

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO  
INSTITUTO DE FÍSICA

MARCOS GUILHERME VIEIRA JUNIOR

**ASPECTOS NUMÉRICOS E EXPERIMENTAIS DA  
DETERMINAÇÃO DE ESPECTROS DE ENERGIA DE FÓTONS  
USANDO UM DETECTOR DE PIXELS DE SILÍCIO**

Rio de Janeiro

2020

MARCOS GUILHERME VIEIRA JUNIOR

**ASPECTOS NUMÉRICOS E EXPERIMENTAIS DA  
DETERMINAÇÃO DE ESPECTROS DE ENERGIA DE FÓTONS  
USANDO UM DETECTOR DE PIXELS DE SILÍCIO**

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação Interdisciplinar em Física Aplicada, Instituto de Física da Universidade Federal do Rio de Janeiro, como parte dos requisitos necessários para obtenção do título de Mestre em Ciências (Física Aplicada).

Prof.<sup>a</sup> Érica Ribeiro Polycarpo Macedo, Ph.D.  
Orientador

Prof. Franciole da Cunha Marinho, Ph.D.  
Co-orientador

Rio de Janeiro

2020

**ASPECTOS NUMÉRICOS E EXPERIMENTAIS DA  
DETERMINAÇÃO DE ESPECTROS DE ENERGIA DE FÓTONS  
USANDO UM DETECTOR DE PIXELS DE SILÍCIO**

**Marcos Guilherme Vieira Junior**

**Érica Ribeiro Polycarpo Macedo**

**Franciole da Cunha Marinho**

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação Interdisciplinar em Física Aplicada, Instituto de Física da Universidade Federal do Rio de Janeiro, como parte dos requisitos necessários para obtenção do título de Mestre em Ciências (Física Aplicada).

Aprovado por:



Prof.<sup>a</sup> Érica Ribeiro Polycarpo Macedo, Ph.D.

Presidente e Orientadora



Prof. Franciole da Cunha Marinho, Ph.D.

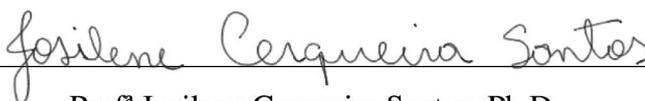
Co-orientador



Prof.<sup>a</sup> Carla Brenda Bonifazi, Ph.D.



Prof. Alessandro Facure Soares, Ph.D.



Prof.<sup>a</sup> Josilene Cerqueira Santos, Ph.D.

Rio de Janeiro, RJ - Brasil

Agosto de 2020

## CIP - Catalogação na Publicação

V658a      Vieira Junior, Marcos Guilherme  
Aspectos numéricos e experimentais da  
determinação de espectros de energia de fótons usando  
um detector de pixels de silício / Marcos Guilherme  
Vieira Junior. -- Rio de Janeiro, 2020.  
90 f.

Orientadora: Érica Polycarpo.  
Coorientador: Franciole Marinho.  
Dissertação (mestrado) - Universidade Federal do  
Rio de Janeiro, Instituto de Física, Programa de Pós  
Graduação Interdisciplinar em Física Aplicada, 2020.

1. espectro de energia. 2. função resposta. 3.  
Monte Carlo. 4. detector de pixels. I. Polycarpo,  
Érica, orient. II. Marinho, Franciole, coorient.  
III. Título.

## AGRADECIMENTOS

Durante o percurso deste longo projeto apareceram diversos desafios e dificuldades. Tão importante quanto o próprio trabalho é identificar e agradecer de forma justa a todos aqueles que contribuíram para seu andamento e conclusão. Aqui agradeço a algumas pessoas que tornaram possível o sucesso desta etapa em minha vida, mas com o cuidado de esclarecer que muitas outras pessoas contribuíram de alguma forma, seja direta ou indiretamente e a elas também dedico esses agradecimentos.

Agradeço à minha família, sem a qual não teria chegado aqui. Que em todos os momentos lutaram e torceram por mim. Que sempre estiveram disponíveis, me dando forças e orientações para seguir em frente. À minha mãe Cleonice, ao meu pai Marcos e à minha irmã Thaís por toda ajuda, todo suporte e conversas, vocês foram muito importantes para o sucesso desta etapa.

Aos meus orientadores Érica Polycarpo e Franciole Marinho, por todas as conversas, reuniões e orientações que me permitiram percorrer este caminho de forma vitoriosa. À professora Sandra Amato que trabalhou conosco por uma boa parte do início do projeto e ao aluno de IC Ramon que apareceu no final do projeto como uma ajuda muito bem vinda.

Além disso, também gostaria de agradecer a todos os responsáveis pela criação do Programa de Pós-graduação Interdisciplinar em Física Aplicada. Foi um prazer e uma grande honra poder ter participado e colaborado de alguma forma para o programa. Foi uma experiência bastante positiva, com muito aprendizado e um grande crescimento profissional/pessoal.

Novamente, agradeço a todos pelas contribuições. É o fim de uma etapa e o início de outra, porém, assim como não estaria aqui sem a contribuição de muitas pessoas, espero ser capaz de retribuir e poder estar contribuindo de alguma forma para que o mesmo aconteça com muitas outras pessoas. Desejo muito sucesso a todos e ao programa.

## RESUMO

### ASPECTOS NUMÉRICOS E EXPERIMENTAIS DA DETERMINAÇÃO DE ESPECTROS DE ENERGIA DE FÓTONS USANDO UM DETECTOR DE PIXELS DE SILÍCIO

Marcos Guilherme Vieira Junior

Orientador: Prof.<sup>a</sup> Érica Ribeiro Polycarpo Macedo, Ph.D.

Co-orientador: Prof. Franciole da Cunha Marinho, Ph.D.

Radioterapia é um dos tratamentos considerados padrão para o tratamento de câncer. O conhecimento preciso e acurado do espectro de energia emitido por aceleradores lineares utilizados em radioterapia é fundamental para implementação de sistemas de planejamento detalhados, que utilizem o método de Monte Carlo para determinar com precisão a dose absorvida no tumor e controlar a dose no tecido saudável ao seu redor. O espectro de energia pode ser obtido ou por simulações detalhadas, que exigem a descrição precisa de componentes do equipamento, nem sempre disponível, ou por métodos experimentais.

Nesse trabalho se estuda a viabilidade da utilização de detectores de silício com  $256 \times 256$  pixels equipado com eletrônica Timepix para determinação do espectro de energia de feixes de fótons de um acelerador de 6 MV. O método baseia-se na reconstrução do espectro emitido a partir da deconvolução do espectro de energia depositada no detector, usando uma função resposta característica do sistema de detecção. O estudo foi realizado com uma simulação de Monte Carlo baseada no software GEANT4 e incluiu uma parametrização dos efeitos da eletrônica de leitura do detector. A simulação é utilizada tanto para determinação da função resposta como para obtenção do espectro de energia depositada a partir de um espectro de referência, característico de um acelerador Varian Clinac 600C.

Foram analisadas as discrepâncias entre os espectros reconstruído e de referência e entre as curvas de percentual de dose em profundidade obtidas com os mesmos. Observou-se discrepâncias de até 15% na faixa de energia de 0 a 5 MeV, com valores inferiores a 10% até 3 MeV. A compatibilidade entre os valores de dose no eixo central, para profundidades de até 30 cm, foi observada com uma margem de 5%. Além disso, a simulação foi aperfeiçoada comparando-se os espectros de energia depositada por fótons de uma fonte de césio-137 com medidas experimentais. Esse estudo contribuiu para uma melhor compreensão do dispositivo e do processo de medida, bem como permitiu determinar o impacto dos diferentes parâmetros de simulação sobre os resultados para o espectro de energia e divisão de carga entre os pixels.

**Palavras-chave:** espectro de energia; função resposta; Monte Carlo; detector de pixels.

**ABSTRACT****ASPECTOS NUMÉRICOS E EXPERIMENTAIS DA DETERMINAÇÃO DE ESPECTROS DE ENERGIA DE FÓTONS USANDO UM DETECTOR DE PIXELS DE SILÍCIO**

Marcos Guilherme Vieira Junior

Advisor: Prof.<sup>a</sup> Érica Ribeiro Polycarpo Macedo, Ph.D.

Co-advisor: Prof. Franciole da Cunha Marinho, Ph.D.

Radiotherapy is one of the standard treatments for cancer. The precise and accurate knowledge of the energy spectrum emitted by linear accelerators used in radiotherapy is essential for the implementation of detailed planning systems, which use the Monte Carlo method to accurately determine the dose absorbed in the tumor and to control the dose in the healthy tissue around it. The energy spectrum can be obtained either by detailed simulations, which require the precise description of equipment components, not always available, or by experimental methods.

In this work, the feasibility of using silicon detectors with  $256 \times 256$  pixels equipped with Timepix electronics to determine the energy spectrum of photon beams from a 6 MV accelerator is studied. The method is based on the reconstruction of the emitted spectrum from the deconvolution of the deposited energy spectrum on the detector, using a response function characteristic of the detection system. The study was carried out with a Monte Carlo simulation based on the GEANT4 software and included a parameterization of the effects of the detector's readout electronics. The simulation is used both to determine the response function and to obtain the energy spectrum deposited from a reference spectrum, characteristic of a Varian Clinac 600C accelerator.

Discrepancies between the reconstructed and reference spectra and between the percent dose-in-depth curves obtained with them were analyzed. Discrepancies of up to 15% were observed in the energy range from 0 to 5 MeV, not exceeding 10% up to 3 MeV. The compatibility between dose values on the central axis, for depths up to 30 cm, was observed within a margin of 5%. In addition, an optimization of the simulation was performed by comparing the energy spectra deposited by photons from a source of Caesium-137 with experimental measurements. This study contributed to a better understanding of the measurement procedure and of the device. It also provided insight about the impact of the different simulation parameters on the energy spectrum and charge sharing among pixels.

**Keywords:** energy spectrum; response function; Monte Carlo; pixel detector.

## LISTA DE FIGURAS

Figura 1	Efeitos de interação dominantes em função da energia do fóton incidente e número atômico do meio. . . . .	19
Figura 2	Caracterização das interações dos elétrons conforme o parâmetro de impacto e o raio atômico. . . . .	21
Figura 3	Intensidade relativa dos fótons emitidos por Bremsstrahlung de elétron com energias da ordem de keV e MeV incidindo em alvos finos. . . . .	22
Figura 4	Gráfico ilustrando a diferença entre o alcance projetado e CSDA para partículas leves e pesadas. . . . .	23
Figura 5	Gráfico ilustrando a relação entre os valores estimados para o alcance e a energia de elétrons no silício. . . . .	23
Figura 6	Ilustração das bandas de energia. . . . .	24
Figura 7	Ilustrações de dopagem tipo-n com fósforo e tipo-p com boro. . . . .	26
Figura 8	Esquema simplificado da aceleração dos elétrons através dos <i>gaps</i> , espaçamentos entre os tubos de passagem, representados como cilindros no centro da guia de onda, em um ambiente de alto vácuo. As setas representam os sentidos de aceleração de acordo com a radiofrequência utilizada. . . . .	29
Figura 9	Diagrama com os principais componentes de um acelerador linear. . . . .	30
Figura 10	(a) Esquema da produção do feixe de fótons. (b) Intensidade do feixe de fótons com e sem a utilização do filtro achatador. . . . .	30
Figura 11	Espectros obtido para elétrons com energias relativísticas em diferentes alvos. . . . .	31
Figura 12	Forma característica das curvas de PDP e a influência da utilização de diferentes filtros para obtenção do feixe. . . . .	33
Figura 13	Alterações na energia ( $E$ ), direção ( $\mathbf{d}$ ) e posição de uma partícula após percorridos deslocamentos ( $s$ ) seguidos de diversas interações (A,B). . . . .	34
Figura 14	Esquema geral do detector. . . . .	36
Figura 15	Medida de ToT a um limiar THL. . . . .	37
Figura 16	Foto da montagem do detector TimePix com a interface de leitura Fitpix e os cabos utilizados para as conexões entre eles. . . . .	38
Figura 17	Interface gráfica do Pixelman para controle e aquisição de dados do TimePix. . . . .	39

Figura 18	Exemplos de formatos distintos de <i>clusters</i> . (a) Formatos mais simples de diferentes tamanhos. (b) Forma geométrica mais complexa. . . . .	40
Figura 19	Arranjo experimental para as medidas de calibração. . . . .	42
Figura 20	Modelo computacional do detector com os respectivos componentes e direções dos fótons incidentes. . . . .	44
Figura 21	Representação gráfica de uma matriz resposta obtida com 1,6 bilhões de eventos simulados. . . . .	45
Figura 22	Espectro de referência usado para a distribuição de energias incidentes. . . . .	46
Figura 23	Representação gráfica de uma matriz resposta obtida depois da inclusão de todos os efeitos da eletrônica com a simulação de 600 milhões de eventos. (a) De 0 a 6 MeV. (b) De 0 a 0,4 MeV para melhor visualização dos efeitos. . . . .	48
Figura 24	Ilustração da geometria utilizada na simulação para a obtenção das curvas de percentual de dose. . . . .	50
Figura 25	Arranjo experimental para as medidas com a fonte de Césio-137. . . . .	52
Figura 26	Arranjo experimental para as medidas com a fonte de césio-137 com incidência transversal. . . . .	53
Figura 27	Arranjo experimental para as medidas com a fonte de césio-137 com incidência longitudinal. . . . .	53
Figura 28	Espectro de energia depositada. (a) Em escala linear. (b) Em escala logarítmica. . . . .	55
Figura 29	Espectro de energia obtido com o método de reconstrução (azul) superposto ao espectro de referência (vermelho). . . . .	56
Figura 30	Discrepância percentual entre as amplitudes do espectro reconstruído e do espectro de referência. . . . .	57
Figura 31	Curvas de percentual de dose profunda. . . . .	58
Figura 32	Discrepância percentual entre as curvas de PDP. . . . .	58
Figura 33	Distribuições de ToT considerando <i>clusters</i> com um único pixel e para medidas com a fonte de amerício-241 utilizando diferentes valores de THL. . . . .	59
Figura 34	Ajustes com Gaussianas para os picos da fonte de amerício-241. (a) Escala linear. (b) Escala logarítmica. . . . .	61
Figura 35	Ajustes considerados para a calibração do detector. Em verde o ajuste não linear e em vermelho o ajuste linear. . . . .	62
Figura 36	Gráfico de $\Delta E/E$ em função da energia obtido com as fontes de calibração. . . . .	64

