

UNIVERSIDADE FEDERAL DE UBERLÂNDIA  
FACULDADE DE ENGENHARIA ELÉTRICA  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA BIOMÉDICA

CÉSAR AUGUSTO SILVA CARDOSO ASSIS

**ESTUDO DO DESEMPENHO DO RECEPTOR DE IMAGEM EM  
MAMOGRAFIA DIGITAL CONTRASTADA UTILIZANDO SIMULAÇÕES  
MONTE CARLO**

UBERLÂNDIA

2021

CÉSAR AUGUSTO SILVA CARDOSO ASSIS

Estudo do desempenho do receptor de imagem em mamografia digital contrastada  
utilizando simulações Monte Carlo

Dissertação submetida ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Biomédica da Universidade Federal de Uberlândia, como parte dos requisitos necessários à obtenção do grau de Mestre em Ciências.

Área de Concentração: Sistemas Computacionais e Dispositivos Aplicados à saúde.

Orientador: Prof. Dr. Diego Merigue

UBERLÂNDIA  
2021

Ficha Catalográfica Online do Sistema de Bibliotecas da UFU  
com dados informados pelo(a) próprio(a) autor(a).

A848  
2021

Assis, Cesar Augusto Silva Cardoso, 1991-  
Estudo do desempenho do receptor de imagem em  
mamografia digital contrastada utilizando simulações  
Monte Carlo [recurso eletrônico] / Cesar Augusto Silva  
Cardoso Assis. - 2021.

Orientador: Diego Merigue da Cunha.  
Dissertação (Mestrado) - Universidade Federal de  
Uberlândia, Pós-graduação em Engenharia Biomédica.  
Modo de acesso: Internet.  
Disponível em: <http://doi.org/10.14393/ufu.di.2021.513>  
Inclui bibliografia.  
Inclui ilustrações.

1. Engenharia biomédica. I. Cunha, Diego Merigue da,  
1982-, (Orient.). II. Universidade Federal de  
Uberlândia. Pós-graduação em Engenharia Biomédica. III.  
Título.

CDU: 62:61

Bibliotecários responsáveis pela estrutura de acordo com o AACR2:

Gizele Cristine Nunes do Couto - CRB6/2091



## UNIVERSIDADE FEDERAL DE UBERLÂNDIA

Coordenação do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Biomédica  
 Av. João Naves de Ávila, 2121, Bloco 3N, Sala 115 - Bairro Santa Mônica, Uberlândia-MG, CEP 38400-902  
 Telefone: (34) 3239-4761 - www.ppgeb.feelt.ufu.br - ppegb@feelt.ufu.br



### ATA DE DEFESA - PÓS-GRADUAÇÃO

Programa de Pós-Graduação em:	Engenharia Biomédica				
Defesa de:	Dissertação de Mestrado Acadêmico, 076, PPGEB				
Data:	dez de setembro de dois mil e vinte e um	Hora de início:	15:00	Hora de encerramento:	[17:40]
Matrícula do Discente:	11912EBI007				
Nome do Discente:	César Augusto Silva Cardoso Assis				
Título do Trabalho:	Estudo do desempenho do receptor de imagem em mamografia digital contrastada utilizando simulações Monte Carlo				
Área de concentração:	Engenharia Biomédica				
Linha de pesquisa:	Sistemas Computacionais e Dispositivos Aplicados à saúde				
Projeto de Pesquisa de vinculação:	Avaliação do desempenho de receptores de imagem em mamografia digital				

Reuniu-se por web conferência pela plataforma Conferenciaweb em conformidade com a PORTARIA Nº36, DE 19 DE MARÇO DE 2020 da COORDENAÇÃO DE APERFEIÇOAMENTO DE PESSOAL DE NÍVEL SUPERIOR - CAPES, a Banca Examinadora, designada pelo Colegiado do Programa de Pós-graduação em Engenharia Biomédica, assim composta: Professores Doutores: Ana Cláudia Patrocínio - PPGEB/UFU; Martin Eduardo Poletti - USP; Diego Merigue da Cunha - PPGEB/UFU orientador do candidato.

Iniciando os trabalhos o presidente da mesa, Dr. Diego Merigue da Cunha, apresentou a Comissão Examinadora e o candidato, agradeceu a presença do público, e concedeu ao Discente a palavra para a exposição do seu trabalho. A duração da apresentação do Discente e o tempo de arguição e resposta foram conforme as normas do Programa.

A seguir o senhor(a) presidente concedeu a palavra, pela ordem sucessivamente, aos(às) examinadores(as), que passaram a arguir o(a) candidato(a). Ultimada a arguição, que se desenvolveu dentro dos termos regimentais, a Banca, em sessão secreta, atribuiu o resultado final, considerando o(a) candidato(a):

Aprovado.

Esta defesa faz parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre.

O competente diploma será expedido após cumprimento dos demais requisitos, conforme as normas do Programa, a legislação pertinente e a regulamentação interna da UFU.

Nada mais havendo a tratar foram encerrados os trabalhos. Foi lavrada a presente ata que após lida e achada conforme foi assinada pela Banca Examinadora.



Documento assinado eletronicamente por **Ana Claudia Patrocínio, Professor(a) do Magistério Superior**, em 10/09/2021, às 17:54, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 6º, § 1º, do [Decreto nº 8.539, de 8 de outubro de 2015](#).



Documento assinado eletronicamente por **Diego Merigue da Cunha, Professor(a) do Magistério Superior**, em 10/09/2021, às 17:54, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 6º, § 1º, do [Decreto nº 8.539, de 8 de outubro de 2015](#).



Documento assinado eletronicamente por **Martin Eduardo Poletti, Usuário Externo**, em 10/09/2021, às 17:54, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 6º, § 1º, do [Decreto nº 8.539, de 8 de outubro de 2015](#).



A autenticidade deste documento pode ser conferida no site [https://www.sei.ufu.br/sei/controlador\\_externo.php?acao=documento\\_conferir&id\\_orgao\\_acesso\\_externo=0](https://www.sei.ufu.br/sei/controlador_externo.php?acao=documento_conferir&id_orgao_acesso_externo=0), informando o código verificador **3030661** e o código CRC **FACA9F37**.

## **AGRADECIMENTOS**

À Deus por ter me dado força e paciência para poder passar por todas as dificuldades encontradas.

À meus pais, por terem me apoiado por todo o caminho e me ajudado a fazer escolhas que definiram minha trajetória até aqui.

À meu irmão que às vezes mesmo distante dos problemas, esteve ao meu lado, apoiando-me e acreditando em mim.

À Márcia Prado, por sempre estar ao meu lado, me apoiando, incentivando e sendo um dos pilares de minha vida.

Ao Prof. Dr. Diego Merigue, pela orientação deste trabalho.

Aos meus amigos, pela convivência ao longo do curso.

Aos professores do programa de Pós-graduação de Engenharia Biomédica, que contribuíram de alguma forma para poder chegar até aqui.

## RESUMO

O câncer de mama é uma das principais causas de morte por câncer entre as mulheres e a mamografia é o exame mais sensível para a detecção precoce, podendo reduzir a mortalidade. Entretanto, a mamografia apresenta limitações especialmente em mamas densas ou espessas, em que a identificação de nódulos ou microcalcificações pode ser obscurecida pelos tecidos mamários. Recentemente, a técnica de mamografia contrastada vêm apresentando grande potencial como técnica de imagem complementar à mamografia de rastreamento, para a identificação de alterações. Nessa técnica, utiliza-se um agente de contraste à base de iodo, por via intravenosa, permitindo que o agente de contraste administrado circule pelos vasos sanguíneos da mama, causando o realce de possíveis nódulos malignos. Na mamografia contrastada de dupla energia, são adquiridas imagens com feixes de radiação de baixa e alta energia, e as duas imagens são então subtraídas, fornecendo o realce do agente de contraste em relação ao tecido mamário. A qualidade da imagem mamográfica depende, dentre outros fatores, do desempenho do receptor de imagem quanto à relação à resolução espacial, e a função de transferência de modulação (MTF), que quantifica a redução no contraste no domínio das frequências espaciais, é considerada a função mais adequada para avaliar a resolução espacial do sistema de imagem. O objetivo deste trabalho é estudar os diferentes tipos de receptores (a-Se e CsI) com a finalidade de determinar como diferentes fatores de aquisição podem influenciar na qualidade da imagem. Esse estudo foi feito a partir da obtenção das curvas de  $MTF_x$ , adquiridas por meio das simulações utilizando o código Monte Carlo PENELOPE. Foram analisados o desempenho de receptores de conversão direta (a-Se) e indireta (CsI), considerando os feixes de baixa e alta energia empregados em mamografia contrastada. Os resultados mostraram que para o a-Se, as curvas de  $MTF_x$  apresentam melhora com o aumento do potencial do tubo, ao passo que para o CsI há uma redução na  $MTF_x$ , especialmente para feixes com energias acima da borda de absorção da camada K do receptor. O aumento na espessura dos receptores provoca uma redução na  $MTF_x$ , devido ao aumento da probabilidade de ocorrer interações múltiplas, e de reabsorção pelo próprio receptor da radiação característica produzida. Não foi observado resultado significativo de influência da atenuação do feixe pela mama nas curvas de  $MTF_x$ . Para as curvas de MTF pré-amostragem, observou-se que os efeitos geométricos referentes às dimensões da superfície dos elementos detectores são a principal causa de limitação da resolução espacial da imagem, com menor influência das interações da radiação. Os resultados obtidos neste trabalho foram comparados com resultados experimentais da literatura, apresentando boa concordância, indicando a viabilidade do uso dos métodos computacionais para simulação do transporte da radiação no receptor para o estudo do desempenho do sistema de imagem em mamografia contrastada.

Palavras-chaves: Mamografia contrastada digital, Monte Carlo, detector, função de transferência de modulação.

## ABSTRACT

Breast cancer is one of the main cause of cancer death among women, and mammography exams are the only imaging technique that has shown to reduce such mortality. However, mammography has limitations, especially in dense or thick breasts, in which the identification of nodules or microcalcifications may be obscured by breast tissue. Recently, the contrast-enhanced mammography technique has shown a great potential as a complementary imaging technique to identify alterations in screening mammography. In this technique, an iodine-based contrast agent is administered intravenously, allowing the administered contrast agent to circulate throughout the breast blood vessels, highlighting possible malignant nodules. In dual-energy contrast-enhanced mammography, images are acquired with low- and high-energy radiation beams, and the two images are then subtracted, providing an increase in the contrast agent in relation to the breast tissue. The quality of the mammography image depends, among other factors, on the performance of the image receptor with respect to spatial resolution and on the modulation transfer function (MTF), which quantifies the reduction in contrast at the spatial frequency domain, is considered the most appropriate function to evaluate the spatial resolution of the imaging system. The objective of this work is to study the different types of image receptors (a-Se and CsI) in order to evaluate how different acquisition factors can influence image quality. This study was done by obtaining the  $MTF_x$  curves, acquired through simulations using the Monte Carlo code PENELOPE. The performance of direct conversion (a-Se) receivers and indirect conversion (CsI) receptors were analyzed considering low and high energy beams employed in contrast mammography. Results showed that, with the increase of the tube potential, the  $MTF_x$  curves improve for a-Se, while for CsI there was a reduction in  $MTF_x$ , especially for beams with energies above the absorption K-edge of the receptor. The increase of receptor thickness causes a reduction in  $MTF_x$ , due to the increased probability of multiple interactions occurrence and of the reabsorption of produced characteristic radiation by the receptor. It was not observed significant results for the influence of beam attenuation by the breast on the  $MTF_x$  curves. For the pre-sampling MTF curves, it was observed that geometric effects due to the dimensions of the surface of the detector elements are the main cause of limitation of the image's spatial resolution, with less influence of the radiation interactions. The results obtained in the present study were compared with experimental data from the literature, showing good agreement, indicating the feasibility of using computational methods for simulating the radiation transport in the receptor for the study of the imaging systems performance in contrasted-enhanced mammography technique.

Keywords: Digital contrasted mammography, Monte Carlo, detector, modulation transfer function.



## SUMÁRIO

<b>1. INTRODUÇÃO.....</b>	<b>3</b>
<b>2. FUNDAMENTOS TEÓRICOS.....</b>	<b>6</b>
2.1 INTERAÇÕES DA RADIAÇÃO X COM A MATÉRIA.....	6
2.2 INTERAÇÕES DE ELÉTRONS RÁPIDOS COM A MATÉRIA.....	12
2.3 O EQUIPAMENTO MAMOGRÁFICO.....	15
2.4 RECEPTORES DE IMAGENS DIGITAIS.....	17
2.5 MAMOGRAFIA CONTRASTADA DE DUPLA ENERGIA.....	18
2.6 FUNÇÕES DE TRANSFERÊNCIA DE MODULAÇÃO (MTF).....	20
<b>3. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA.....</b>	<b>23</b>
<b>4. METODOLOGIA.....</b>	<b>27</b>
4.1 MODELO GEOMÉTRICO.....	27
4.3 ESPECTROS UTILIZADOS.....	29
4.4 DETERMINAÇÃO DA FUNÇÃO DE TRANSFERÊNCIA DE MODULAÇÃO (MTF <sub>x</sub> ).....	30
4.5 DETERMINAÇÃO DA MTF PRE AMOSTRAGEM (MTF <sub>PRE</sub> ).....	30
4.6 VALIDAÇÃO DO CÓDIGO.....	31
<b>5. RESULTADOS E DISCUSSÕES.....</b>	<b>33</b>
5.1 VALIDAÇÕES DO CÓDIGO.....	33
5.2 INFLUÊNCIA DOS ESPECTROS UTILIZADOS.....	34
5.3 INFLUÊNCIA DA ESPESSURA DO DETECTOR.....	36
5.4 INFLUÊNCIA DA ATENUAÇÃO DA MAMA.....	37
5.5 MTF <sub>PRE</sub> AMOSTRAGEM.....	39
<b>6. CONCLUSÃO.....</b>	<b>43</b>
<b>REFERÊNCIAS.....</b>	<b>45</b>

## 1. INTRODUÇÃO

O câncer de mama é apresentado pela Sociedade Americana de Câncer como a terceira principal causa de mortes por câncer entre as mulheres, depois dos carcinomas do sistema digestivo e respiratório [1], tornando-se assim a doença maligna não cutânea mais comum em mulheres [2].

A mamografia é, atualmente, a principal modalidade de diagnóstico por imagem que demonstrou reduzir a mortalidade por câncer de mama, devido à detecção precoce de tumores [3]. Entretanto, essa técnica apresenta limitações, especialmente em mamas densas [4], [5]. A sobreposição de tecidos é também um fator limitante na mamografia de forma geral, pois podem obscurecer a visualização dos aglomerados de microcalcificações [4], [6]. Objetivando superar essa limitação, há a proposta de novas técnicas de imagem [3], [6], [7], como a tomossíntese de mama e a mamografia contrastada [4], [8].

