.

Há também espaçador/colimador que ocupa o espaço entre o colimador de tungstênio e a entrada do feixe. O utilizado nesse trabalho é o de cobre revestido de chumbo com abertura de 3mm e comprimento de 39,5mm, fabricado no Instituto de Eletrotécnica e Energia da USP (IEE-USP). A figura 3 mostra a montagem dos colimadores no detector.

Figura 2 – Alguns dos colimadores do Kit de colimadores Amptek.

Figura 3 – Esquema de montagem dos colimadores

Microcomputador para compilar os dados adquiridos em forma de espectros, utilizando o software PMCA⁸ (figura 4). Com esse software é possível ajustarmos parâmetros do MCA 8000A, obtermos informações características do espectro, bem como fazer sobreposição de espectros.

Figura 4 – Tela principal do software PMCA

Tripés, da marca Torn, foram utilizados como suporte do detector de Telureto de Cádmio (CdTe) da Amptek, modelo XR-100T, na realização das medidas de espectros de fonte utilizadas para a calibração do detector,

assim como suporte do detector e objeto espalhador nas medidas do feixe primário.

Um cilindro de lucite ($C_5H_8O_2$ - PMMA) de 6,0 mm de diâmetro e 19,6 cm de altura foi usado como objeto espalhador.

2.1.2 Fontes Radioativas

As fontes foram fabricadas pela AEA Technology QSA GmbH, calibradas pelo PTB⁹ (Alemanha). As fontes utilizadas para a calibração do detector (tabela 2) estão cobertas com uma fina camada de epóxy.

Fonte Radioativa	$T_{1/2}$ (anos)	Data de Fabricação - local	A_0 (kBq)
$^{241}\text{Am}^{10}$	432,6 (3%)	01/06/1999 - Alemanha	396
$^{133}\text{Ba}^{11}$	10,540 (3%)	01/06/1999 - Alemanha	432

Tabela 2 – Características das fontes radioativas utilizadas nesse estudo.

2.1.3 Equipamento de Raios-X

As medições foram realizadas em um equipamento de raios-X Industrial Philips de potencial constante, modelo MG-325 (figura 5), pertencente ao Instituto de Eletrotécnica e Energia da Universidade de São Paulo (IEE-USP), com os seguintes componentes:

- Unidade de controle modelo MGC 40
- Tubo modelo MCN 323, com anodo fixo de tungstênio, inclinado a 22 graus, refrigerado a óleo, filtros de 4mm Be + 3 mm Al (opcional)
- A tensão pode ser variada entre 15 e 320 kV
- A corrente anódica pode variar entre zero e 45mA, neste trabalho foi utilizada variando de 0,5 a 22,5 mA
- O ponto focal utilizado foi o de 4,0 mm, lembrando que o aparelho possui pontos focais de 1,2 mm (0,96 kW) e de 4 mm (4,2 kW)

Figura 5 – Equipamento industrial de raios X Philips pertencente ao IEE/USP

O colimador do tubo de raios X, equipamento MG 325 da Philips, utilizado nas medições foi o de nº 4, diâmetro externo de 86,8mm, composto de chumbo e revestido por aço inoxidável, com abertura em forma de tronco de cone, de diâmetros 6,6 mm e 5,6mm nas bases maior e menor respectivamente e 16,5mm de espessura.

Nas medidas realizadas, no IEE/USP, utilizou-se de filtração adicional no tubo de raios X, tais como:

- Filtros de Mo, com 99,99% de pureza, da fabricante Goodfellow, com espessura de 0,01 mm e área nominal de 5x5 cm².
- Filtros de alumínio com 99% de pureza, da Nuclear Associates e Radcal Corporation, com espessuras que variam de 0,05 a 0,1 mm e área nominal de 10x10 cm².

As medidas foram realizadas para os feixes com os parâmetros da tabela 3, com as devidas filtrações, ganho de 1.0, RTD sempre ligado e objeto espalhador de 6mm.

Energia (keV)	Corrente (mA)	Tempo (min)	Filtração (mm)
25	22,50	50	0,04 Mo
30	22,50	30	0,04 Mo
35	10,00	30	0,04 Mo
60	9,00	4	2,5 Al
80	4,50	15	2,5 Al
100	2,00	10	2,5 Al
120	5,00	15	2,5 Al

Tabela 3 – Parâmetros de medidas em laboratório

2.2 Metodologia

2.2.1 Espalhamento Compton (Espalhamento Incoerente)

Em 1922, Arthur Compton mediu pela primeira vez o espalhamento fóton-elétron. Compton comprovou que um feixe de raios X monocromático poderia ser espalhado e o espalhamento se dividiria em duas componentes, supondo a colisão elástica, entre um fóton e um elétron livre, com conservação de momento e energia, seguindo a teoria de Einstein, que diz que os raios X se comportam como ondas eletromagnéticas e como partículas que se propagam com energia $h\nu$ e momento $h\nu/c$. A energia do fóton incidente será a soma das energias do fóton espalhado e do elétron Compton¹²;

$$E = E' + E_e \quad (1)$$

Definimos as energias por E = energia do fóton incidente E' e E_e as energias de espalhamento e do elétron.

Um esquema de como supomos que o efeito de espalhamento Compton aconteça é mostrado na figura-6.

Figura 6 – Esquema do espalhamento Compton

Para a conservação de momento e energia, as energias do fóton emitido e o elétron são relacionados aos ângulos nos quais são emitidos.

Com a colisão, o fóton espalhado se moverá em uma direção diferente do fóton incidente. Para que o momento seja conservado, o elétron que desvia

o fóton incidente deve absorver um momento igual à diferença vetorial entre os momentos do fóton incidente e do espalhado. O elétron, com o qual o fóton incidente colidiu, então fica com parte da energia do fóton incidente. O fóton espalhado fica com uma energia menor e um comprimento de onda maior do que o fóton incidente.

A energia do fóton espalhado é determinada conforme equação 2;

$$E' = \left(\frac{E}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \right) \quad (2)$$

onde: θ é o ângulo de espalhamento do fóton espalhado e $\alpha \equiv \frac{E}{m_0 c^2}$;

Substituindo o valor de E' da equação 2 na equação 1, determinamos a energia do elétron espalhado, conforme equação 3.

$$E' = E \left(1 - \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \right) \quad (3)$$

e os dois ângulos são relacionados por:

$$\tan \phi = \frac{1}{\left(1 + \alpha \tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right)} \quad (4)$$

onde Φ é o ângulo de espalhamento do elétron espalhado e θ , como definido anteriormente, ângulo de espalhamento do fóton espalhado em relação ao incidente.

Para pequenos ângulos de espalhamento a energia do elétron tende a zero e do fóton espalhado tende a ser de mesma energia que o fóton incidente. Para ângulos de espalhamentos de 180° o fóton espalhado tem a menor energia possível para espalhamento Compton, mas ainda significativa, podendo ser escrita como na equação 5:

$$E' = E / (1 + 2\alpha) \quad (5)$$

Um exemplo de como a energia e o ângulo estão relacionados pode ser verificado na tabela 4, a qual mostra E' como uma função de θ para algumas energias de fótons primários.

Ângulo (graus)	Energia do fóton espalhado (keV)				
	E=10	E=100	E=300	E=1000	E=3000
0	10,0	100	300	1000	3000
2	10,0	100	300	999	2989
5	10	99,9	299	993	2934
10	10	99,7	297	971	2754
22,5	9,99	98,5	287	871	2074
45	9,94	94,6	256	636	1103
67,5	9,88	89,2	220	453	649
90	9,80	83,6	189	338	437
112,5	9,73	78,7	166	270	329
135	9,67	74,9	150	230	272
157,5	9,63	72,6	141	210	244
180	9,62	71,8	138	204	235

Tabela 4 – Relação ângulo-energia do fóton espalhado por efeito Compton

Quanto maior o ângulo maior será a diferença de comprimento de onda ($\Delta\lambda$) entre o fóton espalhado e o fóton primário. Quando o ângulo da radiação incidente com a espalhada é de 90° , a variação do comprimento de onda é igual a $\frac{h}{m_0c} = 0,00243\text{nm}$, independentemente do comprimento de onda do feixe primário e do objeto espalhador.

O coeficiente de atenuação linear (cm^{-1}) a partir do espalhamento Compton é determinado pela expressão:

$$\mu = \sigma \cdot \rho \cdot \text{Na}/M \quad (6)$$

onde σ é a probabilidade que um feixe de raios X seja atenuado por espalhamento Compton, determinado em cm^2 . A multiplicação da probabilidade σ pela densidade volumétrica (cm^{-3}), $\rho \cdot \text{Na}/M$, caracteriza o coeficiente de atenuação linear.

A distribuição angular do espalhamento é dada através da fórmula de Klein-Nishina (equação 7) para seção de choque diferencial de espalhamento $d\sigma/d\Omega$ por elétron do meio.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Zr_0^2 \left(\frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right)^2 \left(\frac{1 + \cos^2\theta}{2} \right) \left(1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{(1 + \cos^2\theta)[1 + \alpha(1 - \cos\theta)]} \right) \quad (7)$$

onde $\alpha \equiv \frac{E}{m_0 c^2}$ e r_0 o raio clássico do elétron.