Figura 37	Funções ajustadas aos dados. Em vermelho a função dada pela equação 4.4, em laranja a função logística (equação 4.5) e em verde a função de Hill (equação 4.6). (a) Para energias de 0 a 150 keV. (b) Para energias de 0 a 1000 keV. . . . .	65
Figura 38	Distribuição de CF para cada aquisição de dados com incidência transversal. . . . .	66
Figura 39	Distribuição de TC para cada tomada com incidência transversal. (a) Escala linear. (b) Escala logarítmica. . . . .	67
Figura 40	Distribuições de ToT, normalizadas pelas integrais, de <i>clusters</i> com 1 pixel para cada tomada com incidência transversal. (a) Escala linear. (b) Escala logarítmica. . . . .	68
Figura 41	Distribuições de ToT, normalizadas pelas integrais, de <i>clusters</i> com mais de 1 pixel para cada tomada com incidência transversal. (a) Escala linear. (b) Escala logarítmica. . . . .	69
Figura 42	Gráfico da RCE para cada tomada de incidência transversal. . . . .	70
Figura 43	Distribuição de CF para cada aquisição de dados com incidência longitudinal. . . . .	70
Figura 44	Distribuição de TC para cada tomada com incidência longitudinal. (a) Escala linear. (b) Escala logarítmica. . . . .	71
Figura 45	Distribuições de ToT, normalizadas pelas integrais, de <i>clusters</i> com 1 pixel para cada tomada com incidência longitudinal. (a) Escala linear. (b) Escala logarítmica. . . . .	72
Figura 46	Distribuições de ToT, normalizadas pelas integrais, de <i>clusters</i> com mais de 1 pixel para cada tomada com incidência longitudinal. (a) Escala linear. (b) Escala logarítmica. . . . .	73
Figura 47	Gráfico da RCE para cada tomada de incidência longitudinal. . . . .	74
Figura 48	Gráfico de verificação da implementação dos efeitos da eletrônica para incidência transversal. (a) Antes do ajuste da difusão nas bordas. (b) Após o ajuste da difusão nas bordas. . . . .	76
Figura 49	Comparação entre espectro de energia medido e simulado utilizando um limiar de 6,2 keV e a implementação da resolução efetiva por pixel com a equação 4.5. (a) Espectro SP. (b) Espectro MP. . . . .	77
Figura 50	Espectros SP normalizados pela integral. (a) limiar: 6 keV; f: 5; Ruído: antes do limiar. (b) limiar: 10 keV; f: 4; Ruído: após limiar. (c) limiar: 12 keV; f: 7,5; Ruído: após limiar. . . . .	79

Figura 51	Espectros MP normalizados pela integral. <b>(a)</b> limiar: 6 keV; f: 5; Ruído: antes do limiar. <b>(b)</b> limiar: 10 keV; f: 4; Ruído: após limiar. <b>(c)</b> limiar: 12 keV; f: 7,5; Ruído: após limiar. . . . .	80
Figura 52	Espectros SP + MP normalizados pela integral. <b>(a)</b> limiar: 6 keV; f: 5; Ruído: antes do limiar. <b>(b)</b> limiar: 10 keV; f: 4; Ruído: após limiar. <b>(c)</b> limiar: 12 keV; f: 7,5; Ruído: após limiar. . . . .	81
Figura 53	Distribuição de CS normalizadas pela integral. Esquerda: linear; Direita: Log. <b>(a)</b> e <b>(b)</b> - limiar: 6 keV; f: 5; Ruído: antes do limiar. <b>(c)</b> e <b>(d)</b> - limiar: 10 keV; f: 4; Ruído: após limiar. <b>(e)</b> e <b>(f)</b> - limiar: 12 keV; f: 7,5; Ruído: após limiar.	83
Figura 54	Tamanho médio do <i>cluster</i> em função da energia do <i>cluster</i> . <b>(a)</b> limiar: 6 keV; f: 5; Ruído: antes do limiar. <b>(b)</b> limiar: 10 keV; f: 4; Ruído: após limiar. <b>(c)</b> limiar: 12 keV; f: 7,5; Ruído: após limiar. . . . .	84
Figura 55	Espectros SP + MP normalizados pela integral e com a fração de eventos SP e MP da simulação corrigidas pelos dados. limiar: 12 keV; f: 7,5; Ruído: após limiar. . . . .	85

## LISTA DE TABELAS

Tabela 1	Energias e intensidades consideradas na simulação da fonte de césio-137.	54
Tabela 2	Dados utilizados para a calibração. . . . .	60
Tabela 3	Parâmetros obtidos com o ajuste da equação 4.4. . . . .	64
Tabela 4	Parâmetros obtidos com o ajuste da equação 4.5. . . . .	64
Tabela 5	Parâmetros obtidos com o ajuste da equação 4.6. . . . .	64

## SUMÁRIO

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b>	<b>15</b>
<b>2</b>	<b>FUNDAMENTOS TEÓRICOS</b>	<b>18</b>
2.1	Interações da radiação com a matéria . . . . .	18
2.1.1	Interação de fótons com a matéria . . . . .	18
2.1.2	Interação de elétrons com a matéria . . . . .	21
2.2	Sistema de detecção . . . . .	24
2.2.1	Sensores semicondutores . . . . .	24
2.2.2	Características de detectores semicondutores . . . . .	27
2.3	Aceleradores lineares radioterápicos . . . . .	29
2.3.1	Princípios básicos de funcionamento . . . . .	29
2.3.2	Propriedades consideradas . . . . .	31
2.4	Princípios de simulação com método de Monte Carlo . . . . .	33
<b>3</b>	<b>MATERIAIS E MÉTODOS</b>	<b>35</b>
3.1	Detectores híbridos de pixel de silício . . . . .	35
3.1.1	Timepix . . . . .	36
3.1.2	Leitura e aquisição de dados . . . . .	38
3.1.3	Clusterização . . . . .	39
3.1.4	Calibração e limiar de leitura . . . . .	41
3.2	Método de reconstrução . . . . .	43
3.2.1	Deconvolução . . . . .	43
3.2.2	Simulação . . . . .	43
3.3	Testes de viabilidade do método de reconstrução . . . . .	49
3.3.1	Comparação entre os espectros reconstruído e de referência . . . . .	49
3.3.2	Comparação entre as curvas de PDP . . . . .	49
3.4	Estudo de compatibilidade entre medidas experimentais e simulação . . . . .	51
3.4.1	Medidas com a fonte de cézio-137 . . . . .	51
3.4.2	Simulação da fonte de Césio-137 . . . . .	54

<b>4</b>	<b>RESULTADOS</b>	<b>55</b>
4.1	Viabilidade de reconstrução . . . . .	55
4.1.1	Comparação entre espectro reconstruído e de referência . . . . .	55
4.1.2	Comparação de curvas de PDP . . . . .	57
4.2	Estudo de compatibilidade entre medidas experimentais e simulação . . . . .	58
4.2.1	Calibração . . . . .	59
4.2.2	Resolução de energia . . . . .	62
4.2.3	Medidas com césio-137 . . . . .	66
4.2.4	Comparação entre dados e simulação . . . . .	75
<b>5</b>	<b>CONCLUSÃO</b>	<b>87</b>
	<b>REFERÊNCIAS</b>	<b>89</b>

# 1 INTRODUÇÃO

É amplamente reconhecido que o câncer é um dos principais problemas de saúde pública no mundo. De acordo com a *World Health Organization* (WHO), em 2018 ocorreram 18,1 milhões de notificações de casos de câncer e 9,6 milhões de mortes em todo o mundo, sendo a causa de cerca de 30% das mortes prematuras por doenças não transmissíveis em adultos entre 30 e 69 anos. O tratamento efetivo do câncer envolve, em geral, múltiplas abordagens. Dentre elas, a radioterapia é uma das possíveis modalidades de tratamento. Os tratamentos através de radioterapia utilizam aceleradores lineares clínicos para entregar altas doses de radiação ionizante visando matar as células de câncer e/ou impedir seu avanço. A escolha do equipamento deve ser baseada, dentre outros aspectos, em suas especificações técnicas, sistema de planejamento e forma de entrega da dose [1].

Desde a instalação do primeiro acelerador linear clínico, em 1952 no Hospital Hammersmith, em Londres, a atividade em pesquisa e desenvolvimento para aperfeiçoamento destes equipamentos tem sido intensa. Estudos relacionados à obtenção do espectro de energia emitido tem estado entre os tópicos mais relevantes nos trabalhos relacionados às pesquisas de aceleradores lineares clínicos para o tratamento de radioterapia [2]. O conhecimento preciso e acurado do espectro de energia emitido por aceleradores lineares utilizados em tratamentos de radioterapia é fundamental para implementação de um sistema de tratamento com planejamento utilizando o método de Monte Carlo (MC) [3–6]. Adicionalmente, pode ajudar no desenvolvimento e aperfeiçoamento dos aceleradores, obtenção de valores de referência para utilização na dosimetria, além da possibilidade de sua utilização no controle de qualidade [7–9]. De acordo com o estabelecido pela Comissão Internacional de Unidades e Medidas de Radiação (ICRU) [10], os valores de dose entregue ao volume de tratamento devem estar dentro do limite de tolerância de  $\pm 5\%$ .

O sistema de tratamento com planejamento MC é considerado um método mais acurado para o cálculo de dose, principalmente ao considerar geometrias mais complexas e em interfaces com a presença de inomogeneidades entre diferentes tecidos, onde as estimativas de dose podem variar até cerca de 10% [4]. O espectro emitido por aceleradores é normalmente obtido através da simulação detalhada do cabeçote do equipamento [3, 5, 8]. Os resultados obtidos por este método são bem precisos, apresentando discrepâncias em torno de 2,5% quando comparados aos espectros de referência [7, 11]. Contudo, estudos discutem dificuldades devido à dependência de informações nem sempre fornecidas pelos fabricantes, que levam à necessidade de estudos extensivos para a obtenção dos parâmetros da simulação, uma vez que pequenas diferenças nos valores destes parâmetros podem levar em erros sistemáticos nos cálculos de dose [3, 4, 7, 11, 12].

Devido às altas taxas de fluência e largas faixas de energias cobertas por feixes em aceleradores clínicos, existem poucos métodos experimentais para a determinação do espectro de energia. Entretanto, se disponíveis, poderiam ser empregados como alternativas ou formas auxiliares de análise experimental, uma vez que possam ser estabelecidos procedimentos com uma boa adequação à rotina clínica. Em estudos como o de Morató *et al.* [5] e Konefał *et al.* [7], verifica-se a possibilidade de reconstruir o espectro através da deconvolução utilizando curvas de percentual de dose. Como alternativa, foi proposto um trabalho para estudar a viabilidade de realizar a reconstrução do espectro de energia incidente através da deconvolução do espectro de energia depositada utilizando o detector disponível no Laboratório de Física de Partículas Elementares do Instituto de Física (LAPE) da UFRJ [13].

O detector utilizado consiste em um dispositivo semiconductor híbrido de pixels, com sensor de silício e equipado com eletrônica de leitura do tipo TimePix [14]. Suas características operacionais possibilitam seu uso em um número de aplicações, com bom desempenho, como aponta a literatura [15, 16]. Sua resolução em posição e energia, rápida taxa de aquisição de dados e medida através da utilização de *frames*, permitindo uma adequação à taxa de fluência presente nos aceleradores, são características muito importantes para sua aplicabilidade ao método.

Em Michel *et al.* [17] foi apresentada a possibilidade de utilização de detectores do tipo Timepix, similares ao proposto para o estudo, para reconstrução de espectros de energia da ordem de keV. Em Marinho e Akiba [18] foi verificado que a simulação deste detector através da utilização do pacote PENELOPE [19] no software Geant4 [20], com a adição de um código simplificado para inserir efeitos da eletrônica, reproduz de forma adequada os espectros obtidos para energias até 200 keV.

O método proposto em Vieira *et al.* [21] foi inicialmente testado através da implementação computacional do detector utilizada em Marinho e Akiba [18], porém, utilizando uma simulação simplificada, com a energia depositada no sensor sendo perfeitamente reconstruída. Neste estudo, foi possível determinar a melhor geometria para medida e a viabilidade da reconstrução de um espectro para energias mais altas, da ordem de MeV. Além disso, foram determinados valores para parâmetros como o número de eventos necessários para simulação, número de bins utilizados para deconvolução e uma estimativa de tempo necessário para a medida.