As técnicas de imagem em mamografia contrastada, em particular, utilizam um agente de contraste à base de iodo, por via intravenosa, sendo assim eficiente para identificação de tumores, pois estes precisam de uma certa nutrição para seu crescimento, fazendo-se necessária a formação de novos vasos sanguíneos dentro e fora do tumor, para o fornecimento de tais nutrientes [9]. Tais vasos permitem que o contraste administrado circule pelo próprio tumor, causando seu realce. Por tal motivo, a mamografia contrastada apresenta-se como uma boa alternativa para a identificação de tais tumores, pois as exposições à radiação são limitadas, é fácil de ser realizada e acessível [5]. Dentro da mamografia contrastada, duas técnicas são utilizadas, sendo a técnica de subtração temporal e a de dupla energia.

Na técnica de subtração temporal, a mama é comprimida e é feita uma aquisição de imagem, em seguida o agente de contraste é injetado, a mama é novamente posicionada e são realizadas imagens subsequentes ao longo de 3 a 5 minutos, com intervalo de 1 minuto entre as imagens [5]. Entretanto, essa técnica causa desconforto à paciente e aumenta os riscos de artefatos na imagem devido a erros de posicionamento [5]. Já a técnica de dupla energia é realizada com administração do agente de contraste antes das imagens, e então são adquiridas imagens com baixa e alta energia, em rápida sucessão, fazendo com que a mama fique comprimida poucos segundos e diminua a chance de movimento por parte da paciente. Nessa

técnica, as combinações ânodo/filtro utilizados para aquisição das imagens variam de acordo com o equipamento utilizado e com a técnica. As aquisições realizadas em baixas energias, variando o potencial entre 28 e 34 kV, podem ser utilizadas combinações como molibdênio e molibdênio (Mo/Mo), molibdênio e ródio (Mo/Rh) e outras [10]. Neste caso, o espectro de raios X está abaixo da borda de absorção K do iodo (33 keV), ocasionando uma imagem de contraste máximo dos tecidos moles. As aquisições em altas energias, com potenciais próximos à 49 kV, utilizam combinações ânodo/filtro diferentes, podendo ser, por exemplo, de tungstênio e cobre (W/Cu), tungstênio e titânio (W/Ti) [10]. Esta faixa energética está acima da borda de absorção do iodo, o que resulta em uma imagem com informações principalmente sobre o agente de contraste. As duas imagens são então subtraídas, fornecendo o realce do agente de contraste em relação ao tecido mamário [5].

Um dos principais fatores para a formação da imagem em mamografia está relacionado ao receptor de imagem do equipamento. Em mamografia digital de tela plana (sistema DR), o receptor pode ser de conversão direta ou indireta [11]. O receptor de conversão direta utiliza um fotocondutor, como o selênio amorfo (a-Se) afim de converter diretamente a energia depositada pelos fótons de raios X em carga elétrica liberada, que será lida eletronicamente por uma matriz ativa [11], [12]. O sistema de conversão indireta usa dois estágios para sua conversão [11], fazendo o uso de materiais cintiladores, como o iodeto de céscio (CsI) para converter os raios X em luz visível [12] em um primeiro estágio e depois a luz é convertida em carga elétrica por meio de uma matriz de fotodiodo de silício amorfo [11]. O fotodiodo absorve a luz emitida na proporção da energia dos raios X absorvidos, e então os transístores de filme fino (TFTs) são utilizados para ler a carga armazenada para produzir a imagem digital [13].

A qualidade da imagem mamográfica depende, dentre outros fatores, do desempenho do receptor de imagem. Dentre seus parâmetros de desempenho, uma característica essencial é a resolução espacial, que define o nível de detalhamento que pode ser visto em uma imagem, ou seja, quão pequeno um objeto pode ser identificado visualmente [14]. A resolução espacial é afetada por diversos fatores, dentre eles o tamanho dos elementos detectores, bem como as interações da radiação com o receptor [14]. Para avaliarmos a resolução espacial de um determinado sistema, podemos quantificá-la através de diferentes funções, como a função de dispersão de ponto (PSF), que é obtida através da resposta do sistema com relação à uma fonte

pontual, a função de propagação de linha (LSF), quando o sistema é estimulado por um sinal em formato de linha e a função de transferência de modulação (MTF), que quantifica a redução no contraste no domínio das frequências espaciais, e que para um sistema de imagem digital é a função mais adequada para avaliar a resolução espacial [14].

O objetivo deste trabalho é estudar os diferentes tipos de receptores (a-Se e CsI) com a finalidade de determinar como diferentes fatores de aquisição podem influenciar na qualidade da imagem. Esse estudo foi feito a partir da obtenção das curvas de MTF, adquiridas por meio das simulações utilizando o código Monte Carlo PENELOPE.

O trabalho está organizado da seguinte forma: No Capítulo 2 são abordados os aspectos teóricos relacionados às interações da radiação com a matéria, à formação da imagem mamográfica, e à função de transferência de modulação. O Capítulo 3 apresenta uma breve revisão bibliográfica, apresentando os trabalhos em que se investigou o comportamento a MTF em mamografia digital. O Capítulo 4 apresenta a metodologia utilizada para as simulações, como o modelo geométrico, os parâmetros da simulação, os espectros utilizados, e a determinação da função de transferência de modulação. O Capítulo 5 expõe os resultados e discussões das diferentes condições que foram avaliadas durante o trabalho com a finalidade de avaliar a influência dos espectros utilizados, da espessura do detector, da atenuação da mama e a influência na função de transferência de modulação pré amostragem. Por fim, no Capítulo 6 são apresentadas as conclusões e perspectivas futuras.

## 2. FUNDAMENTOS TEÓRICOS

### 2.1 INTERAÇÕES DA RADIAÇÃO X COM A MATÉRIA

A interação da radiação com a matéria pode ocorrer de diferentes formas, podendo ser absorvida pelo material ou espalhada por ele. Dentro da faixa energética dos exames de mamografia, a radiação X sofre basicamente três tipos de interação, sendo elas: Espalhamento Rayleigh, Efeito Fotoelétrico e Espalhamento Compton [15].

- Espalhamento Rayleigh (Espalhamento coerente)

No espalhamento Rayleigh ou coerente, os fótons são desviados com uma perda insignificante de energia [16], por esse motivo o espalhamento pode ser considerado elástico, porém o átomo tem um leve movimento apenas para conservar seu momento. Além disso, ele não contribui em nada para o kerma ou a dose, sendo que nenhuma energia é transferida para qualquer partícula carregada e não é produzida nenhuma ionização ou excitação, como apresentado na Figura 1 [15].

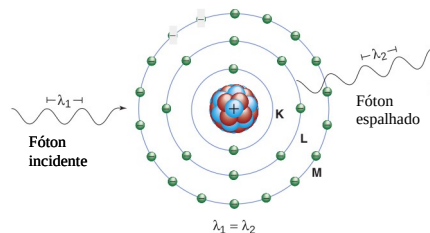


Figura 1: Representação do Efeito Rayleigh, com fóton incidente ( $\lambda_1$ ) interagindo com o átomo, gerando fóton espalhado ( $\lambda_2$ ) de mesma energia e comprimento de onda, com direção próxima à do fóton incidente [14].

Em geral, o ângulo de espalhamento diminui com o aumento da energia dos raios X e sua probabilidade de ocorrência torna-se mais maior em energias baixas de raios X (15 a 30 keV), faixa comum em exames de mamografia [14].

A seção de choque atômica para este espalhamento pode ser definida a partir da Equação 1 [15]:

$${}_a\sigma_R \propto \frac{Z^2}{(h\nu)^2} \quad (1)$$

Observa-se que  $Z$  corresponde ao número atômico do material e  $h\nu$  é a energia do fóton incidente.

Como há uma baixa porcentagem na contribuição desse efeito para a atenuação do feixe, ele se torna quase irrelevante, com exceção de materiais de alto  $Z$ , pois o aumento na seção de choque torna-se evidente com a diminuição da energia do fóton [15]. Para feixes acima de 70 keV, menos de 5% das interações são referentes a este efeito e tem um limite de aproximadamente 10% em energias próximas a 30 keV [14]

- Efeito Compton (Espalhamento Inelástico)

O efeito acontece quando há interação de um fóton incidente com um elétron do átomo, que acaba sendo ejetado e o fóton desviado de sua trajetória inicial com uma redução de sua energia, como apresentado na Figura 2. Além da ionização do átomo alvo, o elétron ejetado pode ionizar ou excitar átomos ao longo de sua trajetória [14].

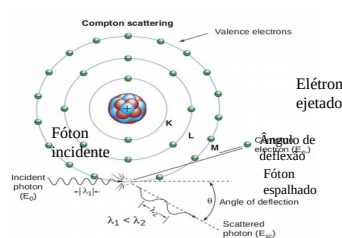


Figura 2: Representação do efeito Compton com fóton de energia inicial  $E_0$  interagindo com elétron [14].

No efeito Compton a energia do fóton incidente ( $h\nu$ ) pode ser descrita como a soma da energia cinética do elétron ejetado ( $E$ ) e a energia final do fóton espalhado ( $h\nu'$ ). A conservação da energia pode ser descrita como na Equação 2 [17].

$$h\nu = h\nu' + E \quad (2)$$

A energia do fóton espalhado também pode ser calculada a partir da energia do fóton incidente e seu ângulo de espalhamento, como mostrado na Equação 3 [14].

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \left(\frac{h\nu}{m_e c^2}\right) \times (1 - \cos\theta)} \quad (3)$$

Onde a energia de repouso do elétron é dada como  $m_e c^2$ , com o valor de 511 keV e  $\theta$  como o ângulo do espalhamento [14].

Ao analisar a Equação 3, podemos concluir que, o efeito ocorrendo com um ângulo de espalhamento próximo a zero, temos que o valor da energia do fóton espalhado seja próxima da energia do fóton incidente [14]. Ainda pode-se observar que, se a condição da energia do fóton incidente for muito menor que a energia de repouso do elétron, temos também que a energia do fóton espalhado será aproximadamente a energia do fóton incidente, independente do ângulo de espalhamento. Outra consideração que pode ser feita é que, se o ângulo de espalhamento for próximo à  $180^\circ$ , temos a condição de menor energia para o fóton espalhado [17].

Em 1928, Klein e Nishina obtiveram resultados teóricos com relação à seção de choque do espalhamento Compton para um elétron livre em repouso [15]. Sua respectiva seção de choque diferencial pode ser descrita pela Equação 4 [17].

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} * F_{KN} = \frac{r_0^2}{2} (1 + \cos^2\theta) F_{KN} \quad (4)$$

Onde a expressão  $d\sigma_0/d\Omega$ , conhecida como a seção de choque de Thomson, é dada pela Equação 5 [17].

$$\frac{d\sigma_0}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} (1 + \cos^2\theta) \quad (5)$$

Sendo  $r_0$  o raio clássico do elétron, que tem valor atribuído de  $2.81794 \times 10^{-15}$  metros [17]. Outro termo da Equação 4 é o fator  $F_{KN}$ , que sempre terá um valor menor que 1 e é expresso pela Equação 6 [17].

$$F_{KN} = \left\{ \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right\}^2 \left\{ 1 + \frac{(\alpha^2(1 - \cos\theta))}{[1 + \alpha(1 - \cos\theta)](1 + \cos^2\theta)} \right\} \quad (6)$$

Sendo  $\alpha = h\nu / m_e c^2$ . Quando o valor de  $\alpha$  tende a valores pequenos, ou seja, a energia do fóton é bem menor que a energia de ligação do elétron, temos  $F_{KN}$  igual a 1, e como

consequência, voltamos à expressão de Thomson, apresentada na Figura 3 como a curva de 0 Mev. A seção de choque de Klein-Nishina decresce com o aumento da energia, como mostrado na Figura 3.

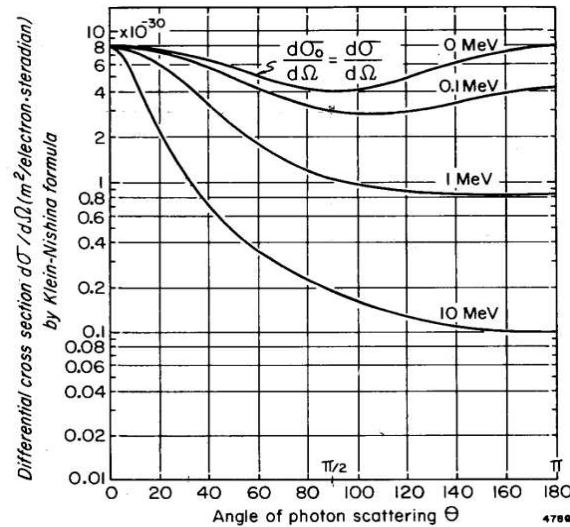


Figura 3: Seção de choque do efeito Compton, como função do ângulo de espalhamento para determinadas energias. Gráfico calculado pela equação 4 [17].

Além disso a seção de choque total por elétron ( $\sigma_e$ ) pode ser obtida integrando-se a Equação 4 em todos os ângulos sólidos [17]. A relação entre a seção de choque por elétron e a seção de choque atômica se dá por meio da multiplicação pelo número atômico do material, como mostra a Equação 7 [15].

$${}_a\sigma = Z \sigma_e \quad (7)$$

O valor  ${}_a\sigma$  é numericamente igual a probabilidade de um fóton ser espalhado, em qualquer direção, ao atravessar uma superfície de um metro quadrado contendo um átomo [17]. Essa aproximação ignora as ligações dos elétrons nos orbitais atômicos, e é válida para fótons com energias muito maiores que as energias de ligação. Entretanto, quando essa condição não é cumprida, observa-se que o efeito tem uma probabilidade menor de ocorrer com energias mais baixas, como mostra a Figura 4 [17].



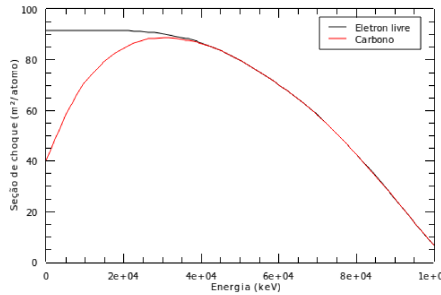


Figura 4: A curva preta mostra a seção de choque total Compton para um elétron livre calculada por Klein Nishina e a curva em vermelho a seção de choque para o carbono (adaptada de Jhons e Cunningham [17]).

A diferença apresentada na Figura 4 ocorre, pois, a probabilidade de o efeito Compton ocorrer em elétrons ligados é menor, devido à sua força de ligação com o átomo. Sendo assim, ao aumentarmos o número atômico do material, seus elétrons se tornam mais fortemente ligados aos seus átomos, necessitando de uma energia maior para serem arrancados [17].

- Efeito Fotoelétrico

O efeito fotoelétrico pode ser descrito como a interação de um fóton incidente, de energia  $h\nu$ , com o átomo, resultando assim na ejeção de um dos elétrons ligados [17]. Ao ocorrer, o fóton é absorvido, deixando de existir, como apresentado na Figura 5 [15].