2.2.2 Espectros de Energia supondo ângulo de espalhamento 90°

Os espectros apresentados nas figuras 7.a, 7.b e 7.c são espectros espalhados medidos comparados com os primários que esperamos obter com ângulo de espalhamento de 90° , normalizados para o mesmo número de contagens máximo. Experimentalmente, chegamos muito próximo desse ângulo, logo os resultados apresentados devem ser próximos a esses esperados.

a)

b)

c)

Figura 7 – (a) Espectro para 25kVp, com filtração de 0,04 mm Mo, (b) Espectro para 60kVp com filtração de 2,5 mm Al , (c) Espectro para 120 kVp com filtração de 2,5 mm Al. Em todos os espectros o objeto espalhador é de 6 mm e o RTD está ligado. Linha tracejada azul = espectro primário; linha vermelha = espectro secundário. Espectros sem correções, supondo um ângulo de espalhamento de 90° , não levando em conta as intensidades relativas.

2.2.3 Espalhamento coerente

Para baixas energias (25 – 35 kVp) a probabilidade de ocorrer o espalhamento coerente é maior, e as energias dos fótons incidente e espalhado (Compton ou Elástico) são praticamente iguais (figura 8). Assim, é importante o estudo do espalhamento coerente presente na radiação espalhada detectada para esses feixes.

Figura 8 – Espalhamento coerente, não há elétron espalhado, somente o desvio do fóton incidente. As energias do fóton incidente e espalhado são praticamente as mesmas.

O número de fótons espalhados a um ângulo Θ , incidentes no detector que subtende um ângulo sólido $d\Omega$ é dado por:

$$N_{d,exp} = N_{d,coh}(E) + N_{d,inc}(E') \quad (8)$$

onde:

$N_{d,coh}$ = número de fótons espalhados coerentemente (espalhamento elástico ou Rayleigh)

$N_{d,inc}$ = número de fótons espalhados incoerentemente (espalhamento inelástico ou Compton)

A razão $N_{d,inc} / N_{d,coh}$ é dada por:

$$\frac{N_{d,inc}(E')}{N_{d,coh}(E)} = \frac{\left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{inc}}{\left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{coh}} \cdot \frac{F_{inc}(E, E', t)}{F_{coh}(E, t)} \quad (9)$$

onde:

$$\frac{d\sigma_{coh}}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \cdot (1 + \cos^2 \theta) \cdot [\mathfrak{I}(\chi, Z)]^2 m^2 / \text{elétron} \cdot sr \quad (10)$$

sendo:

$r_0 = 2,81794 \cdot 10^{-15}$ m = raio clássico do elétron;

Θ = ângulo de espalhamento;

Z = número atômico;

$$\chi = \frac{\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}{\lambda} = \frac{E(keV)}{1,239852} \cdot \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) nm^{-1} \quad (11)$$

é o momento transferido na interação;

λ = comprimento de onda do fóton (nm);

$\mathfrak{S}(\chi, Z)$ = fator de forma atômico (Hubbell¹³);

Para um composto ou molécula¹⁴.

$$[\mathfrak{S}(\chi, Z)]_{molec}^2 = \sum_i n_i \cdot \mathfrak{S}^2(\chi, Z_i) \quad (12)$$

n_i = fração de átomos do tipo i na molécula.

Como, por exemplo, o lucite (C₅H₈O₂):

$$\mathfrak{S}^2(\chi, Z) = 0,5998 \cdot (\mathfrak{S}_C)^2 + 0,3196 \cdot (\mathfrak{S}_O)^2 + 0,0806 \cdot (\mathfrak{S}_H)^2 \quad (13)$$

e os fatores de atenuação no objeto espalhador,

$$F_{coh}(E, t) = \frac{1}{2 \cdot \mu \cdot t} \cdot (1 - e^{-2\mu t}) \quad (14)$$

sendo:

μ = coeficiente de atenuação linear relativo a E;

t = espessura efetiva do espalhador

No caso de um espalhador cilíndrico⁵:

$$t = \frac{16 \cdot r}{3\pi} \quad (15)$$

onde r é o raio do cilindro.

$$\frac{d\sigma_{inc}}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \cdot (1 + \cos^2 \theta) \cdot \mathfrak{S}_{KN} \cdot S(\chi, Z) \quad m^2 / elétron \cdot sr \quad (16)$$

onde:

$S(\chi, Z)$ = função de correção para o efeito da energia de ligação dos elétrons no átomo, no espalhamento Compton.

e

$$\mathfrak{S}_{KN} = \left[\frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \right]^2 \cdot \left\{ 1 + \frac{\alpha^2 (1 - \cos \theta)^2}{[1 + \alpha(1 - \cos \theta)] \cdot (1 + \cos^2 \theta)} \right\} \quad (17)$$

sendo:

$$\alpha = \frac{E(keV)}{m_0 c^2} = \frac{E(keV)}{511} \quad (18)$$

O fator de correção para absorção de fótons no objeto espalhador é determinado por:

$$F_{inc}(E, E', t) = \frac{1}{(\mu + \mu')t} (1 - e^{-(\mu + \mu')t}) \quad (19)$$

com:

μ' = coeficiente de atenuação linear relativo a E' ;

Os parâmetros M (massa do espalhador) e $d\Omega$ (ângulo sólido) apareceriam no numerador e denominador e se cancelam, logo, com base nas equações (10) e (16), pode-se dizer que:

$$\frac{N_{d,inc}(E')}{N_{d,coh}(E)} = \frac{\mathfrak{I}_{KN} \cdot F_{inc}(E, E', t) \cdot S(\chi, Z)}{[\mathfrak{I}(\chi, Z)]^2 \cdot F_{coh}(E, t)} \quad (20)$$

Com o formalismo apresentado pelas equações (8 – 19) pode-se efetuar a correção para o espalhamento coerente, do espalhamento medido experimentalmente, antes de efetuar a reconstrução do espectro primário.

Para simplificar façamos:

$$N_{d,inc}(E') = x; \quad N_{d,coh}(E) = y; \quad N_{d,exp} = A \quad e$$

$$\frac{\left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{inc}}{\left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{coh}} \cdot \frac{F_{inc}(E, E', t) \cdot S(\chi, Z)}{F_{coh}(E, t)} = B$$

Usando as equações (8) e (9), obtemos o seguinte sistema:

$$\begin{cases} x + y = A \\ \frac{x}{y} = B \end{cases} \quad (21)$$

Resolvendo o sistema de equações, tem-se:

$$y = \frac{A}{1 + B} \quad (22)$$

Substituindo x, y, A e B, tem-se:

$$N_{d,coh}(E) = \frac{N_{d,exp}}{1 + \frac{\mathfrak{I}_{KN} \cdot F_{inc}(E, E', t) \cdot S(\chi, Z)}{[\mathfrak{I}(\chi, Z)]^2 \cdot F_{coh}(E, t)}} \quad (23)$$

Esta é a contribuição do espalhamento coerente para o espectro espalhado medido.

2.2.4 Calibração do detector

A calibração no detector é realizada com o uso de fontes radioativas emissoras de radiação X e gama como ^{241}Am , ^{133}Ba .

O esquema de montagem do espectrômetro é feito conforme a figura 9:

Figura 9 – Esquema de montagem do detector com a fonte de alimentação, MCA e microcomputador. (fonte: site da Amptek⁷)

Após montar o equipamento, uma das fontes é colocada no nariz do detector e o programa PMCA⁸ é ativado para aquisição do espectro da fonte. É necessário determinar um tempo razoável de contagem para que o espectro adquirido tenha uma estatística boa para análise. O esquema da figura 10 mostra como é colocada a fonte no detector e na figura 11 podemos visualizar exemplos dos espectros medidos para as fontes radioativas usadas na calibração do detector.

Figura 10 - Esquema de colocação da fonte no detector

Figura 11 – Espectro para as fontes de ^{241}Am (no topo) e ^{133}Ba (abaixo) com a classificação dos fotopicos de energia.

Os espectros medidos são gerados pelo programa PMCA⁸, em formato mca. Os espectros são salvos em formato .txt e importados para uma análise

inicial no programa Origin¹⁵, determinando o canal do centróide onde os fotopicos das energias conhecidas para cada fonte são observados, como o exemplo da tabela 5. Com esses dados em mãos traçamos a reta de calibração em função da energia, conforme exemplo na figura 12.

Energia (keV)	Canal
13,927 (2)	138,348 (36)
16,910 (10)	169,18 (11)
17,730 (10)	179,899 (38)
20,884 (20)	207,83 (17)
26,344 (1)	263,71 (12)
30,851 (3)	308,928 (27)
34,964 (3)	350,423 (48)
59,541 (1)	598,915 (41)
80,898 (3)	814,887 (97)

Tabela 5 - Tabela relacionando o canal para cada pico de energia conhecido das fontes de ²⁴¹Am e ¹³³Ba

Figura 12 - Exemplo de reta de calibração em função da energia com os parâmetros da equação da reta $y = A + B.x$ e respectivas margens de erro. A é o coeficiente linear da reta, nesse caso com valor de 0,2143 (42) e B é o coeficiente angular da reta: 0,09907 (1). Dados de janeiro de 2008.

