

UNIVERSIDADE FEDERAL DE UBERLÂNDIA
INSTITUTO DE FÍSICA

FERNANDO KLEBER DOS SANTOS GARCIA

Otimização da Qualidade da Imagem de SPECT utilizando o Lutécio-177 utilizando Simulações
Monte Carlo

Uberlândia, MG
2025

Fernando Kleber dos Santos Garcia

**Otimização da Qualidade da Imagem de SPECT utilizando o Lutécio-177 utilizando
Simulações Monte Carlo**

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado
ao Corpo Docente do Instituto de Física da
Universidade Federal de Uberlândia, como
parte dos requisitos necessários à obtenção do
título de Bacharel em Física Médica.

Orientador(a):

Prof. Dr. Diego Merigue da Cunha

Uberlândia, MG

2025

A fé não torna as coisas fáceis, torna-as possíveis.

AGRADECIMENTOS

Agradeço a Deus, por ser meu refúgio constante, minha força nas dificuldades e a luz que guiou cada passo dessa jornada. Em momentos de cansaço, encontrei consolo em Sua presença; em momentos de dúvida, encontrei direção em Sua Palavra. Sem Ele, nada disso faria sentido. A Ele, toda honra e toda glória.

À minha esposa Beatriz, por ser minha base nos dias difíceis e minha alegria nos dias bons. Obrigado por acreditar em mim quando eu duvidei, por me inspirar continuamente com sua força, dedicação e amor. À pessoa que esteve ao meu lado em silêncio, apoiando meus sonhos como se fossem seus.

À minha família, por todo amor, apoio e palavras de incentivo que me trouxeram até aqui. Cada página deste trabalho carrega um pouco de tudo o que aprendi com vocês: paciência, resiliência e afeto. Agradeço especialmente à minha mãe Iara, por toda a sua luta desde a minha infância, sempre me protegendo e guiando, para que eu pudesse chegar onde estou.

Ao meu orientador e amigo, Prof. Dr. Diego Merigue, que me apoiou e demonstrou, com paciência e excelência, que sempre podemos evoluir, aprimorando não apenas o conhecimento técnico, mas também a postura ética e científica. Sua orientação foi fundamental para o desenvolvimento deste trabalho e para o meu crescimento pessoal e profissional.

Aos meus amigos da 12ª turma da Física Médica, em especial Ana Laura Pedrosa, Diego Cândido, Gabriel Miranda e Rogério Buso, pela companhia indispensável ao longo desta caminhada. Agradeço pelos momentos felizes, pelas risadas, pelos estudos compartilhados e pela forma como, juntos, sempre nos apoiamos. Estarmos unidos desde o início tornou a distância da família menos dolorosa e transformou a rotina acadêmica em algo mais leve e suportável. Concluir este curso com vocês ao meu lado, ajudando, conversando, rindo e dividindo cada conquista, fez com que os semestres fossem não apenas mais fáceis, mas também memoráveis. Levarei comigo cada lembrança, cada aprendizado e a certeza de que a amizade de vocês foi um dos maiores presentes desta jornada.

RESUMO

Este trabalho de conclusão de curso teve como objetivo avaliar a influência da escolha do colimador e da janela de energia na qualidade das imagens SPECT obtidas com o radionuclídeo ^{177}Lu , utilizando simulações Monte Carlo e reconstrução iterativa. Foram comparados três colimadores (LEGP, LEHR e MEGP) e três configurações de janela de energia: J_1 ($\pm 10\%$ em torno de 113 keV), J_2 ($\pm 10\%$ em torno de 208 keV) e J_3 (integração das duas anteriores). Os parâmetros de contraste, razão sinal-ruído (SNR) e razão contraste-ruído (CNR) foram analisados para cada configuração. Os resultados mostraram que a janela W2 apresentou desempenho superior em contraste, definição de contornos e CNR, enquanto o colimador LEHR se destacou como o mais eficaz, conciliando boa resolução espacial com baixos níveis de ruído. Esses achados reforçam a importância da seleção criteriosa de parâmetros de aquisição para otimização da qualidade das imagens SPECT com ^{177}Lu . Ainda assim, são necessários estudos adicionais que incorporem técnicas de correção de espalhamento e atenuação, bem como validações experimentais, visando o avanço da imagem quantitativa e o aprimoramento do planejamento terapêutico na medicina nuclear.

Palavras-chave: Lutécio-177; SPECT; Monte Carlo; Colimador; Qualidade da Imagem.

ABSTRACT

This undergraduate thesis aimed to evaluate the influence of collimator selection and energy window choice on the quality of SPECT images obtained with the radionuclide (^{177}Lu), using Monte Carlo simulations and iterative reconstruction. Three collimators (LEGP, LEHR, and MEGP) and three energy window configurations were compared: J_1 ($\pm 10\%$ around 113 keV), J_2 ($\pm 10\%$ around 208 keV), and J_3 (integration of both). Contrast, signal-to-noise ratio (SNR), and contrast-to-noise ratio (CNR) were analyzed for each configuration. The results showed that the J_2 window provided superior performance in terms of contrast, contour definition, and CNR, while the LEHR collimator stood out as the most effective, combining high spatial resolution with low noise levels. These findings reinforce the importance of carefully selecting acquisition parameters to optimize SPECT image quality with (^{177}Lu). Nevertheless, further studies incorporating scatter and attenuation correction techniques, as well as experimental validation, are required to advance quantitative imaging and improve therapeutic planning in nuclear medicine.

Keywords: Lutetium-177; SPECT; Monte Carlo; Collimator; Image Quality.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 - Esquema do decaimento por emissão Beta negativo.....	14
Figura 2 - Esquema do decaimento por emissão Beta positivo.....	15
Figura 3 - Esquema da captura eletrônica.	16
Figura 4 - Esquema do decaimento por emissão Alfa.....	16
Figura 5 - Esquema do decaimento por emissão Gama.	17
Figura 6 - Esquema da conversão interna associada a um elétron da camada K.	18
Figura 7 - Esquema da emissão de raio X característico acima (A) e a emissão de um elétron Auger abaixo (B).	20
Figura 8 - Regiões de predominância relativa dos três principais mecanismos de interação de fótons com a matéria: efeito fotoelétrico, espalhamento Compton e produção de pares, representadas em um diagrama de número atômico do material pela energia do fóton.....	21
Figura 9 - Esquema do efeito fotoelétrico.....	22
Figura 10 - Esquema do espalhamento Compton.	23
Figura 11 - Esquema da produção de par.....	23
Figura 12 - Esquema simples de desintegração do ^{177}Lu	25
Figura 13 - Princípios básicos e componentes de uma câmera gama.	27
Figura 14 - Representação esquemática da geometria dos quatro colimadores. Da esquerda para a direita: paralelo-paralelo, convergente, divergente e pinhole.	28
Figura 15 - Princípios básicos de um cristal de NaI(Tl).	29
Figura 16 - Componentes básicos de um tubo fotomultiplicador.	29
Figura 17 - Projeções das imagens planas.....	30
Figura 18 - Movimento rotacional do gantry.	31
Figura 19 - Imagens de um órgão são retroprojetadas para reconstruir cortes transaxiais da sua estrutura interna.	32
Figura 20 - Matrizes da aquisição de um disco.....	32
Figura 21 - Projeções do disco são retroprojetadas.....	33
Figura 22 - (A) Phantom; (B) Representação do sinograma; (C) Imagem gerada pela retroprojeção simples..	33
Figura 23 - Filtros passa-baixa e passa-alta.	34
Figura 24 - Progressão de cinco iterações.....	35
Figura 25 - Visualização axial do Phantom Jaszczak. Os números identificam as fontes internas, cujas especificações constam na tabela 1.	36
Figura 26 - À esquerda: região de alta intensidade de contagem. À direita: região de baixa intensidade de contagem.	39
Figura 27 - Espectros de energia do ^{177}Lu adquiridos utilizando os colimadores: (a) LEGP, (b) LEHR e (c) MEGP, destacando as contribuições dos fótons totais, primários e espalhados.	40
Figura 28 - Imagens reconstruídas do Phantom Jaszczak na janela de energia J2 (208 keV), obtidas com os	

colimadores: (a) LEGP, (b) LEHR e (c) MEGP.	40
Figura 29 - Linha horizontal utilizada nas imagens reconstruídas para obter os perfis de intensidade.	41
Figura 30 - (a) Perfis de intensidade extraídos ao longo de uma mesma linha reta nas imagens reconstruídas do Phantom Jaszczak com o colimador LEHR, considerando as janelas de energia $J1$ (113 keV), $J2$ (208 keV) e $J3$ (113 + 208 keV). (b) Perfis de intensidade obtidos ao longo do mesmo traçado no Phantom Jaszczak, comparando os colimadores LEGP, LEHR e MEGP na janela de energia $J2$ (208 keV).....	41

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 - Geometria da fonte multi-esférica.	37
Tabela 2 - Características geométricas dos colimadores da GE disponíveis no SIMIND.	37
Tabela 3 - Valores de contraste obtidos para os colimadores LEGP, LEHR e MEGP nas três janelas de energia: J_1 (113 keV), J_2 (208 keV) e J_3 (soma das janelas anteriores $J_1 + J_2$).	41
Tabela 4 - Relação sinal-ruído (SNR) obtida na região de background para os colimadores LEGP, LEHR e MEGP, considerando as janelas de energia J_1 , J_2 e J_3	41
Tabela 5 - Razão contraste-ruído (CNR) medida na região de background para os colimadores LEGP, LEHR e MEGP, nas diferentes janelas de energia J_1 , J_2 e J_3	42

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO.....	11
1.1	Objetivos.....	12
2	FUNDAMENTOS TEÓRICOS.....	12
2.1	Decaimento radioativo	12
2.1.1	Tipos de decaimento radioativo.....	13
2.1.2	Lei do decaimento radioativo	18
2.1.3	Atividade radioativa.....	18
2.1.4	Meia-Vida e Vida Média	19
2.1.5	Interação da radiação com a matéria.....	19
2.1.5.1	Partículas carregadas	19
2.1.5.2	Fótons.....	20
2.2	Lutécio-177.....	24
2.2.1	Modos de decaimento	24
2.2.2	Produção	25
2.2.3	Principais radiofármacos	26
2.3	A gama câmara	26
2.3.2	Colimador	27
2.3.3	Cristal cintilador (detector).....	28
2.3.4	Tubo fotomultiplicador.....	29
2.4	SPECT	29
2.4.1	Aquisição	30
2.4.2	Reconstrução da imagem.....	31
2.4.2.1	Retroprojeção simples	31
2.4.2.2	Retroprojeção filtrada.....	33
2.4.2.3	Método iterativo.....	34
3	METODOLOGIA.....	35
3.1	Código de simulação.	35
3.2	Geometria e parâmetros da simulação.	36
3.3	Método de reconstrução da imagem.	37
3.4	Parâmetros de avaliação da qualidade da imagem.....	38
4	RESULTADOS E DISCUSSÕES.....	39
4.1	Análise dos Espectros de Energia.	42
4.2	Avaliação Visual das Imagens Reconstruídas na Janela de 208 keV (<i>J2</i>).	43
4.3	Comparação entre janelas de energia fixando o colimador LEHR.	44
4.4	Comparação entre colimadores para a mesma janela de energia (<i>J2</i>).....	44
5	CONCLUSÃO	46
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	47

1 INTRODUÇÃO

A medicina nuclear tem se destacado por integrar, de forma inovadora, métodos diagnósticos e terapêuticos em uma única abordagem, conhecida como estratégia teranóstica. Nesse contexto, o radionuclídeo Lutécio-177 (^{177}Lu) tem ganhado visibilidade significativa tanto em pesquisas científicas quanto em aplicações clínicas, mostrando grande potencial para diagnóstico e tratamento de diversos tipos de câncer. Essa relevância está relacionada às suas propriedades físicas e químicas favoráveis, que o tornam apto para uso em terapias moleculares direcionadas e em exames de imagem médica. Seu uso não está restrito a um tipo específico de tumor, estudos evidenciam sua eficácia em tumores neuroendócrinos, hepáticos e em metástases, consolidando-o como uma alternativa promissora para terapias personalizadas [DASH et al., 2015; NIU et al., 2024; GARKAVIJ et al., 2010; LJUNGBERG et al., 2016; SEKIKAWA et al., 2021].

Com meia-vida de aproximadamente 6,7 dias, o ^{177}Lu emite partículas com energia máxima de 497 keV e fótons gama de 113 keV (6,2%) e 208 keV (10,4%). Essas características permitem tanto a entrega precisa de radiação a tecidos tumorais, como em casos de câncer de próstata metastático e tumores neuroendócrinos, quanto o monitoramento em tempo real por meio de imagens médicas. Essa capacidade de combinar tratamento e diagnóstico em um único composto molecular amplia suas aplicações clínicas, consolidando o Lutécio-177 como uma ferramenta versátil na medicina nuclear [LJUNGBERG et al., 2016; SEKIKAWA et al., 2021; RAMONAHENG et al., 2020; DE NIJS et al., 2014].

A tomografia por emissão de fóton único (SPECT) é considerada a técnica mais avançada para avaliar, com precisão, a distribuição de radioatividade no organismo. Comparada às imagens planares convencionais, a SPECT oferece maior fidelidade na detecção, superando limitações como a sobreposição de órgãos, além de aprimorar a visualização de pequenas regiões e identificar variações na captação de radiação em diferentes áreas do corpo. Essas vantagens tornam possível quantificar com mais precisão a distribuição do radionuclídeo, uma informação essencial para estratégias terapêuticas individualizadas [RAMONAHENG et al., 2020; BEAUREGARD et al., 2011; D'ARIENZO et al., 2016].

A escolha apropriada do colimador durante os exames é um aspecto essencial para se alcançar imagens de qualidade. Colimadores com características geométricas distintas (espessura dos septos, diâmetro dos furos e comprimento), influenciam diretamente na sensibilidade e na resolução do sistema. Essa seleção exige um equilíbrio entre a eficiência de detecção (necessária para preservar a resolução espacial e a integridade do sinal) e a capacidade de bloquear eficientemente fótons com energias fora do intervalo desejado. Caso os septos do colimador sejam muito finos, eles podem permitir a passagem de radiação indesejada, ocasionando registros incorretos no detector. Isso

prejudica o contraste da imagem, reduz a resolução espacial e gera artefatos, comprometendo a precisão na avaliação da atividade radiativa nos tecidos. Tais distorções afetam negativamente a confiabilidade dos dados, sobretudo em estudos que exigem alta exatidão [GARKAVIJ et al., 2010; LJUNGBERG et al., 2016; RAMONAHENG et al., 2020; DE NIJS et al., 2014; D'ARIENZO et al., 2016; ASMI et al., 2019].