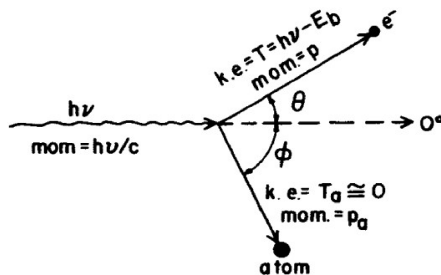


Figura 5: Fóton de energia  $h\nu$  atingindo um elétron ligado ao átomo com energia de ligação  $E_b$  [15].

Para que o efeito ocorra há uma limitação energética, sendo que a energia do fóton incidente ( $h\nu$ ) deve ser maior que a energia de ligação do elétron ( $E_b$ ) [17] e para haver a conservação das grandezas, o átomo deve sofrer um recuo ( $T_a$ ), como apresentado na Equação 8 [15].

$$T = h\nu - E_b - T_a \quad (8)$$

A ionização do átomo provoca o surgimento de uma vacância eletrônica, como apresentado na Figura 6a, que deverá ser preenchida por um elétron de uma camada mais externa. A diferença energética entre a camada do elétron e a vacância é liberada quando há o processo de transição entre as camadas por parte do elétron e tal energia é denominada raio X característico, como apresentado na Figura 6b, ou se for ejetado outro elétron, este recebe o nome de elétron Auger [14].

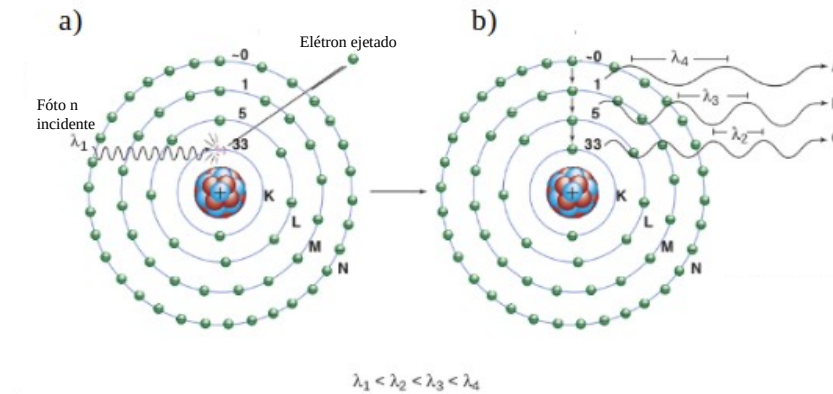


Figura 6 - (a) Ionização por efeito fotoelétrico. (b) Cascata de elétrons, sendo preenchidos por elétrons de outras camadas, liberando energia na forma de raios X. (adaptada de Attix [15]).

A seção de choque atômica para o efeito fotoelétrico tem uma forte dependência com o número atômico do material e com a energia do fóton incidente, como mostra a Equação 9 [17]:

$${}_a\tau \propto k \frac{Z^4}{(h\nu)^3} \quad (9)$$

Com o aumento da energia, a probabilidade de o efeito fotoelétrico ocorrer diminui, porém observa-se algumas discontinuidades nos valores da seção de choque, chamadas bordas de absorção [14], como apresentado na Figura 7.

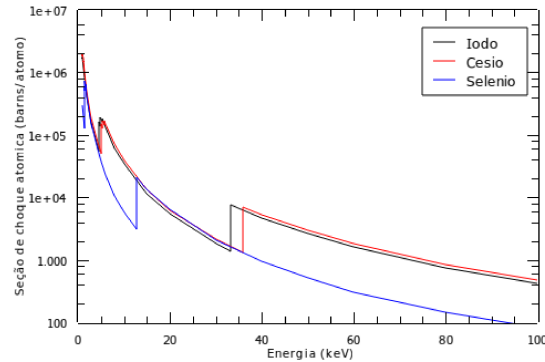


Figura 7 - Representação da seção de choque atômica, mostrando as bordas de absorção para o iodo, césio e selênio [46].

A análise da Figura 7 mostra descontinuidades nas curvas de césio, iodo e selênio. Os primeiros picos são referentes à absorção da camada K, ou seja o valor mínimo de energia para um fóton arrancar um elétron da camada K, onde para o césio temos a energia de aproximadamente 36 keV, para o iodo 33 keV e para o selênio 12 keV. Sendo ela a camada de ligação de energia mais alta, fótons com energia abaixo deste valor conseguiriam arrancar elétrons apenas das camadas mais fracamente ligadas (L e M) [17].

## 2.2 INTERAÇÕES DE ELÉTRONS RÁPIDOS COM A MATÉRIA

O surgimento dos elétrons rápidos advém dos processos de interação entre a matéria e partículas carregadas ou radiações eletromagnéticas [18]. A transferência de energia resultante desta interação causa a ejeção de um ou mais elétrons de um átomo do meio. Os elétrons ejetados terão diferentes energias cinéticas, que deverão ser perdidas ao longo de seus caminhos percorridos, causando ionizações e excitações ao longo de seu percurso [19].

As ionizações são interações Coulombianas exercidas em partículas carregadas ao passarem em áreas próximas aos campos elétricos dos elétrons e prótons do átomo, causando a perda de energia para o meio [14]. Durante o processo, o átomo pode se tornar um íon positivo, caso um elétron seja ejetado de uma de suas camadas para o meio, ou se tornar um íon negativo, como por exemplo, quando um átomo neutro adquire um elétron [19].

Nas excitações a energia da partícula incidente é perdida gradualmente ao entrar na matéria, devido as interações sofridas ao longo do caminho [19]. A energia transferida para o elétron do meio é inferior à sua energia de ligação, o que é suficiente apenas para levar o elétron a um nível de energia superior [15], o átomo, desta forma, é considerado excitado [16]. Após a

excitação os elétrons retornam a um nível de energia inferior, com a emissão da energia utilizada para chegar ao estado excitado, sendo esta energia liberada na forma de radiação eletromagnética ou elétrons Auger [14].

As interações dos elétrons ocorrem por meio de colisões que podem variar de acordo com a distância que a partícula passa do átomo, discutidas a seguir.

- Colisões suaves

Apresentam-se como o tipo mais provável, as colisões suaves acontecem com uma grande distância entre a partícula carregada e o átomo, ou seja, o parâmetro de impacto  $b$  é muito maior que o raio atômico  $a$ , como mostra a Figura 8. Desta maneira, a todo instante as partículas carregadas estão sofrendo esse tipo de interação, transferindo sua energia para o meio absorvedor, principalmente na forma de excitação. A cada colisão, há uma pequena quantidade de energia transferida para o meio, porém sendo bastante numerosas, as colisões suaves são responsáveis por transferir metade da energia das partículas para o meio absorvedor [17].

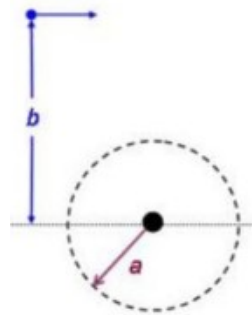


Figura 8: Representação de colisão suave [20].

- Colisões duras

As colisões duras ocorrem quando a distância entre o átomo e a partícula carregada se torna da ordem do raio atômico, ou seja,  $b \approx a$ , como mostrado na Figura 9. Por tal proximidade, esse tipo de colisão normalmente ejeta um elétron do átomo alvo com uma energia cinética considerável, os chamados raios delta [15].

Essas colisões ocorrem com menor probabilidade, porém a porcentagem de energia transferida nessas colisões é grande, fazendo com que a partícula carregada perca até 50% de sua energia cinética [20].

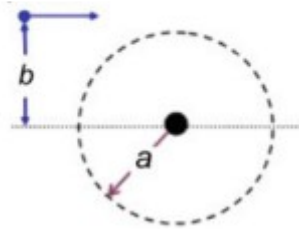


Figura 9: Representação de uma colisão dura [20]

- Colisões radiativas

Acontecem quando a distância entre a partícula carregada é muito menor que o raio do átomo absorvedor ( $b \ll a$ ), como mostrado na Figura 10, e para este caso a partícula pode sofrer um espalhamento elástico ou inelástico [20].

Para as interações elásticas, a partícula perde parte de sua energia cinética, mantendo a conservação do momento [15], [20], não havendo a emissão de fóton ou excitação nuclear, sendo considerado apenas uma forma de desvio de elétrons [15]. Nas colisões inelásticas, há a emissão de um fóton de raios X, processo denominado interação de *Bremsstrahlung*, palavra alemã que significa “radiação de frenagem”. Apesar de ser menos frequentes, esse tipo de colisão pode resultar em grandes perdas de energia, onde a partícula carregada sofre um desvio e uma fração de sua energia é emitida na forma de um fóton [15].

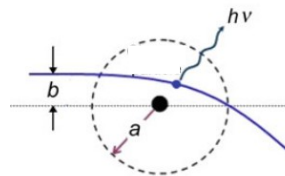


Figura 10: Representação de uma colisão radiativa com emissão de um fóton característico (Bremsstrahlung) [20].

### 2.3 O EQUIPAMENTO MAMOGRÁFICO

A Figura 11 apresenta um esquema simplificado do equipamento mamográfico, tendo sua corrente de filamento limitada, normalmente entre os valores de 25 e 100 mA [16], [14].

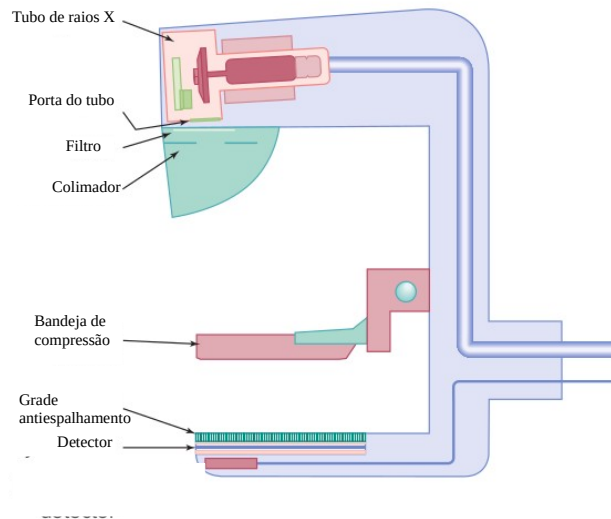


Figura 11: Esquema de um equipamento de mamografia [14]

O ânodo mais comum para os equipamentos de mamografia é o de molibdênio (Mo), devido a sua produção de raios X característicos nas energias de 17 e 20 keV [14], [16], como mostrado na Figura 12. Além disso, o ânodo pode ser composto por outros materiais, como por exemplo o ródio (Rh), que possui picos de raios X característicos na faixa entre 20 e 22 keV e o tungstênio (W) por ter um ponto de fusão mais alto, suportando correntes mais elevadas [14].

O equipamento de mamografia também é composto por alguns filtros adicionais, sendo estes responsáveis por barrar as radiações mais baixas e mais altas que as desejadas para a formação da imagem. Isso acontece devido a implementação de materiais que tem uma borda de absorção da camada K com energias entre 20 e 27 keV, como o Mo, Rh e Ag. A atenuação de filtração extra é mais alta quando as energias dos raios X são mais baixas e diminuem à medida que a energia dos raios X aumenta, até chegar ao limite da borda K do elemento filtro [14]. A Figura 12 representa os espectros de um alvo de Mo e outro de W em um potencial de 30 kV, filtrados pelo Mo e Rh, respectivamente.

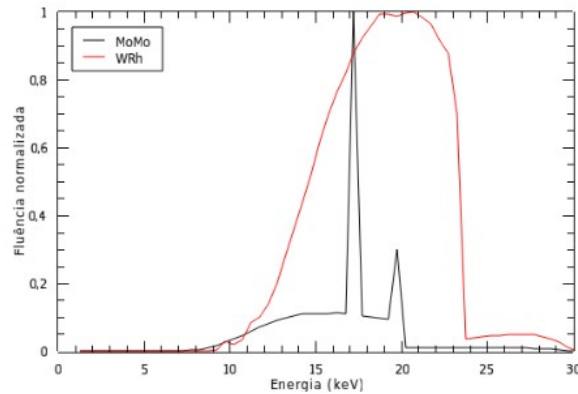


Figura 12: Espectros, em 30 kV, de anodo de Mo com filtração adicional de 30  $\mu\text{m}$  de Mo e anodo de W com filtração adicional de 50 $\mu\text{m}$  de Rh. Espectros obtidos por simulação Monte Carlo de Hernandez *et al.* [43].

Outro ponto importante para a mamografia é a compressão da mama, pois ela reduz a sobreposição de tecidos, a movimentação da paciente, bem como a espessura do tecido a ser atravessado, resultando assim em uma melhor definição das estruturas anatômicas na imagem. Além disso, diminui também a dose de radiação e a radiação dispersa pelo tecido mamário. Tal compressão é realizada por uma bandeja de policarbonato, que possui a mesma dimensão do receptor de imagem [14].

Outra parte do equipamento de mamografia é a grade antiespalhamento, situada na parte inferior como mostrado na Figura 11, e tem o papel de reduzir a quantidade de radiação espalhada, melhorando assim a qualidade da imagem, diminuindo o ruído da imagem [14].

O receptor de imagem no equipamento mamográfico tem função de captar a energia do feixe que incide sobre ele, e converter em um sinal digital. Os detalhes desse componente estão descritos na seção 2.4.

## 2.4 RECEPTORES DE IMAGENS DIGITAIS

O receptor de imagem emprega um sistema de matriz ativa, que consiste em uma matriz bidimensional de transistores de filme fino (TFT) ou diodos de comutação produzidos com materiais amorfos ou policristalinos semicondutores [12].

Os detectores digitais podem ser divididos em grupos de conversão indireta (cintilador) ou direta (fotocondutor), dependendo da forma de conversão dos raios X até se obter o sinal digitalizado, como mostra a Figura 13 [11].

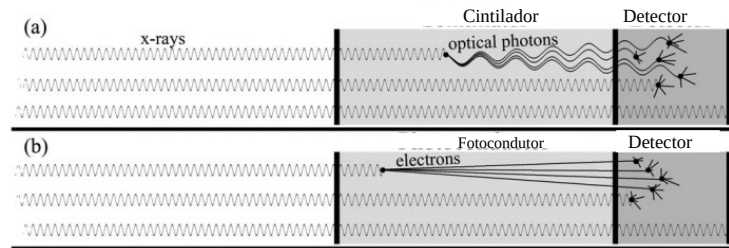


Figura 13: Esquema de detectores: (a) Conversão indireta dos raios X por um detector cintilador. (b) Conversão direta da radiação [35].

Um exemplo de receptor de imagem de conversão indireta é o composto por iodeto de céσιο (CsI) [21], que utiliza uma matriz ativa e um fotodiodo adicional a cada elemento da matriz do detector (dixel) [21]. Os receptores de CsI passam por dois estágios para se obter o sinal digital, a primeira etapa é a camada cintiladora exposta aos raios X, então o feixe é convertido em luz fluorescente através das interações com o material do receptor e na segunda etapa há a conversão da luz fluorescente em carga elétrica, tal processo ocorre por um fotodiodo de silício amorfo [11], [21].