2.2.5 Eficiência do Detector

Durante o processo de detecção, uma partícula carregada formará pares de elétron-buraco que resultarão em pulsos, suficientemente amplos a ponto de serem registrados. Quando raios gama ou nêutrons são detectados, existe a probabilidade de interação, ou não, dos fótons e nêutrons no detector. Para os fótons a interação pode não resultar na deposição total da energia do fóton no detector. Para determinarmos a eficiência de um detector é necessário saber a relação do número de pulsos registrados no pico correspondente à absorção total de energia com o número de fótons emitidos pela fonte de radiação.

A eficiência de um detector é dividida em duas categorias, a intrínseca para absorção total de energia e absoluta, ambas dependentes das propriedades do detector. As duas eficiências são relacionadas através da expressão $\varepsilon_{\text{int}} = \varepsilon_{\text{abs}} \cdot \left(\frac{4\pi}{\Omega} \right)$, onde Ω é o ângulo sólido do detector em relação à fonte.

Calculamos a eficiência intrínseca experimental a partir da equação 24:

$$\varepsilon_{\text{int}} = \text{número de fótons registrados} / N \quad (24)$$

onde N = número de fótons incidentes no detector por unidade de tempo $N(E)$ para cada energia, e é calculado conforme a equação 25. O cálculo pode ser influenciado por materiais presentes entre o material radioativo e o detector, como o Berílio (Be) da janela do detector, o ar presente no colimador do detector e o invólucro das fontes, composto por uma resina de epóxy.

$$N = \frac{(I(E))(A_{\text{atual}} \cdot e^{-\mu_{\text{epoxy}}} \cdot e^{-\mu_{\text{ar}}} \cdot e^{-\mu_{\text{Be}}})\Omega}{4\pi} \quad (25)$$

Onde $I(E)$ é a intensidade relativa dos fotopicos de emissão das fontes conforme a tabela 6.

Fonte	E(keV)	Intensidade Relativas (I(E))
²⁴¹ Am	13,927	0,1333
	16,910	0,0645
	17,730	0,1940
	20,884	0,0490
	26,345	0,0240
	59,541	0,3590

¹³³ Ba	30,973	0,9946
	34,964	0,1820
	35,833	0,2315
	80,997	0,3668

Tabela 6 - Relação dos valores de intensidades relativas para cada energia de raios X¹⁶ ou γ¹⁷ da respectiva fonte radioativa.

A_{atual} = Atividade da fonte radioativa no momento da medida

$$A_{atual} = A_0 e^{-0,693.t / T_{1/2}} \quad (26)$$

$e^{-\mu x_{ar}}$ = fator de atenuação do ar por uma espessura x_{ar} de ar entre a fonte e o detector.

$e^{-\mu x_{Be}}$ = fator de atenuação pela janela de Berílio.

$e^{-\mu x_{epoxy}}$ = fator de atenuação pelo invólucro de epoxy das fontes.

Os valores para os fatores de atenuação utilizados nos cálculos estão na tabela 7.

Fontes	Energia (keV)	$e^{-\mu x_{ar}}$	$e^{-\mu x_{Be}}$	$e^{-\mu x_{epoxy}}$
²⁴¹ Am	13,93	0,99	0,98	0,57
	16,91	0,99	0,99	0,72
	17,73	0,99	0,99	0,75
	20,88	0,99	0,99	0,83
	26,34	0,99	0,99	0,90
	59,54	0,99	0,99	0,97
¹³³ Ba	30,85	0,99	0,99	0,96
	35,83	0,99	0,99	0,97
	80,99	0,99	0,99	0,99

Tabela 7 – Fatores de atenuação utilizados na obtenção da eficiência do detector.

Ω = ângulo sólido de medição

O ângulo sólido¹⁸ é definido pela seguinte integral sobre a superfície do detector que visualiza a posição da fonte:

$$\Omega = \int_A \frac{\cos \alpha}{r^2} dA \quad (27)$$

onde: r é a distância entre a fonte e o elemento de superfície dA

α é o ângulo entre a normal do elemento de superfície e a direção da fonte.

Considerando uma fonte pontual ao longo do eixo do detector, conforme exemplificado por Knoll (figura 13),

Figura 13 – Esquema do cálculo para o ângulo sólido

o ângulo sólido pode ser calculado pelas equações seguintes. No caso desse estudo, Ω foi calculado utilizando-se as duas equações e os resultados foram bastante próximos. No arranjo a distância da fonte ao detector é muito maior que o raio a da abertura do colimador (caso calculado pela primeira das equações, $d \gg a$).

$$\Omega \cong \frac{\pi a^2}{d^2} = \frac{A}{d^2} \quad (28)$$

$$\Omega = 2\pi \left(1 - \frac{d}{\sqrt{d^2 + a^2}} \right) \quad (29)$$

Retornando à equação 24, falta verificar o número de fótons registrados, que é dado através da área do pico de energia pelo tempo real de medida (A), conforme exemplificado matematicamente a seguir:

$$A = \frac{A'}{t} \quad (30)$$

t = tempo real de medida para cada fonte radioativa

A' = área de cada pico de energia (equação 32)

A área de cada pico de energia representa o número de fótons efetivamente medido com tal energia, e foi calculada utilizando o programa computacional desenvolvido em conjunto IPEN - IEE USP¹⁹, na linguagem Gnuplot²⁰.

O programa é constituído de duas interfaces: na primeira, abre-se uma tela onde entramos o arquivo da fonte a ser analisada, ganho usado no detector e o tipo de fonte utilizada. Com esses dados, é gerado outro arquivo de saída, que será lido por uma segunda tela, onde cada pico de energia será ajustado usando o método de Levenberg Marquardt, que ajusta uma função gaussiana e funções que ajustam para radiação de fundo e degrau, sempre buscando o melhor ajuste. No final de cada ajuste de pico, o programa gera arquivos com parâmetros para o cálculo da área.

Para ajustar as gaussianas o programa usa o método dos mínimos quadrados, em alguns casos sobrepondo um pico no outro para um melhor ajuste. A forma que rege esse princípio é

$$F(x) = A_1 \cdot e^{-0.5 \left[\frac{(x-M_1)}{S_1} \right]^2} \quad (31)$$

Onde M_1 é o centróide do arquivo de saída, A_1 corresponde à intensidade e S_1 ao desvio padrão da gaussiana ajustada.

As figuras 14 a 16 mostram as telas de visualização do programa:

Figura 14 – Primeira tela do programa computacional afim de visualização, onde entramos com o arquivo a ser lido pelo programa

```

gnuplot
G N U P L O T
Version 4.0 patchlevel 8
last modified Thu Apr 15 14:44:22 CEST 2004
System: MS-Windows 32 bit

Copyright (C) 1986 - 1993, 1998, 2004
Thomas Williams, Colin Kelley and many others

This is gnuplot version 4.0. Please refer to the documentation
for command syntax changes. The old syntax will be accepted
throughout the 4.0 series, but all save files use the new syntax.

Type 'help' to access the on-line reference manual.
The gnuplot FAQ is available from
http://www.gnuplot.info/faq/

Send comments and requests for help to
<gnuplot-info@lists.sourceforge.net>
Send bugs, suggestions and mods to
<gnuplot-bugs@lists.sourceforge.net>

Terminal type set to 'windows'
gnuplot> _

```

Figura 15 – Segunda tela do programa, utilizada para a leitura dos dados no formato .txt.

Figura 16 – Tela do ajuste gaussiano nos picos de interesse.

Nos arquivos de saída estão listadas várias informações, dentre as quais são de real importância no processo de calibração em energia:

- Centróide dos fotopicos das energias de interesse e incerteza do parâmetro;
- (χ^2/u) = chi-quadrado reduzido;
- (u) = graus de liberdade.

Os parâmetros gerados são utilizados na equação seguinte, que nos dá o valor da área sob cada pico.

$$A' = \int_{x_1}^{x_2} A_1 \cdot \left[e^{\left[-0,5 \cdot \left(\frac{x - M_1}{S_1} \right)^2 \right]} \right] dx \quad (32)$$

O cálculo da eficiência intrínseca experimental (figura 17) fica então representado como:

$$\varepsilon_{\text{int}} = \frac{A}{N} \quad (33)$$

Figura 17 – Curva de eficiência experimental para o detector CdTe.

A curva de eficiência teórica é obtida através de programa computacional utilizando linguagem de MathCad, relacionando os coeficientes de atenuação total, fotoelétrico e Compton e os coeficientes de atenuação em massa do Berílio e do ar. Os coeficientes foram obtidos pelo site do NIST²¹. Os valores obtidos são para algumas energias tabeladas. Para obtermos os coeficientes de uma ampla faixa de energia, keV por keV, os valores são interpolados. O conjunto desses dados pode ser visualizado pela figura 18.

Figura 18 – Coeficientes de atenuação para o Be, ar, e fotoelétrico, Compton e total para o detector de CdTe.

O fator de atenuação, visualizado nessa figura, é determinado por uma relação entre os coeficientes de atenuação em massa do Be e ar, como apresentado na equação 34.

$$fa = 1. \exp^{(-\mu_{Be} \cdot x_{Be})} . \exp^{(-\mu_{ar} \cdot x_{ar})} \quad (34)$$

Os valores de x_{Be} e x_{ar} foram determinados, respectivamente, em 250 μm e 6,096 cm.