Constatou-se a possibilidade de reconstrução do espectro emitido através da deconvolução do espectro de energia depositada utilizando uma matriz resposta obtida pela simulação. Considerando um acelerador linear clínico Varian Clinac 600C, o espectro característico emitido foi reconstruído com uma margem de 5-10% para energias até cerca de 3 MeV, a partir das quais o percentual de fótons incidentes se reduz de 5% até zero. Para uma taxa de dose de 1 Gy/min, foi estimado um tempo necessário para aquisição de aproximadamente 2 horas, indicando uma viabilidade para utilização do método [21]. É interessante destacar que o mé-

todo não está vinculado a equipamentos com feixes específicos e, por isso, apresenta uma boa versatilidade para futuras aplicações com diferentes feixes.

De forma a avançar os estudos, o presente trabalho propõe refinar o estudo da viabilidade da utilização de detetores de silício do tipo Timepix para determinação do espectro de energia de feixes de fótons, em um intervalo de energia de 0 a 6 MeV. Para isso, foram incluídos efeitos da eletrônica de leitura e realizados estudos de compatibilidade entre os resultados da simulação e medidas experimentais. As etapas realizadas foram:

- Inclusão de uma parametrização para simular os efeitos da eletrônica;
- Análise da compatibilidade entre espectro reconstruído e de referência;
- Análise da compatibilidade entre curvas de percentual de dose;
- Análise da compatibilidade entre simulação e dados;
- Otimização dos parâmetros do modelo da eletrônica;
- Delineamento de necessidades e perspectivas futuras;

A realização destas etapas, em conjunto, contribui de forma relevante com novas estimativas e informações em direção a aplicação do método, sendo possível avaliar de forma criteriosa as necessidades e perspectivas futuras para seu futuro teste prático.

A estrutura deste trabalho está dividida da seguinte forma: no segundo capítulo são apresentados os fundamentos teóricos utilizados ao longo do texto; no terceiro capítulo são descritos os materiais e métodos aplicados para o estudo e desenvolvimento do projeto; no quarto capítulo os resultados dos estudos são analisados e, no quinto, são apresentadas as conclusões com uma discussão dos avanços obtidos, das limitações encontradas e das perspectivas futuras.

## 2 FUNDAMENTOS TEÓRICOS

Neste capítulo é apresentada uma revisão sucinta do arcabouço conceitual necessário para o desenvolvimento do trabalho desta dissertação. Em particular, são descritos os fundamentos das interações da radiação com a matéria, de sistemas de detecção, de aceleradores lineares radioterápicos e os princípios de simulação com o método de Monte Carlo.

### 2.1 Interações da radiação com a matéria

Nesta seção são brevemente descritas as interações da radiação com a matéria mais relevantes na faixa de energia de interesse deste estudo (0 a 6 MeV). Para os fótons, são eles: efeito fotoelétrico, espalhamentos Compton e Rayleigh e produção de pares. Para os elétrons, os principais processos são: excitação, ionização, Bremsstrahlung e espalhamento coulombiano.

#### 2.1.1 Interação de fótons com a matéria

A interação dos fótons com a matéria se dá com a transferência de frações de suas energias em um número pequeno de interações. A intensidade de um feixe de fótons pode ser descrita como função da profundidade no material atravessado. Considerando um feixe com intensidade inicial  $I(0)$ , a intensidade após o espalhamento e/ou absorção dos fótons incidentes  $I(x)$  é dada por [22]:

$$I(x) = I(0)e^{-\mu x}, \quad (2.1)$$

onde  $\mu$  é o coeficiente de atenuação linear.

Considerando as seções de choque de cada interação, efeito fotoelétrico ( $\tau$ ), espalhamento Compton ( $\sigma_c$ ), produção de pares ( $\kappa$ ) e espalhamento Rayleigh ( $\sigma_R$ ), tem-se a seção de choque total dada pela soma da contribuição de cada uma destas. Como  $\mu$  depende da densidade do material, a divisão pelas respectivas densidades possibilita relacionar esta grandeza aos elementos conhecidos. Define-se  $\mu/\rho$  ( $\text{cm}^2/\text{g}$ ) como coeficiente de atenuação de massa, dado por [22, 23]:

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma_c}{\rho} + \frac{\kappa}{\rho} + \frac{\sigma_R}{\rho}, \quad (2.2)$$

sendo  $\tau/\rho$  a contribuição do efeito fotoelétrico,  $\sigma_c/\rho$  a do espalhamento Compton,  $\kappa/\rho$  a da produção de pares e  $\sigma_R/\rho$  do espalhamento Rayleigh. A figura 1 apresenta as faixas de energias onde estes efeitos são mais relevantes de acordo com o número atômico do meio de propagação [24]. As linhas indicam quando os efeitos de ambos os lados apresentam a mesma seção de choque, sendo para o silício (linha vermelha) da ordem de 0,07 MeV e 20 MeV respectivamente.

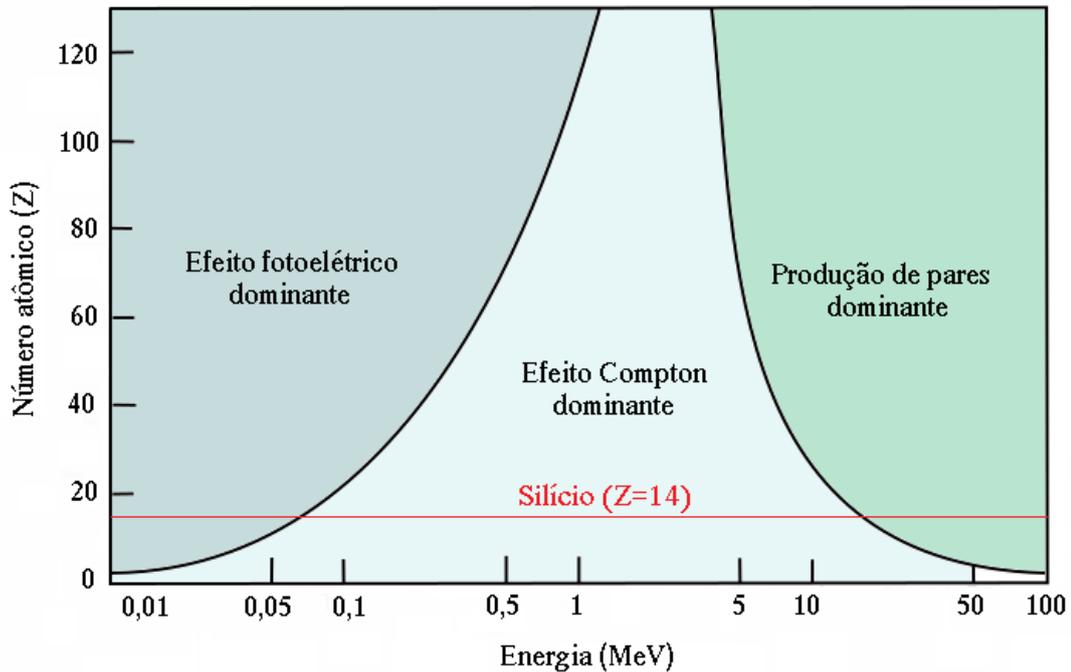


Figura 1: Efeitos de interação dominantes em função da energia do fóton incidente e número atômico do meio (baseado em [24]).

### Efeito fotoelétrico

Dado um fóton incidente com energia  $E = h\nu > U_i$ , com  $U_i$  a energia mínima necessária para remover um elétron do material, é chamado de efeito fotoelétrico a interação onde ocorre a total absorção do fóton seguida da ejeção de um elétron. Após esta interação, o elétron passa a ter energia cinética dada por [22]:

$$E_e = h\nu - U_i . \quad (2.3)$$

A probabilidade de ocorrência para esta interação é dada pela respectiva seção de choque atômica [23]:

$$\tau \cong k \frac{Z^n}{(h\nu)^m} , \quad (2.4)$$

onde  $Z$  é o número atômico,  $k$  uma constante e  $n$  e  $m$  parâmetros que variam conforme a energia  $h\nu$ . Por exemplo,  $n = 4$  e  $m = 3$  para 0,1 MeV,  $n \approx 4,6$  para 3 MeV e  $m \approx 1$  para 5 MeV.

Após a vacância do orbital de origem, a transição de um elétron mais energético promove a emissão de energia de acordo com a diferença entre os níveis. A energia emitida é normalmente liberada através da emissão de um fóton, podendo, em alguns casos, haver a emissão de um elétron, chamado de elétron Auger.

### Espalhamento Compton

O espalhamento Compton é dado pela interação de um fóton com energia  $E_0 = h\nu$  e momento  $\vec{p}_0 = h\vec{\nu}/c$  e um elétron do meio, considerado livre. Após a interação o fóton é defletido em um ângulo  $\theta$  com relação à sua trajetória inicial, com energia  $E_1 = h\nu' < h\nu$  e momento  $\vec{p}_1 = h\vec{\nu}'/c$ . As diferenças de energia e de momento do fóton são transferidas para o elétron, que pode ser ejetado do átomo com energia  $E = h\nu - h\nu'$ . Após a interação, a energia do fóton é dada por [22, 23]:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)}, \quad (2.5)$$

sendo  $(h/m_0c) \equiv \lambda_c = 2,43 \times 10^{-12}$  m chamado de comprimento de onda Compton do elétron.

A probabilidade de ocorrência é dada através da respectiva seção de choque atômica, obtida por Klein e Nishina, dada por [23]:

$$\sigma_c = 2\pi \int_0^\pi Z \frac{d\sigma_e}{d\Omega_\theta} \sin\theta \, d\theta, \quad \text{com:} \quad \frac{d\sigma_e}{d\Omega_\theta} = \frac{r_0^2}{2} \left( \frac{h\nu}{h\nu'} \right)^2 \left( \frac{h\nu}{h\nu'} + \frac{h\nu'}{h\nu} - \sin^2\theta \right), \quad (2.6)$$

onde  $r_0 = (e^2/m_0c^2)$  é o raio clássico do elétron e  $d\sigma_e/d\Omega_\theta$  é a seção de choque diferencial por elétron para um fóton espalhado por um ângulo  $\theta$  [23].

### Espalhamento Rayleigh

Este tipo de interação ocorre quando o fóton é espalhado de forma conjunta e coerente pelo átomo como um todo, não havendo variação significativa na energia, apenas pequenas variações angulares de sua trajetória inicial, de acordo com a energia incidente, e uma pequena movimentação do átomo de modo a conservar o momento. A seção de choque atômica para espalhamento Rayleigh é dada por [23]:

$$\sigma_R \cong \frac{Z^2}{(h\nu)^2}. \quad (2.7)$$

### Produção de pares

A produção de pares consiste na produção de um par elétron-pósitron após a interação de fótons, com energias maiores que duas vezes a massa de repouso do elétron ( $E = h\nu > 2m_0c^2 = 1,02 \text{ MeV}$ ), com o campo coulombiano do núcleo do meio atravessado, sendo satisfeitas as condições de conservação de energia, carga e momento. Da conservação de energia:

$$h\nu = E_+ + E_- = 2m_0c^2 + T^+ + T^-, \quad (2.8)$$

onde  $T^+$  é a energia cinética do pósitron e  $T^-$  a do elétron.

A probabilidade de ocorrência será dada pela respectiva seção de choque atômica [23]:

$$\kappa = \sigma_0 Z^2 \bar{P}, \quad (2.9)$$

com  $\sigma_0 = (e^2/m_0c^2)^2/137$ ,  $Z$  o número atômico,  $\bar{P}$  uma função de  $h\nu$  e  $Z$ .

Quando pósitrons e elétrons, aproximadamente em repouso, se aproximam, ocorre o processo de aniquilação em dois fótons que, devido a conservação do momento, têm energia de 0,51 MeV e se movem em direções opostas.

### 2.1.2 Interação de elétrons com a matéria

A interação dos elétrons com os materiais é melhor descrita coletivamente considerando o número elevado de interações que ocorre com o campo coulombiano ao longo do percurso pelo meio material. Considerando o parâmetro de impacto  $b$ , é possível separar os efeitos destas interações como colisão dura, suave e de radiação, como vistos na figura 2 [23].

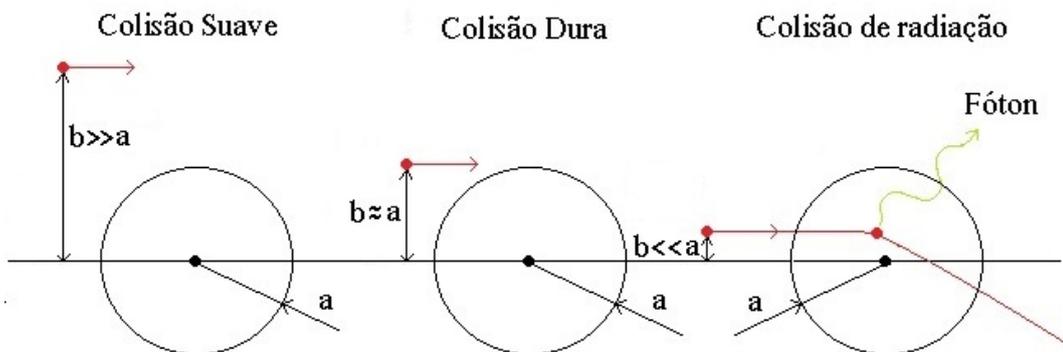


Figura 2: Caracterização das interações dos elétrons conforme o parâmetro de impacto e o raio atômico (baseada em [25]).