Para os de conversão direta há o detector de selênio amorfo (a-Se), que utiliza o material fotocondutor para fazer a conversão direta dos raios X em carga elétrica liberada [12]. Por se tratar material semiconductor, é exposto a radiação que ao interagir geram cargas elétricas que são direcionadas ao coletor de cargas TFT na parte inferior do detector [11]. Cada dixel da matriz de armazenamento de dados consistem em um TFT para leitura da imagem, um eletrodo de dixel para coletar a carga da imagem gerada pelo material do detector, e um capacitor de armazenamento para manter a carga antes da leitura. As linhas de entrada dos TFTs são ligadas uma por vez e transferem a carga de cada dixel da imagem para as linhas de dados que são conectadas a carga externa de amplificação. Esta é ligada ao conversor de sinal à digitalização [12].

## 2.5 MAMOGRAFIA CONTRASTADA DE DUPLA ENERGIA

A mamografia contrastada de dupla energia tem a proposta de realçar os nódulos por contraste de iodo usando feixes de energia adaptados às propriedades do agente contrastante [14], [22]. O iodo é utilizado devido à baixa toxicidade e pela eficiência na atenuação dos raios X de baixa energia, faixa energética da mamografia. Outra característica do iodo é o efeito da borda K, que ocorre em energias próximas e superiores a 33 keV, como apresentado na Figura 14, em que a probabilidade de ocorrência do efeito fotoelétrico aumenta.



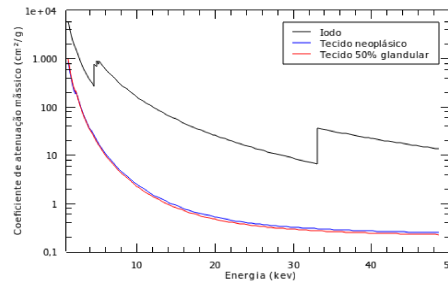


Figura 14: Coeficiente de atenuação mássico para o Iodo, mama 50 % glandular e mama neoplásica [46].

A sequência para realização do exame em mamografia contrastada de dupla energia é apresentada na figura 15 [8].

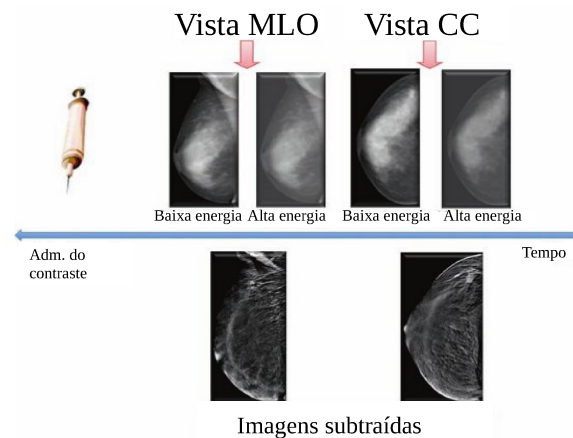


Figura 15: Esquema de realização da imagem em mamografia contrastada com uso da técnica de dupla energia [8].

A técnica de dupla energia utiliza das diferenças energéticas dos raios X e suas diferentes atenuações com os materiais da mama e do agente de contraste, para obter duas imagens distintas que serão combinadas para a obtenção de uma imagem resultante. Nestas técnicas, a imagem resultante parte de uma combinação de duas outras imagens, sendo uma delas com energias altas, utilizando potenciais entre 45 e 49 kV [23], [24] e utilizam combinações ânodo/filtro de W/Cu ou W/Ti [10], por exemplo, e a outra obtida com energias baixas [22], utilizando potenciais entre 25 e 36 kV [23] e combinações ânodo/ filtro usuais em mamografia, como o W/Rh [10], por exemplo.

O contraste iodado é injetado e em seguida a mama é comprimida, para ser feita a aquisição das imagens com a dupla energia [22]. A combinação das imagens de alta e baixa energia passa por um processo específico de processamento de imagens, subtraindo-as, resultando em uma imagem com informações da captação do contraste [24].

Para a técnica de subtração temporal, são adquiridas duas imagens somente em altas energias, sendo uma das imagens feita antes da administração do contraste e, as imagens seguintes após o uso do contraste [22]. A Figura 16 apresenta a sequência para realização da técnica de subtração temporal.

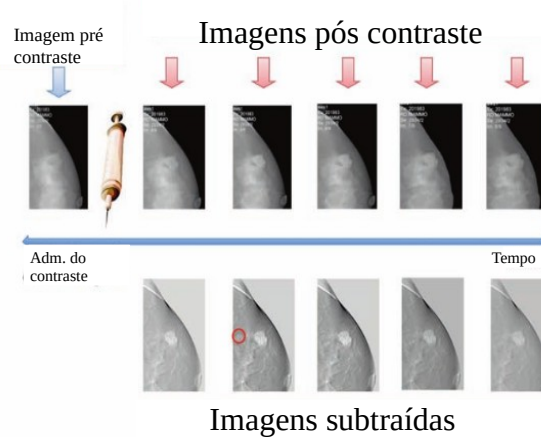


Figura 16: Esquema de realização da imagem em mamografia contrastada com uso da técnica de dupla energia [8]

## 2.6 FUNÇÕES DE TRANSFERÊNCIA DE MODULAÇÃO (MTF)

A clareza das informações de uma imagem é a medida de quão bem pode-se diferenciar estruturas finas de um objeto[16], como ilustrado na Figura 17.

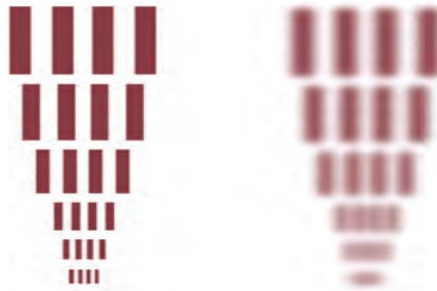


Figura 17 - Diferença entre imagens com diferentes resoluções [14].

Uma maneira de descrevermos a resolução espacial de um sistema de imagem, ou seja, quão distinguível são os objetos nas imagens geradas por ele, é através da função de dispersão pontual (PSF) [16]. A PSF seria a resposta de um sistema de imagem à uma fonte pontual incidente [14], como apresentado na Figura 18. Por ser uma função bidimensional, ela pode ser simétrica ou não e, teoricamente, o ponto de entrada deve ser infinitamente pequeno, porém na

prática, o ponto de entrada deve ser entre cinco ou dez vezes menor que a largura do elemento do detector [14].

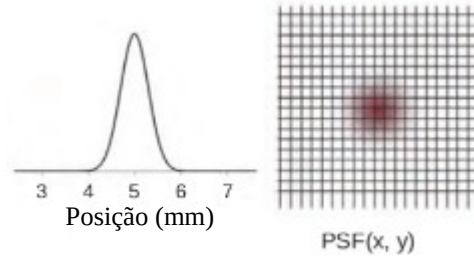


Figura 18: Demonstração da resposta do sistema para PSF [14].

A PSF descreve o nível de borramento introduzido pelo sistema de imagem, sendo este borramento causado por um evento físico ou algo relacionado ao processamento da imagem [14]. Por tal motivo, ela sendo estreita e pontiaguda significa que temos um sistema de alta resolução espacial, enquanto uma curva ampla e delineada significa baixa resolução espacial [16].

O sinal captado no receptor de imagem pode ser expressado como sendo composto por uma série de ondas senoidais espaciais, cujas frequências e amplitudes foram moduladas pelo objeto através do qual o feixe foi transmitido. A Figura 19 é uma representação da relação do objeto e da imagem diante ao aumento de sua frequência espacial, comparando os contrastes dos mesmo. Sendo assim, quando dizemos aumentar a frequência espacial de um objeto, que dizer que temos objetos de tamanhos menores, porém ao fazermos a mesma análise para sua imagem, temos a perda do contraste com o aumento da frequência.

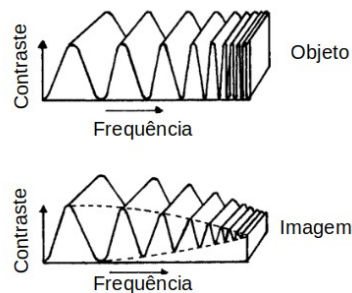


Figura 19 - A diferença de contraste entre um objeto e sua imagem quando variamos sua frequência espacial [16]

A aplicação da transformada de Fourier para o caso multidimensional, como representado na Equação 10, conhecida como transformada de Hankel, sobre a PSF obtêm-se como resultado a MTF [25].

$$MTF = H[p(r)] \quad (10)$$

Onde  $H$  é o operador da transformada de Hankel, e  $p(r)$  representa a PSF [25].

Além disso, a MTF é uma função que apresenta uma dependência com a frequência espacial dos objetos analisados, pois ao obter uma medida em baixas frequências espaciais, significa que o sistema é capaz de reproduzir um objeto que tenha aquela frequência, sem distorções ou com pouca perda de resolução. Porém, se em altas frequências espaciais, o valor da MTF tender a zero, significa que o sistema não está preparado para gerar imagens fiéis de tal objeto [16].

A MTF é uma função que descreve de forma útil a resolução espacial de um sistema de imagem e pode ser calculada de forma individual para cada parte do sistema, podendo ser a MTF total do sistema, calculada com base nas individuais de cada um [16], [26]. Ela relaciona a nitidez da imagem com o objeto em termos da resolução espacial, definindo assim a capacidade de um sistema em diferenciar dois pontos próximos em uma imagem [14].

### 3. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

A análise do desempenho dos receptores em mamografia digital é um tema amplamente estudado, encontrando-se na literatura trabalhos teóricos analíticos, outros utilizando simulações e outros experimentais a fim de obter resultados que caracterizem o uso de determinados receptores. Um dos primeiros trabalhos sobre este tema foi o de Que e Rowlands de 1995, que fizeram um estudo teórico analítico, analisando as influências de cada efeito para as MTFs de forma individual, concluindo que a energia dos raios X e a geometria do sistema influenciam nas MTFs [26]. Outro trabalho pioneiro neste assunto foi o de Zhao e Rowlands de 1997, em que foi realizada uma análise teórica da eficiência quântica de detecção dependente da frequência espacial ( $DQE(f)$ ) para um receptor de a-Se, e para tal análise foi utilizada a função de transferência de modulação pré-amostragem (MTF) [12]. Os estudos Boone e Seibert em 1999 foram direcionados às simulações Monte Carlo, focando exclusivamente no transporte dos fótons de raios X em um detector de cintilação, analisando a contribuição da reabsorção fotoelétrica e dispersão dos raios X para a PSF [23].

Em 1999, Williams *et al.* publicaram um trabalho que comparou os resultados de um sistema linear de cascata, em que o modelo calculava o espectro de potência de ruído dependente da frequência espacial e a eficiência quântica do detector usando a MTF, a fim de comparar os resultados com os obtidos de um protótipo de equipamento de mamografia digital de campo total, obtendo como conclusão de seu trabalho que o protótipo estaria de acordo com os resultados teóricos [27]. Em 2001, Rowlands *et al.* a fim de testar seu modelo e entender quais fatores influenciavam no desempenho da imagem dependente da frequência espacial dos receptores de iodeto de cério, comparou quatro fontes de dados experimentais já publicadas com suas simulações Monte Carlo, identificando em seus resultados, pela primeira vez efeitos sutis devido a reabsorção da fluorescência K [13]. Também em 2001, Zhao *et al.* publicaram um trabalho objetivando investigar os efeitos da fluorescência no desempenho das imagens para o receptor de a-Se, sendo assim foi desenvolvido um modelo de sistemas lineares em cascata, a fim de considerar o efeito da reabsorção de fluorescência na camada K e seus resultados foram comparados com simulações Monte Carlo usando as mesmas condições e parâmetros do detector,

concluindo que a reabsorção em fotocondutores resulta em diminuição da MTF em altas frequências espaciais [28].

Em 2004, Sankararaman *et al.* publicaram um trabalho em que foi realizado um estudo a fim de analisar o desempenho físico de um sistema de mamografia digital de campo inteiro, Seno-graphe 2000D GE Medical System, em diferentes condições espectrais, de anodo/filtro e adicionando uma estrutura equivalente ao tecido em diferentes espessuras, sendo os resultados experimentais comparados aos teóricos, obtendo como um de seus resultados que para energias abaixo da borda de absorção K do cintilador há uma variação mínima da MTF pré-amostragem [29]. Zhao *et al.* publicaram em 2004 um trabalho experimental, em que uma de suas medidas foi a MTF, que foi possível concluir que ela cairia rapidamente em todas as amostras em baixas frequências espaciais [21]. Em 2005, Sakellaris *et al.* apresentaram um trabalho em que foi desenvolvido um modelo Monte Carlo afim de simular a incidência de raios X em uma placa de a-Se levando em consideração interações primárias e secundárias, utilizando vários espectros mamográficos mono e polienergéticos, obtendo como um de seus principais resultados que a imagem resultante depende fortemente das características primárias dos elétrons, bem como suas interações com o material do receptor [30].

Em 2006 Hajdok *et al.* utilizaram simulação Monte Carlo com um sistema de cascatas paralelas para demonstrar e descrever como as interações fotoelétricas influenciam no sinal e ruído, e seus resultados mostraram que o efeito do transporte de elétrons na MTF é desprezível [31]. No mesmo ano, Hoheisel *et al.* utilizaram o código Monte Carlo para fazer medidas da MTF e comparar com valores obtidos no aparelho Siemens Mammomat NovationDR, concluindo que o material do receptor, em seu caso, não limita a resolução espacial [32]. Hajdok *et al.* em 2008 apresentaram em seu artigo resultados de simulações em código Monte Carlo objetivando examinar limitações impostas pelos processos de interação, em detectores de conversão direta e indireta, analisando, por exemplo, a degradação da MTF em função da energia e espessura do detector, tendo como uma de suas conclusões que em materiais de baixo Z a reabsorção de raios X provenientes da dispersão Compton degradam severamente o DQE enquanto que para materiais de alto Z a reabsorção dos raios X característicos da borda K causam um efeito significativo na redução do DQE[25]. Em seu trabalho, Badano *et al.* (2011), descreveram algumas modificações em um modelo analítico desenvolvido anteriormente para o receptor de

CsI, afim de estudar efeitos de incidência oblíqua dos raios X, possibilitando assim a descrição da degradação associada a resolução do detector e comparar com resultados antes publicados, o modelo modificado aborda a resposta direta do detector que descreve a dependência da resposta com a energia de raios X, espessura da camada do transdutor e o desfoque dependente da profundidade e a eficiência da coleta, e seus resultados apresentam que o efeito de incidência oblíqua em um detector semiconductor difere de detectores indiretos [33]. Hunter *et al.* apresentaram um trabalho em 2012, apresentando um protótipo experimental de detector de aSe de alta resolução espacial, capaz de fornecer altos valores de MTF para frequências espaciais além de 20 cy/mm [34].