A eficiência teórica corrigida é determinada pela equação a seguir:

$$\varepsilon_{teorica} = \frac{\mu_p}{\mu_t} (1 - \exp^{-(\mu_t \cdot t)}) (1 - fe) . fa \quad (35)$$

Onde μ_p = coeficiente de atenuação fotoelétrico do CdTe;

μ_t = coeficiente de atenuação total do CdTe;

t = espessura de depleção do detector, esse valor de camada não pode ser medido diretamente, portanto determina-se um valor que melhor ajusta os pontos de eficiência obtidos experimentalmente. O valor utilizado nesse trabalho foi ajustado em 0,009 cm.

fa = fator de atenuação (equação 34)

fe = fração de elétrons que escapa da região de depleção.

A eficiência determinada experimentalmente é interpolada para a faixa de energia de interesse, segundo a curva teórica. As curvas de eficiência são visualizadas na figura 19.

Figura 19 – Curva de eficiência teórica para o detector CdTe com espessura t obtida por ajuste.

2.2.6 Resolução dos Picos de Energia (FWHM)

Formalmente definimos a resolução de um detector para uma energia de fóton através da medida do alargamento de uma linha espectral, provocado por flutuações durante o processo de medida, como, por exemplo, a flutuação do número de pares elétrons-buraco gerados por unidade de energia depositada, e por ruído eletrônico, que resultam na observação de um pico de energia de largura mensurável. É um fator adimensional e obtido pela razão entre a largura do pico à meia altura para uma linha de emissão pelo valor de energia correspondente ao centróide da linha.

O parâmetro σ determina a FWHM¹⁷ de qualquer gaussiana através da equação 36:

$$FWHM = 2,354 \cdot \sigma$$

ou

$$FWHM = 2,354 \cdot \frac{\omega}{2} \quad (36)$$

onde $\omega = 2 \cdot \sigma$, onde σ é o desvio padrão da gaussiana.

Para determinar ω , deve-se, a partir do espectro adquirido, ajustar curvas de ajuste gaussiano aos fotopicos do espectro de energia. O programa Origin fornece uma tabela de valores, conforme observado na figura 20, onde consta o valor a ser utilizado no cálculo.

Figura 20 – Definição de resolução do detector. Para picos em que a gaussiana apresenta desvio padrão, $FWHM = 2,354 \cdot \sigma$

2.2.7 Alinhamento

Para a obtenção de um melhor alinhamento entre o tubo de raios-X e o objeto espalhador, foram utilizados os seguintes materiais:

- Laser, situado na parede do laboratório e de frente para o equipamento de raios X de potencial constante.
- Espelho, utilizado para refletir o laser e averiguar se o alinhamento está correto.
- Régua e trena, usadas para medição das distâncias:
 - ponto focal do tubo de raios-X – objeto espalhador
 - objeto espalhador – detector

O alinhamento do arranjo experimental é um ponto bastante crucial e deve ser feito cuidadosamente. É feito ligando o laser e ajustando o feixe de tal forma que coincida com a abertura do colimador usado no tubo. Para uma melhor exatidão do alinhamento, coloca-se um espelho na frente do tubo e o feixe incidente do laser deve refletir no seu ponto inicial. Após essa verificação,

posiciona-se o objeto espalhador na frente do tubo, distando 30 cm a partir do ponto focal, e realiza-se o alinhamento entre o tubo e o objeto espalhador. Em seguida, posiciona-se o detector CdTe a uma distância de 21 cm do objeto espalhador, num ângulo de 90° do tubo de raios-X, conforme figuras 21 e 22.

Figura 21 – Esquema do alinhamento para realização das medições

Figura 22 – Esquema mostrando fases do alinhamento para realização das medições.

2.2.8 Área do feixe

A área (equação 39) que o feixe irá atingir a uma certa distância foi calculada, com o uso de colimadores. Essa área varia com a distância até o objeto espalhador, conforme a equação 38, obtida a partir da equação 37, demonstrada a partir da figura 23:

Figura 23 – Esquema do cálculo da área a ser abrangida pelos raios - X.

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{D/2}{L + 77,88(\text{mm})} = \frac{r}{Y} \quad (37)$$

$$r = \frac{D/2}{L + 77,88(\text{mm})} Y \quad (38)$$

$$A = \pi r^2 \quad (39)$$

onde a constante de 77,88 mm é a distância do ponto focal do tubo de raios, X, potencial constante da marca Philips, até o diâmetro menor do colimador de chumbo.

L é a espessura do colimador

Y é a distância do ponto focal até o objeto espalhador, em nosso caso esse valor é igual a 30cm.

D é o diâmetro da abertura maior do colimador de chumbo revestido de aço inoxidável iguala 6,6 mm.

r é o raio da área que o feixe de raios X irá atingir.

Com o colimador utilizado nesse trabalho, obtemos a área de 3,45 cm².

2.2.9 Determinação da Energia Máxima ($E_{\text{máx}}$) e Energia Máxima Espalhada ($E'_{\text{máx}}$)

Consideramos o ângulo de espalhamento como 90⁰ teoricamente nesse trabalho. Como os ajustes de alinhamento são feitos de forma manual, é relevante considerar que nem sempre o detector estará exatamente a 90⁰ com o eixo do feixe de raios X, conforme desejado. Para determinar o valor exato do ângulo, calculamos a energia correspondente ao endpoint do espectro espalhado. O endpoint é o ponto médio em que o espectro espalhado encontra com o eixo das abscissas.

Para calcularmos o endpoint²² utiliza-se de um programa computacional em MathCad²³, onde entramos com o espectro espalhado detectado e ajustamos com os dados de calibração. Determina-se um canal estimado para o endpoint e o programa irá selecionar os canais mínimo e máximo finais do espectro e ajustará retas aos pontos, determinadas pelo método dos mínimos quadrados, conforme as telas do programa (figura 24).

Figura 24 – Tela do programa para determinação do end point

O programa converte os dados do espectro em função do comprimento de onda de cada fóton (canal¹) e irá gerar uma matriz, denominada g1. As colunas

dessa matriz representam 121 ajustes aos pontos experimentais pelo método dos mínimos quadrados. As linhas representam os valores dos 8 parâmetros de cada ajuste efetuado nas 121 interações, os parâmetros de ajuste nas interações são tais como radiação de fundo, coeficientes angular e linear, graus de liberdade, entre outros (figura 25). O programa escolhe aleatoriamente o conjunto de dados que melhor satisfaz a distribuição da matriz que contém um chi-quadrado reduzido com confiabilidade de 98% e interações com no mínimo 20 graus de liberdade e menor valor de P1 (produto do chi-quadrado reduzido e a incerteza do valor determinado para o kVp - linha 6 da matriz).

	0	1	2	3
0	" valor de rad de fundo -r"	8.284	8.209	8.372
1	" coef. linear - a "	-292.661	-279.87	-307.613
2	"coef. angular - b "	2.842·10 ⁵	2.722·10 ⁵	2.982·10 ⁵
3	" sigma "	4.426·10 ⁻⁶	4.648·10 ⁻⁶	3.559·10 ⁻⁶
4	" qui-quadrado red. "	1.349	1.345	1.345
5	" graus de liberdade "	71	71	71
6	" P1 "	5.972·10 ⁻⁶	6.252·10 ⁻⁶	4.785·10 ⁻⁶
7	" Valor Cmin "	930	930	930
8	" canal "	968	969	970
9	" inverso do canal - ky "	1.03·10 ⁻³	1.028·10 ⁻³	1.031·10 ⁻³

Figura 25 – Tabela gerada com os fatores de ajuste e 3 das 121 colunas de interações

A figura 26 mostra a rotina de análise. Uma tabela será formada e escolhe-se a coluna que satisfaça as condições anteriormente citadas. Caso não seja possível a escolha, essa pode ser feita manualmente desde que satisfaça as condições de ajuste.

Figura 26 – Rotina de análise e tabela com os fatores de análise

O programa irá ajustar duas retas determinando os melhores ajustes para determinação do kVp (linhas azul claro e verde escuro, na figura 27). O círculo preto, intersecção das duas retas, indica o kVp do espectro, em comprimento de onda. A figura 28 mostra os dados ao final da análise, com a resposta em Energia máxima espalhada ou canal máximo do espectro espalhado.

Figura 27 – Determinação do kVp para espectro medido de 120 kV.

2.4 - Valores do canal do kVp do espectro e sua incerteza

$$C_{kVp} = 977,3 \quad \sigma_{C_{kVp}} = 9,462$$

2.5 - Valores em energia do kVp do espectro e sua incerteza.

$$E = 97,036 \quad \sigma_E = 0,937$$

2.6 - Anote o valor encontrado do kVp em termos de energia e sua incerteza na Tabela 2 da folha de registro do procedimento "Método de ensaio para a verificação da calibração do dosímetro de tensão interno para o sistema de raios X de potencial constante (Philips MG40) com o detector semicondutor CdTe (Amptek)". Anote também os valores dos outros parâmetros que constam na Tabela 2.

$$\chi^2_{red} = 1,419 \quad \text{Qui-quadrado Reduzido}$$

$$v = 61 \quad \text{Graus de Liberdade}$$

$$P_{Cmin} = 0,04 \quad \text{Porcentagem de Cmin em relação a Cx}$$

$$P_{Cmax} = 0,03 \quad \text{Porcentagem de Cmax em relação a Cx}$$

$$C_x = 973 \quad \text{Canal x estimado}$$

2.7 - Repita os itens 2.1 a 2.6 para todos os outros espectros de raios X medido.