1.1 Objetivos

Neste trabalho, foram realizadas simulações computacionais baseadas no método de Monte Carlo utilizando o código SIMIND, com o objetivo de representar o funcionamento de um exame de SPECT. As simulações consideraram uma câmara gama equipada com colimador e cristal de NaI. O foco foi analisar a influência da radiação espalhada nos sinais captados durante o exame. Para isso, diferentes tipos de colimadores foram testados em um cenário simulado com o *Phantom Jaszczak* contendo emissores de ^{177}Lu . Avaliaram-se parâmetros como contraste (nitidez das estruturas na imagem), a razão sinal-ruído (SNR) e a razão contraste-ruído (CNR), este último considerado um indicador essencial da qualidade da imagem.

2 FUNDAMENTOS TEÓRICOS

2.1 Decaimento radioativo

O decaimento radioativo, ou radioatividade, é um fenômeno físico-natural associado à instabilidade de núcleos atômicos. Foi descoberta em 1896 por Henri Becquerel ao investigar a fosforescência de sais de urânio, pouco tempo após a descoberta dos raios X por Wilhelm Röntgen. Posteriormente, os trabalhos de Pierre e Marie Curie levaram à identificação de novos elementos radioativos como o polônio e o rádio, contribuindo significativamente para o desenvolvimento da física nuclear e da medicina nuclear moderna [PODGORŠAK et al., 2016].

A radioatividade pode ser definida como o processo espontâneo pelo qual um núcleo instável, denominado núcleo pai, se transforma em um núcleo mais estável, chamado núcleo filho, com emissão de partículas e/ou radiação eletromagnética [CHERRY et al., 2012]. Essa transformação visa alcançar uma configuração nuclear de menor energia, uma vez que os núcleos radioativos apresentam excesso de energia interna ou desequilíbrio na proporção entre prótons e nêutrons. A estabilidade de um núcleo está intimamente relacionada à razão entre prótons (Z) e nêutrons (N). Núcleos leves tendem a ser estáveis quando o número de prótons é aproximadamente igual ao número de nêutrons ($N \approx Z$), ao passo que núcleos mais pesados requerem um excesso de nêutrons para manter a estabilidade devido à crescente repulsão eletrostática entre prótons [CHERRY et al., 2012]. Essa estabilidade decorre do equilíbrio entre duas forças fundamentais que atuam no interior nuclear: a força nuclear forte e a força eletrostática (coulombiana). A força nuclear é atrativa, de curto alcance (aproximadamente 2

femtômetros), e atua entre todos os pares de nucleons (próton-próton, próton-nêutron e nêutron-nêutron) sendo responsável por manter os nucleons unidos dentro do núcleo. Em contrapartida, a força coulombiana, de natureza repulsiva e de maior alcance, atua exclusivamente entre os prótons, devido às suas cargas elétricas positivas. À medida que o número de prótons aumenta, a repulsão eletrostática cresce, exigindo um número proporcionalmente maior de nêutrons para que a força nuclear possa compensar essa repulsão e garantir a estabilidade nuclear. Quando esse equilíbrio não é atingido, o núcleo torna-se instável e pode sofrer decaimento radioativo para alcançar uma configuração mais estável [CHERRY et al., 2012 e OKUNO; YOSHIMURA, 2016].

Existem diferentes tipos de decaimento radioativo, classificados conforme os mecanismos de transformação nuclear. Alguns deles são: emissão beta (elétrons ou pósitrons), captura eletrônica, emissão de partículas alfa (^4He), emissão gama e conversão interna. A escolha do modo de decaimento depende da configuração energética e estrutural do núcleo, sendo regida por princípios de conservação como o da energia, momento angular e número bariônico [CHERRY et al., 2012 e PODGORŠAK et al., 2016].

2.1.1 Tipos de decaimento radioativo

a) Decaimento por emissão Beta negativo (β^-)

O decaimento por beta negativo ocorre em núcleos com excesso de nêutrons. Um nêutron (n) se transforma em um próton (p^+) por meio da emissão de um elétron (e^-) e de um antineutrino ($\bar{\nu}$), conforme apresentado na equação 2.1 e representado pela figura 1 [CHERRY et al., 2012].

$$n \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu} + \text{Energia} \quad (2.1)$$

O elétron é chamado de partícula β^- e sua energia varia continuamente até um valor máximo característico do radionuclídeo. Já o antineutrino é uma “partícula” que não possui massa ou carga elétrica. Essa transformação aumenta o número atômico do núcleo em uma unidade, enquanto o número de massa permanece inalterado. Como padrão, o decaimento por β^- pode ser representada pela equação 2.2 [CHERRY et al., 2012].

$${}^A_ZX \rightarrow {}^A_{Z+1}Y + \beta^- \quad (2.2)$$

Onde X e Y são diferentes elementos, sendo eles pai e filho respectivamente.

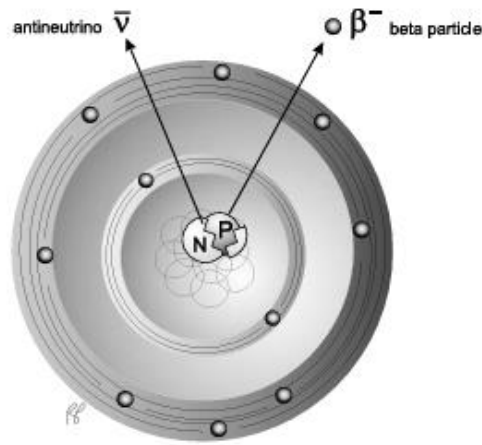


Figura 1 - Esquema do decaimento por emissão Beta negativo.

Fonte: retirada de [Powsner & Powsner, 2006].

b) Decaimento por emissão Beta positivo (β^+)

O decaimento por beta positivo ocorre em núcleos com excesso de prótons, nos quais um próton (p^+) é convertido em um nêutron (n), com emissão de um pósitron (e^+) e um neutrino (ν), como mostrado na equação 2.3 e ilustrado pela figura 2 [CHERRY et al., 2012].



O pósitron é chamado de partícula β^+ e, assim como ocorre no decaimento por beta negativo, sua energia varia continuamente até um valor máximo característico do radionuclídeo. O neutrino é uma “partícula” que não possui massa ou carga elétrica. Nessa transformação, o número atômico do núcleo decresce em uma unidade, enquanto o número de massa permanece constante, de acordo com a equação 2.4 [CHERRY et al., 2012].



Onde X representa o elemento pai e Y, o elemento filho.

O pósitron, ao interagir com um elétron do meio, sofre aniquilação, resultando na emissão de dois fótons de 511 keV em direções opostas, fenômeno fundamental para a técnica de imagem por tomografia por emissão de pósitrons (PET) [CHERRY et al., 2012 e SPRAWLS, 1995].

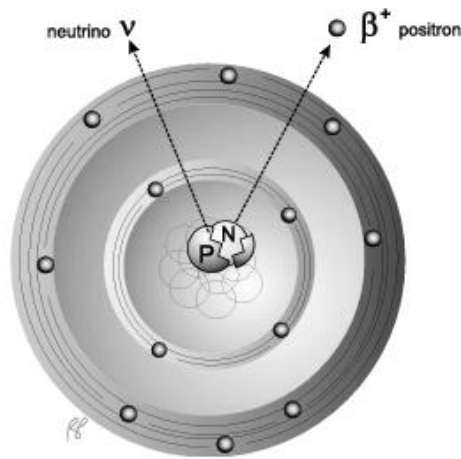


Figura 2 - Esquema do decaimento por emissão Beta positivo.

Fonte: retirada de [Powsner & Powsner, 2006].

c) Captura Eletrônica

Na captura eletrônica, também observada em núcleos com excesso de prótons, um elétron da eletrosfera, geralmente da camada K, é capturado por um próton no núcleo, formando um nêutron e emitindo um neutrino, como observado na equação 2.5 e apresentado na figura 3 [CHERRY et al., 2012].



Esse processo reduz o número atômico do núcleo em uma unidade, sem alterar o número de massa, conforme equação 2.6 [CHERRY et al., 2012].



A captura eletrônica pode ocorrer de forma competitiva ao decaimento β^+ , dependendo da energia de decaimento disponível. A lacuna deixada pelo elétron capturado resulta na emissão de radiação característica e/ou raios-X de acomodação eletrônica, além de elétrons Auger [CHERRY et al., 2012 e PODGORŠAK et al., 2016].

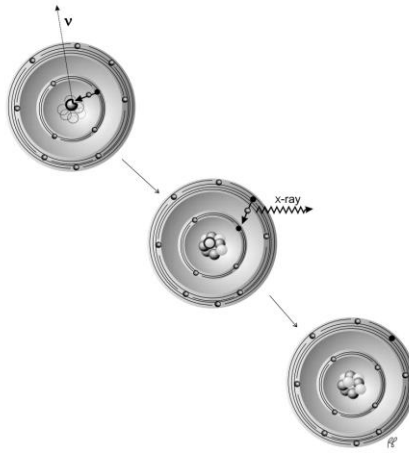


Figura 3 - Esquema da captura eletrônica.

Fonte: retirada de [Powsner & Powsner, 2006].

d) Decaimento por emissão Alfa (α)

Esse tipo de decaimento ocorre predominantemente em elementos muito pesados. Nesse processo, o núcleo emite uma partícula alfa (${}^4_2\text{He}$), composta por dois prótons e dois nêutrons, reduzindo seu número atômico (Z) em 2 e seu número de massa (A) em 4, conforme mostrado na equação 2.7 e representado pela figura 4. Este tipo de decaimento resulta em uma perda significativa de massa e energia, liberada sob a forma de energia cinética das partículas emitidas [CHERRY et al., 2012].



Onde X é o elemento pai e Y é o elemento filho.

Devido à sua elevada massa e carga, a partícula alfa possui baixo poder de penetração, sendo facilmente absorvida por uma folha de papel ou pela epiderme. No entanto, sua alta taxa de ionização a torna perigosa em casos de contaminação interna [CHERRY et al., 2012].

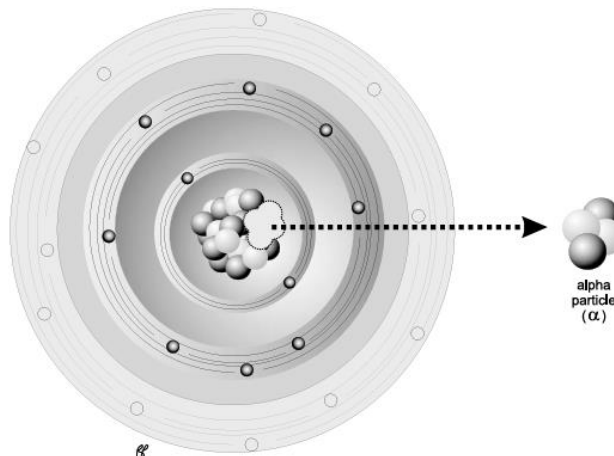


Figura 4 - Esquema do decaimento por emissão Alfa.

Fonte: retirada de [Powsner & Powsner, 2006].

e) Decaimento por emissão Gama (γ)

A emissão gama ocorre quando o núcleo, após sofrer um decaimento radioativo (como alfa ou beta), permanece em um estado excitado e posteriormente retorna ao estado fundamental, emitindo um fóton de alta energia (γ), como observado na equação 2.8 e ilustrado na figura 5. Como não há mudança na composição do núcleo (A e Z constantes), trata-se de uma transição de energia puramente eletromagnética [CHERRY et al., 2012 e PODGORŠAK et al., 2016].



Onde X^* representa o mesmo elemento, porém em um estado excitado ou metaestável [CHERRY et al., 2012].

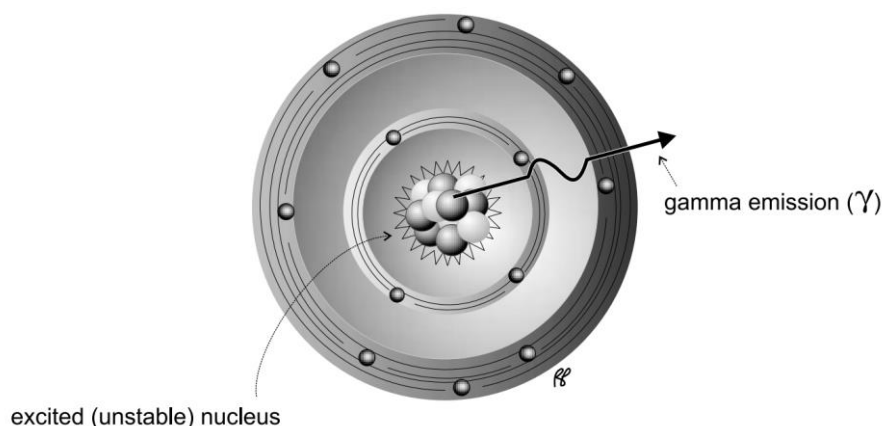


Figura 5 - Esquema do decaimento por emissão Gama.

Fonte: retirada de [Powsner & Powsner, 2006].

f) Conversão Interna

Na conversão interna, a energia de excitação do núcleo é transferida diretamente a um elétron orbital, que é ejetado do átomo, como mostra a figura 6. Esse processo compete com a emissão gama e não resulta em modificação da estrutura nuclear. O elétron emitido tem energia definida, correspondente à energia de transição nuclear menos a energia de ligação do elétron orbital [CHERRY et al., 2012 e PODGORŠAK et al., 2016]. A vacância orbital resultante da conversão interna é posteriormente preenchida por um elétron de uma camada mais externa, processo que pode ser acompanhado pela emissão de raios X característicos ou de elétrons de Auger [CHERRY et al., 2012].

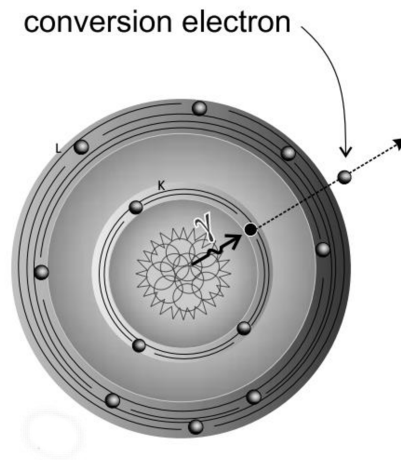


Figura 6 - Esquema da conversão interna associada a um elétron da camada K.

Fonte: retirada de [Powsner & Powsner, 2006].