Em 2012, Bontempi *et al.* publicaram um estudo de simulações, utilizando Monte Carlo, de detector de raios X para aplicação de imagens, utilizando um modelo semiempírico simplificado e sua validação ocorreu comparando uma simulação e o *flat panel* Hamamatsu C10900D e seus resultados da validação mostraram uma excelente concordância entre os dados experimentais e simulação, sendo estas mais rápidas e eficientes, ou seja, as simulações mostraram que são capazes de imitar a saída de um sistema de imagem real [35]. No mesmo ano, Liaparinos e Bliznakova compararam e avaliaram conversores de raios X usados em softwares de modelo de mama e espectros mamográficos realistas em termos da eficiência quântica de frequência zero (DQE) e sensibilidade, foi utilizado a simulação Monte Carlo envolvendo dois espectros mamográficos, e concluíram que para receptores de aSe, um limite superior de espessura de 100 mg/cm<sup>2</sup> deveria ser utilizado, enquanto que para espessuras acima desse valor, o receptor de CsI forneceria melhor desempenho [36].

Ainda em 2012, Marshall e Bosmans publicaram um trabalho que tinha como objetivo propor parâmetros de nitidez de um sistema de tomossíntese, incluindo o movimento do ponto focal do equipamento e seu tamanho, e para isso foram realizadas medidas experimentais em dois equipamentos, sendo um deles o Siemens Mammomat Inspiration da Siemens DBT e outro da Hologic, o Hologic Selenia Dimension DBT, sendo assim, este artigo apresentou resultados de medições detalhadas de MTF confirmando um desfoque nas imagens de projeção, já esperados pela teoria, apresentando uma dependência com o movimento e tamanho focal do equipamento [37]. No ano de 2014, Sakellaris *et al.* utilizaram conceito da função de transferência de modulação para um sistema de mamografia digital baseado em a-Se com o propósito de

investigar a influência da distribuição de intensidade do feixe, do tamanho do ponto focal, espessura da mama, e grau de magnificação na resolução espacial [38]. Em seu trabalho de 2014, Hu e Zhao analisaram o impacto geral do aumento da espessura de selênio no desempenho de imagem para mamografia digital contrastada e tomossíntese, especificamente para técnicas de subtração por dupla energia, para as análises realizadas foi utilizado um sistema linear em cascata com o intuito de observar o efeito do aumento da espessura do selênio no desempenho de imagem, e a conclusão de seu trabalho foi que o aumento da espessura aumenta o grau de borramento, especialmente para feixes de incidência oblíqua [39]. No ano de 2015, Kalyvas *et al.* publicaram um trabalho analítico em que foram comparados os resultados antes calculados, como o ruído relacionado à frequência espacial e DQE e ao analisar seus resultados foi possível concluir que a MTF é afetada pela espessura do detector [40].

Em seu artigo de 2017, Scaduto *et al.* investigaram o desempenho de um protótipo de detector de a-Se fabricado pela Analogic Canada Corporation para mamografia digital contrastada, uma das conclusões de seu trabalho foi que o aumento da espessura do a-Se resulta em maior grau de borramento, embora o ganho na eficiência de detecção quântica compense esse efeito, de forma que não há perda na qualidade da imagem [41].

Embora existam vários trabalhos na literatura investigando a resolução espacial para os receptores em mamografia digital, poucos estudos são direcionados à faixa de energia utilizada na mamografia contrastada. Dessa forma, o presente trabalho pretende investigar o comportamento da MTF em mamografia contrastada utilizando o método Monte Carlo para simulação computacional, a fim de identificar a influência de diversos parâmetros da formação da imagem na resolução espacial.



## 4. METODOLOGIA

O método Monte Carlo é um dos métodos computacionais comumente usados para resolver problemas físicos que envolvam muitas variáveis independentes, e na área de Física das Radiações, um de seus códigos é o PENELOPE, que simula o transporte de elétrons, pósitrons e fótons em vários tipos de materiais, energias e geometrias, e tem esse nome como abreviação da expressão em inglês: “*PENetration and Energy LOss of Positrons and Electrons*” [42]. Por este motivo, empregou-se o método no desenvolvimento deste trabalho, em que os resultados das simulações foram utilizados para avaliar a MTF, e as seções seguintes definem como a metodologia adotada para esse fim.

### 4.1 MODELO GEOMÉTRICO

O modelo geométrico consistia de uma fonte de feixe estreito de raios X polienergético incidindo perpendicularmente no detector.

O modelo geométrico do detector foi definido como dois planos paralelos infinitos, centrados na origem do sistema (Figura 20a). Foram simulados detectores de conversão direta (a-Se) e conversão indireta (CsI), sendo suas espessuras de 200 [39] e 300  $\mu\text{m}$  para os detectores de selênio amorfo e espessuras de 150 [36] e 250  $\mu\text{m}$  para os detectores de iodeto de césio [39].

Ao interagir com o detector, a energia transferida pelo fóton pode ser depositada radialmente. Com o objetivo de avaliar a energia depositada em função da distância a partir do ponto de incidência do feixe, o detector foi subdividido em anéis concêntricos de incremento radial de 50  $\mu\text{m}$  [25], tendo seu raio maior 1,5 cm com relação ao centro do detector, como apresentado na Figura 20b.

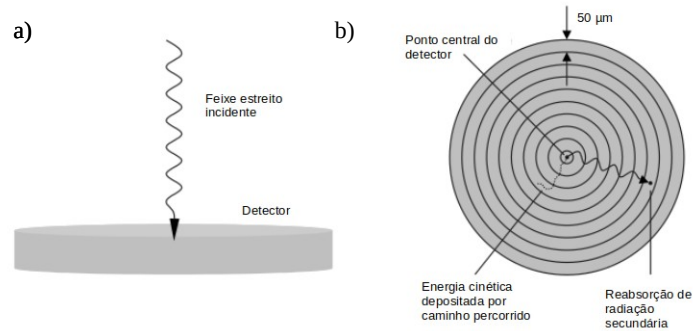


Figura 20: Representação gráfica da geometria do receptor (a) com vista lateral e (b) com vista superior apresentando o ponto central e a superfície dos anéis utilizados nas simulações (adaptada de Hajdok *et al.* [25]).

## 4.2 PARÂMETROS DE SIMULAÇÃO COM CÓDIGO PENELOPE

Para utilização do código PENELOPE deve-se configurar um modelo de arquivo de entrada. Neste arquivo define-se a geometria, o material, parâmetros de deposição de energia e as características da fonte.

Cada material utilizado na simulação deve receber um nome e uma série de parâmetros, sendo estes atribuídos ao PENELOPE em uma ordem adequada para sua identificação. O componente do código que diferencia as interações em cada um dos materiais é o *MSIMPA*, que pode ser alterado em suas variáveis:  $E_{ABS}$ ,  $C_1$ ,  $C_2$ ,  $W_{CC}$  e  $W_{CR}$ .

O parâmetro  $E_{abs}$  recebe os valores de energia para as quais as partículas são interrompidas e absorvidas no meio, sendo assim, quando a energia das partículas se torna menor que o valor assumido, supõe-se que a partícula depositou toda sua energia naquele ponto. Nesse trabalho, adotou-se o valor de 1 keV.

Os parâmetros  $C_1$  e  $C_2$  são responsáveis pelo grau de detalhamento das interações dos elétrons no material. O valor de  $C_1$  além de ter uma correspondente à deflexão média, ele se relaciona com o caminho livre médio entre colisões elásticas duras. O parâmetro  $C_2$  fornece a fração de perda de energia em um único passo, não tendo nenhum efeito em elétrons com energia inicial abaixo de 10 MeV [42]. Para tais parâmetros foram adotados o valor de 0,05, correspondendo ao menor valor permitido, e maior grau de detalhamento do transporte dos elétrons.

Outros parâmetros alterados foram o  $W_{CC}$  que representa a energia de corte para as colisões inelásticas e  $W_{CR}$  que está relacionado a energia de corte para emissão de *Bremsstrahlung*, adotou-se os valores de 1 keV, sendo assim fótons com energias menores que tal valor são absorvidos e finalizam sua trajetória na simulação.

#### 4.3 ESPECTROS UTILIZADOS

Os espectros utilizados nas simulações foram baseados na técnica de mamografia contrastada de dupla energia, em que para baixas energias foi utilizada a combinação ânodo/filtro de W/Rh, com espessura do filtro de 50  $\mu\text{m}$  e potenciais variando de 25 à 36 kV [23]. Para altas energias a combinação anodo/filtro foi W/Cu com espessuras do filtro de 200 e 300 $\mu\text{m}$  para os potenciais entre 35 e 49 kV. Os espectros utilizados nas simulações foram atenuados por uma bandeja de compressão de 3 mm de policarbonato [43] e pela coluna de ar de 60 cm. A Figura 21 apresenta os espectros de W/Rh com filtro de 50  $\mu\text{m}$  para o potencial de 28 kV e W/Cu com espessuras de filtro de 200 e 300  $\mu\text{m}$  para o potencial de 49 kV.

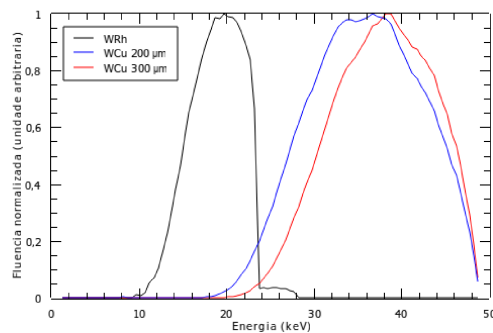


Figura 21: Espectros atenuados pela filtração adicional, pela coluna de ar e bandeja de compressão [43], sendo para W/Cu em 49 kV e W/Rh em 28kV.

Realizou-se também algumas simulações com atenuações do feixe pela mama, com espessuras de 3, 5 e 7 cm e duas camadas de pele de 1,5 mm de espessura cada [34], [44]. Para cada espessura de mama variou-se o percentual glandular de 0, 20 e 50 para investigar sua influência sobre a MTF. As composições das mamas foram retiradas de Hammerstein *et al.* [45] e foi utilizado a base de dados *National Institute of Standards and Technology (NIST)* para obter os seus coeficientes de atenuação mássico [46].

#### 4.4 DETERMINAÇÃO DA FUNÇÃO DE TRANSFERÊNCIA DE MODULAÇÃO ( $MTF_x$ )

A  $MTF_x$  é a medida da MTF que considera as interações da radiação no material do receptor, ou seja, a relação de perda de resolução em função da frequência espacial, e pode ser obtida por meio da integral da PSF (energia por unidade de massa), aqui representada por  $p(r)$ , como mostrado na Equação 11 [25].

$$MTF_x = H[p(r)] = 2\pi \int_0^{\infty} p(r) J_0(2\pi kr) r dr \quad (11)$$

Onde  $J_0$  é a função de Bessel de ordem zero,  $k$  corresponde a frequência espacial e  $r$  a distância radial em relação ao ponto de incidência do feixe [25].

#### 4.5 DETERMINAÇÃO DA MTF PRE AMOSTRAGEM ( $MTF_{pre}$ )

Além do borramento originado pelas interações do feixe no interior do receptor, descrito pela  $MTF_x$ , nesse trabalho foi considerada também a dimensão dos elementos da matriz de imagem do receptor.

Quando tratamos desse efeito para o receptor, devemos considerar que as distâncias entre cada *dexel* é muito pequena, fazendo com que cada sinal gerado acabe sendo calculado em conjunto para o mesmo *dexel*, e um valor da escala de cinza é produzido por elemento. Por tal motivo, a largura do *dexel* impõe um limite na resolução espacial do sistema, podendo ser nomeada como  $MTF_{del}$  e obtida por meio da Equação 12 [14].

$$MTF_{del} = sinc(ak) \quad (12)$$

Sendo que  $a$  é a largura do elemento do detetor, e para o atual trabalho foi utilizado o valor de 85  $\mu\text{m}$  [47].

O uso da função *sinc* representa uma resposta uniforme do *dexel* quando este recebe um feixe de radiação. Sendo assim, há uma relação com o tamanho do elemento, e por consequência à maior frequência que pode ser identificada, chamada de frequência de *Nyquist*. Assim, a  $MTF_{del}$  de um sistema definida pela função *sinc* está em seu máximo teórico para a resolução, ou seja, a imagem está sendo feita com o menor objeto possível que corresponde à maior frequência que pode ser identificada corretamente pelo receptor [14].

A Equação 15 apresenta a combinação das duas MTFs utilizadas no atual trabalho, obtendo como resultado a MTF pré-amostragem ( $MTF_{pre}$ ), que engloba as dependências com as interações da radiação no receptor e o tamanho dos seus elementos [25].

$$MTF_{pre} = MTF_x \times MTF_{del} \quad (15)$$

#### 4.6 VALIDAÇÃO DO CÓDIGO

Para a validação do código e das simulações, foi realizada uma comparação com os resultados obtidos por Hajdok *et al.* [25] para os valores de  $MTF_x$  em detectores de selênio amorfo (a-Se) e iodeto de césio (CsI).

Para a comparação ao trabalho de Hajdok *et al.* [25], o código foi ajustado para simular as mesmas condições dos autores, portanto alterações foram feitas no modelo geométrico. As espessuras dos detectores variavam de acordo com o material utilizado e a energia da simulação, tendo de ser recalculado para cada caso utilizando a Equação 16.

$$t_{\eta}(h\nu, Z) = \frac{-\ln(1-\eta)}{\mu(h\nu, Z)} \quad (16)$$

Onde  $\mu$  é o coeficiente linear de atenuação do fóton para a energia analisada,  $h\nu$  a energia do fóton,  $Z$  o número atômico do material e  $\eta$  o valor da eficiência quântica do receptor, tendo sido adotado o valor de 0,99. Tal valor de eficiência quântica foi utilizado representando o limite inferior da resolução espacial [25].

Assim, para as simulações com a-Se, utilizou-se as espessuras de 0,04, 0,073, 2,83 e 17,46 milímetros (mm), em que as energias utilizadas foram de 12, 13, 50 e 100 keV respectivamente e para o receptor de CsI foram utilizados respectivamente os valores de 1,44, 0,337, 0,793 e 5,01 mm para as espessuras com energias de 33, 36, 50 e 100 keV.

## 5. RESULTADOS E DISCUSSÕES

### 5.1 VALIDAÇÕES DO CÓDIGO

A Figura 22 mostra as curvas obtidas neste trabalho comparadas com Hajdok *et al.* [25], nas mesmas condições adotadas pelos autores.