Figura 28 - Endpoint para espectro de 120 kVp, com respectiva incerteza

Para a energia máxima ($E_{máx}$) utilizamos os valores encontrados na tabela 8, determinados em estudos anteriores, no laboratório do IEE-USP, com o mesmo equipamento de raios-x. Esses são os valores de kVp real dos espectros utilizados neste trabalho.

	kVp nominal (kV)	kVp espectral (kV)
Baixas Energias ²⁴	25	25,01 (2)
	30	30,05 (2)
	35	35,01 (3)
Altas Energias ²⁵	60	60,38 (2)
	80	80,63 (2)
	100	100,66 (3)
	120	120,87 (4)

Tabela 8 – Valores obtidos por outros pesquisadores, para a mesma situação de medida desse trabalho, determinados experimentalmente, no IEE-USP.

2.2.10 Determinação do Ângulo de Espalhamento

Através do formalismo Compton, deduzimos a equação determinante do ângulo de espalhamento, com $E_{máx}$ e $E'_{máx}$ dados em keV;

$$\cos \theta = 1 - \left[\frac{(E_{máx} - E'_{máx})511}{E_{máx} \cdot E'_{máx}} \right] \quad (40)$$

$$\theta = \arccos \left[1 - \left(\frac{(E_{máx} - E'_{máx})511}{E_{máx} \cdot E'_{máx}} \right) \right]$$

O ângulo de espalhamento teve seu erro propagado segundo formalismo matemático abaixo descrito:

Onde, o argumento $\left[1 - \left(\frac{(E_{máx} - E'_{máx}) \cdot 511}{E_{máx} \cdot E'_{máx}} \right) \right]$ será chamado de $y(E_{máx}, E'_{máx})$.

A propagação é determinada através

$$\sigma_{\theta}^2 = \sum_{i=1}^N \left[\frac{\partial \theta}{\partial x_i} \right]^2 \sigma_{x_i}^2 = \sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial \theta}{\partial y} \frac{\partial y}{\partial x_i} \right)^2 \sigma_{x_i}^2 \quad (41)$$

Onde θ será derivada em função da E e E' .

A partir da equação 40 obtemos a equação para propagação da incerteza do ângulo de espalhamento.

$$\frac{\partial \theta}{\partial y} = \frac{-y'}{\sqrt{1-y^2}}$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial E_{máx}} = \frac{\left(\frac{-511}{E_{máx}^2} \right)}{\sqrt{1 - \left[1 - \left(\frac{(E_{máx} - E'_{máx}) \cdot 511}{E_{máx} \cdot E'_{máx}} \right) \right]^2}} \quad (42)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial E'_{máx}} = \frac{\left(\frac{511}{E_{máx}'^2} \right)}{\sqrt{1 - \left[1 - \left(\frac{(E_{máx} - E'_{máx}) \cdot 511}{E_{máx} \cdot E'_{máx}} \right) \right]^2}}$$

$$\sigma_{\theta} = \sqrt{\left(\frac{\partial \theta}{\partial E_{máx}} \right)^2 \cdot \sigma^2(E_{máx}) + \left(\frac{\partial \theta}{\partial E'_{máx}} \right)^2 \cdot \sigma^2(E'_{máx})} \quad (43)$$

Onde $\sigma^2(E_{máx})$ e $\sigma^2(E'_{máx})$ são as incertezas das energias máximas incidentes ($E_{máx}$) e espalhada ($E'_{máx}$).

Nesse cálculo utilizamos, para o valor de $E_{máx}$, correspondente a $ekVp$, os valores de kVp real da tabela 8.

2.2.11 Determinação do Espectro de Energia do Feixe Primário

Uma vez conhecido o espectro de feixe espalhado, a determinação do espectro de energia do feixe primário é realizada conforme metodologia apresentada por Yaffe et al¹, onde é verificado que, se $\Phi(E)$ fótons/cm².s, de

energia E, incidem no objeto espalhador de massa M e em formato de folha, área A, espessura t e densidade ρ , então o número N_d de fótons/s espalhados a 90° e incidentes em um detector que subentende um ângulo $d\Omega$ é:

$$N_d(E') = \Phi(E) \left(\frac{A}{\sqrt{2}} \right) (t \cdot \sqrt{2}) \rho \frac{d\sigma}{d\Omega(E, 90^\circ)} d\Omega F_f(E, E', t) \quad (44)$$

Onde $\frac{d\sigma}{d\Omega(E, 90^\circ)}$ é a seção de choque de Klein-Nishina em cm^2/g para espalhamento a 90° (ou ângulo determinado pelo cálculo do endpoint) de fótons de energia E.

Em nosso caso, trocamos o objeto espalhador em forma de folha utilizado por Yaffe por um cilindro de 6mm de diâmetro, sendo que $\rho\pi r^2 l$ pode ser considerado como a massa M do objeto espalhador cilíndrico a ser irradiada (Matscheko 1987), onde l é o conjunto do cilindro visto pelo detector.

Inicialmente, entramos com a equação de espalhamento Compton para determinar a Energia primária. O ângulo a ser utilizado é definido com o cálculo do endpoint.

$$E = \frac{E'}{1 - \left(\frac{E'}{511} \right) \cdot (1 - \cos \theta)} \quad (45)$$

onde E' = Energia do feixe espalhado em keV.

E = Energia do feixe primário

θ = ângulo de espalhamento do feixe de raios X

511 = valor definido para a expressão $m_0 c^2$

O fator adimensional $F_f(E, E', t)$ para correção da absorção de fótons pelo espalhador é determinado conforme a equação 46:

$$F_f(E, E', t) = \frac{1}{\mu + \mu'} \cdot \frac{1}{t} \cdot \{1 - [\exp - (\mu + \mu')t]\} \quad (46)$$

onde:

μ' é o coeficiente de atenuação linear do material espalhador, PPMA, correspondente aos fótons espalhados a 90° com energia E' .

μ é o coeficiente de atenuação linear do material espalhador, PPMA, correspondente as energias do feixe primário.

t é a espessura efetiva do espalhador, determinada pela equação 46, conforme trabalho publicado por Matschenko em 1987:

$$t = 16 \cdot \frac{r}{3 \cdot \pi} \quad (47)$$

e r é o raio do cilindro de PPMA = 0,3cm.

Na seqüência, calculamos a seção de choque diferencial de Klein Nishina $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta) = \left(\frac{r_0^2}{2}\right) \cdot (1 + \cos^2 \theta) \cdot ne \cdot Fkn \quad (48)$$

onde;

$ne = 3,248 \cdot 10^{23}$ (número de elétrons por grama para o objeto espalhador (PMMA))

$r_0 = 2,81794 \cdot 10^{-13}$ cm = raio clássico do elétron;

E = energia do feixe primário.

$$Fkn = \left[\frac{1}{1 + \left(\frac{E}{511}\right)(1 - \cos \theta)} \right]^2 \cdot \left[1 + \frac{\left(\frac{E}{511}\right)^2 \cdot (1 - \cos \theta)^2}{\left[1 + \left(\frac{E}{511}\right) \cdot (1 - \cos \theta) \right] \cdot (1 + \cos^2 \theta)} \right] \quad (49)$$

Rearranjando a equação 44, obtemos:

$$N_d(E') = \Phi(E) M \frac{d\sigma}{d\Omega(E, 90^\circ)} d\Omega F_f(E, E', t) \quad (50)$$

$N_d(E')$ é o número de contagens por canal de energia sobre o tempo real de medida do espectro (tempo vivo).

M = massa do espalhador cilíndrico a ser irradiada.

Assim, pode-se determinar a taxa de fluência de fótons incidentes no objeto espalhador, $\Phi(E)$, o que caracteriza o espectro de raios X primário.

Pode-se definir o fator de calibração K , pela razão entre o número de pulsos produzidos pelo detector e o número de fótons/cm² incidentes no objeto espalhador.

$$K(E) = \frac{\Phi(E)}{N_d(E')} \text{ fótons/cm}^2 \text{ por fótons espalhados/s} \quad (51)$$

Para determinarmos o feixe primário e o fator de calibração, foi desenvolvido um programa em MathCad²³ e os resultados podem ser acompanhados na próxima seção.

2.2.12 Correção dos Espectros

Para obter o espectro dos feixes de raios-X é necessário corrigir os espectros medidos para: radiação de fundo (*background*), eficiência (item 2.2.9), tempo morto bem como para a atenuação nos materiais entre a janela do tubo de raios-X e o detector.

2.2.12.1 Correção de Radiação de fundo – BACKGROUND

Alguns fótons detectados que serão capturados e reconhecidos são devido ao espalhamento no ar (Yaffe¹) e não por terem sofrido espalhamento ao colidir com o objeto espalhador.

Para fazer a subtração desses eventos nos espectros medidos, é retirado o objeto espalhador da frente do espectrômetro e realizada uma nova medida. A medição é realizada pelo mesmo tempo em que foi adquirido o espectro espalhado. O espectro então adquirido (figuras 29 e 30) é salvo e subtraído do espectro espalhado.