2.1.2 Lei do decaimento radioativo

A radioatividade descreve matematicamente a taxa com que núcleos instáveis se transformam em núcleos mais estáveis, por meio de processos espontâneos de transmutação nuclear. Esse comportamento é estatístico por natureza, uma vez que não é possível prever o momento exato em que um núcleo individual irá decair, mas é possível descrever com precisão o comportamento coletivo de um grande número de núcleos [PODGORŠAK et al., 2016]. A quantidade de núcleos radioativos $N(t)$ presentes em um dado instante t é governada por uma equação diferencial de primeira ordem, cuja solução representa uma função exponencial decrescente. A equação fundamental do decaimento radioativo é expressa pela equação 2.9 [CHERRY et al., 2012].

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t} \quad (2.9)$$

Onde N_0 é o número inicial de núcleos radioativos no tempo $t = 0$, λ é a constante de decaimento (em s^{-1}) e t o tempo decorrido.

A constante de decaimento λ representa a probabilidade de um núcleo sofrer decaimento por unidade de tempo e é característica de cada radionuclídeo. Como consequência da natureza exponencial da equação, a taxa de decaimento é proporcional à quantidade de núcleos ainda presentes no sistema [CHERRY et al., 2012 e PODGORŠAK et al., 2016].

2.1.3 Atividade radioativa

A taxa média com que ocorrem os decaimentos nucleares em uma amostra é expressa por $\Delta N / \Delta t$ e corresponde à sua atividade, ou seja, ela é definida como o número de decaimentos nucleares por unidade de tempo, sendo uma grandeza diretamente proporcional ao número de núcleos radioativos presentes no sistema [CHERRY et al., 2012]. Essa taxa indica a intensidade da radioatividade da amostra, podendo ser expressa em desintegrações por segundo (dps) ou por minuto (dpm). No Sistema Internacional, a unidade utilizada para essa medida é o becquerel (Bq), sendo que 1 Bq equivale a uma

desintegração por segundo, sendo comum também o uso do curie (Ci), sendo $1Ci = 3,7 \cdot 10^{10} Bq$. [CHERRY et al., 2012 e SPRAWLS, 1995]. Em termos matemáticos, essa relação pode ser representada pela equação 2.10.

$$A(t) = \lambda \cdot N(t) \quad (2.10)$$

Onde λ representa a constante de decaimento. O uso do valor absoluto ressalta que a atividade é sempre considerada uma quantidade positiva, ainda que o número de núcleos radioativos esteja diminuindo com o tempo [CHERRY et al., 2012].

2.1.4 Meia-Vida e Vida Média

A meia-vida ($T_{1/2}$) é o tempo necessário para que metade da quantidade inicial de núcleos radioativos decaia. A relação entre a meia-vida e a constante de decaimento é dada pela equação 2.11 [CHERRY et al., 2012 e SPRAWLS, 1995].

$$T_{1/2} = \frac{\ln(2)}{\lambda} \cong \frac{0,693}{\lambda} \quad (2.11)$$

Já a vida média T_a representa o tempo médio de existência de um núcleo antes de decair. Sua relação com a constante de decaimento é inversamente proporcional conforme a equação 2.12 [CHERRY et al., 2012 e SPRAWLS, 1995].

$$T_a = \frac{1}{\lambda} \quad (2.12)$$

Diferentemente da meia-vida, que indica quando 50% dos núcleos terão decaído, a vida média fornece uma medida do tempo médio de decaimento de um núcleo individual [CHERRY et al., 2012].

2.1.5 Interação da radiação com a matéria

Embora o decaimento radioativo seja um fenômeno intrínseco ao núcleo atômico, sua relevância prática está diretamente associada à capacidade da radiação emitida interagir com a matéria. As interações predominantes dependem do tipo de radiação (partículas carregadas ou fótons), da energia envolvida e da composição do meio material [PODGORŠAK et al., 2016].

2.1.5.1 Partículas carregadas

As partículas alfa (4_2He) e beta (elétrons e pósitrons) interagem com a matéria principalmente por meio de interações coulombianas com elétrons atômicos, resultando em excitação, na qual um elétron absorve energia e salta para um nível de energia mais elevado. Posteriormente, ele pode retornar ao seu estado original, liberando essa energia na forma de luz ou raios X característicos. Já a ionização ocorre quando o elétron recebe energia suficiente para ser completamente removido do átomo,

deixando a estrutura atômica. Essas interações provocam a deposição contínua de energia ao longo do trajeto da partícula, o que caracteriza um alto poder de ionização e uma faixa de alcance bem definida no meio material [CHERRY et al., 2012].

Nos casos em que se formam vacância em uma das camadas internas do átomo, sendo a camada K a mais comum, um elétron de uma camada mais externa pode ocupar essa vaga, e a energia liberada pela diferença entre os níveis de ligação pode ser dissipada de duas formas: pela emissão de raio X característico (figura 7-A) ou pela transferência dessa energia a outro elétron do átomo, geralmente de uma camada mais externa, que então é ejetado (figura 7-B). Esse elétron emitido é conhecido como elétron Auger, e sua energia cinética corresponde à energia transferida menos a energia de ligação que ele possuía no átomo [CHERRY et al., 2012 e PODGORŠAK et al., 2016].

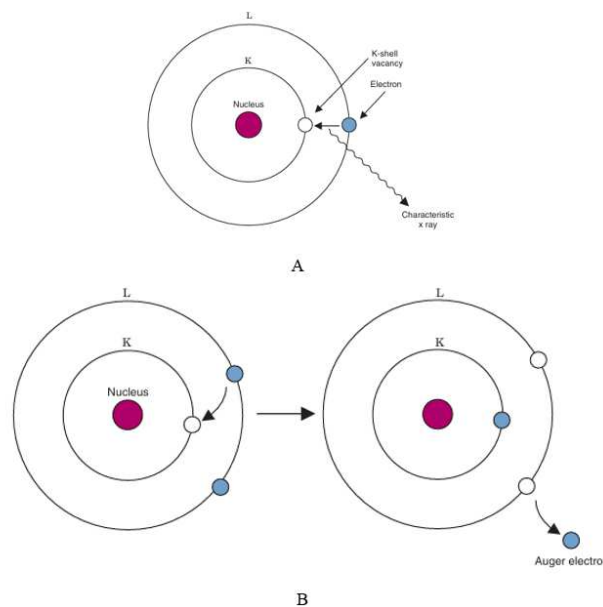


Figura 7 - Esquema da emissão de raio X característico acima (A) e a emissão de um elétron Auger abaixo (B).

Fonte: retirada de [CHERRY et al., 2012].

2.1.5.2 Fótons

Por outro lado, os fótons interagem com a matéria de forma probabilística, por meio de três efeitos principais: efeito fotoelétrico, espalhamento Compton e produção de pares. A ocorrência de cada processo depende da energia do fóton incidente e do número atômico (Z) do meio absorvedor, conforme a figura 8 [CHERRY et al., 2012].

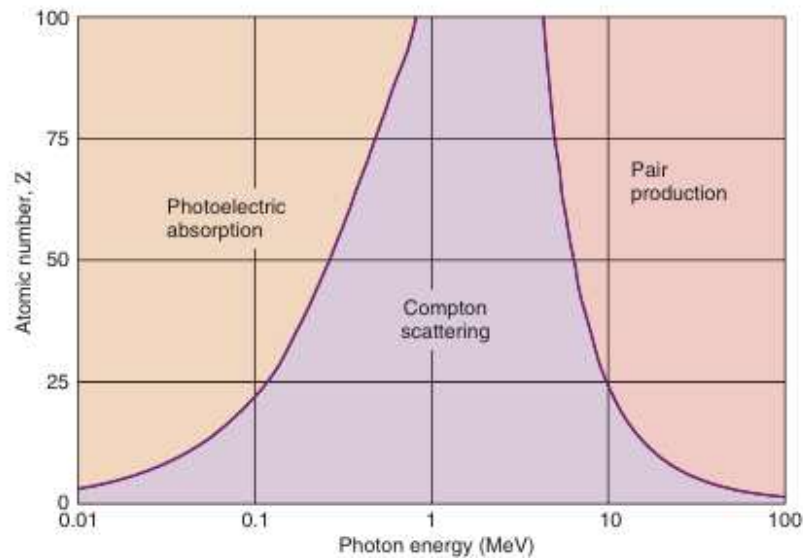


Figura 8 - Regiões de predominância relativa dos três principais mecanismos de interação de fótons com a matéria: efeito fotoelétrico, espalhamento Compton e produção de pares, representadas em um diagrama de número atômico do material pela energia do fóton.

Fonte: retirada de [CHERRY et al., 2012].

a) Efeito Fotoelétrico

Neste processo, um fóton incidente é completamente absorvido por um elétron ligado, geralmente da camada K, fornecendo-lhe energia suficiente para superar sua energia de ligação (E_L) e ser ejetado do átomo, como observado na equação 2.13 e esquematizado na figura 9. O excesso de energia é convertido em energia cinética do elétron ejetado (E_e) [CHERRY et al., 2012]. Este efeito é predominante em materiais com alto número atômico e com fótons de baixa a média energia, conforme a figura 8 [PODGORŠAK et al., 2016]. A probabilidade do efeito fotoelétrico é aproximadamente proporcional a Z^4 e inversamente proporcional a $(h\nu)^3$, onde Z é o número atômico e $h\nu$ é a energia do fóton [OKUNO; YOSHIMURA, 2016].

$$E_e = h\nu - E_L \quad (2.13)$$

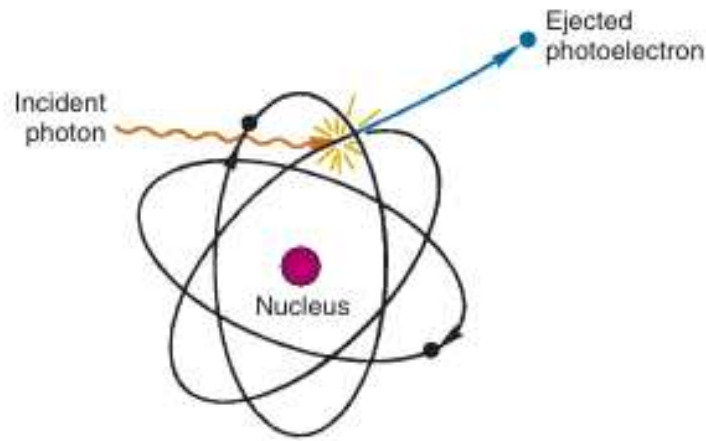


Figura 9 - Esquema do efeito fotoelétrico.

Fonte: retirada de [CHERRY et al., 2012].

b) Espalhamento Compton

No espalhamento Compton, o fóton interage com um elétron livre ou fracamente ligado, transferindo parte de sua energia a este elétron (denominado elétron Compton) e sendo desviado com menor energia, como mostra a figura 10. O ângulo de espalhamento e a energia remanescente do fóton estão relacionados pelas leis de conservação da energia e do momento linear e, já que se trata de uma interação entre um fóton e um elétron (geralmente considerado livre e em repouso), é possível aplicar essas leis para descrever o espalhamento resultante. Dessa forma, pode-se determinar a energia do fóton espalhado ($h\nu'$) a partir da energia inicial do fóton incidente ($h\nu$), do ângulo de espalhamento (θ) e da massa de repouso do elétron (0,511 MeV), de acordo com a equação 2.14 [CHERRY et al., 2012].

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{0,511}(1 - \cos\theta)} \quad (2.14)$$

Este efeito predomina em materiais de baixo a médio número atômico e para fótons com energias na faixa de 100 keV à 10 MeV, aproximadamente, conforme a figura 8. O espalhamento Compton é a principal forma de interação dos fótons em tecidos biológicos e constitui uma fonte significativa de ruído em imagens médicas, reduzindo o contraste e a resolução espacial [SPRAWLS, 1995].

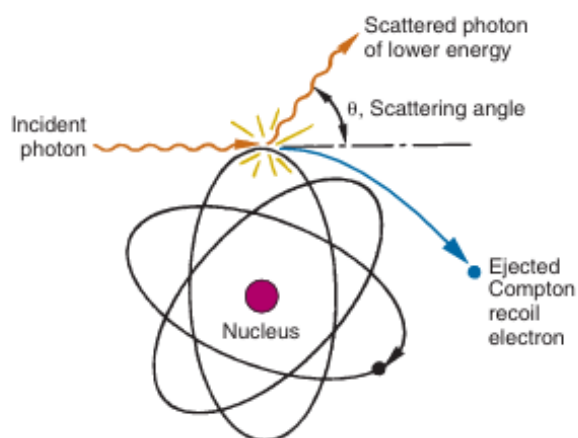


Figura 10 - Esquema do espalhamento Compton.

Fonte: retirada de [CHERRY et al., 2012].

c) Produção de par

A produção de pares ocorre quando a energia do fóton incidente é superior a 1,022 MeV. Nesse processo, o fóton é convertido, na presença do campo elétrico de um núcleo, em um par elétron-pósitron, como observado na figura 11. A energia excedente é compartilhada entre as partículas criadas na forma de energia cinética. Este processo só se torna relevante em energias elevadas e em materiais de alto Z, conforme figura 8 [CHERRY et al., 2012].

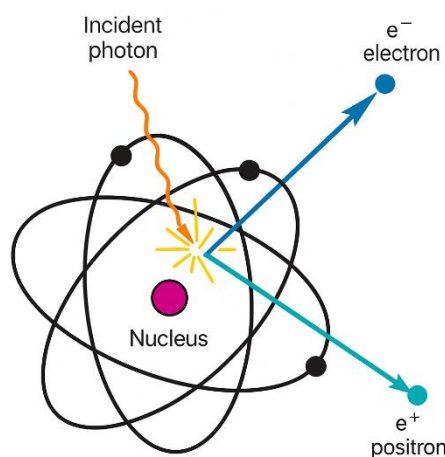


Figura 11 - Esquema da produção de par.

Fonte: retirada de [CHERRY et al., 2012].

O pósitron resultante do processo de produção de pares pode posteriormente aniquilar-se com um elétron do meio, gerando dois fótons de 511 keV emitidos em direções opostas [CHERRY et al., 2012].