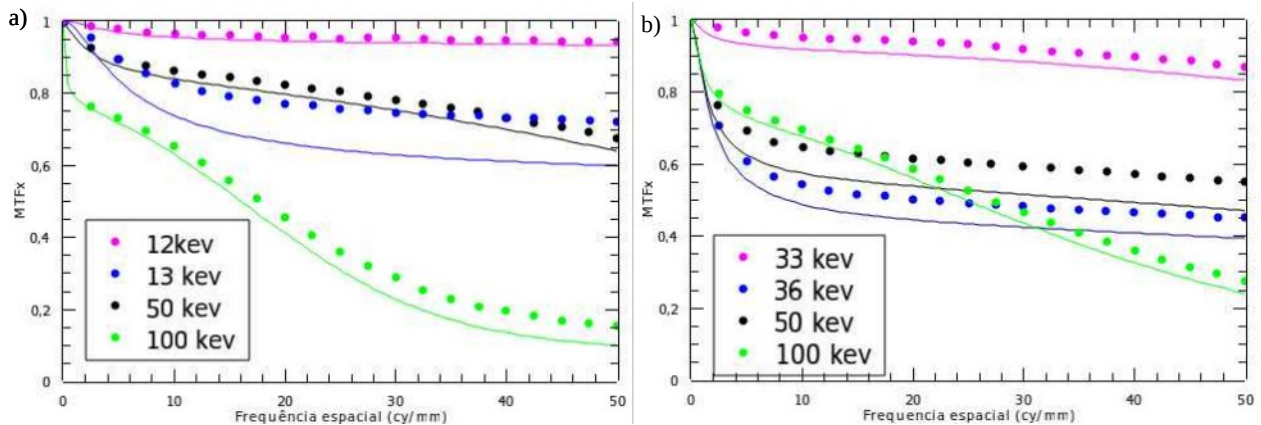


Figura 22 - a) Comparação entre as simulações do atual trabalho (linhas pontilhadas) com o trabalho de Hajdok *et al.* [25](linhas contínuas) nas mesmas condições para o receptor de a-Se e (b) de CsI.

Para ambos os receptores, quando analisamos os resultados com energias abaixo de suas respectivas bordas de absorção K, há uma excelente concordância. Para o a-Se chega-se a uma diferença de aproximadamente 1,6% para a curva de 12 keV e 3% para a curva de 33 keV no receptor de CsI, pois não há a produção de radiação característica. Quando se analisa energias logo acima da borda K, 13 keV para o a-Se e 33 keV para o CsI, tem-se a produção de radiação característica, causando uma diferença um pouco maior entre as curvas. Para energias acima da borda de absorção K, a concordância entre as curvas fica entre 10 e 12%. Tais diferenças podem ser atribuídas ao uso de distintas base de dados, podendo haver uma divergência para as seções de choque consideradas.

Os resultados mostraram que a metodologia para o cálculo da  $MTF_x$  utilizada está em concordância com o trabalho de Hajdok *et al.* [25], quando colocados nas mesmas condições de modelo geométrico e de irradiação do material.

## 5.2 INFLUÊNCIA DOS ESPECTROS UTILIZADOS

Na Figura 23 são apresentadas as curvas que representam a influência da variação dos potenciais sobre a  $MTF_x$ , para o receptor de a-Se com combinações ânodo/filtro de W/Cu com 300  $\mu\text{m}$  e para a combinação ânodo/filtro W/Rh com 50  $\mu\text{m}$ . A Figura 24 apresenta as mesmas combinações ânodo/filtro e potenciais do tubo, para o receptor de CsI.

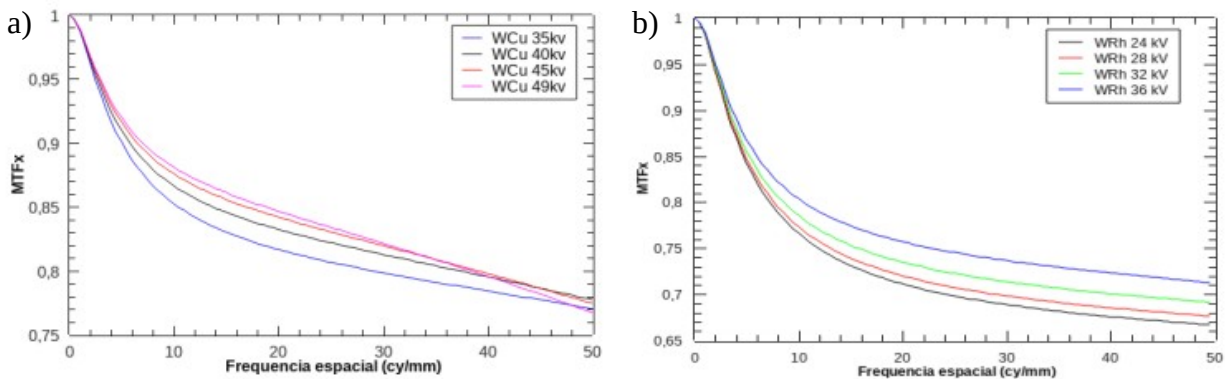


Figura 23 - Variação dos potenciais para o receptor de a-Se e filtro (a) de W/Cu 300  $\mu\text{m}$  e (b) W/Rh de 50  $\mu\text{m}$ .

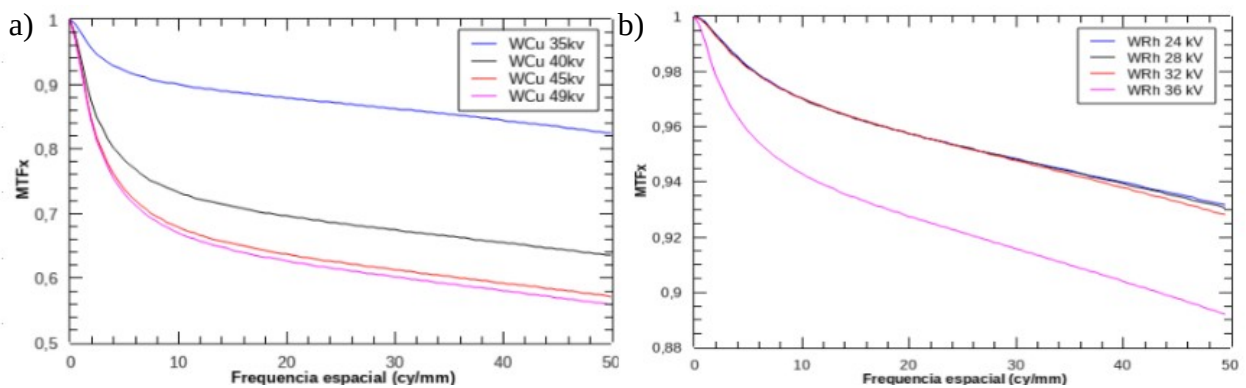


Figura 24 - Variação do potencial para o receptor de CsI e filtro (a) de W/Cu de 300  $\mu\text{m}$  e (b) de W/Rh de 50  $\mu\text{m}$ .

De acordo com a Figura 23 podemos analisar que, para o receptor de a-Se, para as duas combinações ânodo/filtro temos uma leve melhora na  $MTF_x$ , à medida que aumentamos o potencial. Isso ocorre pois com o aumento da energia há a uma redução na probabilidade de ocorrência do efeito fotoelétrico, relativa à do espalhamento Compton, reduzindo a quantidade de fótons característicos produzidos no material. Desta maneira, os fótons que

atingem o receptor são espalhados e acabam saindo da área do receptor, não sendo, em sua maior parte reabsorvidos ou produzindo interações secundárias, que reduziriam a  $MTF_x$ .

Para o receptor de CsI, conforme mostra a Figura 24, considerando a combinação ânodo/filtro W/Rh, é observado pouca diferença até o potencial de 32 kV, pois a borda de absorção dos elementos iodo e césio são respectivamente 33 e 36 keV. Porém nota-se que a curva da  $MTF_x$  é bem mais baixa para o potencial de 36 kV, devido a energia da borda de absorção K ser superada, mostrando que no receptor está ocorrendo a reabsorção dos fótons de radiação característica. Para a combinação W/Cu, percebemos que a curva de 35 kV mostra uma melhor  $MTF_x$  sendo a produção de radiação característica proveniente do iodo ser quase desprezível, devido à pouca quantidade de fótons o espectro incidente com energias acima de 33 keV. Em potenciais mais elevados, por exemplo entre 40 e 49 kV, percebe-se que a curva da  $MTF_x$  cai mais rapidamente para frequências mais altas, pois em tais potenciais há uma maior produção e consequente reabsorção da radiação característica no receptor.

A Figura 25 mostra a  $MTF_x$  para as combinações ânodo/filtro de W/Cu em 49 kV, variando a espessura do filtro de 200 a 300  $\mu\text{m}$ , sendo estes referentes aos detectores de a-Se (a) e CsI (b).

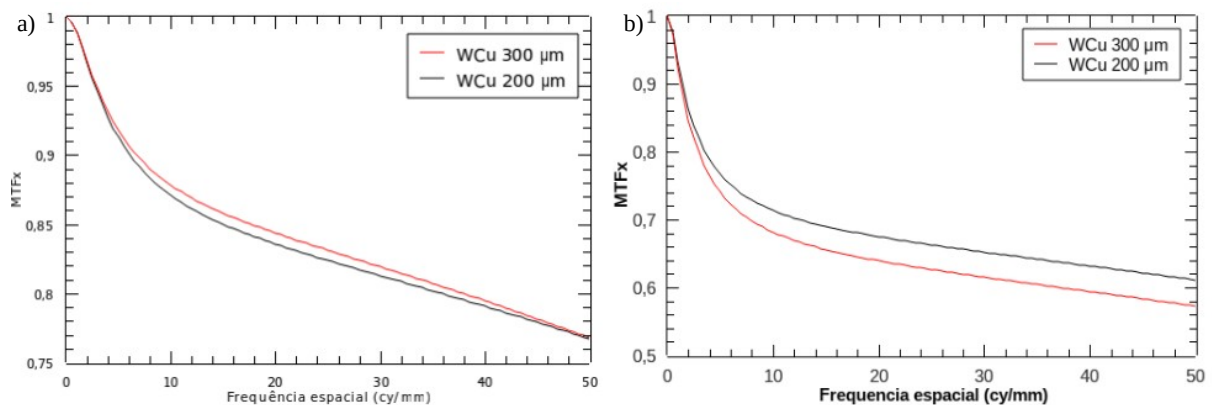


Figura 25 - Curvas para espectros com combinação anodo/filtro de W/Cu variando entre 200 e 300  $\mu\text{m}$  para energia de 49 kV em receptor de (a) a-Se e (b) CsI.

Para o receptor de a-Se podemos observar que as curvas possuem uma pequena variação quando o filtro passa da espessura de 200 para 300  $\mu\text{m}$ , não chegando a 1% em sua maior diferença. Isso ocorre porque o potencial que está sendo aplicado é alto, portanto, as interações secundárias ocorrem para todas as situações mostradas, ou seja, variar a energia média do feixe



incidente causa apenas uma leve melhora na  $MTF_x$ , similar ao efeito observado na Figura 23, quando aumentamos o potencial do tubo.

Já para o receptor de CsI, pode-se observar uma diferença maior, chegando a 6% em frequências espaciais mais altas, quando há variação na espessura do filtro. Como exposto na Figura 21, a energia média do espectro do W/Cu com filtro de 300  $\mu\text{m}$  é maior, tendo o seu pico em valores próximos à 38 keV, mais a direita que o pico do espectro obtido com filtro de 200  $\mu\text{m}$ . Sendo assim, para o filtro com espessura maior, há uma maior quantidade de fótons incidentes com energias maiores que a borda de absorção do receptor, causando então uma produção maior de radiação característica, piorando a curva da  $MTF_x$ .

### 5.3 INFLUÊNCIA DA ESPESSURA DO DETECTOR

A Figura 26 apresenta curvas da influência da variação da espessura dos receptores. Para o a-Se foram utilizadas as espessuras de 200 e 300  $\mu\text{m}$  e para o CsI espessuras de 150 e 250  $\mu\text{m}$ . Para as combinações ânodo/filtro de W/Cu, foi utilizado espessura de 300  $\mu\text{m}$  de filtro com potencial de 49 kV e combinação ânodo/filtro de W/Rh, com espessura de 50  $\mu\text{m}$  de filtro para o potencial de 28 kV.

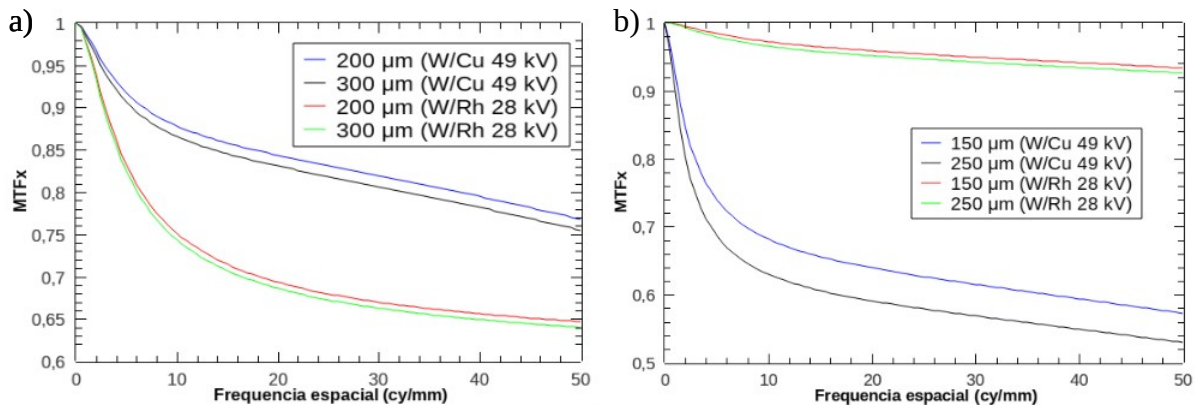


Figura 26 - Curvas comparando combinação anodo/filtro variando a espessura do receptor, sendo (a) W/Cu com 300  $\mu\text{m}$  em 49 kV e W/Rh com 50  $\mu\text{m}$  em 28 kV variando o receptor (a-Se) de 200 e 300  $\mu\text{m}$  e (b) as mesmas condições e espessuras para o receptor (CsI) de 150 e 250  $\mu\text{m}$ .

Os resultados para ambos os receptores mostram que quando aumentamos a espessura do receptor temos uma  $MTF_x$  pior, pois aumentamos a probabilidade de interações múltiplas ocorrerem e, conseqüentemente, aumentamos a quantidade de reabsorção no receptor fazendo com que a curva caia mais rapidamente. Sendo assim, a dispersão maior dos feixes em um

receptor mais espesso faz com que a curva da  $MTF_x$  tenha uma queda maior em relação às frequências espaciais maiores.

Para o receptor de a-Se, as duas combinações ânodo/filtro possuem uma diferença de 1% entre as curvas respectivas para cada combinação. Quando analisamos o receptor de CsI, as curvas da combinação W/Rh possuem uma diferença máxima de 0,6%, porém para a combinação W/Cu temos um percentual máximo de diferença de 7%.

#### 5.4 INFLUÊNCIA DA ATENUAÇÃO DA MAMA

A Figura 27 apresenta os resultados da influência das espessuras da mama na  $MTF_x$  para o receptor de a-Se de 300  $\mu\text{m}$  de espessura, variando a combinação ânodo/filtro de W/Cu com 300  $\mu\text{m}$  de espessura de filtro para o potencial de 49 kV e para a combinação W/Rh com filtro de 50  $\mu\text{m}$  para 28 kV de potencial. A Figura 28 apresenta as mesmas combinações ânodo/filtro para os mesmos potenciais, mas para o receptor de CsI.