Para parâmetros de impacto maiores que o raio atômico, a interação irá ocorrer com o átomo como um todo, transferindo parte de sua energia e podendo polarizar o átomo, induzir estados excitados ou remover elétrons de valência. Devido às pequenas dimensões dos raios atômicos, valores maiores de  $b$  são os mais prováveis, contribuindo para aproximadamente metade da energia transferida para o meio [23, 25].

Com parâmetro de impacto da ordem do raio atômico, a interação mais provável será com um elétron atômico, que é ejetado com uma quantidade significativa de energia cinética e chamado de raio delta ( $\delta$ ). Da mesma forma como em alguns casos do efeito fotoelétrico, quando originados de níveis mais internos, elétrons dos níveis superiores preenchem esta vacância, havendo emissão de energia na forma de fótons ou de elétrons Auger [23].

Para parâmetros de impacto muito menores que o raio atômico, a interação será principalmente com o núcleo. Grande parte dos elétrons desviados transferem valores desprezíveis de energia, sendo um percentual pequeno desviado inelasticamente e havendo emissão de valores consideráveis de energia na forma de fótons de raio-X. Em tal fenômeno, chamado de Bremsstrahlung, um elétron com energia cinética  $T$  é defletido com energia  $T'$  pelo núcleo, havendo emissão de um fóton com energia  $h\nu = T - T'$  [22]. A figura 3 exibe a distribuição angular dos fótons emitidos em função das energias dos elétrons incidentes.

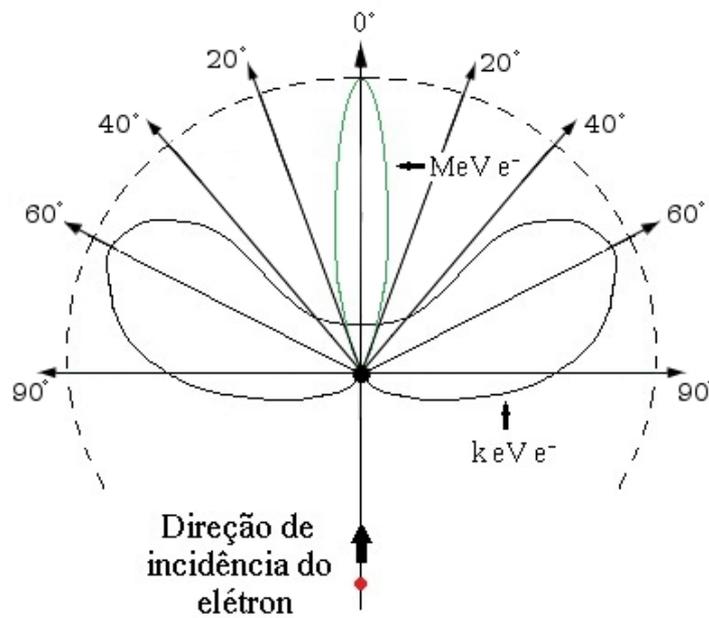


Figura 3: Intensidade relativa dos fótons emitidos por Bremsstrahlung de elétron com energias da ordem de keV e MeV incidindo em alvos finos (baseada em [26]).

Para estimar a transferência de energia dos elétrons considerando todas as possíveis interações ao longo do percurso é definida uma grandeza chamada de poder de freamento. Ao expressar a taxa de energia por unidade de comprimento, tem-se o poder de freamento linear, dado em unidades de energia por comprimento. Para a estimativa da taxa de energia de acordo com a densidade do meio, tem-se o chamado poder de freamento de massa, dado pelo produto de energia por área dividido por unidade de massa [25]. A expressão para o poder de freamento de massa fica dada por [23]:

$$\frac{dT}{\rho dx} = \left( \frac{dT_s}{\rho dx} \right)_c + \left( \frac{dT_h}{\rho dx} \right)_c + \left( \frac{dT}{\rho dx} \right)_r, \quad (2.10)$$

com os índices  $c$  e  $r$  correspondendo respectivamente as componentes de colisão e radiação, o índice  $s$  para suave e  $h$  para dura.

Devido ao grande número de interações é possível estimar um alcance percorrido máximo em um determinado meio. É dito alcance projetado ( $\bar{R}$ ) de uma partícula carregada a penetração máxima em um determinado meio e alcance CSDA ( $R_{CSDA}$  - *Continuous Slowing-Down Approximation*) a medida do percurso total percorrido. Ambos dependem da energia cinética inicial, massa, carga e do meio em si.

Partículas carregadas leves, como os elétrons, sofrem desvios significativos a cada interação, podendo seguir caminhos bem distintos. Nestes casos, as diferenças entre o alcance projetado e CSDA podem ser significativas, como ilustrado na figura 4 [23].

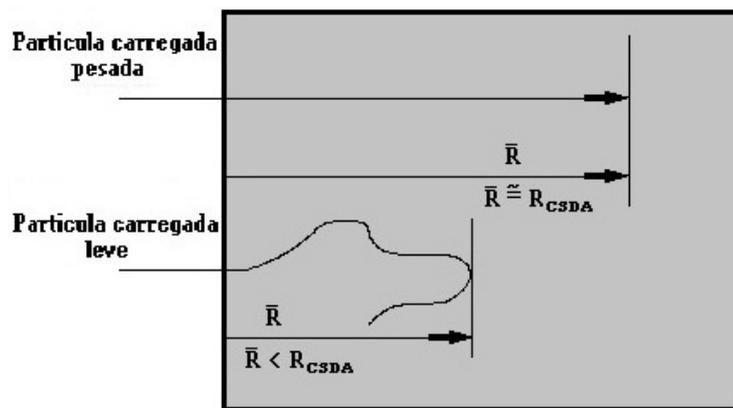


Figura 4: Gráfico ilustrando a diferença entre o alcance projetado e CSDA para partículas leves e pesadas (baseado em [23]).

Apesar disto, é possível utilizar os valores obtidos para o alcance como estimativas de penetração em determinados meios [27]. A figura 5 exibe a relação entre os valores estimados para o alcance de elétrons para diversas energias no silício.

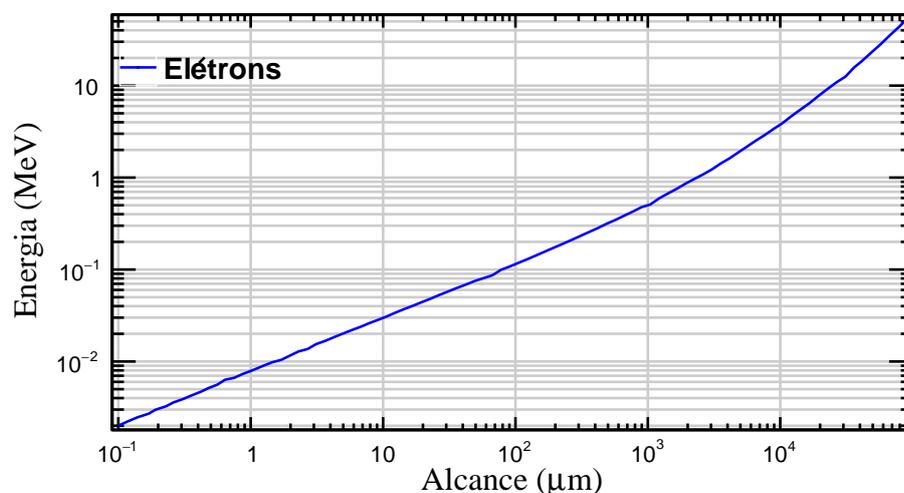


Figura 5: Gráfico ilustrando a relação entre os valores estimados para o alcance e a energia de elétrons no silício (baseado em [28]).

## 2.2 Sistema de detecção

Detectores são dispositivos que utilizam as propriedades da interação de partículas com a matéria para obter informações sobre o seu estado, como energia ou posição, ao incidirem nos mesmos. Dentre os dispositivos disponíveis para tal aplicação, tem-se os detectores semicondutores. Detectores semicondutores consistem, de forma simplificada, na união de um sensor, onde ocorrem as interações da radiação incidente, e uma eletrônica de leitura, que coleta, converte e processa o sinal produzido pelas interações. Dentre os semicondutores utilizados na manufatura de sensores, o silício é o mais comum [29]. A seguir são descritas algumas características e princípios básicos de funcionamento destes dispositivos.

### 2.2.1 Sensores semicondutores

Os materiais podem ser separados de acordo com suas propriedades elétricas em três grandes divisões: metais, semicondutores e isolantes. As propriedades destes materiais estão relacionadas a fatores como sua composição química e arranjos atômicos. Uma forma de estudar suas diferentes propriedades elétricas é através da teoria da estrutura de bandas de energia.

Considerando o arranjo atômico periódico de um determinado material e a superposição das funções de onda eletrônicas, tem-se uma nova distribuição de níveis eletrônicos. Tal fato se dá pelo princípio da exclusão de Pauli, não permitindo que mais de um elétron ocupe o mesmo estado [30]. A figura 6 ilustra a relação entre as bandas de valência, banda de condução e a banda proibida e as respectivas energias como função da distância interatômica. Nesta figura,  $a$  corresponde ao valor para o qual são observadas as bandas exibidas à esquerda, sendo  $s$  e  $p$  os subníveis eletrônicos dos respectivos átomos presentes na estrutura cristalina.

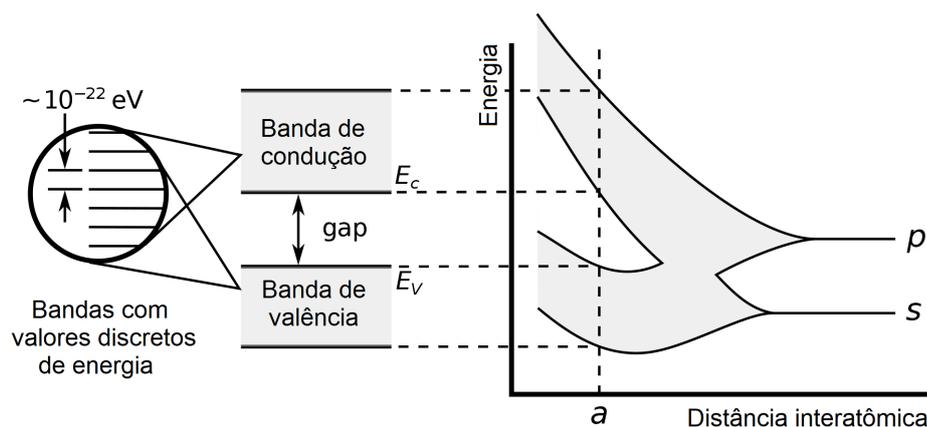


Figura 6: Ilustração das bandas de energia (Modificada de [31]).

Como visto, a banda de condução possui uma maior energia do que a banda de valência. Na banda de condução, os elétrons estão livres para se mover pela estrutura cristalina, enquanto que na de valência, estão firmemente ligados aos seus respectivos átomos e impedidos de se deslocar ao longo da rede. A região entre estas bandas é chamada de banda proibida ou *gap* de

energia relativo a estados eletrônicos proibidos. As características desta região são de grande importância para as aplicações dos materiais semicondutores em detectores de partículas [30].

Em materiais semicondutores, a largura intermediária da banda proibida possibilita que, à temperatura ambiente, elétrons da banda de valência sejam excitados pela energia térmica e passem a ocupar a banda de condução. Com isso, o elétron excitado deixa uma vacância no átomo de origem. Isso permite que elétrons de valência vizinhos passem a ocupar esta vacância, de modo que o processo repetidamente leva a um deslocamento relativo de elétrons e buracos, definindo assim os portadores de carga dos semicondutores [30].

Desta forma, de acordo com a energia térmica, elétrons e buracos são constantemente produzidos. A partir do deslocamento dos portadores de carga ao longo da rede, surgem efeitos como de recombinação e armadilhamento. Tais efeitos se devem, em geral, à presença de impurezas na rede cristalina. Estas impurezas adicionam níveis de energia na banda proibida. Dependendo da proximidade à banda de valência ou a de condução, estes níveis são responsáveis por diferentes efeitos.

No caso da recombinação, níveis aproximadamente equidistantes das bandas podem afetar ambos os portadores de carga. Para o caso do chamado armadilhamento, as impurezas adicionam níveis de energia de modo a capturar apenas um dos dois portadores de carga, liberando-os em seguida. Tanto nos centros de recombinação como de armadilhamento, o tempo de permanência e distância do nível da banda proibida para a de valência ou condução são de extrema importância para aplicações de materiais semicondutores, uma vez que é necessário que o tempo de permanência na banda de condução seja maior que o tempo de coleta das cargas.