2.2 Lutécio-177

O lutécio-177 (^{177}Lu) é um radionuclídeo artificial que tem se destacado nas últimas décadas como uma das fontes radioativas mais promissoras para aplicações na medicina nuclear. O ^{177}Lu é classificado como um radionuclídeo teranóstico, pois permite a integração do diagnóstico e do tratamento em um único composto molecular. Suas características físicas e radioquímicas favorecem seu uso em tratamentos de tumores neuroendócrinos e câncer de próstata metastático, quando acoplado a moléculas específicas como o DOTA-TATE ou o PSMA-617 [LJUNGBERG et al., 2016; NIU et al., 2024]. A meia-vida física do ^{177}Lu é de 6,7 dias aproximadamente, o que representa um equilíbrio ideal entre tempo suficiente para transporte, preparação e administração clínica, e tempo hábil para que a radiação seja depositada de forma eficaz no tumor [LJUNGBERG et al., 2016].

2.2.1 Modos de decaimento

O ^{177}Lu apresenta decaimento beta negativo (β^-) que permite o tratamento eficaz de tumores, e também a emissão gama que possibilita a aquisição de imagens para monitoramento da distribuição do radiofármaco, conforme ilustrado na figura 12. O ^{177}Lu decai para o isótopo estável háfnio-177 (^{177}Hf) por meio de emissão β^- , liberando elétrons com energia máxima de 497 keV, como observado na equação 2.15 [LJUNGBERG et al., 2016; NIU et al., 2024].



Essa emissão beta permite que a energia seja transferida diretamente para o núcleo celular, induzindo quebra de cadeias de DNA e, consequentemente, morte celular. Isso o torna um excelente candidato para aplicações em tumores sólidos, como os mencionados anteriormente [NIU et al., 2024].

Durante o decaimento de ^{177}Lu , ocorre também a emissão de fótons gama (figura 12), com dois principais picos: 113 keV, com abundância de 6,2% e 208 keV, com abundância de 10,4%. Essas energias são suficientes para serem captadas por sistemas convencionais de SPECT [LJUNGBERG et al., 2016].

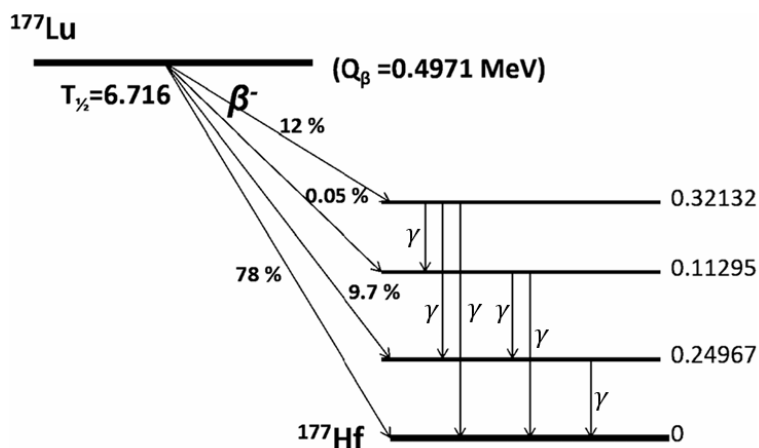


Figura 12 - Esquema simples de desintegração do ^{177}Lu .

Fonte: adaptada de [DASH et al., 2015].

2.2.2 Produção

O ^{177}Lu é produzido exclusivamente em reatores nucleares, a partir de reações neutrônicas. Atualmente, duas rotas principais são utilizadas para sua produção em larga escala: uma por irradiação direta de ^{176}Lu e outra por meio de reação indireta envolvendo o Itérbio (^{176}Yb), seguida de decaimento beta para ^{177}Lu [PILLAI et al., 2003; IAEA, 2014; DASH et al., 2015].

A rota mais utilizada atualmente consiste na irradiação direta de alvos de ^{176}Lu com nêutrons térmicos em reatores nucleares, produzindo ^{177}Lu , conforme equação 2.16 [DASH et al., 2015].



Essa reação gera ^{177}Lu no mesmo material-alvo, de forma que o radionuclídeo produzido permanece quimicamente misturado com o lutécio estável remanescente. Por isso, essa forma é chamada de carrier-added (CA). A separação do ^{177}Lu do alvo não é realizada, resultando em um produto com atividade específica limitada e com presença significativa de lutécio não radioativo [DASH et al., 2015].

A segunda rota baseia-se na ativação neutrônica de ^{176}Yb , seguido pelo decaimento beta de ^{177}Yb para ^{177}Lu , como mostra a equação 2.17 [DASH et al., 2015].



Neste método, o ^{177}Lu formado pode ser quimicamente separado do itérbio, já que pertencem a elementos distintos. Essa rota é chamada de no-carrier-added (NCA) porque o produto final contém apenas lutécio radioativo, sem a presença de lutécio estável. O resultado é um ^{177}Lu com alta atividade específica, o que é extremamente vantajoso para a marcação de moléculas biológicas em baixas concentrações, como peptídeos e anticorpos [DASH et al., 2015; PILLAI et al., 2003].

2.2.3 Principais radiofármacos

O sucesso clínico do lutécio-177 como radionuclídeo terapêutico está diretamente associado ao desenvolvimento de radiofármacos que o incorporam de maneira estável, eficiente e seletiva. Esses compostos são projetados para transportar o ^{177}Lu até alvos tumorais específicos, promovendo destruição celular localizada pela emissão de radiação β^- , ao mesmo tempo que possibilitam monitoramento da distribuição por imagem, graças à emissão gama [NIU et al., 2024].

O radiofármaco $^{177}\text{Lu} - \text{DOTATATE}$ é um análogo da somatostatina conjugado ao ^{177}Lu via DOTA, indicado para o tratamento de tumores neuroendócrinos. Após sua aprovação clínica, tornou-se um dos principais agentes terapêuticos em medicina nuclear, promovendo redução tumoral, controle de sintomas e aumento de sobrevida em pacientes com doença metastática [LJUNGBERG et al., 2016].

O $^{177}\text{Lu} - \text{PSMA} - 617$ foi desenvolvido para o tratamento de câncer de próstata metastático. Esse radiofármaco se liga ao antígeno de membrana específico da próstata (PSMA), altamente expresso nas células tumorais. Ele demonstrou eficácia significativa, com alta captação tumoral, redução de carga tumoral e melhora da qualidade de vida [NIU et al., 2024].

2.3 A gama câmara

2.3.1 Princípios básicos

A gama câmara é um dos principais equipamentos utilizados em medicina nuclear para aquisição de imagens funcionais do organismo humano, possibilitando a visualização da biodistribuição de radiofármacos marcados com emissores gama. O desenvolvimento da gama câmara está diretamente associado ao trabalho de Hal Anger, que, na década de 1950, introduziu o princípio da detecção posicionada de fótons gama por meio de cristais cintiladores acoplados a fotomultiplicadoras. Esse sistema tornou-se conhecido como "Anger Camera" e estabeleceu as bases para os sistemas modernos de imagem planar e tomográfica (SPECT – *Single Photon Emission Computed Tomography*) [CHERRY et al., 2012].

A Figura 13 apresenta os componentes básicos da formação de imagens utilizando a câmera gama. Os principais elementos desse sistema incluem: um colimador, um cristal cintilador de NaI(Tl), um guia de luz e uma matriz de tubos fotomultiplicadores (PMTs) [CHERRY et al., 2012].

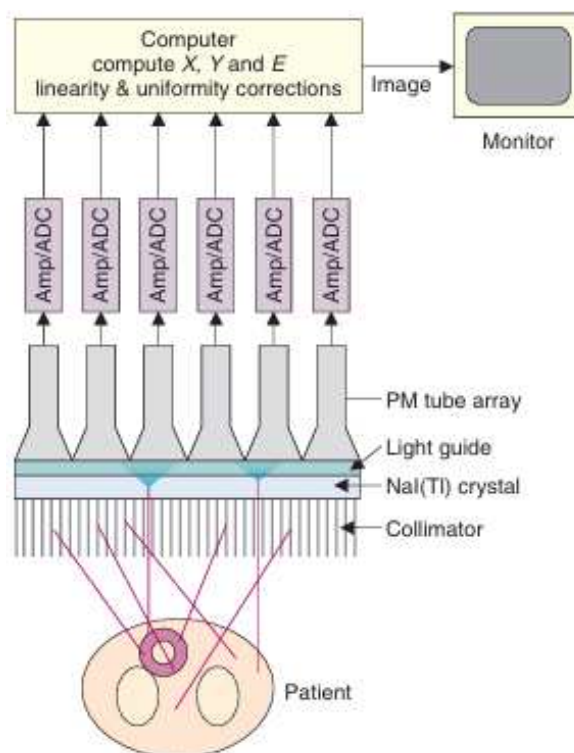


Figura 13 - Princípios básicos e componentes de uma câmera gama.

Fonte: retirada de [CHERRY et al., 2012].

2.3.2 Colimador

O colimador é a primeira interface da radiação com o sistema detector e tem como função selecionar os fótons gama que atingem o cristal cintilador, bloqueando aqueles que chegam obliquamente, ou seja, o colimador irá projetar uma imagem da distribuição da fonte no detector, determinando a resolução espacial e a sensibilidade do sistema. Os colimadores são normalmente fabricados em chumbo para uma atenuação eficaz e compostos por uma matriz de canais paralelos (furos) separados por septos finos. Os principais tipos de colimadores estão representados pela figura 14, sendo eles: o paralelo, o mais comum, que gera imagens com escala espacial constante; o convergente, que aumenta a sensibilidade para objetos pequenos, mas com distorções geométricas; o divergente, que produz imagens reduzidas; e o pinhole (orifício único), utilizado em estruturas pequenas como a tireoide. Neste último, os raios gama formam uma imagem invertida no detector, ampliada quando a fonte está próxima ao colimador e reduzida quando está mais distante [CHERRY et al., 2012 e SPRAWLS, 1995].

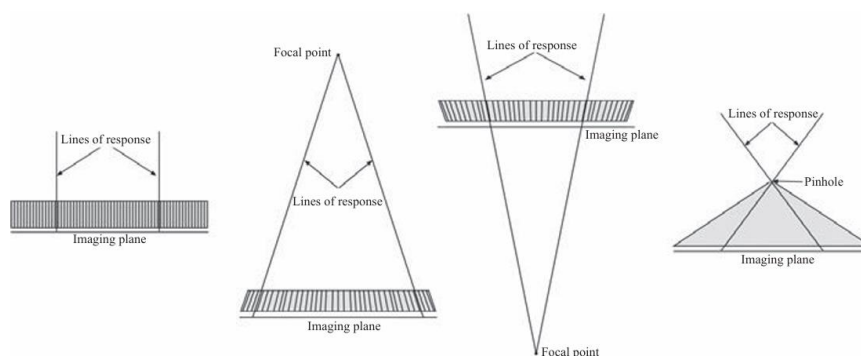


Figura 14 - Representação esquemática da geometria dos quatro colimadores. Da esquerda para a direita: paralelo-paralelo, convergente, divergente e pinhole.

Fonte: retirada de [IAEA, 2014].

2.3.3 Cristal cintilador (detector)

O cristal cintilador, figura 15, é o elemento sensível à radiação onde ocorre a conversão inicial da energia dos fótons gama em fótons de luz visível. O material mais utilizado em gama câmaras convencionais é o iodeto de sódio dopado com tálio (NaI(Tl)), devido à sua alta eficiência de detecção, boa resolução energética e produção adequada de luz. Além disso, esse cristal possui uma espessura que varia entre 6 a 12,5 milímetros com uma área de 60 x 40 centímetros quadrados [CHERRY et al., 2012]. É importante destacar que há uma relação de equilíbrio entre eficiência de absorção (melhor com cristais mais espessos) e resolução espacial (melhor com cristais mais finos) [SPRAWLS, 1995].

A cintilação ocorre principalmente por efeito fotoelétrico e, em menor escala, por espalhamento Compton, com emissão de milhares de fótons de luz para cada fóton gama absorvido [SPRAWLS, 1995]. Esse processo inicia-se com a interação da radiação gama no cristal, promovendo a excitação dos elétrons para níveis mais altos de energia. O retorno desses elétrons ao estado original resulta na liberação da energia excedente como luz visível, estabilizando o cristal [Powsner & Powsner, 2006].

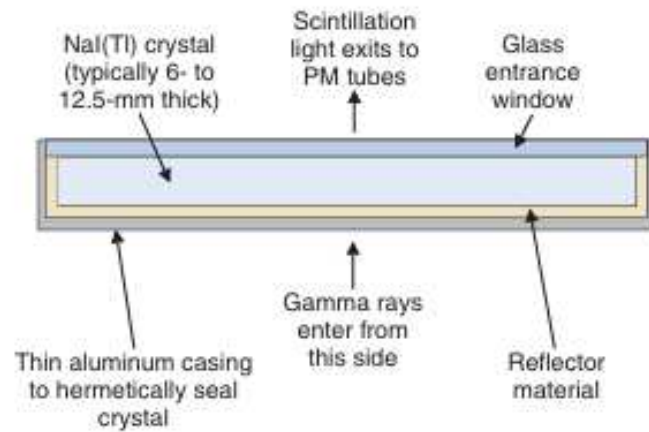


Figura 15 - Princípios básicos de um cristal de NaI(Tl).

Fonte: retirada de [CHERRY et al., 2012].

2.3.4 Tubo fotomultiplicador

Os tubos fotomultiplicadores (PMTs, do inglês *photomultiplier tubes*) são responsáveis por converter os fótons de luz visível produzidos no cristal cintilador em sinais elétricos amplificados. Cada PMT é constituído por um fotocátodo, uma série de dínodos e um ânodo, conforme figura 16. Quando um fóton incide sobre o fotocátodo, ocorre emissão de um elétron por efeito fotoelétrico. Esse elétron é acelerado em direção ao primeiro dínodo, onde libera múltiplos elétrons por impacto. O processo se repete nos dínodos subsequentes, resultando em uma cascata de amplificação que gera um pulso elétrico proporcional à intensidade luminosa recebida [SAHA, 2006].

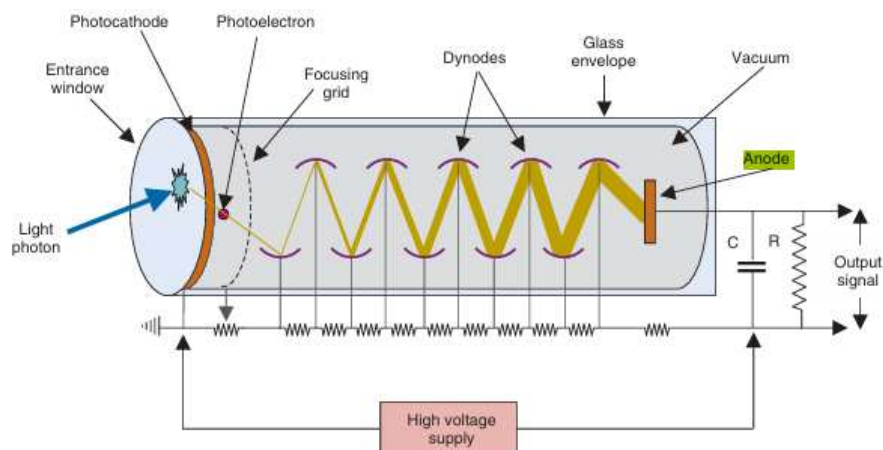


Figura 16 - Componentes básicos de um tubo fotomultiplicador.