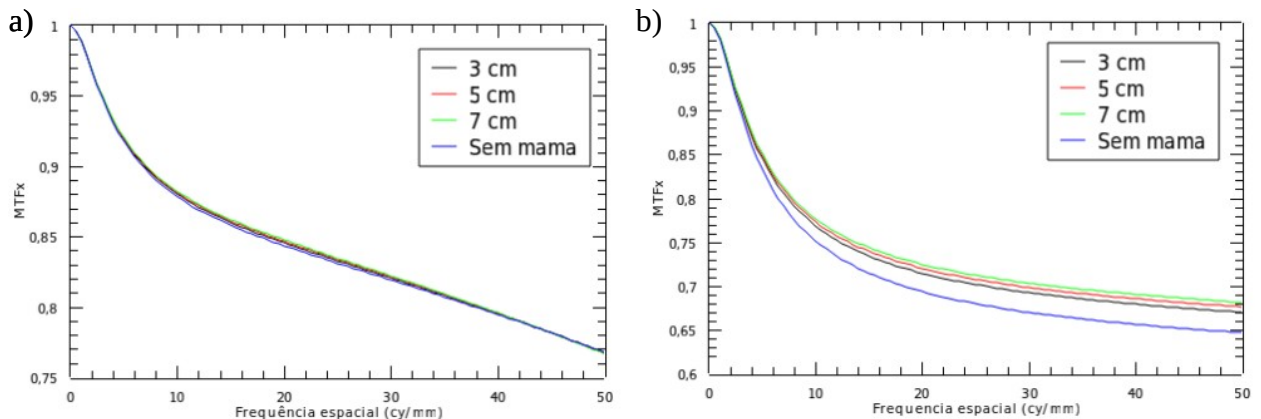


Figura 27 - Curvas comparativas para o receptor de a-Se variando as espessuras da mama em 3, 5 e 7 cm para a combinação anodo/filtro (a) W/Cu de 300  $\mu\text{m}$  em 49 kV e (b) W/Rh de 50  $\mu\text{m}$  em 28 kV.

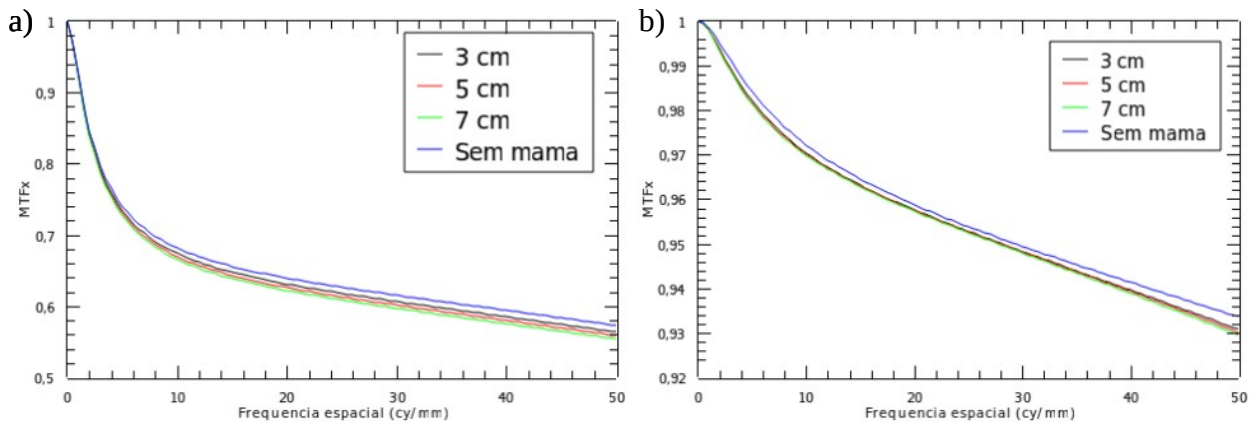


Figura 28 - Curvas comparativas para o receptor de CsI variando as espessuras da mama em 3, 5 e 7 cm para a combinação anodo/filtro (a) W/Cu de 300  $\mu$ m em 49 kV e (b) W/Rh de 50  $\mu$ m em 28 kV.

As diferentes espessuras da mama apresentam uma influência muito baixa para as curvas de  $MTF_x$ , pois mesmo a mama atuando como um “filtro” adicional para o feixe, ou seja, mesmo ela atenuando os fótons de energia mais baixas, no receptor, a chegada de uma quantidade de fótons mais energéticos acabou não influenciando de forma significativa nos resultados.

A maior diferença entre frequências mais altas foi observada no receptor de a-Se, mostrando que mesmo pouco influentes, a mama mais espessa tem uma  $MTF_x$  melhor.

Foi analisado também a variação das densidades das mamas, sendo consideradas mamas com frações glandulares de 0%, 20% e 50%, porém tais variações também não causaram efeitos consideráveis nas curvas de  $MTF_x$ .

### 5.5 $MTF_{pre}$ AMOSTRAGEM

A Figura 29 apresenta as curvas de  $MTF_x$  para o receptor de a-Se nos potenciais de 49 e 28 kV para as combinações ânodo/filtro de W/Cu e W/Rh, respectivamente, além de apresentar a curva de  $MTF_{del}$ .

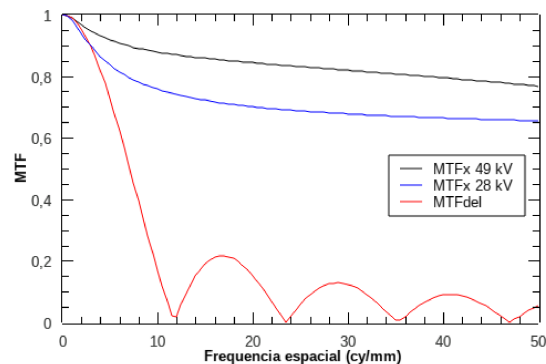


Figura 29 - Curvas comparativas entre  $MTF_x$  para receptor de a-Se para alta energia (W/Cu em 49 kV) e para baixa energia (W/Rh em 28 kV) e curva da  $MTF_{del}$ .

Pode-se perceber que a curva que decai mais rápido é a  $MTF_{del}$ , ou seja, a maior contribuição para a limitação da resolução espacial do receptor ocorre devido as dimensões dos elementos do receptor. As interações da radiação, mostradas pelas curvas de  $MTF_x$ , causam efeito menor que os efeitos geométricos. A curva  $MTF_{del}$  tem o seu primeiro ponto zero próximo a frequência de 11,75 cy/mm, valor que corresponde ao inverso do tamanho do elemento do detector. O valor referente à frequência de Nyquist corresponde à metade do valor dessa frequência, sendo então 5,875 cy/mm, e corresponde à maior frequência para a qual o sistema é capaz de formar a imagem sem o efeito de *aliasing* [14], [17]. A região de frequências acima de 11,75 cy/mm corresponde a uma resolução espúria, em que a representação dos objetos na imagem passa a sofrer perda de detalhes e distorções causadas pela limitação do tamanho do menor elemento do receptor [14], [17].

A Figura 30 apresenta os resultados de  $MTF_{pre}$  para ambos os receptores e as combinações ânodo/filtro utilizadas foram W/Cu para o potencial de 49 kV e W/Rh para o potencial de 28 kV. Para estes resultados variou-se as espessuras do receptor, para o a-Se as espessuras foram de 200 e 300  $\mu\text{m}$  e para o CsI as espessuras foram 150 e 250  $\mu\text{m}$ .

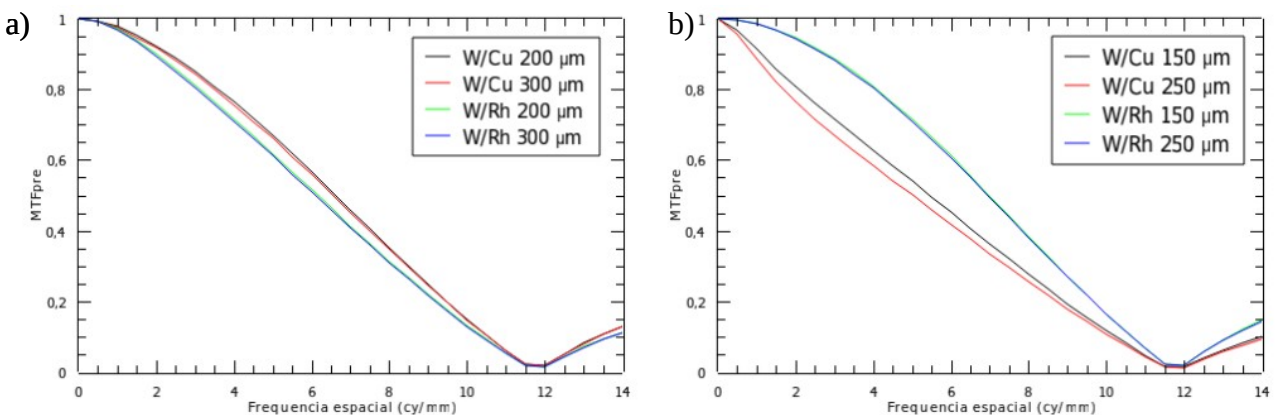


Figura 30 -  $MTF_{pre}$  variando a espessura dos receptores de (a) a-Se variando entre 200 e 300  $\mu\text{m}$  e para (b) CsI variando entre 150 e 250  $\mu\text{m}$ . As curvas são referentes às combinações ânodo/filtro de W/Cu para o potencial de 49 kV e W/Rh para o potencial de 28 kV.

Para o receptor de a-Se as curvas da combinação ânodo/filtro de W/Rh ficam abaixo da combinação de W/Cu, sem apresentar uma grande variação quando aumentamos a espessura do receptor. Para as curvas do receptor de CsI há uma variação para a combinação ânodo/filtro de W/Cu para baixas frequências. Os resultados para a  $MTF_{pre}$  podem ser justificados observando as

curvas de  $MTF_x$ , na Figura 26, porém a  $MTF_{pre}$  apresenta uma menor variação entre suas curvas, sendo esse comportamento ser justificado pela influência da  $MTF_{del}$ , uma vez que esta última representa um fator comum na obtenção das curvas de  $MTF_{pre}$ .

A Figura 31 apresenta as curvas de  $MTF_{pre}$  variando os potenciais, quando utilizado a combinação ânodo/filtro de W/Cu os potenciais utilizados foram 35 e 49 kV e para a combinação W/Rh os potenciais foram de 24 e 36 kV.

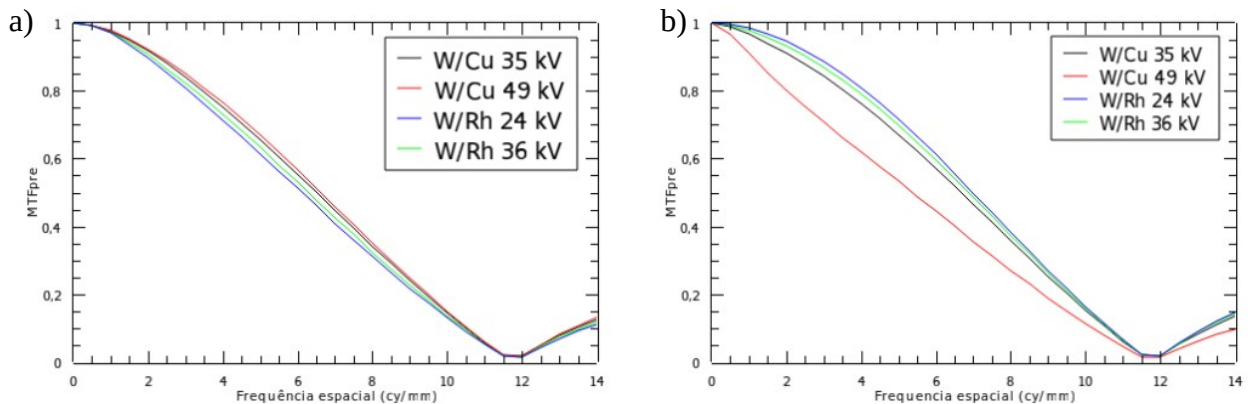


Figura 31 -  $MTF_{pre}$  variando o potencial, para a combinação W/Cu de 35 kV à 49 kV e para o W/Rh de 24 à 36 kV nos receptores de (a) a-Se e (b) CsI.

A variação dos potenciais não causa grandes influências para nenhuma das combinações ânodo/filtro para o receptor de a-Se. Para o receptor de CsI podemos observar uma variação maior quando analisamos a combinação de W/Cu para o potencial de 49 kV, causada pelo aumento da probabilidade de reabsorção da radiação característica no receptor, conforme discutido na Figura 24.

A Figura 32 apresenta a comparação dos resultados obtidos nesse trabalho para a  $MTF_{pre}$  com resultados experimentais obtidos por Scadutto *et al.* [41] e por Marshall e Bosmans [37]. A curva de Marshall e Bosmans [37] corresponde a uma varredura do receptor da esquerda para a direita, considerando o feixe de W/Rh em 28 kV. As curvas adquiridas por Scadutto *et al.* [41], para feixes de baixa e alta energia (W/Rh em 28 kV e W/Cu em 49 kV, respectivamente), em seu trabalho foram chamadas de *date-line* e *gate-line*, pois a forma de varredura do receptor realizou-se em duas orientações perpendiculares diferentes, da esquerda para a direita e em seguida da frente do receptor para sua parte de trás, e por tal motivo, a comparação foi realizada com as duas curvas do trabalho.

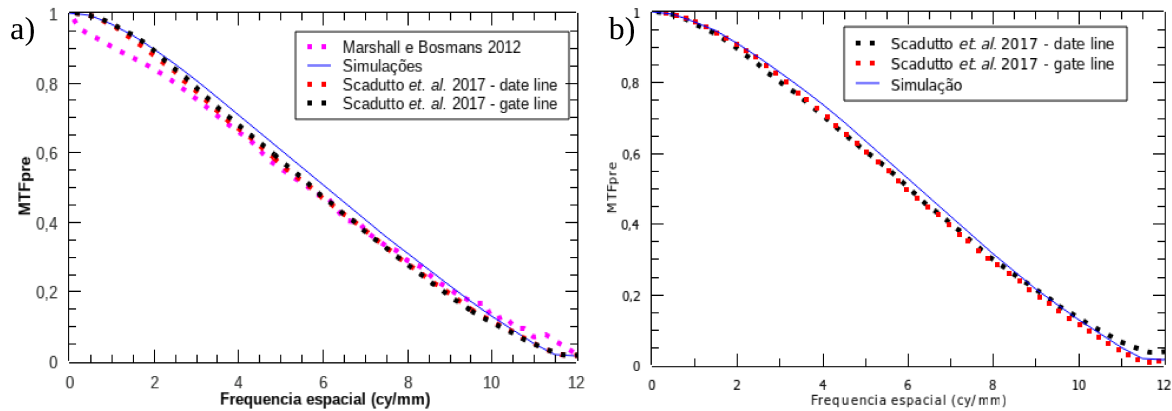


Figura 32 - Comparação entre simulações do atual trabalho com os trabalhos de Marshall e Bosmans [37] e Scadutto *et al.* [41] sendo (a) para W/Rh em 28 kV e (b) W/Cu em 49 kV. A curva contínua corresponde aos resultados obtidos nesse trabalho.