Em condições estáveis, é atingido um equilíbrio de concentração de elétrons e buracos. São considerados semicondutores intrínsecos ou puros aqueles para os quais a quantidade de impurezas é muito menor do que o número de portadores de carga gerados pela energia térmica. Para estes casos, a concentração intrínseca de portadores de carga  $n_i$  é dada por [30]:

$$n_i = \sqrt{N_c N_v} \exp\left(\frac{-E_g}{2kT}\right), \quad (2.11)$$

com  $N_c$  o número de estados na banda de condução,  $N_v$  o número de estados na banda de valência,  $E_g$  a energia da banda proibida a 0 K,  $k$  a constante de Boltzman e  $T$  a temperatura. Considerando o silício a uma temperatura de 300 K, os valores para a concentração de portadores de carga são da ordem de  $1,5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  [30].

No entanto, de modo a obter as características desejadas de um sensor, utiliza-se um processo chamado de dopagem. Este processo consiste na manipulação do arranjo atômico através da adição de impurezas, adicionando níveis na banda proibida e alterando a proporção de portadores de cargas. Quando a substituição é por elementos doadores de elétrons, como o fósforo, é obtida a dopagem tipo-n, quando por elementos aceptores de elétrons, como o boro, a dopagem tipo-p. A figura 7 ilustra o processo de forma simplificada.

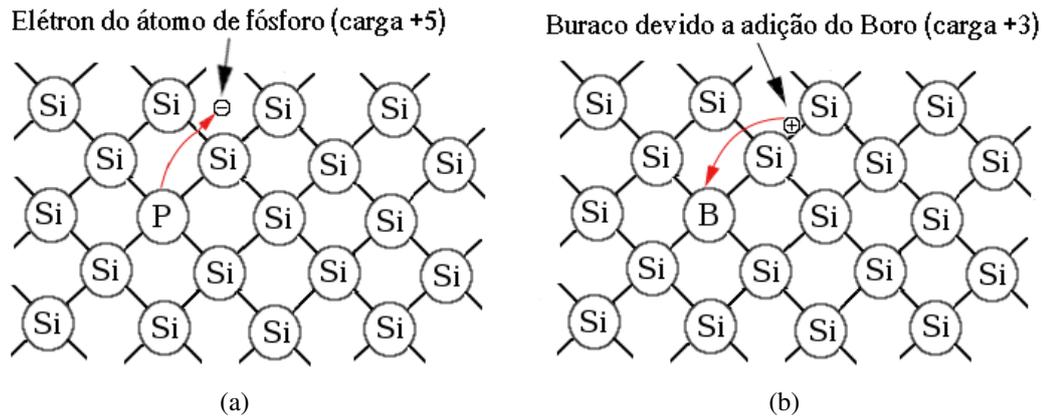


Figura 7: Ilustrações de dopagem tipo-n com fósforo e tipo-p com boro (baseada em [32]).

No equilíbrio térmico, a concentração de elétrons e buracos segue uma lei de ação das massas e o produto da concentração de elétrons ( $n$ ) pela de buracos ( $p$ ) é dado por [30]:

$$np = n_i^2 . \quad (2.12)$$

Para a aplicação como sensores, semicondutores de ambos os tipos são utilizados em conjunto, formando uma junção pn. Na interface entre os dois materiais ocorre uma difusão dos portadores de carga para os lados opostos da junção. Como a concentração de elétrons na região-n é maior do que na região-p, elétrons vão migrar para esta região, enquanto os buracos migram para a região-n. Com isso, surge um campo elétrico devido ao excesso de carga dos dopantes fixos na estrutura cristalina, ou seja, passa a haver uma carência de elétrons livres no tipo-n e excesso no tipo-p, ambos originalmente neutros [29, 32]. Esta região de recombinação, que se encontra sem cargas móveis, é chamada zona de depleção.

O campo elétrico intrínseco da junção não é suficiente para uma boa coleta das cargas e nem para serem obtidas espessuras suficientes para a zona de depleção. A aplicação de um campo externo é utilizada de modo a otimizar estas características operacionais, por exemplo, através da aplicação de um potencial reverso, o qual gera um campo elétrico no mesmo sentido do campo intrínseco. Quando este potencial é suficiente para que a zona de depleção ocupe toda a extensão do sensor, este é dito em depleção total [32].

Sob a ação de um campo elétrico externo  $\vec{E}$ , a velocidade de deslocamento dos portadores de carga ao longo da rede pode ser descrita por:

$$\vec{v}_e = \mu_e \vec{E} , \quad (2.13)$$

$$\vec{v}_b = \mu_b \vec{E} , \quad (2.14)$$

onde os índices  $e$  e  $b$  correspondem respectivamente a elétrons e buracos e  $\mu$  é chamado de mobilidade do portador de carga [30].

A espessura da zona de depleção é uma característica importante ao se considerar a aplicação em detectores, uma vez que os portadores de cargas são produzidos nesta região após interação com a radiação incidente. Assim, a espessura deve ser tal que possibilite medidas de partículas com as energias na faixa de interesse. Considerando uma distribuição de cargas uniforme e um potencial reverso, a espessura obtida para zona de depleção é dada por [30]:

$$d = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_{Si}}{e} \left( \frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) (V + V_0)}, \quad (2.15)$$

com  $\epsilon_0$  e  $\epsilon_{Si}$  os valores da constante dielétrica no vácuo e no silício,  $N_A$  o número de aceptores e  $N_D$  o número de doadores,  $V_0$  o potencial intrínseco e  $V$  o potencial externo aplicado.

### 2.2.2 Características de detectores semicondutores

No sensor, as energias depositadas pelas interações com uma partícula inicial, são convertidas em sinais. Este sinal é proporcional ao valor da energia depositada de acordo com a equação 2.16 [32].

$$Q_s = \frac{E}{E_i} e, \quad (2.16)$$

onde  $Q_s$  é a carga do sinal  $s$ ,  $E$  a energia depositada,  $e$  a carga dos elétrons e  $E_i$  a energia necessária para produção dos portadores de carga (elétron-buraco), dada por:

$$E_i = \frac{E_g}{\epsilon}, \quad (2.17)$$

com  $E_g$  a energia do gap entre a banda de valência e banda de condução e  $\epsilon$  a eficiência quântica. Para o caso do silício,  $E_g \cong 1.1 \text{ eV}$  e  $\epsilon \cong 0.3$ , com a energia para a produção dos portadores igual a 3,6 eV [32].

Os portadores de carga produzidos pela interação de radiação com o sensor seguem percursos aleatórios devido à energia térmica presente. Ao se deslocarem no sentido do campo elétrico, a difusão da nuvem de portadores de carga gera um espalhamento transversal. Este espalhamento pode ser descrito por uma distribuição Gaussiana com desvio padrão [29]:

$$\sigma = \sqrt{2Dt}, \quad (2.18)$$

com  $D$  correspondendo à constante de difusão e  $t$  ao tempo de trânsito. Considerando  $D \sim 35 \text{ cm}^2/\text{s}$ , típico para a constante de difusão de elétrons, e um tempo de trânsito de 10 ns, é obtido um espalhamento transversal com desvio padrão da ordem de  $8\mu\text{m}$  [29].

Considerando uma expressão simplificada para o campo elétrico na zona de depleção em função da profundidade  $z$ , obtida por Holland *et al.* [33], é possível obter o tempo de trânsito através da solução de:

$$v = \frac{dz}{dt} = \mu_h E(z) = \mu_h \left( E_{max} + \frac{\rho_n}{\epsilon_{Si}} z \right), \quad (2.19)$$

com  $\rho_n$  a densidade de carga do volume considerado.

Com a relação de Einstein  $D = \mu_p kT/q$  e o tempo de trânsito dado pela solução da equação 2.19, o comprimento de difusão à tensão de depleção total,  $\sigma_{od}$ , fica dado por [33]:

$$\sigma_{od} = \sqrt{\frac{2KT}{q} \frac{\epsilon_{si}}{\rho_n} \ln \left( \frac{E_{max}}{E_D} \right)}, \quad (2.20)$$

onde  $T$  é a temperatura,  $q$  a carga,  $E_{max}$  o valor máximo do campo e  $E_D$  o valor do campo na profundidade máxima da zona de depleção.

As cargas produzidas na zona de depleção pelas interações da radiação com o sensor são conduzidas pelo campo elétrico para os terminais da eletrônica de leitura do dispositivo. Devido à baixa intensidade do sinal inicialmente produzido por estas cargas, o sinal é pré-amplificado e analisado. Esta amplificação deve ser feita com a utilização de uma eletrônica adequada e de baixo ruído, evitando que efeitos sobre o sinal obtido resultem em relações não lineares entre a carga e energia.

Chama-se de resolução em energia  $R$  a menor diferença que se consegue medir entre dois valores de energia. Considerando flutuações distribuídas segundo uma Gaussiana em torno do valor nominal de energia, a resolução costuma ser definida como a largura a meia altura. Considerando esta largura como  $\Delta E$ , a resolução em energia pode ser expressa percentualmente por  $\frac{\Delta E}{E}$  [30].

Considerando a resolução como função da energia depositada, uma forma de quantificar a resolução intrínseca é através da utilização do fator de Fano  $F$ , que considera os processos de transferência de energia [30]. Assim:

$$R = 2,35 \sqrt{\frac{FE_i}{E}}, \quad (2.21)$$

com o fator 2,35 relacionando o desvio padrão da gaussiana com a largura a meia altura [30]. Os valores tipicamente obtidos por esta equação são distintos dos obtidos em medidas experimentais. Tal fato é uma evidência de que diversos outros efeitos, por exemplo, associados à eletrônica de leitura, são de grande relevância para a real resolução em energia obtida.

## 2.3 Aceleradores lineares radioterápicos

Aceleradores lineares radioterápicos são equipamentos utilizados para emissão de feixes de radiação ionizante com diferenças de potencial da ordem de MV. Nestes equipamentos, elétrons podem ser acelerados até energias de 20 MeV. De acordo com a aplicação, estes podem ser diretamente utilizados no tratamento ou para a produção de um feixe de fótons de raios X.

### 2.3.1 Princípios básicos de funcionamento

Os elétrons são acelerados a partir da utilização de radiofrequências para gerar diferenças de potencial nos *gaps* ( $V_g$ ) da guia de onda, ilustrada na figura 8. A energia cinética adquirida pelas partículas pode ser descrita por [26]:

$$E = qV_g , \quad (2.22)$$

com o índice  $g$  relativo aos *gaps* e  $q$  a carga da partícula acelerada. Dentre as características necessárias para a aceleração estão a necessidade de um ambiente de alto vácuo e sincronismo entre a passagem da partícula nos consecutivos estágios acelerados da cavidade e a onda de radiofrequência.

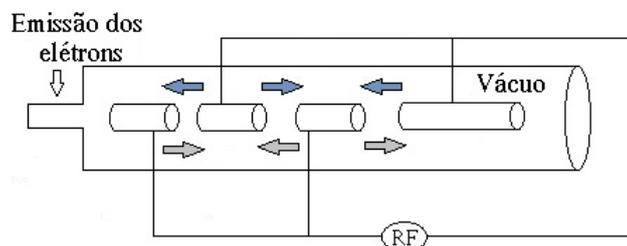


Figura 8: Esquema simplificado da aceleração dos elétrons através dos *gaps*, espaçamentos entre os tubos de passagem, representados como cilindros no centro da guia de onda, em um ambiente de alto vácuo. As setas representam os sentidos de aceleração de acordo com a radiofrequência utilizada (baseada em [26]).

A figura 9 exibe um diagrama com os componentes básicos de um acelerador linear clínico. Podem ser vistos os elementos para emissão dos elétrons, da radiofrequência e um magneto utilizado para defletir as cargas. Em seguida, os elétrons chegam ao cabeçote do equipamento, responsável pela emissão de um feixe de fótons ou elétrons conforme as necessidades clínicas. Neste trabalho, o interesse está no feixe de fótons.

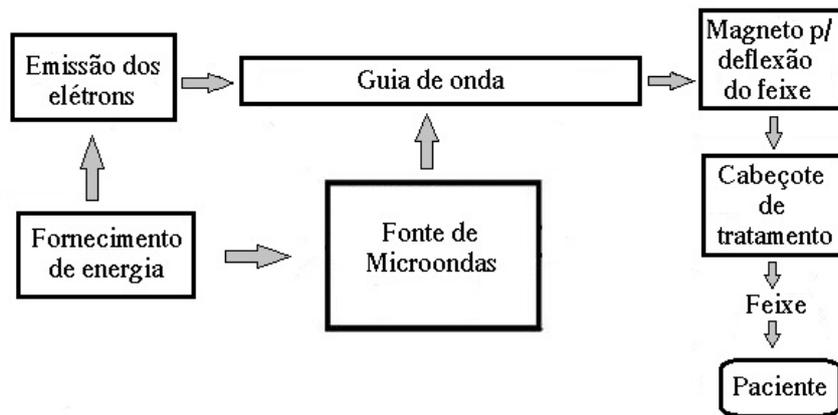


Figura 9: Diagrama com os principais componentes de um acelerador linear (baseado em [26]).

A figura 10(a) ilustra de forma simplificada a utilização de um magneto para defletir o feixe em  $270^\circ$  e sua colisão com um alvo de alto número atômico (em geral Tungstênio ou Cobre-Tungstênio), após o qual há a emissão de radiação por Bremsstrahlung. Também são ilustrados os elementos de colimação, a medição de intensidade através de câmaras de ionização e a utilização de um filtro para uniformizar a intensidade no volume determinado para o tratamento. A necessidade deste filtro, vista na figura 10(b) pode ser entendida de acordo com distribuição angular não uniforme de intensidade vista na figura 3 [26].