Fonte: retirada de [CHERRY et al., 2012].

2.4 SPECT

A Tomografia Computadorizada por Emissão de Fóton Único, conhecida pela sigla SPECT (*Single Photon Emission Computed Tomography*), permite a reconstrução tridimensional da

distribuição espacial de radionuclídeos administrados ao paciente, fornecendo imagens tomográficas que oferecem maior precisão na localização e quantificação da atividade funcional em tecidos e órgãos [CHERRY et al., 2012 e IAEA, 2014]. Seu desenvolvimento surgiu como resposta à limitação da imagem planar, que sofre com a sobreposição de estruturas e perda de resolução em profundidade. Por meio da aquisição de múltiplas projeções rotacionais ao redor do paciente, a SPECT possibilita a geração de cortes transversais do corpo, com separação espacial das estruturas anatômicas [SAHA, 2006].

2.4.1 Aquisição

A aquisição de dados em SPECT é um processo que envolve a coleta de imagens planas em diferentes ângulos ao redor do paciente, com o objetivo de reconstruir a distribuição tridimensional do radiofármaco no corpo, como observado na figura 17. Para isso, os dados são coletados girando o *gantry* ao redor do paciente por 180° ou 360°, conforme figura 18. Embora a aquisição de 180° seja mais comum, a aquisição de 360° é preferida em muitos casos, pois proporciona melhor qualidade de imagem ao reduzir os efeitos da atenuação e as variações de resolução com a profundidade. Além disso, o uso de câmeras com duas ou três cabeças permite reduzir significativamente o tempo de aquisição, ao mesmo tempo em que aumenta a sensibilidade do sistema [IAEA, 2014; CHERRY et al., 2012; SAHA, 2006].

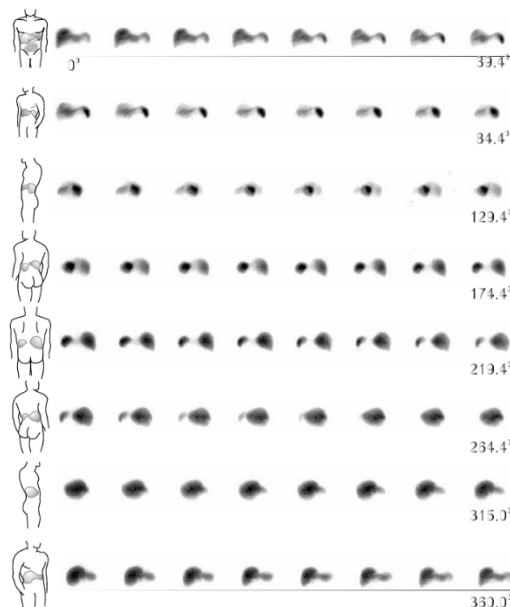


Figura 17 - Projeções das imagens planas.

Fonte: retirada de [Powsner & Powsner, 2006].

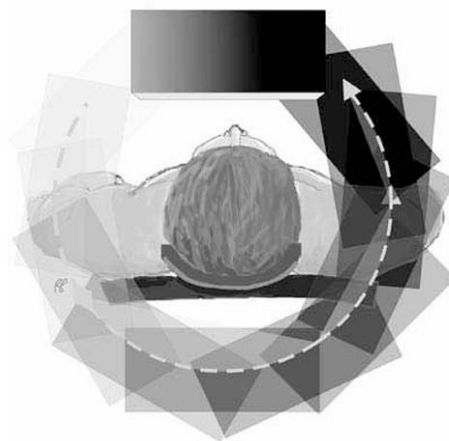


Figura 18 - Movimento rotacional do gantry.

Fonte: retirada de [Powsner & Powsner, 2006].

Durante sua trajetória, muitos fótons sofrem espalhamento Compton, resultando em perda de energia e desvio de trajetória. Quando detectados dentro da janela de energia estabelecida, esses fótons contribuem com artefatos e degradação de contraste na imagem. Para minimizar esse efeito, são utilizadas técnicas de janela dupla ou tripla, que estimam a fração de fótons espalhados com base em janelas energéticas adjacentes, além de modelos físicos e algoritmos iterativos que incorporam o comportamento de espalhamento na reconstrução [CHERRY et al., 2012; SAHA, 2006; SPRAWLS, 1995].

2.4.2 Reconstrução da imagem

A etapa de reconstrução é responsável por transformar as projeções bidimensionais adquiridas durante a rotação da gama câmara em imagens tridimensionais da distribuição espacial do radionuclídeo no corpo do paciente. Essa reconstrução é feita com base em algoritmos matemáticos que estimam a atividade radioativa em cada voxel, a partir dos dados coletados em diferentes ângulos [CHERRY et al., 2012; IAEA, 2014].

2.4.2.1 Retroprojeção simples

A retroprojeção simples consiste na técnica mais básica de reconstrução tomográfica. Nela, cada projeção adquirida é projetada de volta sobre o espaço da imagem ao longo do ângulo correspondente de aquisição, ou seja, são criados múltiplos cortes transaxiais, com o objetivo de criar um sinograma com as linhas obtidas por esses cortes e, assim, gerar a imagem conforme ilustrado na figura 19. Do ponto de vista matemático, os valores de atenuação captados pelo detector são somados ao longo das linhas e colunas da matriz de imagem, como observado na figura 20. Após esse processo, a retroprojeção simples distribui cada valor da projeção uniformemente ao longo dessas linhas, procedimento visualizado na figura 21. Ao repetir esse processo para todas as projeções, o algoritmo

gera uma imagem que representa a estimativa da distribuição espacial da atividade radioativa, conforme figura 22 [CHERRY et al., 2012; Powsner & Powsner, 2006; SPRAWLS, 1995].

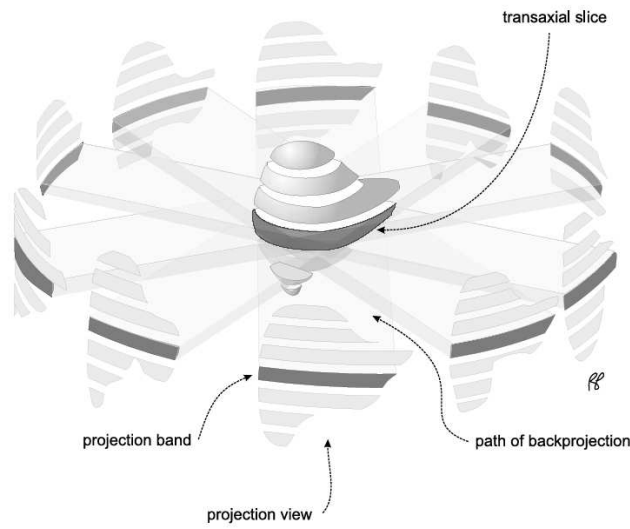


Figura 19 - Imagens de um órgão são retroprojetadas para reconstruir cortes transaxiais da sua estrutura interna.

Fonte: retirada de [Powsner & Powsner, 2006].

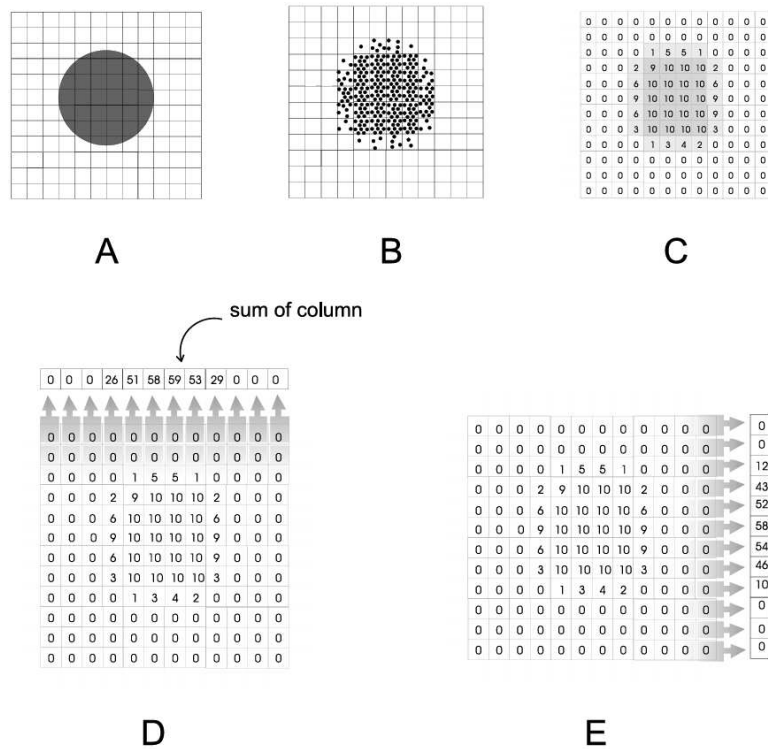


Figura 20 - Matrizes da aquisição de um disco.

Fonte: retirada de [Powsner & Powsner, 2006].

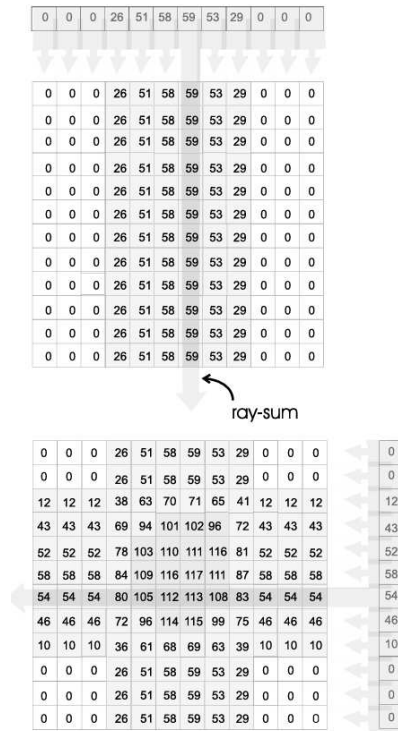


Figura 21 - Projeções do disco são retroprojetadas.

Fonte: retirada de [Powsner & Powsner, 2006].

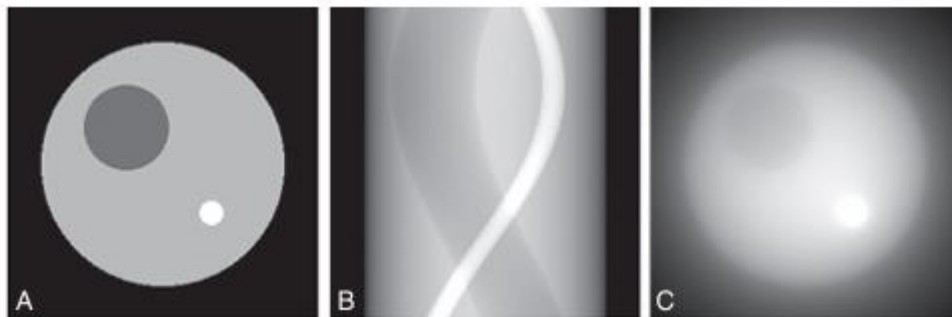


Figura 22 - (A) *Phantom*; (B) Representação do sinograma; (C) Imagem gerada pela retroprojeção simples.

Fonte: retirada de [CHERRY et al., 2012].

A retroprojeção simples corresponde à soma das projeções sobre todas as direções, o que, em teoria, permitiria recuperar a imagem original. No entanto, acaba gerando um efeito de desfoque radial em torno das regiões de maior atividade. Esse fenômeno leva à formação de imagens borradas, com perda de definição e baixa resolução espacial, como visto na figura 22-C [CHERRY et al., 2012; Powsner & Powsner, 2006].

2.4.2.2 Retroprojeção filtrada

A retroprojeção filtrada (*filtered backprojection*), diferentemente da retroprojeção simples, aplica previamente um filtro matemático no domínio da frequência com o objetivo de compensar o

borramento característico do processo e melhorar a resolução espacial. No entanto, essa filtragem pode amplificar o ruído presente na imagem o que compromete a qualidade visual final. A escolha do filtro mais adequado depende das características dos dados adquiridos e da preferência do usuário. Em geral, filtros passa-alta são indicados para imagens com alta contagem de fótons, pois ajudam a preservar detalhes finos, mesmo que gerem aparência mais “granulosa”, como observado na figura 23. Já filtros passa-baixa, como o Butterworth, são preferidos para dados com baixa contagem, promovendo uma suavização que reduz o ruído [Powsner & Powsner, 2006].

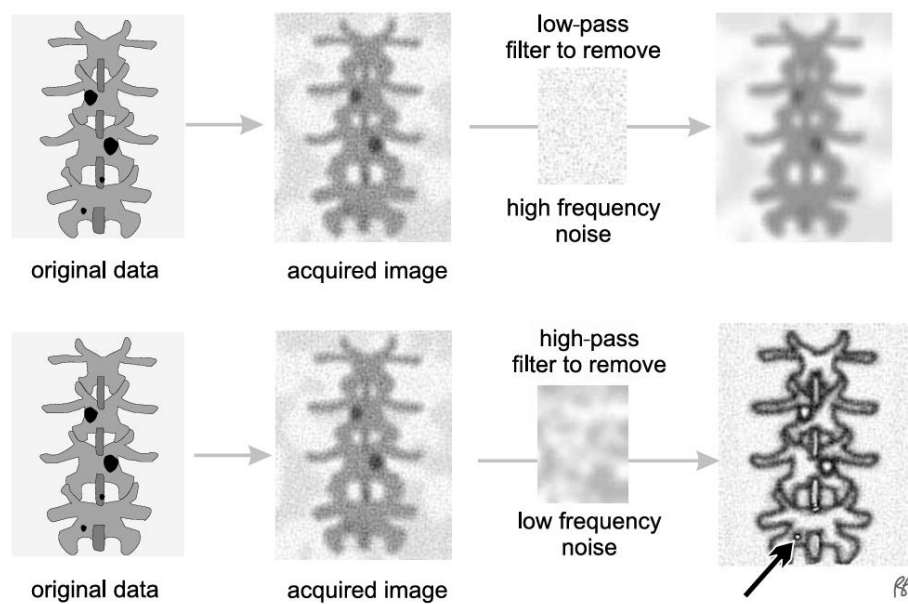


Figura 23 - Filtros passa-baixa e passa-alta.