A Figura 32a mostra que as curvas comparativas das simulações, para baixas energias, apresentam um percentual de diferença máximo de 10%, mostrando que os resultados estão em boa concordância com os artigos utilizados como base comparativa. O percentual de diferença das simulações do trabalho para as curvas de Scadutto *et al.* [41] podem ser justificadas pela diferença nas metodologias, o trabalho comparativo é experimental e as simulações não incorporaram todos os processos possíveis de interação da radiação. No caso do receptor de CsI não foi considerado, por exemplo, o fator do transporte da luz produzida até o transmissor, pois o feixe de luz provoca um grau de dispersão [35] e para o receptor de a-Se não foi incluído o campo elétrico do receptor, que influencia no comportamento dos elétrons e de suas interações, ou o efeito eletrostático devido ao acúmulo de cargas não homogêneo na superfície do detector [26]. Outro fator que diferencia os resultados obtidos pelo atual trabalho e as curvas de Marshall *et al.* [37] podem ser explicadas, além do fato de ser um trabalho experimental, o autor considerar uma filtração adicional de 2 mm de alumínio.

## 6. CONCLUSÃO

Nesse trabalho, foram utilizadas simulações computacionais com o código PENELOPE, para estudar o desempenho de receptores de imagem em mamografia digital contrastada por dupla energia (CEDM), por meio da avaliação da função de transferência de modulação (MTF). A MTF foi obtida para os feixes de baixa e alta energia utilizados em CEDM, considerando receptores de imagem de conversão direta (a-Se) e indireta (CsI).

Os resultados obtidos mostram que, ao analisarmos a influência dos espectros utilizados, para o receptor de a-Se, independente da combinação ânodo/filtro, temos uma melhora das curvas de  $MTF_x$  com o aumento do potencial. Para o receptor de CsI, quando utilizamos a combinação W/Rh, podemos observar uma maior redução na  $MTF_x$  para o potencial de 36 kV, devido à produção e reabsorção da radiação característica. Quando usamos a combinação W/Cu, observamos um decaimento maior para as curvas com maior potencial, também pela reabsorção da radiação característica. Para a variação da espessura do filtro observamos que para o a-Se não houve diferença significativa na curva de  $MTF_x$ , diferente do receptor de CsI, onde tivemos uma redução maior nas curvas, especialmente em frequências espaciais mais altas. Quando variamos a espessura do receptor, foi observado que para ambos os materiais analisados houve uma piora nas curvas de  $MTF_x$ , devido ao aumento da probabilidade de ocorrer interações múltiplas, causando uma dispersão maior dos feixes em receptores mais espessos. Não foi observado resultado significativo de influência da atenuação do feixe pela mama nas curvas de  $MTF_x$ .

Os resultados para a  $MTF_x$ , quando utilizado o receptor de a-Se se mostraram melhores quando utilizamos a faixa de energia da mamografia contrastada digital, ou seja, as curvas caíram mais suavemente para o intervalo de frequência espacial analisado. Para o receptor de CsI, as curvas se mostraram melhores para a faixa de energia da mamografia convencional, onde elas apresentaram um decréscimo mais suave com o aumento da frequência espacial.

Para as curvas de  $MTF_{pre}$ , observou-se que os efeitos geométricos são a principal causa de sua queda, embora as interações da radiação também influenciem em sua curva. Os resultados obtidos nesse trabalho foram comparados com resultados experimentais da literatura, apresentando boa concordância. A concordância com os trabalhos da literatura a viabilidade do

uso dos métodos computacionais para simulação do transporte da radiação no receptor para o estudo do desempenho do sistema de imagem em mamografia contrastada.

Trabalhos futuros poderão ser desenvolvidos com o objetivo de aprimorar os modelos computacionais empregados, incluindo por exemplo, o transporte da luz no receptor de CsI e os efeitos do transporte das cargas elétricas sob um campo elétrico externo no receptor de a-Se.



## REFERÊNCIAS

- [1] R. Siegel, D. Naishadham, e A. Jemal, “Cancer statistics, 2012”, *CA: A Cancer Journal for Clinicians*, vol. 62, n° 1, p. 10–29, jan. 2012, doi: 10.3322/caac.20138.
- [2] S. A. Lee-Felker *et al.*, “Newly Diagnosed Breast Cancer: Comparison of Contrast-enhanced Spectral Mammography and Breast MR Imaging in the Evaluation of Extent of Disease”, *Radiology*, vol. 285, n° 2, p. 389–400, nov. 2017, doi: 10.1148/radiol.2017161592.
- [3] M. S. Jochelson *et al.*, “Bilateral Contrast-enhanced Dual-Energy Digital Mammography: Feasibility and Comparison with Conventional Digital Mammography and MR Imaging in Women with Known Breast Carcinoma”, *Radiology*, vol. 266, n° 3, p. 743–751, mar. 2013, doi: 10.1148/radiol.12121084.
- [4] A. Karellas e S. Vedantham, “Breast cancer imaging: A perspective for the next decade: Breast cancer imaging: A perspective”, *Med. Phys.*, vol. 35, n° 11, p. 4878–4897, out. 2008, doi: 10.1118/1.2986144.
- [5] M. B. I. Lobbes, M. L. Smidt, J. Houwers, V. C. Tjan-Heijnen, e J. E. Wildberger, “Contrast enhanced mammography: Techniques, current results, and potential indications”, *Clinical Radiology*, vol. 68, n° 9, p. 935–944, set. 2013, doi: 10.1016/j.crad.2013.04.009.
- [6] S. C. Kappadath e C. C. Shaw, “Dual-energy digital mammography for calcification imaging: Scatter and nonuniformity corrections: Dual-energy digital mammography”, *Med. Phys.*, vol. 32, n° 11, p. 3395–3408, out. 2005, doi: 10.1118/1.2064767.
- [7] D. S. Brettler e A. R. Cowen, “Dual-energy digital mammography utilizing stimulated phosphor computed radiography”, *Phys. Med. Biol.*, vol. 39, n° 11, p. 1989–2004, nov. 1994, doi: 10.1088/0031-9155/39/11/012.
- [8] C. Dromain *et al.*, “Dual-energy contrast-enhanced digital mammography: initial clinical results of a multireader, multicase study”, *Breast Cancer Res*, vol. 14, n° 3, p. R94, jun. 2012, doi: 10.1186/bcr3210.
- [9] M. Skarpathiotakis *et al.*, “Development of contrast digital mammography”, *Med. Phys.*, vol. 29, n° 10, p. 2419–2426, set. 2002, doi: 10.1118/1.1510128.
- [10] M. S. Jochelson e M. B. I. Lobbes, “Contrast-enhanced Mammography: State of the Art”, *Radiology*, vol. 299, n° 1, p. 36–48, abr. 2021, doi: 10.1148/radiol.2021201948.
- [11] L. Lança e A. Silva, “Digital radiography detectors – A technical overview: Part 1”, *Radiography*, vol. 15, n° 1, p. 58–62, fev. 2009, doi: 10.1016/j.radi.2008.02.004.
- [12] W. Zhao e J. A. Rowlands, “Digital radiology using active matrix readout of amorphous selenium: Theoretical analysis of detective quantum efficiency”, *Med. Phys.*, vol. 24, n° 12, p. 1819–1833, dez. 1997, doi: 10.1118/1.598097.
- [13] J. A. Rowlands, W. G. Ji, e W. Zhao, “Effect of depth-dependent modulation transfer function and K-fluorescence reabsorption on the detective quantum efficiency of indirect-conversion flat-panel x-ray imaging systems using CsI”, San Diego, CA, jun. 2001, p. 257. doi: 10.1117/12.430931.
- [14] J. T. Bushberg, Org., *The essential physics of medical imaging*, 3rd ed. Philadelphia: Wolters Kluwer Health/Lippincott Williams & Wilkins, 2012.
- [15] ATTIX, F.H. Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry. John Wiley & Sons, 1991, 628 P.
- [16] W. R. Hendee e E. R. Ritenour, *Medical Imaging Physics*. New York, USA: John Wiley & Sons, Inc., 2002. doi: 10.1002/0471221155.

- [17]JOHNS, H.E.; CUNNINGHAM, J.R. *The Physics of Radiology*. Charles C Thomas Pub Ltd; 4 Sub edition, 1983, 796 p.
- [18]S. R. Cherry, M. E. Phelps, e J. A. Sorenson, “Physics in Nuclear Medicine”, p. 546.
- [19]F. M. Khan, *The physics of radiation therapy*, 3rd ed. Philadelphia: Lippincott Williams & Wilkins, 2003.
- [20]E. B. Podgoršak, *Radiation physics for medical physicists*, 2nd, enl. ed ed. Heidelberg: Springer, 2010.
- [21]W. Zhao, G. Ristic, e J. A. Rowlands, “X-ray imaging performance of structured cesium iodide scintillators”, *Med. Phys.*, vol. 31, n° 9, p. 2594–2605, ago. 2004, doi: 10.1118/1.1782676.
- [22]C. Dromain, C. Balleyguier, G. Adler, J. R. Garbay, e S. Delalogue, “Contrast-enhanced digital mammography”, *European Journal of Radiology*, vol. 69, n° 1, p. 34–42, jan. 2009, doi: 10.1016/j.ejrad.2008.07.035.
- [23]J. M. Boone, J. A. Seibert, J. M. Sabol, e M. Tecotzky, “A Monte Carlo study of x-ray fluorescence in x-ray detectors”, *Med. Phys.*, vol. 26, n° 6, p. 905–916, jun. 1999, doi: 10.1118/1.598612.
- [24]C. Dromain *et al.*, “Dual-energy contrast-enhanced digital mammography: initial clinical results”, *Eur Radiol*, vol. 21, n° 3, p. 565–574, mar. 2011, doi: 10.1007/s00330-010-1944-y.
- [25]G. Hajdok, J. J. Battista, e I. A. Cunningham, “Fundamental x-ray interaction limits in diagnostic imaging detectors: Spatial resolution: Fundamental resolution limits in diagnostic imaging detectors”, *Med. Phys.*, vol. 35, n° 7Part1, p. 3180–3193, jun. 2008, doi: 10.1118/1.2924219.
- [26]W. Que e J. A. Rowlands, “X-ray imaging using amorphous selenium: Inherent spatial resolution”, *Medical Physics*, vol. 22, n° 4, p. 365–374, 1995, doi: <https://doi.org/10.1118/1.597471>.
- [27]M. B. Williams, P. U. Simoni, L. Smilowitz, M. Stanton, W. Phillips, e A. Stewart, “Analysis of the detective quantum efficiency of a developmental detector for digital mammography”, *Med. Phys.*, vol. 26, n° 11, p. 2273–2285, nov. 1999, doi: 10.1118/1.598741.
- [28]W. Zhao, W. G. Ji, e J. A. Rowlands, “Effects of characteristic x rays on the noise power spectra and detective quantum efficiency of photoconductive x-ray detectors”, *Med. Phys.*, vol. 28, n° 10, p. 2039–2049, out. 2001, doi: 10.1118/1.1405845.
- [29]S. Suryanarayanan, A. Karellas, e S. Vedantham, “Physical characteristics of a full-field digital mammography system”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 533, n° 3, p. 560–570, nov. 2004, doi: 10.1016/j.nima.2004.05.128.
- [30]T. Sakellaris, G. Spyrou, G. Tzanakos, e G. Panayiotakis, “Monte Carlo simulation of primary electron production inside an a-selenium detector for x-ray mammography: physics”, *Phys. Med. Biol.*, vol. 50, n° 16, p. 3717–3738, ago. 2005, doi: 10.1088/0031-9155/50/16/005.
- [31]G. Hajdok, J. Yao, J. J. Battista, e I. A. Cunningham, “Signal and noise transfer properties of photoelectric interactions in diagnostic x-ray imaging detectors: Signal and noise transfer of photoelectric effect”, *Med. Phys.*, vol. 33, n° 10, p. 3601–3620, set. 2006, doi: 10.1118/1.2336507.
- [32]M. Hoheisel, L. Batz, T. Mertelmeier, J. Giersch, e A. Korn, “Modulation transfer function of a selenium-based digital mammography system”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 53, n° 3, p. 1118–1122, jun. 2006, doi: 10.1109/TNS.2006.874953.
- [33]A. Badano, M. Freed, e Y. Fang, “Oblique incidence effects in direct x-ray detectors: A first-order approximation using a physics-based analytical model: Oblique incidence effects in direct x-ray detectors”, *Med. Phys.*, vol. 38, n° 4, p. 2095–2098, mar. 2011, doi: 10.1118/1.3567497.

- [34]D. M. Hunter, G. Belev, S. Kasap, e M. J. Yaffe, “Measured and calculated K-fluorescence effects on the MTF of an amorphous-selenium based CCD x-ray detector: Measured K-fluorescence effect reduction of a-Se detector MTF”, *Med. Phys.*, vol. 39, n° 2, p. 608–622, jan. 2012, doi: 10.1118/1.3673957.
- [35]M. Bontempi, M. Bettuzzi, e A. Visani, “Semiempirical simulation of x-ray detectors for imaging applications: Semiempirical simulation of x-ray detectors for imaging applications”, *Med. Phys.*, vol. 39, n° 12, p. 7677–7685, dez. 2012, doi: 10.1118/1.4767768.
- [36]P. Liaparinos e K. Bliznakova, “Monte Carlo performance on the x-ray converter thickness in digital mammography using software breast models: Monte Carlo performance on the x-ray converter thickness”, *Med. Phys.*, vol. 39, n° 11, p. 6638–6651, out. 2012, doi: 10.1118/1.4757919.
- [37]N. W. Marshall e H. Bosmans, “Measurements of system sharpness for two digital breast tomosynthesis systems”, *Phys. Med. Biol.*, vol. 57, n° 22, p. 7629–7650, nov. 2012, doi: 10.1088/0031-9155/57/22/7629.
- [38]T. Sakellaris, M. Koutalonis, G. Spyrou, e A. Pascoal, “A Monte Carlo study of the influence of focal spot size, intensity distribution, breast thickness and magnification on spatial resolution of an a-Se digital mammography system using the generalized MTF”, *Physica Medica*, vol. 30, n° 3, p. 286–295, maio 2014, doi: 10.1016/j.ejmp.2013.08.002.
- [39]Y.-H. Hu e W. Zhao, “The effect of amorphous selenium detector thickness on dual-energy digital breast imaging: The effect of amorphous selenium detector thickness”, *Med. Phys.*, vol. 41, n° 11, p. 111904, out. 2014, doi: 10.1118/1.4897244.
- [40]N. Kalyvas, I. Valais, C. Michail, G. Fountos, I. Kandarakis, e D. Cavouras, “A theoretical study of CsI:Tl columnar scintillator image quality parameters by analytical modeling”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 779, p. 18–24, abr. 2015, doi: 10.1016/j.nima.2015.01.027.
- [41]D. A. Scaduto, O. Tousignant, e W. Zhao, “Experimental characterization of a direct conversion amorphous selenium detector with thicker conversion layer for dual energy contrast enhanced breast imaging”, *Med. Phys.*, vol. 44, n° 8, p. 3965–3977, ago. 2017, doi: 10.1002/mp.12358.
- [42]PENELOPE 2008 (