Figura 29 – Exemplo de espectro de radiação de fundo para feixe de 100 kVp

Figura 30 – Exemplo de espectro de radiação de fundo para feixe de energia de 30 kVp.

2.2.12.2 Tempo Morto

Os pulsos de raios X coletados pelo detector ocorrem de forma randômica e podem ocorrer ao mesmo tempo em que um pulso anteriormente coletado está sendo analisado, o que leva a rejeição de alguns pulsos e, proporcionalmente, ao acréscimo das perdas de tempo – é o tempo morto ou *dead time*.

Na interface de análise do programa *Amptek PMCA* obtemos informações do tempo real de medida e do tempo vivo, tempo em que se acumularam os pulsos formadores do espectro visualizado. A diferença entre os dois nos dá o tempo morto, o que nos leva a utilizar sempre o tempo vivo de medida no formalismo desenvolvido para obtenção de espectro primário.

2.2.12.3 Correção pela eficiência de detecção

É aplicada a correção descrita na seção 2.2.5 (figura 17) obtendo-se o espectro em número de fótons espalhados a 90° incidentes no detector na unidade de tempo

Para obtenção do espectro primário é necessário seguir os passos descritos no fluxograma da figura 31.

2.2.13 Camada Semi-Redutora (CSR)

Pode-se determinar a camada semi-redutora de um feixe de raios X da seguinte maneira:

$$CSR = \frac{x_b \cdot \ln\left(2 \cdot \frac{L_a}{L_0}\right) - x_a \cdot \ln\left(2 \cdot \frac{L_b}{L_0}\right)}{\ln\left(\frac{L_a}{L_b}\right)} \quad (52)$$

Onde:

L_a leitura de exposição imediatamente superior a $L_0/2$;

L_b leitura de exposição imediatamente inferior a $L_0/2$;

L_0 leitura inicial;

x_a ... espessura de Al correspondente à leitura L_a ;

x_b ... espessura de Al correspondente à leitura L_b .

A determinação da CSR ajuda a validar o método de determinação do espectro primário a partir do espalhado. Precisamos determinar para qual valor de CSR que o kerma no ar ($\overset{\circ}{K}_{ar}$) do feixe primário obtido será reduzido a sua metade.

Calcula-se a taxa de kerma no ar, depois de o feixe atravessar uma espessura x de Al pela equação:

$$\overset{\circ}{K}_{ar} = E \cdot \Psi(E) \cdot \left(\frac{\mu_{ab}}{\rho} \right)_{ar} \cdot \exp(-\mu_{Al} x) \quad (53)$$

onde:

E = energia do fóton em J

$\Psi(E)$ = taxa de fluência do espectro primário.

$(\mu_{ab}/\rho)_{ar}$ = coeficiente de absorção no ar.

μ_{Al} = coeficiente de atenuação do alumínio.

x = espessura do alumínio.

Figura 31 – Fluxograma desse estudo

3. Resultados

3.1 Detector

Nessa seção detalhamos os resultados obtidos para o detector de Telureto de Cádmio (CdTe). A calibração, a resolução e a eficiência mostram resultados que variaram ao longo do tempo. Para isso, foi feito um acompanhamento ao longo do estudo para cada um desses itens.

3.1.1 Ângulo Sólido

Para o cálculo do ângulo sólido, determinado pelas equações em (28 e 29), os valores, coerentes para a geometria analisada, estão listados na tabela 9:

Fontes	Com colimador	Sem colimador
²⁴¹ Am	0.000944 sr	0.002454 sr
¹³³ Ba e ¹⁰⁹ Cd	0.000959 sr	0.002492 sr

Tabela 9 – Tabela do cálculo do ângulo sólido

3.1.2 Calibração

Nessa seção apresentamos algumas retas de calibração (figura 32) deste trabalho conforme dados coletados, obtidos sempre para o mesmo ganho de amplificação. A partir dos coeficientes da reta, a e b, podemos converter os canais dos espectros de feixes de raios X em Energia, através do uso da equação da reta $y = a + b \cdot x$, com y = energia do fóton e x o número do canal.

Figura 32 – Retas de calibração de dados coletados, a título de exemplificar os parâmetros trabalhados nesse trabalho, usando o mesmo ganho de amplificação em todas para tornar possível essa comparação.

As figuras 33-39 mostram os espectros de radiação espalhada calibrados em energia.

Figura 33 – Espectro do feixe espalhado, sem correções, para feixe de 25kVp.

Figura 34 – Espectro do feixe espalhado, sem correções, para feixe de 30kVp.

Figura 35 – Espectro do feixe espalhado, sem correções, para feixe de 35kVp.

Figura 36 – Espectro do feixe espalhado, sem correções, para feixe de 60kVp.

Figura 37 – Espectro do feixe espalhado, sem correções, para feixe de 80kVp.

Figura 38 – Espectros do feixe espalhados, sem correções, para feixe de 100kVp.

Figura 39 – Espectro do feixe espalhado, sem correções, para feixe de 120kVp.

3.1.3 Resolução

A cada conjunto de dados adquiridos e analisados, foi calculada a respectiva largura do pico de absorção total à meia altura para o detector e os resultados podem ser acompanhados na figura 40, onde foram usadas linhas unindo os pontos para melhor visualização da seqüência de dados.

Figura 40 – Largura dos picos de absorção total em função da energia obtida com os picos das fontes X e gama utilizadas na calibração do detector para cada medida realizada. As linhas no mostram com maior clareza a seqüência dos dados.

O pico que se sobressai na faixa de energia dos 30 keV é referente à fonte de Bário e corresponde às linhas $K_{\alpha 1}$ e $K_{\alpha 2}$ de energias de 30,625 e 30,973. Dessa forma não consideramos esse pico para análise da resolução do detector, ficando a curva de resolução como na figura 41.

Figura 41 – Resolução em energia obtida com os picos das fontes X e gama utilizadas na calibração do detector para cada medida realizada.

3.1.4 Eficiência

A eficiência do detector foi determinada, através da determinação dos fatores descritos no capítulo 2.2.5. Algumas áreas obtidas através do programa computacional podem ser visualizadas na tabela 10, a título de exemplificação das grandezas utilizadas na obtenção das curvas de eficiência.

	E(keV)	Dez 05	Jan 06	Abril 06	Ago 06
²⁴¹ Am	13,93	3,55x10 ⁴	1,35x10 ⁴	1,12x10 ⁴	4,95x10 ³
	17,73	5,51x10 ⁴	1,85x10 ⁴	1,38x10 ⁴	8,20x10 ³
	20,88	1,26x10 ⁴	4,37x10 ³	3,62x10 ³	1,58x10 ³
	26,34	9,07x10 ³	2,87x10 ³	2,79x10 ³	1,24x10 ³
	59,54	6,35x10 ⁴	2,15x10 ⁴	2,43x10 ⁴	1,29x10 ⁴
¹³³ Ba	30,85	2,93x10 ⁵	1,21x10 ⁵	7,64x10 ⁵	
	35,83	6,16x10 ⁴	2,84x10 ⁴	1,28x10 ⁵	
	80,99	3,86x10 ⁴		5,99x10 ⁴	

Tabela 10 – Tabela com alguns valores de área para cada pico de energia adquiridos com o uso do programa computacional.

O detector apresentou um armadilhamento de carga durante a fase de aquisição de dados, o que acabou interferindo em alguns dos resultados para eficiência. A solução encontrada foi recozer o detector durante 16 horas, com temperatura entre 80-90⁰C, conforme sugerido pelo manual do fabricante. Na figura 42, visualizamos as curvas de eficiência obtidas para o detector antes e depois do cozimento. As linhas em preto e vermelho, dados de outubro e novembro 2005, representam o detector com o problema de armadilhamento de carga. As demais mostram como ficou a eficiência do detector após o cozimento de 16h a fim de solucionar o armadilhamento.

Figura 42 – Resultados da eficiência intrínseca do detector CdTe. As linhas servem para melhor visualização da seqüência de dados.

Ao obtermos os primeiros conjuntos de dados analisados, percebemos uma descontinuidade, semelhante a um degrau, próximo à energia de 27 keV, visível após as correções para eficiência nos espectros considerados de alta energia (60kV - 120 kV de tensão aplicada). Para os considerados de baixa energia (25 kV – 35 kV) essa descontinuidade se mostra de forma tênue e até certo ponto, irrelevante. Os espectros espalhados corrigidos e, conseqüentemente os primários calculados, apresentavam de forma acentuada tal degrau, deformando-os como conseqüência da correção pela eficiência. Esse efeito é uma descontinuidade prevista teoricamente nos coeficientes de atenuação, mas não perceptível ao detector durante a aquisição, pois ocorre em um intervalo estreito, em torno de 1 eV e o detector tem uma resolução na faixa dos 500 eV.

A borda K do Cd acontece em 26,7 keV, sendo a mais importante na alteração dos espectros, e a do Te em 31,8 keV (NIST¹⁷). A figura 43 nos mostra a curva para correção por eficiência, onde as bordas também são perceptíveis.

Figura 43 – Curva de Eficiência teórica (linha azul) e experimental (pontos em vermelho) para esse conjunto de dados, o degrau de energia próxima aos 27 keV conforme esperado teoricamente.