Fonte: retirada de [Powsner & Powsner, 2006].

2.4.2.3 Método iterativo

Os métodos iterativos de reconstrução foram desenvolvidos como alternativa à retroprojeção filtrada, com o objetivo de melhorar as imagens tomográficas, especialmente em situações com baixa contagem e presença de ruído. Ao contrário da retroprojeção, que aplica uma abordagem matemática direta, os métodos iterativos utilizam uma estratégia computacional baseada em refinamento sucessivo da imagem reconstruída, aproximando-se progressivamente de uma solução ideal, ou seja, funciona como um ciclo de tentativa e correção: uma imagem é simulada, comparada com os dados reais e, com base no erro, corrigida. O processo se repete até que os erros entre o estimado e o real se tornem mínimos, conforme figura 24. Os dois algoritmos mais utilizados são o MLEM (Maximum Likelihood Expectation Maximization) e o OSEM (Ordered Subsets Expectation Maximization) [CHERRY et al., 2012; Powsner & Powsner, 2006].

O algoritmo MLEM é baseado em princípios estatísticos de máxima verossimilhança, modelando as contagens como variáveis aleatórias com distribuição de Poisson, o que reflete com

maior precisão a natureza dos dados adquiridos em SPECT. O processo inicia com uma estimativa inicial da imagem, a partir da qual se simulam projeções usando o modelo físico do sistema (matriz de projeção). As projeções simuladas são comparadas com as projeções reais adquiridas. A diferença entre ambas é utilizada para corrigir a estimativa da imagem, repetindo-se o processo iterativamente até atingir convergência ou um critério de parada definido [Powsner & Powsner, 2006; CHERRY et al., 2012; SAHA, 2006].

Apesar da precisão do MLEM, sua principal limitação é o tempo computacional elevado, especialmente em volumes tridimensionais com alta resolução. Para contornar esse problema, foi desenvolvido o algoritmo OSEM, uma variação do MLEM que acelera o processo de convergência. O OSEM divide o conjunto completo de projeções em subconjuntos ordenados (por exemplo, 8 ou 16 grupos), e realiza as atualizações da imagem parcial com base em cada subconjunto antes de prosseguir para o próximo. Isso reduz significativamente o número de iterações necessárias, mantendo uma qualidade de imagem semelhante ao MLEM completo [Powsner & Powsner, 2006; CHERRY et al., 2012; SAHA, 2006].

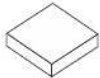
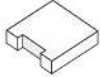
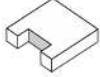
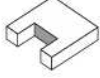
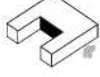
Iteration	Estimated Slice	"Projection" Views of Estimate	"Projection" Views of Original	Process Complete?
1				? NO
2				? NO
3				? NO
4				? NO
5				? YES

Figura 24 - Progressão de cinco iterações.

Fonte: retirada de [Powsner & Powsner, 2006].

3 METODOLOGIA

3.1 Código de simulação.

As simulações realizadas neste estudo foram conduzidas utilizando o código SIMIND, um programa de Monte Carlo desenvolvido para simulação de sistemas de imagem, com ênfase em tomografia computadorizada por emissão de fóton único (SPECT). O SIMIND foi projetado para

modelar com alto nível de detalhamento os componentes físicos e eletrônicos de sistemas de aquisição gama, permitindo a investigação de fatores que afetam a qualidade da imagem, como espalhamento, atenuação, colimadores, janelas de energia e características do detector [LJUNGBERG, 2012].

O código é composto por dois principais módulos, o CHANGE, utilizado para configurar os parâmetros da simulação (geometria do sistema, tipo de fonte, colimador, tipo de radionuclídeo, número de fótons, entre outros), e o próprio SIMIND, responsável pela execução da simulação Monte Carlo com base nos dados de entrada fornecidos [LJUNGBERG, 2012].

3.2 Geometria e parâmetros da simulação.

As simulações realizadas neste estudo foram conduzidas com o objetivo de avaliar o desempenho de diferentes configurações de colimadores na obtenção de imagens SPECT com o radionuclídeo lutécio-177. Para isso, foi modelada uma fonte radioativa do tipo multi-esférica, distribuída em seis volumes de diferentes formas e tamanhos (caixas horizontais, cilindros e elipsoide), configurados para simular um *Phantom* do tipo *Jaszczak*, conforme a figura 25.

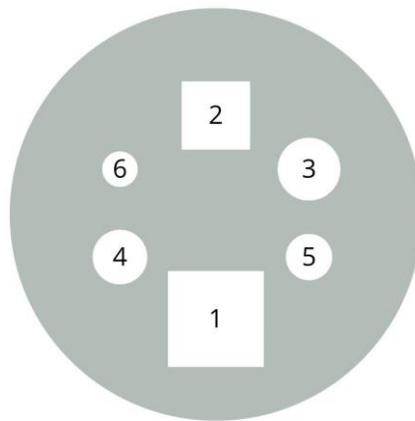


Figura 25 - Visualização axial do *Phantom Jaszczak*. Os números identificam as fontes internas, cujas especificações constam na tabela 1.

Fonte: [o autor, 2025].

A fonte simulada apresentava atividade total de 370 MBq de ^{177}Lu , cuja emissão gama ocorre predominantemente nas energias de 113 keV (abundância relativa de 6,20%) e 208 keV (abundância relativa de 10,38%). A distribuição da atividade entre os volumes foi feita conforme especificado na tabela 1, respeitando proporcionalidade representativa de diferentes captações tumorais.

Fonte	Volume (mL)	MBq	MBq/mL	Tipo
1	216,0000	225,6260	1,0446	Caixa Horizontal
2	54,8720	57,3130	1,0445	Caixa Horizontal
3	16,3655	34,1880	2,0890	Elipsoide
4	13,0230	27,1950	2,0882	Cilindro Horizontal
5	4,9728	15,5770	3,1320	Cilindro Horizontal

6	3,2170	10,0640	3,1284	Cilindro Horizontal
---	--------	---------	--------	---------------------

Tabela 1 - Geometria da fonte multi-esférica.

Fonte: [o autor, 2025].

Foram consideradas três janelas de energia distintas para análise das imagens reconstruídas: J_1 (centrada em 113 keV com largura de $\pm 10\%$); J_2 (centrada em 208 keV com largura de $\pm 10\%$); e J_3 (janela composta, combinando os dados provenientes de J_1 e J_2).

A configuração do sistema de aquisição foi baseada em uma câmara gama com cristal cintilador de NaI(Tl) e um colimador do tipo paralelo com furos hexagonais. O cristal apresentava espessura de 3/8" (0,952 cm), largura de 25 cm e comprimento de 20 cm, posicionado a 20 cm da borda mais próxima do *Phantom*. A matriz de detecção foi definida como 128 x 128 pixels, com resolução espacial de 0,448 cm/pixel. A resolução intrínseca do sistema foi de 0,4 cm, enquanto a resolução energética foi ajustada para 10%.

Três tipos de colimadores foram avaliados nas simulações: LEGP (colimador de propósito geral para baixa energia); MEGP (colimador de propósito geral para média energia) e LEHR (colimador de alta resolução para baixa energia). Cada colimador foi configurado com base em seus parâmetros específicos, conforme implementado no código SIMIND [LJUNGBERG, 2012]. A escolha desses colimadores foi baseada nos diferentes perfis de desempenho, com variações em sensibilidade e resolução espacial. A tabela 2 apresenta os principais parâmetros geométricos desses colimadores, incluindo o tipo, o diâmetro dos furos, a espessura dos septos, o comprimento do colimador e o formato dos furos.

Colimador	Descrição	Tipo	Diâmetro do furo (mm)	Espessura do septo (mm)	Comprimento (mm)	Formato do furo
GE-LEGP	Low Energy General Purpose	Paralelo	0,250	0,030	4,100	Hexagonal
GE-MEGP	Medium Energy General Purpose	Paralelo	0,340	0,140	4,200	Hexagonal
GE-LEHR	Low Energy High Resolution	Paralelo	0,180	0,030	4,000	Hexagonal

Tabela 2 - Características geométricas dos colimadores da GE disponíveis no SIMIND.

Fonte: adaptada de [LJUNGBERG, 2012].

A aquisição tomográfica foi simulada em rotação completa de 360°, com 128 projeções e passo angular de 2,8125°. Cada projeção considerou a emissão de 100 milhões de fótons.

3.3 Método de reconstrução da imagem.

As projeções simuladas pelo código SIMIND foram processadas utilizando o software

CASToR (*Customizable and Advanced Software for Tomographic Reconstruction*), um *software* de código aberto voltado à reconstrução de imagens tomográficas [MERLIN et al., 2018]. Foi utilizado o algoritmo iterativo OSEM (*Ordered Subsets Expectation Maximization*) que é uma versão otimizada do algoritmo MLEM, no qual as atualizações são feitas em subconjuntos das projeções, permitindo convergência mais rápida. As imagens foram reconstruídas com 4 iterações e 16 subconjuntos, com número total de iterações efetivas (produto entre iterações e subconjuntos) de 64. A reconstrução das imagens não incluiu nenhum método para corrigir efeitos de espalhamento ou atenuação.

3.4 Parâmetros de avaliação da qualidade da imagem.

A avaliação da qualidade das imagens reconstruídas foi realizada por meio do *software* ImageJ [RASBAND, 1997-2018]. Foram adotados três parâmetros principais para a avaliação da qualidade da imagem: contraste (C), razão sinal-ruído (SNR) e razão contraste-ruído (CNR). Tais métricas permitem caracterizar, de forma objetiva, a capacidade do sistema simulado de distinguir regiões de alta atividade das regiões de fundo, além de quantificar a influência do ruído estatístico nas imagens [CHERRY et al., 2012]. Para o cálculo dos parâmetros mencionados, foram definidas regiões de interesse (ROIs) posicionadas em duas regiões específicas do *Phantom*, uma região de alta intensidade de contagem (R_L) e uma região de baixa intensidade de contagem (R_0), conforme figura 26. Além disso, foi analisado o perfil de intensidade pixel a pixel através de uma linha atravessando o centro das imagens reconstruídas, com o objetivo de visualizar a resposta espacial e para compará-las por meio de gráficos de perfil de intensidade.

O Contraste (C) foi calculado por meio da equação 3.1.

$$C = \frac{|R_L - R_0|}{R_0} \quad (3.1)$$

Esse parâmetro indica o quanto a intensidade da imagem na região de interesse se destaca em relação ao fundo, sendo fundamental para a visualização adequada de lesões [CHERRY et al., 2012].

A Razão Sinal-Ruído (SNR) foi obtida segundo a equação 3.2.

$$SNR = \frac{N}{\sigma} \quad (3.2)$$

O valor médio (N) e o desvio padrão (σ) foram extraídos diretamente no ImageJ, a partir das mesmas ROIs. Essa métrica reflete o grau de ruído presente na imagem da região de interesse [CHERRY et al., 2012].

A Razão Contraste-Ruído (CNR) foi determinada com a equação 3.3.

$$CNR = SNR \cdot C \quad (3.3)$$

Essa razão (CNR) é uma medida composta, que leva em consideração simultaneamente o

contraste e o ruído nas duas regiões, sendo considerada uma das métricas mais relevantes para avaliação do desempenho de sistemas de imagem médica [CHERRY et al., 2012].

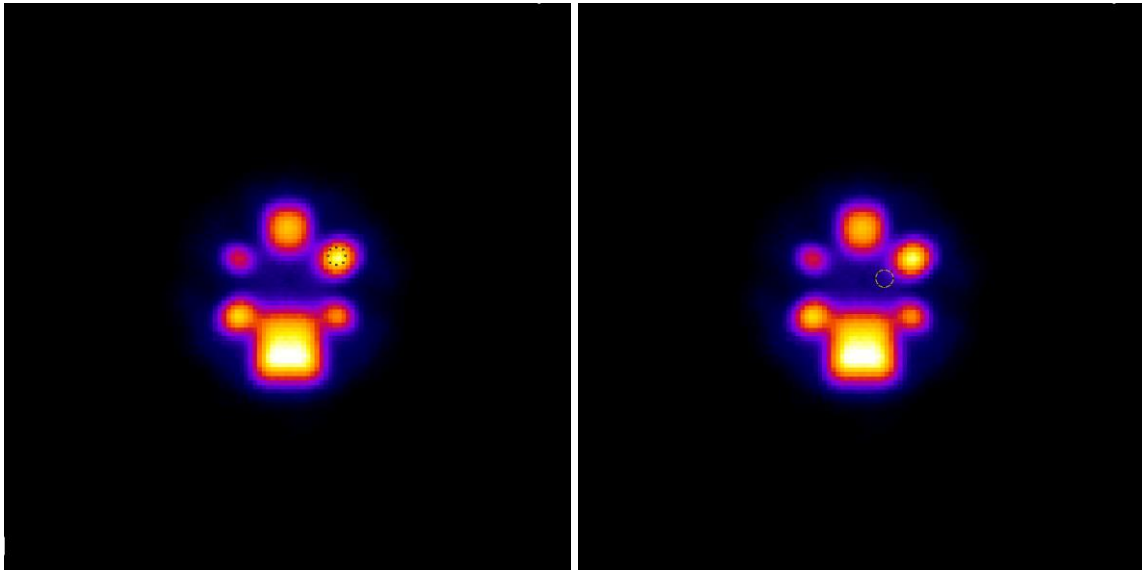


Figura 26 - À esquerda: região de alta intensidade de contagem. À direita: região de baixa intensidade de contagem.

Fonte: [o autor, 2025].

4 RESULTADOS E DISCUSSÕES

A Figura 27 apresenta os espectros de energia simulados para os colimadores (a) LEGP, (b) LEHR e (c) MEGP, identificando separadamente as contagens totais, de fótons primários e de fótons espalhados. A Figura 28 exibe as imagens reconstruídas do *Phantom* tipo *Jaszczak* utilizando a janela de 208 keV (J_2) para cada colimador analisado. Com o intuito de realizar uma análise comparativa entre as janelas de energia, a Figura 29-a apresenta os perfis de intensidade ao longo de uma linha reta traçada nas imagens reconstruídas, mantendo-se o colimador LEHR fixo. A Figura 29-b, por sua vez, apresenta os perfis de intensidade dos três colimadores na mesma janela de energia de 208 keV (J_2) a fim de comparar o contraste e a nitidez de cada colimador ao longo dessa mesma linha.