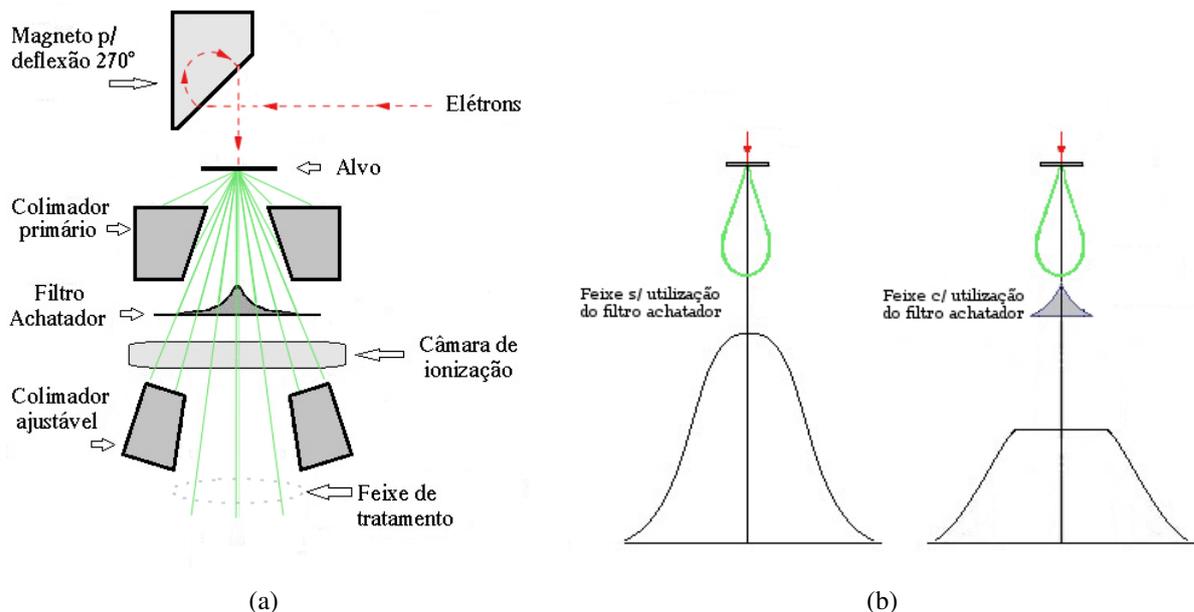


Figura 10: (a) Esquema da produção do feixe de fótons (baseado em [26]). (b) Intensidade do feixe de fótons com e sem a utilização do filtro achatador (baseada em [34]).

### 2.3.2 Propriedades consideradas

O feixe emitido pelo acelerador cobre uma determinada área, chamado de campo de radiação. Para caracterização e controle de qualidade do feixe, são consideradas grandezas físicas obtidas a partir do espectro de energia produzido [26].

#### Espectro de energia

Após acelerados, os elétrons interagem com o material do alvo de acordo com as seções de choque de cada interação, sendo emitidos fótons de energias variadas, tanto devido ao Bremsstrahlung como às transições entre níveis energéticos dos elétrons atômicos do material. Esta distribuição de intensidades das energias emitidas é denominada espectro de energia.

A figura 11 apresenta a forma típica de espectros obtidos utilizando potenciais da ordem de MV, como no caso de aceleradores radioterápicos, sem utilização de filtros, considerando a colisão com alvos finos e espessos. São considerados finos os alvos com espessura muito menor que o alcance médio, e espessos, com espessuras da ordem do alcance médio. A energia máxima deve ser menor ou igual à energia cinética dos elétrons acelerados [26].

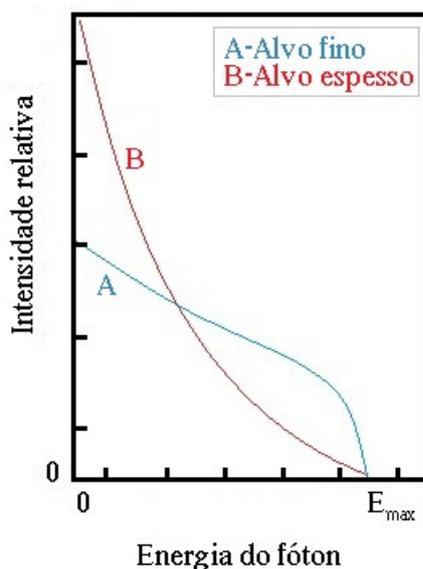


Figura 11: Espectros obtido para elétrons com energias relativísticas em diferentes alvos (baseado em [26]).

Contudo, os espectros utilizados diferem dos exibidos na figura devido às interações com os componentes do cabeçote do equipamento. Por exemplo, através da utilização de filtros é possível selecionar as energias e intensidades conforme as necessidades do tratamento. Devido a su grande importância para o sistema de tratamento, inúmeros estudos são realizados para seu controle e conhecimento preciso.

## Dose

De acordo com o espectro de energia, tempo de exposição e outros fatores, o feixe irá transferir parte de sua energia para um determinado volume do meio irradiado. É chamada de dose a energia depositada por unidade de massa no volume considerado. Assim:

$$D = \frac{\Delta E}{\Delta m}, \quad (2.23)$$

considerando um depósito pontual,  $D = dE/dm$ . Sua unidade é dada por joules por quilograma ( $\text{J kg}^{-1}$ ) ou, de forma equivalente, por grays (Gy).

## Curva de percentual de dose

A energia depositada pela radiação incidente pode variar conforme o tipo de partícula, tamanho do campo, material irradiado, etc. Uma forma de estabelecer como se dá a distribuição de dose é através da determinação das variações ao longo do eixo central do feixe [35].

Uma das técnicas de se caracterizar este comportamento é através da utilização da curva de percentual de dose em profundidade (PDP). Nesta curva, as medidas de doses no eixo central são realizadas em um meio dispersivo, por exemplo, um volume cúbico de água. Considerando uma distância fixa entre a fonte (ponto de emissão do feixe) e a superfície do volume, são tomados os valores percentuais da dose com relação a uma profundidade de referência (por exemplo, a profundidade de valor máximo de dose). Os valores de PDP são dados por [35]:

$$PDP(d, d_0, A_d, s) = \frac{D_d}{D_{d_0}} \times 100, \quad (2.24)$$

com  $d$  a profundidade no meio,  $d_0$  a profundidade de referência,  $A_d$  a área do campo à profundidade  $d$  e  $s$  a distância da fonte à superfície. Em geral, é considerada uma profundidade  $s = 100$  cm e o meio como materiais cujas interações sejam semelhantes às interações obtidas com água [35].

A figura 12 exhibe a forma característica das curvas de PDP, bem como os efeitos da variação do espectro de energia devido à utilização de diferentes materiais como filtros. Nela pode ser visto como variações nas distribuições de energia do feixe podem afetar os valores de dose e sua distribuição ao longo do eixo central.

Como uma função dosimétrica de grande importância e por sua relação com o espectro de energia, estas curvas foram consideradas no trabalho como forma de avaliação dos resultados obtidos.

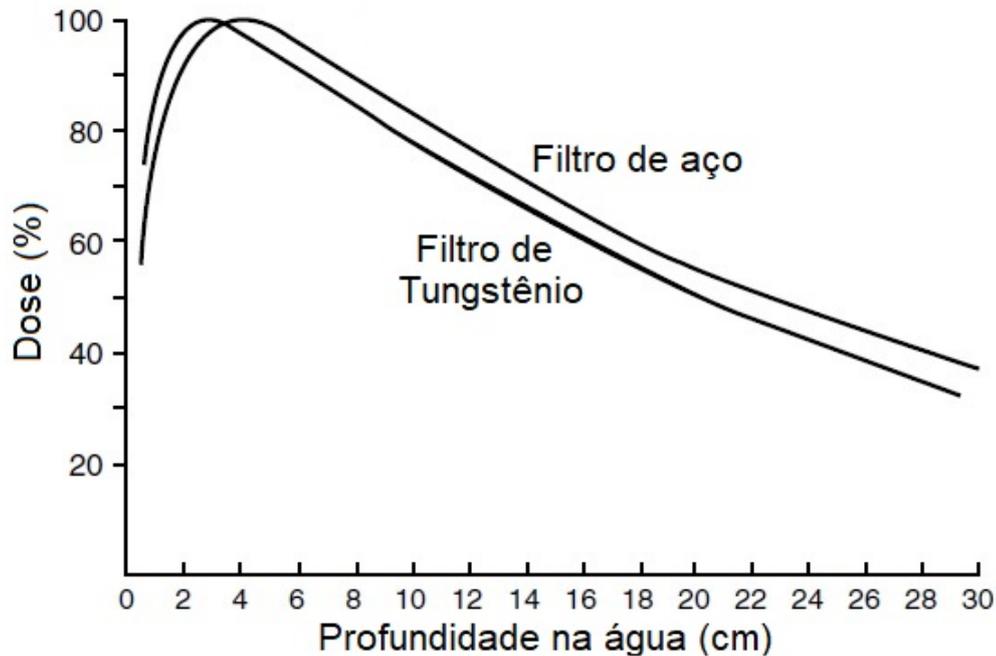


Figura 12: Forma característica das curvas de PDP e a influência da utilização de diferentes filtros para obtenção do feixe (baseado em [35]).

## 2.4 Princípios de simulação com método de Monte Carlo

O método de Monte Carlo consiste na utilização de diversas técnicas para obter valores de uma variável aleatória segundo suas respectivas funções de distribuição de probabilidade. Esses métodos de amostragem podem, por exemplo, ser utilizados para simular as interações da radiação com a matéria [36].

O movimento de partículas através da matéria é o resultado de pequenos deslocamentos seguidos de interações de natureza estatística. A etapa inicial da aplicação do método de Monte Carlo para simulação destas interações é a geração dos números aleatórios (pseudoaleatórios), utilizados para obtenção dos valores das variáveis aleatórias através das respectivas funções de densidade de probabilidade.

Com números aleatórios  $\xi$  distribuídos uniformemente dentro do intervalo  $[0,1)$  é possível associá-los às funções de distribuição acumulada  $F(x)$  e função de densidade de probabilidade  $f(t)$  com [36]:

$$\xi = F(x) = \int_{-\infty}^x f(t) dt , \quad (2.25)$$

com  $x$  podendo ser obtido através da inversão da equação 2.25, ou seja, por  $x = F^{-1}(\xi)$ .

Utilizando este método, pode-se amostrar valores para a distância  $s$  entre interações de um fóton considerando uma distribuição exponencial [37]. Considerando  $\lambda$  o livre caminho médio de fótons com dada energia em um meio material, a função de densidade de probabilidade é:

$$f(s) = \frac{1}{\lambda} e^{-\frac{s}{\lambda}}, s \geq 0. \quad (2.26)$$

Após a integração da equação 2.26 para obter sua função de distribuição acumulada, a solução da equação 2.25 leva em [37]:

$$s = -\lambda \ln(1 - \xi). \quad (2.27)$$

Esta e outras técnicas de amostragem podem ser utilizadas para obter o tipo de interação física, depósito de energia no material, orientação do espalhamento da partícula e produção de partículas secundárias após a interação. Assim, estabelecendo uma distribuição de energia e momento para as partículas iniciais e caracterizando os meios materiais, pode-se realizar repetidamente este procedimento de amostragem como forma de estudar um sistema onde abordagens analíticas seriam demasiadamente complexas ou até impraticáveis.

A figura 13 exhibe um exemplo com uma sequência de interações para uma dada configuração inicial de uma partícula (posição, energia e momento). Para determinada interação, as variações de energia, ângulo de deflexão e emissão de partículas secundárias são calculados a partir do conhecimento das respectivas seções de choque diferenciais. As etapas são repetidas de forma sequencial para cada partícula, cujas trajetórias são propagadas até que estas se encontrem com posição ou energia fora de intervalos estabelecidos [37].

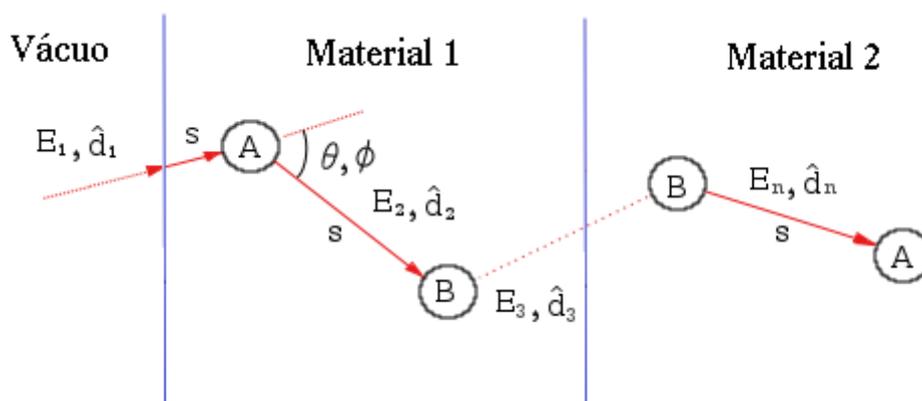


Figura 13: Alterações na energia ( $E$ ), direção ( $\mathbf{d}$ ) e posição de uma partícula após percorridos deslocamentos ( $s$ ) seguidos de diversas interações (A,B) (baseada em [37]).