Os espectros para as altas energias corrigidos dessa forma apresentaram a descontinuidade de forma acentuada, como podemos observar na seqüência dos resultados (figuras 44 - 50). Nos de baixa energia, somente no de 35 keV (figura 46) pode-se perceber uma leve alteração na forma espectral final.

Figura 44 – Espectro do feixe espalhado, com correção de eficiência, para feixe de 25kVp.

Figura 45 – Espectro do feixe espalhado, com correção de eficiência, para feixe de 30kVp.

Figura 46 – Espectro do feixe espalhado, com correção de eficiência, para feixe de 35kVp.

Figura 47 – Espectro do feixe espalhado, com correção de eficiência, para feixe de 60kVp.

Figura 48 – Espectro do feixe espalhado, com correção de eficiência, para feixe de 80kVp.

Figura 49 – Espectro do feixe espalhado, com correção de eficiência, para feixe de 100kVp.

Figura 50 – Espectro do feixe espalhado, com correção de eficiência, para feixe de 120kVp.

Foi então feito um alisamento da curva de eficiência, com um ajuste com polinômio de nono grau, que retira o degrau na região de energia de 27

keV, permitindo que os espectros não sofram alteração na sua forma característica. Usando um ajuste polinomial para esses coeficientes em função da energia, consegue-se ajustar a descontinuidade, gerando uma curva contínua e mais lisa para a eficiência (figura 51), permitindo que os espectros não sofram alteração na sua forma. Para os espectros de baixa energia, esse degrau não se mostra acentuado e estão apresentados juntamente com os de alta energia, nas figuras 52 a 58.

Figura 51 – Curva de eficiência ajustada por um polinômio de nono grau, corrigindo o efeito do degrau nos espectros de energias altas. Linha azul contínua representa a eficiência teórica e pontos vermelhos representam a eficiência experimental.

Figura 52 – Espectro do feixe espalhado, com correção de eficiência ajustada polinomialmente, para feixe de 25kVp.

Figura 53 – Espectro do feixe espalhado, com correção de eficiência ajustada polinomialmente, para feixe de 30kVp.

Figura 54 – Espectro do feixe espalhado, com correção de eficiência ajustada polinomialmente, para feixe de 35kVp.

Figura 55 – Espectro do feixe espalhado, com correção de eficiência ajustada polinomialmente, para feixe de 60kVp.

Figura 56 – Espectro do feixe espalhado, com correção de eficiência ajustada polinomialmente, para feixe de 80kVp.

Figura 57 – Espectro do feixe espalhado, com correção de eficiência ajustada polinomialmente, para feixe de 100kVp.

Figura 58 – Espectro do feixe espalhado, com correção de eficiência ajustada polinomialmente, para feixe de 120kVp.

3.1.5 Espectros Primários

Para a obtenção do espectro primário, foi criada uma rotina em linguagem MathCad²³. Primeiramente entramos com os dados do espectro espalhado corrigido para as diferentes energias estudadas.

A determinação do end point do espectro para cada energia, nos permite calcular o ângulo correto em que os dados foram coletados, um exemplo disso está na tabela 11, com a propagação do erro sobre esse valor de θ calculado.

$E_{\text{máx}}$	$\sigma E_{\text{máx}}$	$E'_{\text{máx}}$	$\sigma E'_{\text{máx}}$	θ	$\sigma \theta'$
20,87	0,04	95,77	0,36	96,20	0,02
120,87	0,04	96,27	0,39	97,76	0,02
100,66	0,03	82,87	0,33	95,12	0,02
80,63	0,02	68,82	0,25	95,02	0,03
60,38	0,02	53,78	0,21	92,13	0,04
35,01	0,03	32,86	0,15	92,27	0,07
30,05	0,02	28,31	0,15	92,59	0,09
25	0,02	23,78	0,14	92,58	0,13

Tabela 11 – Cálculo do endpoint ($E_{\text{máx}}$ e $E'_{\text{máx}}$ em keV) do espectro espalhado e do ângulo de espalhamento (θ em graus), com referidas margens de erro, para os vários feixes utilizados.

Esses valores de ângulos são utilizados na equação 45 para determinar as energias do feixe primário.

A seguir, calculamos o fator adimensional, F_f , para corrigir a absorção de fótons pelo objeto espalhador. Na figura 59 podemos visualizar em forma de gráfico a variação desse fator com a energia.

Figura 59 – Fator adimensional para a correção dos fótons espalhados pelo objeto espalhador em função da energia

O próximo cálculo é a seção de choque diferencial de Klein-Nishina, $\frac{d\sigma}{d\Omega}$, onde geramos uma curva em função da energia (figura 60).

Figura 60 – Seção de choque de Klein-Nishina ($\text{cm}^2/\text{g}.\text{sr}$) em função da energia

O número de fótons por segundo N_d que foram espalhados pelo objeto espalhador está exemplificado na figura 61 para feixe de 25 kVp.

Figura 61 – Número de fótons (número de fótons/s) que foram espalhados pelo objeto espalhador pelo tempo real de aquisição em função da energia. Espectro para feixe de 25 kVp.

Com todos esses dados, podemos encontrar a taxa de fluência, espectro primário, dada em $\text{fótons}/\text{cm}^2.\text{s}$, através da equação 54:

$$\phi(E) = \frac{N_d(E')}{M \cdot d\Omega \cdot F_f(E, E', t) \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega(E, 90^\circ)}} \quad (54)$$

Que aplicada aos espectros espalhados obtidos neste trabalho resulta nos espectros primários vistos nas figuras 62 a 68.

Figura 62 – Espectro primário para feixe de 25 kVp.

Figura 63 – Espectro primário para feixe de 30 kVp.

Figura 64 – Espectro primário para feixe de 35 kVp.

Figura 65 – Espectro primário para energia de 60 kVp.

Figura 66 – Espectro primário para energia de 80 kVp.

Figura 67 – Espectro primário para energia de 100 kVp.

Figura 68 – Espectro primário para energia de 120 kVp.

O fator K de calibração, que relaciona o número de pulsos do detector pelo número de fótons incidentes obtidos é apresentado na seqüência para algumas das energias analisadas (figuras 69 - 75).

Figura 69 – Fator de calibração para energia de 25 keV, em fótons/cm².s por pulso do detector.

Figura 70 – Fator de calibração para feixe de 30 kVp, em fótons/cm².s por pulso do detector.

Figura 71 – Fator de calibração para feixe de 35 kVp, em fótons/cm².s por pulso do detector.

Figura 72 – Fator de calibração para feixe de 60 kVp, em fótons/cm².s por pulso do detector.

Figura 73 – Fator de calibração para feixe de 80 kVp, em fótons/cm².s por pulso do detector.

Figura 74 – Fator de calibração para feixe de 100 kVp, em fótons/cm².s por pulso do detector.

Figura 75 – Fator de calibração para feixe de 120 kVp, em fótons/cm².s por pulso do detector.

Um espectro foi medido diretamente do feixe de raios-X, para 120 kV, no intuito de validar o processo de determinação do espectro primário através da metodologia Compton. O resultado dessa comparação pode ser observado na figura 76.

Figura 76 – Sobreposição do espectro primário adquirido em medida direta do feixe de raios X (linha em azul) e espectro primário obtido pelo emprego da metodologia de espalhamento Compton neste trabalho (linha em vermelha).

3.2 Estudo do Espalhamento Coerente.

Esse estudo foi realizado no final desse trabalho e as energias analisadas foram as energias consideradas como baixas, onde esse tipo de estudo se torna relevante.

A figura 77 nos mostra a contribuição do espalhamento coerente para os feixes de baixa energia utilizados nesse trabalho, o tracejado em vermelho representa o espectro espalhado corrigido, o tracejado em azul o espectro espalhado corrigido também para espalhamento coerente e já convertido para as energias do feixe primário, o tracejado em verde representa a contribuição do espalhamento.

Figura 77 – Contribuição do espalhamento coerente para feixe de 35 kVp.

3.3 Camada Semi-Redutora

O cálculo da camada semi-redutora validou o método utilizado, pois a CSR calculada, comparada com a CSR medida com câmara de ionização no laboratório para o mesmo feixe de energia (120 kVp) resultou em valores bastantes aproximados, conforme figura 78.

Figura 78 – Validação do método pelo cálculo da camada semi-redutora.

4. Discussão e Conclusão

Os espectros de raios X foram adquiridos com um detector de CdTe, um detector semiconductor pequeno e de fácil manuseio, podendo ser transportado com facilidade. Um efeito, referente às bordas K do Te e do Cd, pode ser observado na correção dos espectros espalhados para a curva de eficiência do detector. Os coeficientes de atenuação total e fotoelétrico foram alisados com o emprego de um polinômio de grau nove, suavizando as deformações não observadas com a resolução do detector, permitindo assim que os espectros primários pudessem ser calculados sem distorções.

A principal causa da degradação da energia de resolução do espectrômetro Compton é o movimento dos elétrons no espalhador (elétrons não em repouso) e não o tamanho finito deste. Para um espalhador constituído por átomos de baixo número atômico, como o caso do lucite ou polimetilmetacrilato (PMMA) em forma de bastões cilíndricos, o efeito de espalhamento múltiplo na resolução se torna desprezível (Matscheko et al, 1989). O espalhamento coerente, em ângulos próximos a 90° , só poderá afetar energias menores ou iguais a 30 keV²⁶. Os fatores que afetam a resolução em energia (alargamento Compton, espalhamento coerente, geometria de irradiação, espalhamento múltiplo) somente são notáveis, no caso de espectros largos para os picos característicos do material do anodo do tubo de raios X, sendo difícil observar a interferência na região contínua do espectro. Como se nota na figura 40, com o alargamento considerável das linhas obtidas para o espectro gerado neste trabalho não é possível distinguir $K_{\alpha 1}$ de $K_{\alpha 2}$, sendo a largura do pico correspondente a esse grupo de aproximadamente 3 keV.