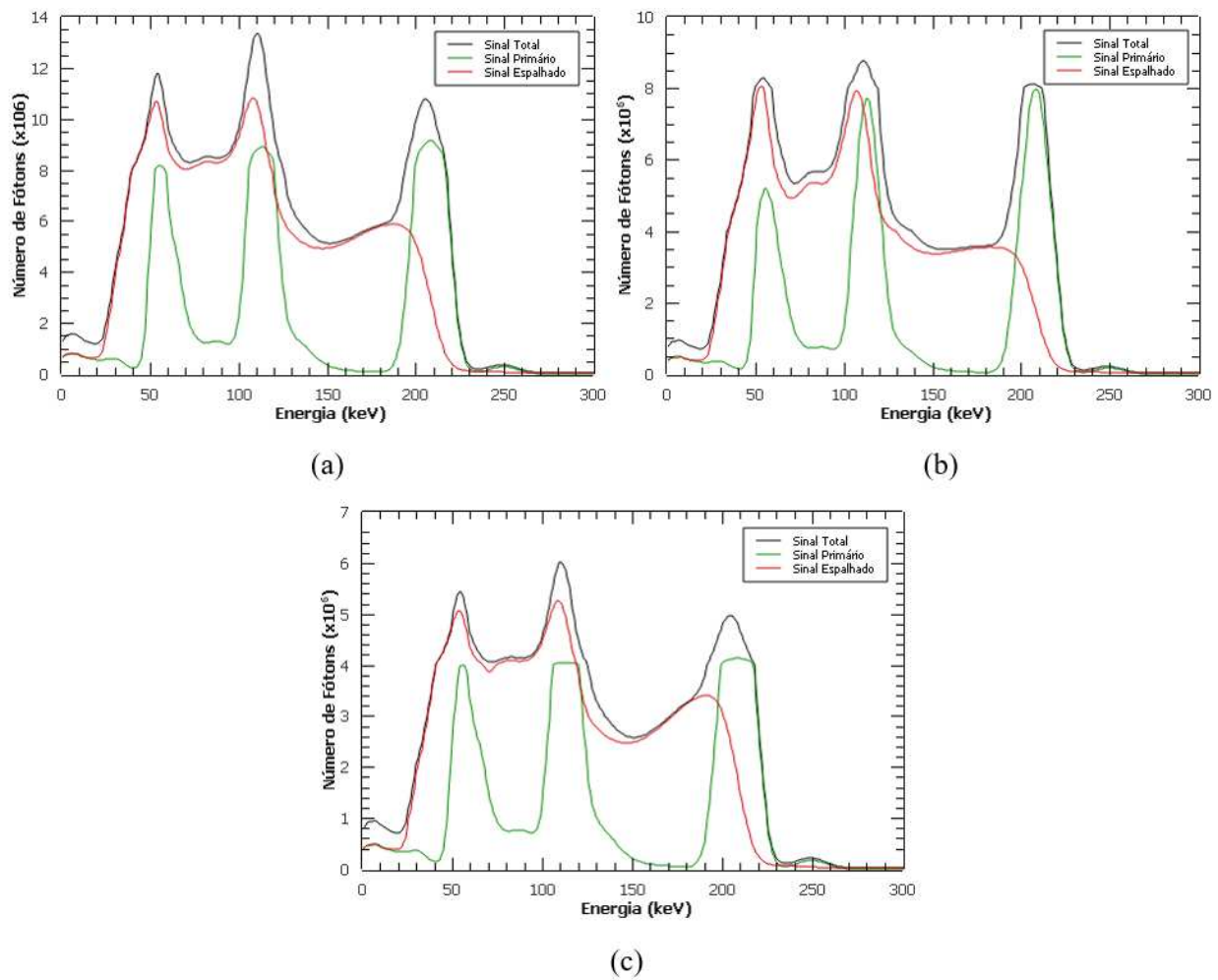


Figura 27 - Espectros de energia do ^{177}Lu adquiridos utilizando os colimadores: (a) LEGP, (b) LEHR e (c) MEGP, destacando as contribuições dos fótons totais, primários e espalhados.

Fonte: [o autor, 2025].

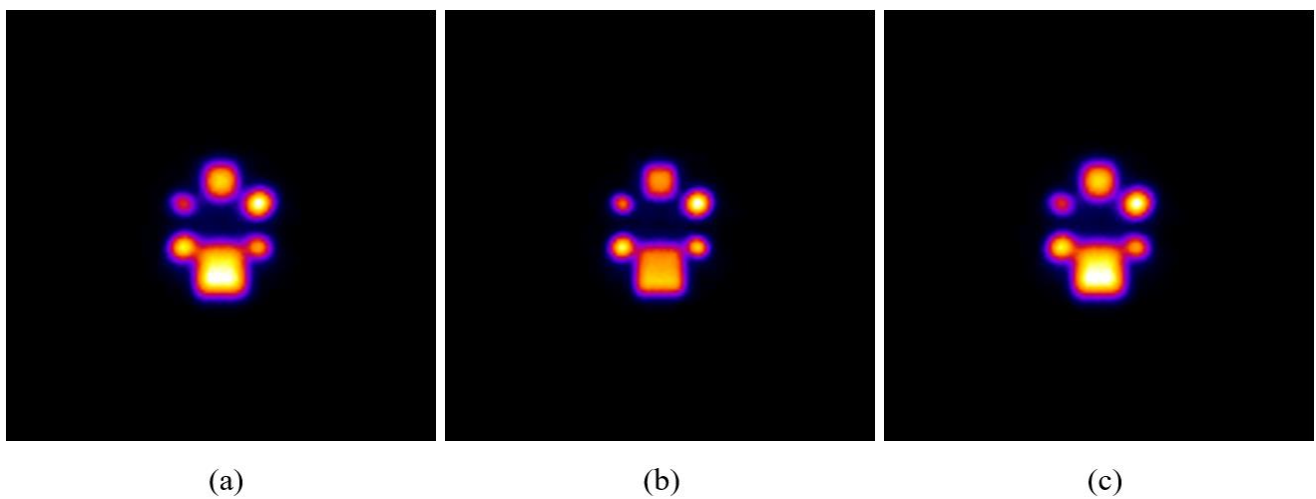


Figura 28 - Imagens reconstruídas do *Phantom Jaszczak* na janela de energia J_2 (208 keV), obtidas com os colimadores: (a) LEGP, (b) LEHR e (c) MEGP.

Fonte: [o autor, 2025].

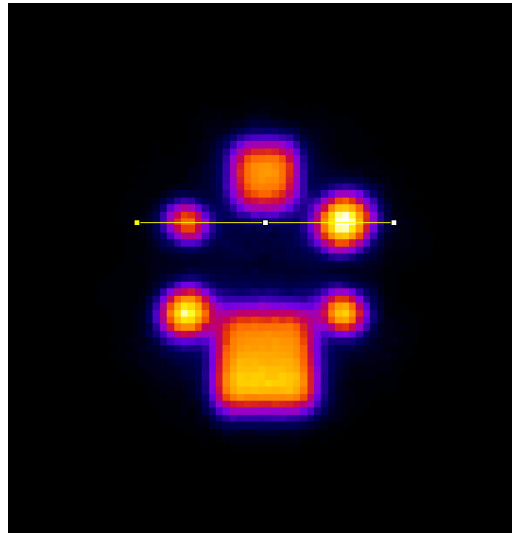


Figura 29 - Linha horizontal utilizada nas imagens reconstruídas para obter os perfis de intensidade.

Fonte: [o autor, 2025].

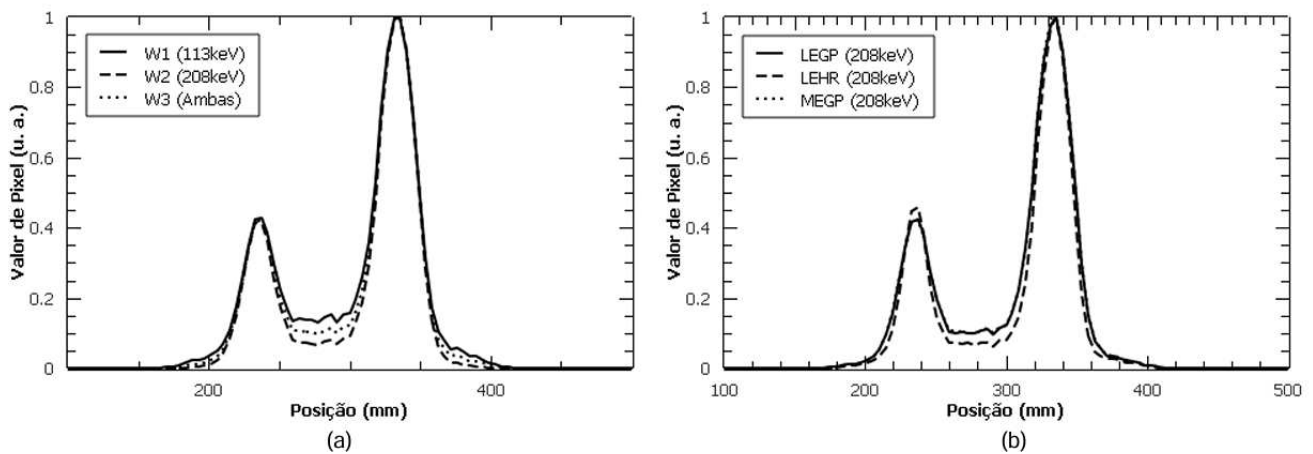


Figura 30 - (a) Perfis de intensidade extraídos ao longo de uma mesma linha reta nas imagens reconstruídas do *Phantom Jaszczak* com o colimador LEHR, considerando as janelas de energia J_1 (113 keV), J_2 (208 keV) e J_3 (113 + 208 keV). (b) Perfis de intensidade obtidos ao longo do mesmo traçado no *Phantom Jaszczak*, comparando os colimadores LEGP, LEHR e MEGP na janela de energia J_2 (208 keV).

Fonte: [o autor, 2025].

As Tabelas 3, 4 e 5 reúnem os dados de contraste, SNR no background e CNR no background, respectivamente, obtidos para cada colimador e para as três janelas de energia analisadas. Esses indicadores fornecem informações não apenas sobre a intensidade do sinal detectado, mas também sobre sua clareza e distinção em relação ao ruído de fundo. A avaliação conjunta desses resultados permite uma comparação quantitativa do desempenho dos colimadores em diferentes faixas de energia.

Colimadores	Contraste		
	Jan. 1	Jan. 2	Jan. 3
GV-LEGP	5,881	11,511	7,943
GV-LEHR	8,788	19,158	12,364
GV-MEGP	5,858	11,534	7,937

Tabela 3 - Valores de contraste obtidos para os colimadores LEGP, LEHR e MEGP nas três janelas de energia: J_1 (113 keV), J_2 (208 keV) e J_3 (soma das janelas anteriores $J_1 + J_2$).

Fonte: [o autor, 2025].

Colimadores	SNR		
	Jan. 1	Jan. 2	Jan. 3
GV-LEGP	5,150	2,793	3,928
GV-LEHR	6,425	3,025	4,610
GV-MEGP	5,221	2,817	3,966

Tabela 4 - Relação sinal-ruído (SNR) obtida na região de background para os colimadores LEGP, LEHR e MEGP, considerando as janelas de energia J_1 , J_2 e J_3 .

Fonte: [o autor, 2025].

Colimadores	CNR		
	Jan. 1	Jan. 2	Jan. 3
GV-LEGP	30,285	32,156	31,196
GV-LEHR	56,462	57,957	57,002
GV-MEGP	30,581	32,490	31,474

Tabela 5 - Razão contraste-ruído (CNR) medida na região de background para os colimadores LEGP, LEHR e MEGP, nas diferentes janelas de energia J_1 , J_2 e J_3 .

Fonte: [o autor, 2025].

4.1 Análise dos Espectros de Energia.

A Figura 27 apresenta os espectros de energia simulados para os colimadores LEGP, LEHR e MEGP, discriminando as contribuições de fótons primários e espalhados nas diferentes faixas energéticas. Em todos os colimadores, observa-se que a janela centrada em 113 keV (J_1) apresenta uma contribuição proporcionalmente maior de fótons espalhados em relação à janela de 208 keV (J_2). Essa assimetria espectral é explicada, principalmente, pelo mecanismo de espalhamento Compton. Quando fótons de maior energia, como os emitidos a 208 keV pelo ^{177}Lu , interagem com a matéria, perdem parte de sua energia e são desviados de suas trajetórias originais. Como resultado, muitos desses fótons degradados energeticamente são registrados dentro da faixa da janela J_1 , embora tenham se originado em energias superiores. Essa superposição espectral indesejada provoca um aumento significativo na contaminação por radiação espalhada na janela de 113 keV. Consequentemente, os eventos detectados nessa faixa contêm uma fração maior de fótons que não seguiram trajetórias diretas, comprometendo a exatidão na reconstrução da imagem. Isso leva à redução do contraste, à diminuição da resolução espacial e ao aumento do ruído, fatores que afetam negativamente a qualidade da imagem final.

Por outro lado, na janela de 208 keV (J_2), predominam os eventos originados de fótons primários, ou seja, aqueles que atingem o detector sem sofrer interações significativas no meio. A presença majoritária desses fótons na janela 2, confere a ela uma vantagem em termos de qualidade de sinal, já que minimiza a interferência de processos de espalhamento. Essa característica justifica, inclusive, os melhores valores de contraste e de razão sinal-ruído (SNR).

Além disso, é importante destacar que a forma e largura das janelas de energia influenciam diretamente o grau de contaminação do sinal. Janelas muito amplas tendem a incluir uma parcela maior

de fótons espalhados, enquanto janelas muito estreitas, apesar de reduzirem a contaminação, podem comprometer a estatística dos eventos registrados. Portanto, a escolha apropriada da largura e do posicionamento das janelas de energia deve considerar um equilíbrio entre rejeição de ruído e preservação da sensibilidade, especialmente em radionuclídeos como o ^{177}Lu , que possui múltiplos picos emissores com intensidades relativamente baixas.

Comparando os colimadores, nota-se que o MEGP apresenta uma atenuação ligeiramente maior da radiação espalhada, o que pode ser atribuído às suas dimensões físicas mais robustas, especialmente à espessura dos septos e ao diâmetro dos furos. Isso contribui para uma seletividade energética mais eficiente e reforça seu desempenho nas faixas energéticas mais elevadas. Já o LEHR, embora tenha septos mais finos, demonstrou bom desempenho na discriminação de fótons primários, o que está alinhado ao seu objetivo de maximizar a resolução espacial, mesmo com um leve aumento de ruído. O LEGP, por sua vez, posiciona-se de forma intermediária entre os dois anteriores, equilibrando moderadamente a sensibilidade e a resolução.