Dessa forma, as simulações por método de MC se apresentam como uma das bases para o estudo em questão, conforme apresentado em 3.2.2.

### 3 MATERIAIS E MÉTODOS

A proposta do trabalho consiste em prover, por via experimental, informações norteadoras e meios para a utilização de um detector de pixels com sensor de silício e eletrônica TimePix [14] para determinação do espectro de energia de um feixe emitido por um acelerador linear clínico. O trabalho está dividido em duas partes principais: Uma análise numérica de viabilidade do método proposto e um conjunto de estudos experimentais onde se analisa e otimiza a compatibilidade entre resultados de simulação e dados.

O método consiste na deconvolução do espectro de energia depositada medido no detector usando uma matriz resposta obtida com uma simulação baseada em método de Monte Carlo. Para a verificação de sua viabilidade, o método de reconstrução foi testado em um espectro de energia depositada obtido com o mesmo programa de simulação, para um dado espectro de energia tomado como referência.

Os efeitos de compartilhamento de carga entre pixels, de flutuação do ruído da eletrônica e do limiar de detecção por pixel foram incluídos na simulação com a utilização de um algoritmo adicional. Este código toma as informações de posição dos depósitos pontuais de energia no sensor como entrada e retorna estimativa para o sinal de saída e, por consequência, para o espectro de energia depositada.

Foram realizados dois tipos de comparação: avaliação das discrepâncias entre o espectro reconstruído e o espectro de referência e das discrepâncias entre as doses obtidas para as respectivas curvas de PDP. Em seguida, foi realizado um estudo de compatibilidade entre os espectros obtidos pela simulação e por medidas experimentais. Para isto, foi considerada uma fonte de césio-137, presente no Laboratório da Radiação Gama e X (LAFRAG). Como forma de avaliar as características do detector, a implementação computacional e o processo de medida, foram consideradas irradiações com dois ângulos de incidência em relação ao plano de detecção,  $90^\circ$  (transversal) e  $0^\circ$  (longitudinal).

#### 3.1 Detectores híbridos de pixel de silício

Detectores de pixels são compostos por uma matriz de unidades fundamentais, os pixels, de forma a cobrir uma determinada área. Nesta matriz, cada elemento é capaz de realizar medidas independentes que são posteriormente agregadas pelo sistema de leitura. Os detectores são ditos híbridos quando o sensor e a eletrônica são fabricados separadamente sendo, em seguida, integrados por algum processo. O processo utilizado para o detector deste trabalho é o chamado *bump bonding* (figura 14), onde o sensor e eletrônica são justapostos de forma precisa, aplicadas as devidas pressões e temperaturas [29].

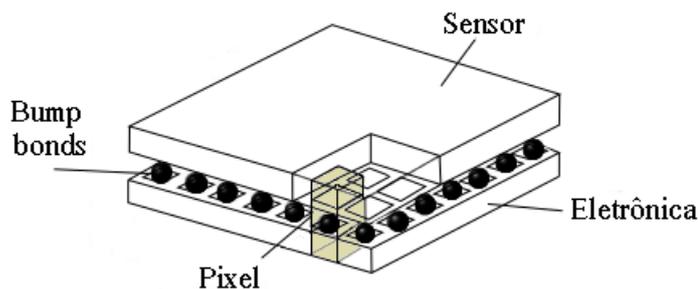


Figura 14: Esquema geral do detector (baseada em [17]).

O detector proposto para o método consiste em um detector semiconductor híbrido de pixels com sensor de silício quadrado de lado  $1,41\text{ cm}$  e  $300\ \mu\text{m}$  de espessura, coberto por uma fina camada de alumínio ( $4\ \mu\text{m}$ ) em sua parte anterior para filtrar a luz visível e como proteção para oxidação, e equipado com uma eletrônica de leitura do tipo TimePix com  $100\ \mu\text{m}$  de espessura. É composto por uma matriz de  $256 \times 256$  pixels de lado  $55\ \mu\text{m}$  cada, com uma área total de detecção igual a  $1,98\text{ cm}^2$ . Esse dispositivo, disponível no Laboratório de Física de Partículas Elementares (LAPE) do Instituto de Física da UFRJ, é normalmente utilizado em estudos de desenvolvimento de detectores para o experimento LHCb (*Large Hadron Collider beauty experiment*) [38] do *Large Hadron Collider* (LHC) [39].

### 3.1.1 Timepix

O chip Timepix possui dimensões e arquitetura de leitura que permitem sua compatibilidade com sistemas de leitura já existentes, manufaturados originalmente para o seu chip antecessor, o Medipix [14]. Cada pixel pode estar em dois estados, medindo os sinais das interações no sensor ou processando os mesmos. O intervalo de tempo no qual o pixel está coletando as cargas das interações é chamado de *frame*. É apenas durante estes intervalos que as cargas produzidas pelas interações são medidas. No estado alternativo, as interações no sensor são desconsideradas, uma vez que os sinais obtidos em todos os pixels da matriz estão sendo processados e transferidos. A leitura de cada pixel da matriz é realizada pela sincronização com um clock de referência externo, com um valor máximo de  $100\text{ MHz}$ , que possibilita a leitura do chip em menos de  $10\text{ ms}$  [15].

Uma característica importante do dispositivo é a de realizar as medidas configurando a duração dos *frames*. A capacidade de configurar intervalos pequenos (da ordem de  $\mu\text{s}$ ), possibilita adequar a aquisição de dados do sistema conforme a taxa de fluência da fonte. Para o caso de medidas em aceleradores lineares, esta característica permite evitar a saturação devido ao excesso de contagens bem como a superposição de interações relativas a diferentes fótons incidentes no mesmo pixel ou em pixels adjacentes.

Cada pixel possui leitura independente e seu circuito eletrônico é composto por dois grandes blocos, analógico e digital. No bloco analógico o sinal é amplificado pelo pré-amplificador e comparado com um limiar de leitura, ajustado por um conversor analógico digital. Após isto, o discriminador gera um pulso cuja largura corresponde ao tempo que o sinal ficou acima do limiar estabelecido [15]. No bloco digital, pixels que apresentam mal funcionamento podem ser desabilitados através de uma operação chamada de *masking*. Neste caso, as saídas do discriminador não são consideradas. Caso contrário, o sinal do discriminador é sincronizado com o clock de referência e é obtido um valor de acordo com o modo de operação configurado [15].

O chip Timepix apresenta três modos de operação: contagem de partículas (*single particle counting*), tempo de chegada (*time of arrival - ToA*) e tempo acima do limiar (*time over threshold - ToT*). O primeiro possibilita contar o número de sinais acima do limiar dentro do *frame*, o segundo mede o tempo em que o sinal ultrapassa o limiar com relação ao início do *frame* e o terceiro, utilizado para obtenção dos espectros de energia depositada, mede o tempo em que o pulso permanece acima do limiar, sendo essa medida proporcional à energia depositada [15]. A figura 15 ilustra a medida de ToT para um limiar THL, para sinais correspondentes a diferentes valores de carga e, portanto, de energia depositada.

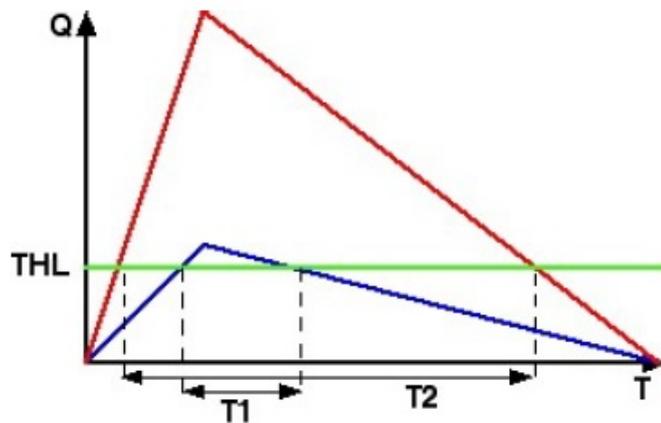


Figura 15: Medida de ToT a um limiar THL [40].

Como pode ser visto, a medida no modo ToT corresponde à diferença entre os instantes em que o pulso ultrapassa o limiar na descida e na subida, sendo T1 para o sinal em azul e T2 para o sinal em vermelho. No modo ToT a energia é proporcional a carga depositada, sendo obtida a partir da medida de ToT calibrada em energia [15].

### 3.1.2 Leitura e aquisição de dados

Para a leitura do chip TimePix foi utilizado um dispositivo chamado Fitpix, uma interface para controle e aquisição de dados. Essa interface suporta os diferentes modos de operação do chip Timepix e faz leituras com até 90 frames por segundo [16]. A figura 16 exhibe o chip TimePix conectado ao Fitpix. Pode-se ver a conexão através do cabo LEMO para a polarização DC do detector bem como a utilização do cabo USB para alimentação e leitura dos dados.



Figura 16: Foto da montagem do detector TimePix com a interface de leitura Fitpix e os cabos utilizados para as conexões entre eles.

A aquisição dos dados foi feita através do software Pixelman [41]. Este software permite controlar os parâmetros do Timepix e armazenar os dados adquiridos. Através dele é possível definir os parâmetros de medida como o número e duração dos *frames*, tensão de polarização, clock, limiar de leitura e modo de operação. Além disto, o software possibilita realizar as operações de *masking* e equalização do chip através da própria interface gráfica.

A equalização do chip é o processo utilizado para compensar variações de limiar de detecção entre diferentes pixels. Através dele, os limiares de cada pixel são ajustados de modo a se obter valores próximos ao valor médio da distribuição de valores [15]. Uma explicação detalhada deste processo é feita em Vicente Barreto Pinto [42]. A interface gráfica do Pixelman pode ser vista na figura 17.

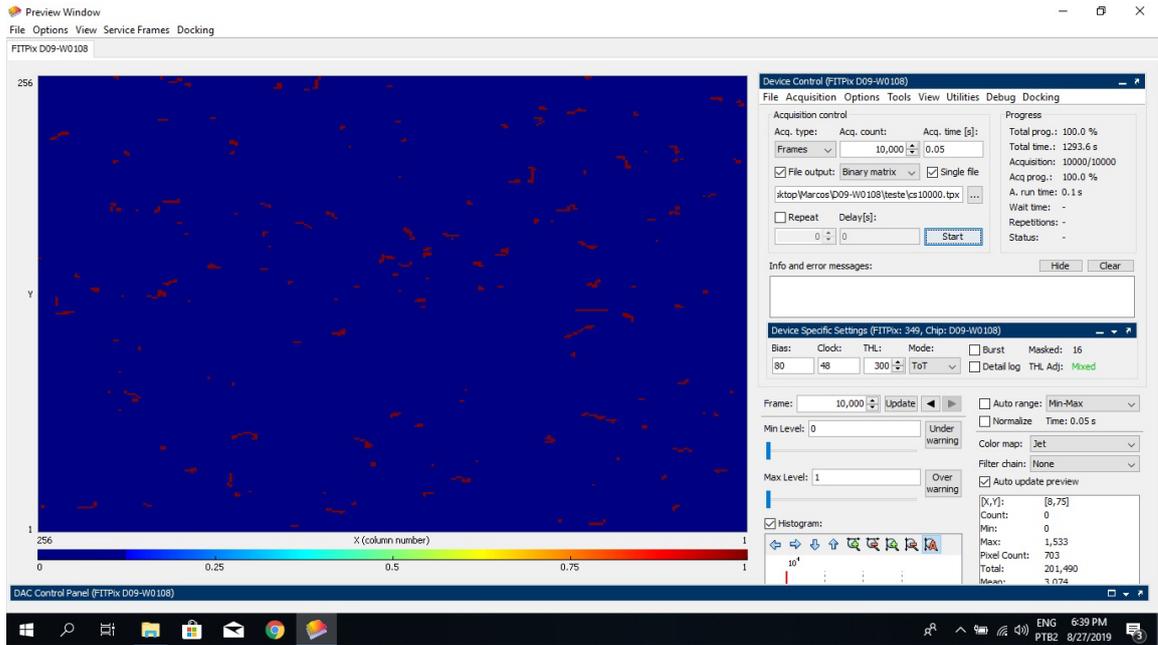


Figura 17: Interface gráfica do Pixelman para controle e aquisição de dados do TimePix.

Após a configuração dos parâmetros de medida, os dados das medidas podem ser salvos em um ou vários arquivos de diferentes formatos. Neste trabalho foi utilizada uma saída do tipo matriz binária onde, para cada *frame*, os valores de ToT obtidos para cada pixel são escritos em uma matriz com  $256 \times 256$  elementos, incluindo os valores nulos.

### 3.1.3 Clusterização

Os valores de ToT para cada pixel dos respectivos *frames* estão presentes no arquivo de saída do Pixelman. Para a obtenção do espectro de energia é necessário que os pixels adjacentes com depósitos relativos ao mesmo fóton incidente sejam agrupados em um processo chamado de clusterização (*clustering*). Esse procedimento consiste em, dado um número  $n$  de pixels com depósitos não nulos, encontrar os  $m$  conjuntos de pixels adjacentes que particionem a matriz de modo que a soma de todos os elementos dos  $m$  conjuntos seja o número  $n$  total de pixels, não haja nenhum conjunto  $m$  vazio e que todos os  $m$  conjuntos sejam geometricamente disjuntos entre si.