O detector apresenta uma boa resolução em energia para altas energias, não introduzindo maiores limitações para obtenção do espectro, conforme já previsto por Matscheko et al em seu trabalho publicado em 1989. A largura dos picos é crescente em função da energia conforme esperado, e se manteve praticamente constante durante todo o trabalho.

Para o detector de CdTe podemos verificar uma grande variação da eficiência com a energia dos fótons, além disso existem dependências com distribuições internas de defeitos (armadilhamento), sendo necessário gerar

curvas de eficiência para cada período de medidas a ser analisado. A eficiência variou ao longo do tempo de medidas, e tem o comportamento de cair com o aumento da energia. Miyajima²⁷ também observa um degrau na curva de eficiência próximo a energia de 27 keV, ou seja, a curva teórica para eficiência realmente tem uma distorção que irá influenciar na obtenção dos espectros primários, como visto nesse trabalho. Com o uso de mecanismos matemáticos, como usado por Freitas et al²⁸, obtemos uma curva experimental alisada para a eficiência do detector, suavizando as deformações nos espectros primários calculados.

Quanto à calibração do detector, as retas apresentam consistência e valores de coeficientes de reta apropriados, sendo pequena a variação do coeficiente angular da reta ao longo do conjunto de medidas, provando a consistência desse método.

O ângulo sólido apresenta valores pequenos, o que é esperado com o tipo de geometria adotado e é importante para a boa definição do ângulo de espalhamento.

É importante a determinação da energia máxima espalhada ($E'_{\text{máx}}$) para obtermos o ângulo de espalhamento com maior exatidão. Em nosso trabalho a precisão está na ordem de centésimos a décimos de grau. Como os desvios angulares em relação ao valor previsto (90^0) aqui obtidos foram relativamente elevados (2 a 4^0) é interessante verificar o procedimento de alinhamento e também a consistência do valor de ângulo determinado para vários potenciais aceleradores.

Determinamos o fator de calibração K, também calculado por Yaffe et al¹. Comparando nossos resultados com os obtidos por Yaffe¹ e notamos a semelhança no comportamento da curva K. Visualiza-se um decréscimo para energias entre 20 e 30 keV e, lentamente, uma evolução conforme o aumento da energia. Essa comparação não pode ser feita em termos de valores absolutos, pois são detectores diferentes.

O espectro primário obtido através da metodologia Compton é semelhante em formato ao espectro primário medido diretamente, no entanto ainda é necessário obter o número total correto de fótons dos espectros. A perda de resolução em energia, já comentada por outros autores, só é observada no espectro de raios X contínuos para as linhas características. O

valor de camada semi-redutora obtido para o feixe de 120 kVp reconstruído a partir do espalhamento Compton é compatível com o determinado com o feixe primário diretamente, reforçando a validade do método.

Esse método possibilita a medida de espectros de raios X diagnósticos medidos em condições típicas de operação. Normalmente determina-se a energia máxima do feixe de raios X a ser utilizado, pois é um fator importante para analisarmos os dados que obtemos experimentalmente. Essa determinação pode ser realizada com controle de qualidade do equipamento de raios X.

6. Bibliografia

-
- ¹ YAFFE M, TAYLOR K W, JONHS H E, Spectroscopy of diagnostic x rays by a Compton-scatter method, *Medical Physics* **3**, 328 – 334 (1976).
- ² PEAPLE L H J, BURT A K, The measurement of spectra from X-ray machines, *Physics in Medicine and Biology*, 14 (1), 73-85 (1969).
- ³ MAEDA K, MATSUMOTO M, TANIGUCHI A, Compton-scattering measurement of diagnosis x-ray spectrum using high-resolution Schottky CdTe detector, *Medical Physics* 32 (6), 1542 – 1547 (2005).
- ⁴ MATSCHEKO G, CARLSSON G A, RIBBERFORS R, Compton spectroscopy in the diagnostic x-ray energy range – II – Effects of scattering material and energy resolution, *Physics in Medicine and Biology*, 34 (2), 199 – 208 (1989).
- ⁵ MATSCHEKO G., RIBBERFORS R A, A Compton scattering spectrometer for determining X-ray photon spectra, *Physics in Medicine and Biology* 32 (5), 577-594 (1987).
- ⁶ MATSCHEKO G, CARLSSON G A, Compton spectroscopy in the diagnostic energy range – I – Spectrometer design, *Physics in Medicine and Biology*, 34 (2), 185-197 (1989).
- ⁷ Site da Amptek, fabricante do detector CdTe – www.amptek.com.
- ⁸ PMCA versão 3.0 – Amptek Inc.
- ⁹ PHYSIKALISCH TECHNISCHE BUNDESANTSTALT (PTB), AEA Technology QSA GmbH, Braunschweig, Alemanha, 1999.
- ¹⁰ DEUTSCHER KALIBRIERDINST, Kalibrier laborototium für Meßgrößen der Radioaktivität. Calibration Certificate for AEA Technology QSA GmbH gamma reference source type AMR8152, number GP 476, Americium-241, 396 kBq. Calibration Mark 06237/DkD-K-06501/99-05. Braunschweig. Germany (1999).
- ¹¹ DEUTSCHER KALIBRIERDINST, Kalibrier laborototium für Meßgrößen der Radioaktivität. Calibration Certificate for AEA Technology QSA GmbH gamma reference source type BDR1152, number GP 473, Barium-133, 432 kBq. Calibration Mark 06209/DkD-K-06501/99-05. Braunschweig. Germany (1999).

-
- ¹² BUSHBERG J T; SEIBERT J A; LEIDHOLDT, E M; Boone, J M; – The essential physics of medical imaging, pg 23, Williams & Wilkins Waverly Company, San Francisco California.
- ¹³ HUBBELL J H, VEIGELE W J, Briggs E.A., Atomic Form Factors Scattering Cross Sections, Journal of Physical and Chemical Reference Data, 4, nº 3, 1975.
- ¹⁴ TARTARI A, CASNATIE, BONIFAZZI C, BARALDI C, Molecular differential cross sections for X-ray coherent scattering in fat and polymethyl methacrylate, Physics in Medicine and Biology 42, 2551-2560 (1997).
- ¹⁵ ORIGIN versão 6.1 – OriginLab Corporation – <http://www.originlab.com>.
- ¹⁶ CAMPBELL and MCGHEE P. L., State of the Art Efficiency Determination for Si(Li) X-Ray Detector in the 3-40 keV Energy Range. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A248, 393-404 (1986).
- ¹⁷ NIST – Nuclear Institute of Standart and Technology – <http://nucleardata.nuclear.lu.se/nucleardata/toi/nucSearch.aps> - 03/06/2004.
- ¹⁸ KNOLL G F, Radiation Detection and Measurement, 2nd edn Enw York: Wiley (1989).
- ¹⁹ BOTTARO M, Programa Computacional desenvolvido no estudo para obtenção título de mestre, IPEN/USP.
- ²⁰ GNUPLOT versão 4.0– <http://www.gnuplot.info/faq>.
- ²¹ NATIONAL INSTITUTE OF STANDARDS AND TECHNOLOGY (NIST), Physical Reference Data, Página Eletrônica <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html>.
- ²² TERINI RA, PEREIRA M A G, KUNZEL R, COSTA P R, HERDADE S B, Comprehensive analysis of the spectrometric determination of voltage applied to X-ray tubes in the radiography and mammography energy ranges using a silicon PIN photodiode, British Journal of Radiology, 395 – 404 (77) 2004.
- ²³ MATHCAD 2000 Professional - MathSoft Inc..
- ²⁴ KUNZEL R, HERDADE S B, TERINI R A, COSTA P R, X-Ray spectroscopy in mammography with a silicon PIN photodiode with application to the measurement of tube voltage. Medical Physics, 31, 2996-3003 (2004).
- ²⁵ PIEDADE P A, Desenvolvimento de um procedimento metodológico para calibração de medidores invasivos da tensão aplicada a tubos radiológicos

através do espectro de raios X medido com detectores semicondutores, Monografia de trabalho de conclusão do curso de Física Médica, Pontifícia Universidade Católica de São Paulo – PUCSP, 2005.

²⁶ VIEIRA A, TERINI R A, LINKE A, HERDADE S B, Proceedings of the 2007 International Nuclear Atlantic Conference – INAC, September 30 - October 5 2007, Santos, SP, Brazil.

²⁷ MIYAJIMA S, Thin CdTe detector in diagnostic x-ray spectroscopy, Medical Physics, 30 (5), 771-777 (2003).

²⁸ FREITAS M B, MEDEIROS F H M, YOSHIMURA E M, Detection properties of CdZnTe semiconductor for diagnostic X-ray spectroscopy applications, Cross Disciplinary Applied Research in Material Science and Technology, 480, 53-58 (2005).