4.2 Avaliação Visual das Imagens Reconstruídas na Janela de 208 keV (J_2).

A Figura 28 apresenta as imagens reconstruídas do *Phantom Jaszczak* simuladas na janela energética de 208 keV (J_2), para os três colimadores analisados: LEGP, LEHR e MEGP. Visualmente, é evidente que o colimador MEGP, quando comparado ao LEGP, proporciona imagens com menor halo de radiação ao redor das fontes, indicando uma atenuação mais eficiente dos fótons espalhados. Essa performance é atribuída à sua estrutura, com septos mais espessos e furos mais estreitos, características projetadas especificamente para atenuar fótons de média energia, como os de 208 keV emitidos pelo ^{177}Lu . Ao minimizar a penetração de radiação oblíqua e de fótons secundários, o MEGP contribui para uma melhor relação entre os fótons primários e os espalhados captados pelo detector, o que favorece a formação de imagens com menor interferência e ruído. Em contraste, o colimador LEGP, embora amplamente utilizado em práticas clínicas devido à sua versatilidade para radioisótopos de baixa energia, mostra-se menos eficaz na filtragem de radiação secundária. Seus septos mais finos e os furos de maior diâmetro ampliam o ângulo de aceitação do sistema, permitindo que uma maior fração de fótons espalhados atinja o cristal do detector. Como resultado, observa-se um aumento relativamente suave do efeito halo ao redor das estruturas radioativas na imagem, prejudicando o contraste e comprometendo a fidelidade da reconstrução espacial. Esse comportamento torna o LEGP menos indicado para imagens com radioisótopos emissores de fótons gama de energia intermediária, como o ^{177}Lu .

No entanto, a comparação entre os colimadores MEGP e LEHR revela um cenário mais complexo. O LEHR, apesar de ser projetado para aplicações com radioisótopos de baixa energia, apresenta imagens com excelente nitidez e contornos bem definidos. Isso se deve à sua geometria específica: seus furos apresentam um diâmetro reduzido e os septos, embora menos espessos que os do MEGP, são otimizados para garantir alta resolução espacial. A consequência é um feixe de aceitação

angular mais estreito, o que restringe a entrada de fótons não paralelos e reduz a interferência de radiação de fundo.

4.3 Comparação entre janelas de energia fixando o colimador LEHR.

A Figura 30-a apresenta os perfis de intensidade das imagens reconstruídas utilizando o colimador LEHR para as três janelas de energia definidas: J_1 , J_2 e J_3 . A janela J_2 , centrada em 208 keV, demonstrou o melhor desempenho entre as três opções avaliadas, sobretudo em termos de contraste e razão contraste-ruído (CNR). No perfil linear extraído da imagem, esse resultado é evidenciado por uma maior diferença entre os valores máximos (picos) e mínimos (vales) de intensidade, refletindo uma separação mais nítida entre as regiões de interesse (lesões simuladas) e o fundo. Essa acentuação na distinção de intensidades indica uma capacidade aprimorada do sistema em identificar estruturas com maior precisão espacial, o que é especialmente relevante na detecção de lesões pequenas ou com baixa atividade.

Em contrapartida, a janela J_1 , centrada em 113 keV, apresentou os piores resultados de contraste e CNR. O perfil correspondente exibe uma diferença de valores menor entre os picos e vales, indicando menor diferenciação entre áreas com e sem atividade radioativa. Tal comportamento está associado ao maior nível de contaminação por fótons espalhados que migram de energias superiores e são registrados na janela de menor energia. Essa contribuição significativa de radiação secundária na janela J_1 prejudica a fidelidade da imagem, tornando mais difícil a identificação clara de estruturas.

A janela J_3 , composta pela soma das contagens nas janelas J_1 e J_2 , mostrou um comportamento intermediário. Embora essa faixa ampliada resulte em um número total de contagens superior às janelas individuais, o ganho em sensibilidade não se traduz em melhora proporcional na qualidade da imagem. Isso porque o aumento do sinal é acompanhado também por um incremento expressivo de fótons espalhados, o que eleva o nível de ruído e degrada o contraste.

Em síntese, a análise dos perfis de intensidade reforça a importância da escolha criteriosa da janela de energia na aquisição de imagens com o radionuclídeo ^{177}Lu . A janela J_2 demonstrou os melhores resultados, maximizando a captação de fótons úteis e minimizando a interferência de radiação espalhada. Esse resultado está em conformidade com estudos prévios da literatura, os quais apontam que a faixa energética centrada em 208 keV oferece maior fidelidade e sendo, portanto, a mais indicada para aplicações clínicas e experimentais com ^{177}Lu [BEAUREGARD et al., 2011; HUIZING et al., 2020].

4.4 Comparação entre colimadores para a mesma janela de energia (J_2).

A Figura 30-b apresenta os perfis de intensidade das imagens reconstruídas para os três colimadores avaliados (LEGP, LEHR e MEGP), todos utilizando a mesma janela de energia J_2 ,

centrada em 208 keV. Os resultados indicam claramente que o colimador LEHR apresentou o melhor desempenho global, com valores superiores de contraste, relação sinal-ruído (SNR) e relação contraste-ruído (CNR) em comparação aos demais. Isso se reflete na morfologia dos perfis de intensidade, nos quais se observa maior definição entre picos e vales, traduzindo-se em bordas mais nítidas das estruturas simuladas no *Phantom*. A maior separação entre regiões de alta e baixa atividade radiativa indica a capacidade do colimador de realçar detalhes finos da imagem, facilitando a distinção entre lesões e tecidos normais.

Esse comportamento é justificado pelas características construtivas do colimador LEHR, projetado especificamente para alta resolução espacial. Com furos de pequeno diâmetro e maior comprimento, o LEHR possui um ângulo de aceitação mais restrito, permitindo a passagem apenas de fótons que incidem paralelamente ao detector. Essa limitação geométrica reduz significativamente a probabilidade de registro de fótons provenientes de trajetórias oblíquas ou que sofreram espalhamento, resultando em imagens com menor contaminação por radiação secundária e, consequentemente, maior fidelidade na representação anatômica.

Por outro lado, os colimadores LEGP e MEGP, ambos de propósito geral (para baixa e média energia, respectivamente), apresentaram desempenhos inferiores, com valores reduzidos de contraste, SNR e CNR. O colimador LEGP, por exemplo, possui furos mais largos e septos mais finos, o que favorece a entrada de fótons espalhados e compromete a nitidez da imagem, especialmente em energias como 208 keV, onde a radiação secundária é relevante. Já o MEGP, embora possua septos mais espessos, o que contribui para atenuar parcialmente a radiação indesejada, ainda apresenta menor resolução espacial em comparação ao LEHR, em função de seu design voltado ao equilíbrio entre sensibilidade e rejeição de fótons de alta energia, e não à resolução.

É importante destacar que, neste estudo, não foram aplicados métodos de correção de espalhamento ou atenuação durante a reconstrução das imagens. Técnicas como TEW (Triple Energy Window), DEW (Dual Energy Window) ou ESSE (Effective Scatter Source Estimation), frequentemente utilizadas na prática clínica e em estudos quantitativos, podem compensar parte dos efeitos negativos da radiação espalhada, o que, segundo a literatura, favoreceria o uso de colimadores de média energia (como o MEGP), especialmente em exames com ^{177}Lu [BEAUREGARD et al., 2011; D'ARIENZO et al., 2016; DE NIJS et al., 2014; RAMONAHENG et al., 2020]. No entanto, na ausência dessas correções, como é o caso do presente trabalho, o colimador LEHR se sobressai por suas propriedades físicas intrínsecas que atenuam naturalmente a influência do espalhamento.

Assim, os resultados obtidos reforçam a ideia de que, em contextos experimentais ou clínicos nos quais não se dispõe de rotinas robustas de correção de artefatos, a escolha de um colimador com alta capacidade de rejeição de fótons não paralelos, como o LEHR, é essencial para garantir qualidade diagnóstica adequada. Este colimador demonstrou ser a melhor opção para aquisição de imagens com o radionuclídeo ^{177}Lu na janela energética de 208 keV, quando o objetivo é maximizar o contraste e a

nitidez da imagem.

5 CONCLUSÃO

Os resultados obtidos neste trabalho evidenciam a influência significativa da escolha do colimador e da janela de energia na qualidade das imagens SPECT com ^{177}Lu , especialmente em relação ao contraste, à razão sinal-ruído (SNR) e à razão contraste-ruído (CNR). Ao comparar as três janelas de energia analisadas - J_1 ($\pm 10\%$ em torno de 113 keV), J_2 ($\pm 10\%$ em torno de 208 keV) e J_3 (integração das duas anteriores) - verificou-se que a janela J_2 apresentou desempenho superior, proporcionando melhores resultados de contraste, CNR e definição de contornos. Assim, destacou-se como a mais adequada para a obtenção de imagens diagnósticas com ^{177}Lu .

No que se refere aos colimadores avaliados, o modelo LEHR demonstrou melhor desempenho em termos de contraste, SNR e CNR, consolidando-se como a opção mais eficiente dentre as testadas. Contudo, torna-se necessário ressaltar que esses resultados se referem a condições específicas de simulação, sendo fundamental que estudos futuros considerem cenários mais abrangentes, incluindo rotinas de correção de espalhamento e atenuação, além da validação experimental.

Dessa forma, este estudo reforça a importância da escolha criteriosa dos parâmetros de aquisição para a obtenção de imagens SPECT de alta qualidade com ^{177}Lu , contribuindo não apenas para a melhoria do processo diagnóstico, mas também para o planejamento terapêutico mais eficaz em medicina nuclear.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. ASMI, H. et al. Energy window and collimator optimization in lutetium-177 SPECT imaging using Monte Carlo simulation. *Indian J Nucl Med*, 2019; 35(1):36–39.
2. BUSHBERG, Jerrold T.; SEIBERT, J. Anthony; LEIDHOLDT Jr., Edwin M.; BOONE, John M. *The Essential Physics of Medical Imaging*. 3rd ed. Philadelphia: Lippincott Williams & Wilkins, 2012.
3. BEAUREGARD, J. M. et al. Quantitative ^{177}Lu SPECT imaging using a commercially available SPECT/CT system. *Cancer Imaging*, 2011; 11(1):56–66.
4. CHERRY, Simon R.; SORENSON, James A.; PHELPS, Michael E. *Physics in Nuclear Medicine*. 4th ed. Philadelphia: Elsevier Saunders, 2012.
5. D'ARIENZO, M. et al. Gamma camera calibration and validation for quantitative SPECT imaging with ^{177}Lu . *Appl Radiat Isot*, 2016; 112:156–164.
6. DASH, A.; PILLAI, M. R. A.; KNAPP, F. F. Jr. Production of ^{177}Lu for targeted radionuclide therapy: available options. *Nuclear Medicine and Molecular Imaging*, v. 49, n. 2, p. 85–107, 2015. DOI: 10.1007/s13139-014-0315-z.
7. DE NIJS, R. et al. Improving quantitative dosimetry in ^{177}Lu -DOTATATE SPECT by energy window-based scatter corrections. *Nucl Med Commun*, 2014; 35(5):522–533.
8. GARKAVIJ, M. et al. ^{177}Lu -[DOTA⁰,Tyr³]octreotate therapy in patients with disseminated neuroendocrine tumors: analysis of dosimetry with impact on future therapeutic strategy. *Cancer*, v. 116, n. 4, p. 1084–1092, 2010. DOI: 10.1002/cncr.24826.
9. HUIZING, D. M. V. et al. ^{177}Lu Lutetium SPECT/CT: evaluation of collimator, photopeak and scatter correction. *Journal of Applied Clinical Medical Physics*, [S.l.], v. 21, p. 272–277, 2020.
10. INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY (IAEA). *Nuclear Medicine Physics: A Handbook for Teachers and Students*. Vienna: IAEA, 2014.
11. LJUNGBERG, M. et al. MIRD pamphlet no. 26: joint EANM/MIRD guidelines for quantitative ^{177}Lu SPECT applied for dosimetry of radiopharmaceutical therapy. *Journal of Nuclear Medicine*, v. 57, n. 1, p. 151–162, 2016. DOI: 10.2967/jnumed.115.159012.
12. MERLIN, T. et al. CASToR: a generic data organization and processing code framework for multi-modal and multi-dimensional tomographic reconstruction. *Physics in Medicine and Biology*, v. 63, n. 18, p. 185005, 2018. DOI: 10.1088/1361-6560/aadea0.
13. NIU, T.; FAN, M.; LIN, B.; GAO, F.; TAN, B.; DU, X. Current clinical application of lutetium-177 in solid tumors: review. *Experimental and Therapeutic Medicine*, v. 27, p. 225, 2024. DOI: 10.3892/etm.2024.12514.
14. OKUNO, E.; YOSHIMURA, E. M. *Física das Radiações*. 1. ed. São Paulo: Oficina de Textos, 2016.
15. PILLAI, M. R. A.; CHAKRABORTY, S.; DAS, T.; VENKATESH, M.; RAMAMOORTHY, N. Production logistics of ^{177}Lu for radionuclide therapy. *Applied Radiation and Isotopes*, v.

59, n. 2–3, p. 109–118, 2003.

16. PODGORSK, Ervin B. *Radiation Physics for Medical Physicists*. 2nd ed. Berlin: Springer, 2016.
17. POWSNER, Rachel A.; POWSNER, Edward R. *Essential Nuclear Medicine Physics*. 2nd ed. Oxford: Blackwell Publishing, 2006.
18. RAMONAHENG, K. et al. Validation of a Monte Carlo modelled gamma camera for lutetium-177 imaging. *Appl Radiat Isot*, 2020; 166:109385.
19. RASBAND, W. S. ImageJ: [software]. Bethesda, MD: U.S. National Institutes of Health, 1997–2018. Disponível em: <https://imagej.net/ij/>. Acesso em: 22 abr. 2025.
20. SAHA, Gopal B. *Physics and Radiobiology of Nuclear Medicine*. 3rd ed. New York: Springer, 2006.
21. SEKIKAWA, Y. et al. Monte Carlo simulation of the acquisition conditions for ^{177}Lu molecular imaging of hepatic tumors. *Ann Nucl Med*, 2021; 35(8):917–926.
22. SPRAWLS, Perry. *Physical Principles of Medical Imaging*. 2nd ed. Madison: Medical Physics Publishing, 1995.
23. The SIMIND Monte Carlo Program. In: *Monte Carlo Techniques in Radiation Therapy*. Boca Raton: CRC Press, 2012. p. 111–128.