O conjunto de pixels sensibilizados relativo ao mesmo fóton incidente é chamado de *cluster*. Uma correta identificação destes *clusters* pelo procedimento de clusterização deve ser feita de forma que não sejam computadas energias menores, ao se separar incorretamente pixels com depósitos gerados a partir do mesmo fóton incidente, e nem valores de energia maiores do que o esperado, ao agrupar pixels relativos a interações de mais de um fóton incidente, juntando-se incorretamente um ou mais *clusters*.

Existem diversos algoritmos de clusterização com diferentes métodos de implementação. Para este trabalho, foi desenvolvido um código específico às necessidades desta etapa, disponibilizado em [43], utilizando C++ e as bibliotecas do ROOT [44] para a obtenção dos espectros de energia e outras distribuições consideradas nos estudos. De acordo com fatores como a energia e o tipo de interação do fóton no detector, o número e forma do conjunto de pixels sensibilizados pode variar significativamente. A figura 18 exibe alguns exemplos de *clusters* obtidos com a utilização deste código em uma medida com uma fonte de césio-137 e incidência transversal. O software R [45] foi utilizado para esta visualização, exibindo diferentes formas e tamanhos de *clusters* presentes em um mesmo *frame*.

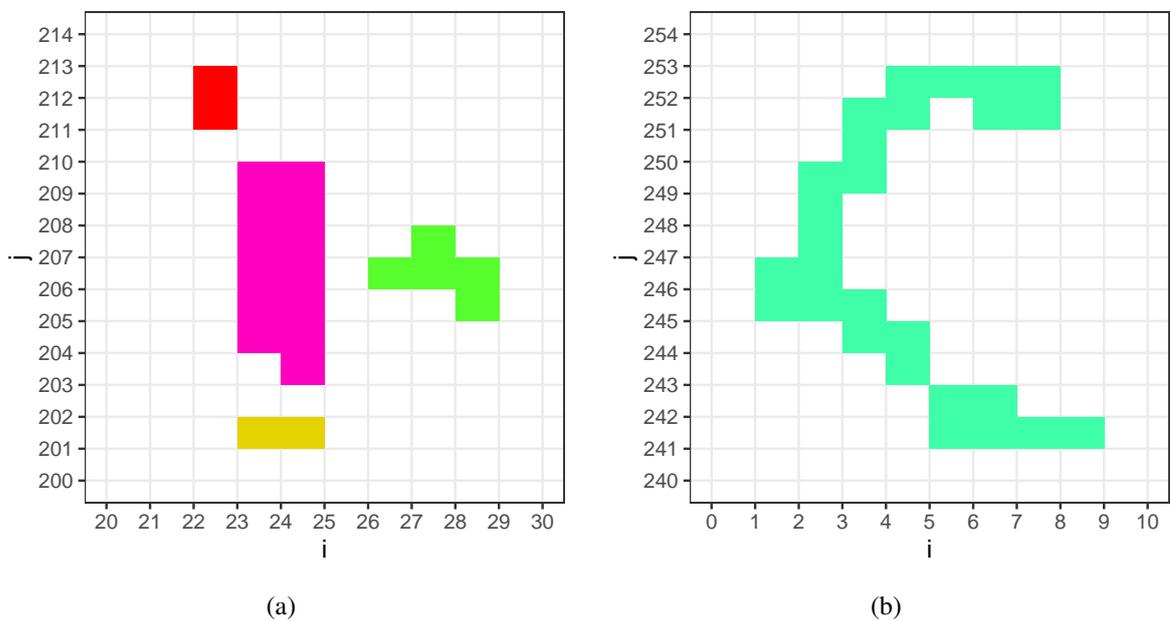


Figura 18: Exemplos de formatos distintos de *clusters*. (a) Formatos mais simples de diferentes tamanhos. (b) Forma geométrica mais complexa.

O algoritmo desenvolvido se baseou no fato de a leitura do arquivo binário ser feita de forma sequencial ao longo dos elementos da matriz, com cada valor sendo um elemento de um vetor com dimensão igual ao número total de entradas (65536 pixels). Dessa forma, para identificação de adjacência entre pixels vizinhos, é necessário recuperar os índices das linhas e colunas. Isso foi feito considerando:

$$i = n \% 256 , \quad (3.1)$$

$$j = \text{floor}(n/256) , \quad (3.2)$$

onde  $i$  e  $j$  são as variáveis relativas as colunas e linhas, respectivamente,  $n$  é o índice do vetor e  $\text{floor}$  uma função que retorna o maior inteiro menor ou igual ao valor de entrada.

Com isso, é possível atribuir para cada pixel uma identificação, conforme a equação 3.3, e fazer a verificação de pixel sensibilizado ao longo da sequência, sem a necessidade de releitura do arquivo para acessar os valores de pixels anteriores e nem verificar pixels seguintes, já que estes serão agrupados ao longo da leitura sequencial, utilizando apenas as identificações já obtidas nas leituras anteriores. Dessa forma, os pixels são agrupados de forma otimizada e com uma redução na possibilidade de erros.

Além disso, com estes índices ainda é possível estabelecer uma identificação para os *clusters* a partir do primeiro pixel com depósito não nulo. Para um dado pixel sensibilizado, caso não haja depósito de energia no pixel lido anteriormente ( $n - 1$ ) e nem nos seus vizinhos superiores (subtraindo uma unidade da linha e/ou coluna), é criado um novo rótulo para o *cluster* com a identificação dada por:

$$pixelLabel = i + 256 \times j, \quad (3.3)$$

com *pixelLabel* o rótulo obtido como uma combinação entre os índices  $j$  da linha e  $i$  da coluna de cada pixel.

Como pode ser visto, esta identificação corresponde ao número do pixel ao longo da leitura sequencial, garantindo que as identificações não se repitam e não perdendo a informação relativa à posição do pixel inicial, uma vez que para valores inteiros de  $i$  e  $j$  dentro do intervalo  $[0, 255]$ , o *pixelLabel* fica univocamente determinado. Isto pode ser visto ao observar que o valor de  $j$  deve ser um inteiro dado por  $j = (pixelLabel - i)/256$ , sendo  $i$  o menor inteiro que leve em um numerador múltiplo de 256.

Algumas situações podem sair fora destas condições e levar a problemas na clusterização, como a clusterização sequencial com vizinhança aparente, quando o pixel do extremo oposto da matriz é vizinho na sequência, porém, não é vizinho em duas dimensões. Entretanto, tais situações podem ser devidamente tratadas de modo a evitar os erros. Um caso de difícil solução, e ainda não considerado, é a superposição de *clusters*, ou seja, os casos onde conjuntos não disjuntos levam a definição de um único *cluster*. Esses casos podem ocorrer mais frequentemente para *frames* com um número elevado de fótons interagindo.

### 3.1.4 Calibração e limiar de leitura

Após a clusterização, os valores de energia obtidos em ToT devem ser convertidos para energia em keV através de uma curva de calibração. Esta curva é obtida através da utilização de fontes de calibração com picos de energia conhecidos. A calibração pode ser feita por pixel ou generalizada. Na calibração por pixel é obtida uma curva com seus respectivos parâmetros para cada unidade da matriz, enquanto que na generalizada, apenas uma curva e um conjunto de parâmetros é obtido para a matriz inteira.

A calibração do detector foi realizada utilizando as fontes de amerício-241, cobalto-57 e bário-133, sendo 122 keV o pico mais energético considerado, obtido de medidas com a fonte de cobalto-57. Apesar dos valores estarem abaixo das energias do espectro do acelerador (0 a 6 MeV) e da fonte de césio-137 (662 keV), em Jakubek [46] foi verificada a possibilidade de estender a calibração para energias de até 5,5 MeV.

Em Butler *et al.* [47] foi visto que a calibração por pixel resulta em uma melhor resolução em energia, porém, exige uma alta estatística por pixel. Neste trabalho, foi feita uma calibração generalizada, que é suficiente para o método proposto. O arranjo experimental pode ser visto na figura 19, com a fonte posicionada acima do sensor, em uma estrutura de proteção, e a conexão de dados e alimentação obtida via USB com o computador.

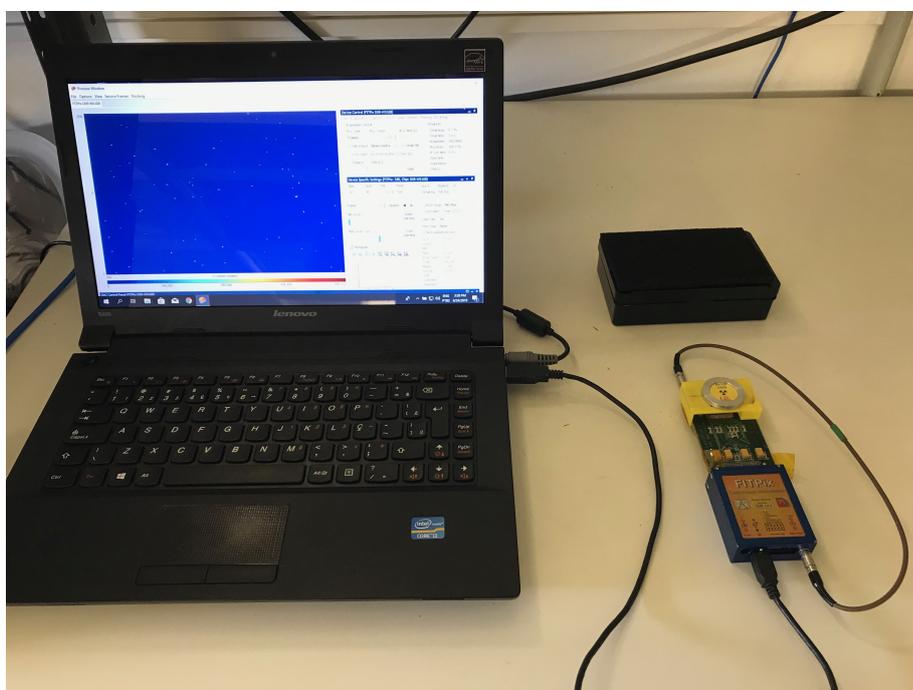


Figura 19: Arranjo experimental para as medidas de calibração.

Em uma região de baixos depósitos de energia por pixel, já próxima ao limiar de detecção, é observado um comportamento não linear entre os valores de ToT e as correspondentes energias depositadas. Para adequar esse comportamento com a região linear da calibração foi considerada uma função como em Jakubek [46] e Butler *et al.* [47]. Esta função foi invertida utilizando o software Mathematica e o resultado implementado no código para a conversão dos valores, como apresentado em 4.2.1.

## 3.2 Método de reconstrução

O método de reconstrução consiste em realizar a deconvolução do espectro de energia depositada no sensor através da utilização de uma função resposta característica do sistema de detecção, obtida através da simulação do detector.

### 3.2.1 Deconvolução

O espectro de energia depositada em um sensor pode ser descrito como uma convolução entre o espectro de energia incidente nesse detector e sua função resposta, assim [17]:

$$N(E') = \int_0^{\infty} R(E', E)S(E)dE, \quad (3.4)$$

onde  $E'$  é o valor da energia depositada,  $E$  o valor da energia incidente,  $N(E')$  representa o espectro de energia depositada,  $R(E', E)$  a função resposta do detector e  $S(E)$  o espectro de energia incidente.

Considerando intervalos discretos de energia, a equação 3.4 fica escrita como [17]:

$$N_i = \sum_{j=1}^n R_{ij}S_j \text{ ou } \vec{N} = R\vec{S}, \quad (3.5)$$

sendo  $\vec{S}$  o espectro de energia emitida obtido através da solução de 3.5, conhecidos o espectro de energia depositada  $\vec{N}$  e a matriz resposta  $R$ . Neste trabalho, a matriz resposta foi obtida através da simulação computacional do detector.

### 3.2.2 Simulação

O modelo computacional utilizado para a obtenção da matriz resposta e do espectro de energia depositada consiste em uma simulação simplificada do detector baseada no software Geant4 [20] com o pacote PENELOPE [19], como alternativa ao pacote nativo, para a implementação computacional das interações da radiação com a matéria. O computador utilizado possui processador Intel Core i7-8700, CPU com clock de 3,20 GHz, 6 núcleos físicos e 16 GB de memória RAM. O sistema operacional utilizado foi CentOS 7 64-bit, com a análise dos dados obtidos pelas simulações utilizando o software ROOT [44] e códigos em C++.

Para cada simulação, foram armazenados os códigos do PDG [36] das partículas, energias cinéticas, energias depositadas, tipo de interação, posição, volume de ocorrência da interação e o número de identificação de cada evento. Por definição, um evento é o conjunto de interações relativos a uma única partícula primária do feixe incidente e as partículas secundárias produzidas na sua passagem pelo material do sensor. Desta forma, a energia total depositada por um fóton primário, considerada para a obtenção do espectro de energia depositada, foi obtida pela soma das energias depositadas nas diferentes interações referentes ao mesmo evento.

Nesta simulação o ambiente foi considerado como o volume interno de um cubo de lado 2 m e os componentes do detector foram modelados como paralelepípedos com área quadrada de lado 1,41 cm. As espessuras para cada componente do detector foram: 4  $\mu\text{m}$  para o alumínio, 300  $\mu\text{m}$  para o sensor e 100  $\mu\text{m}$  para a eletrônica. Os materiais considerados foram definidos utilizando o banco de dados NIST [48], importados para o GEANT4. Para o estudo de viabilidade de reconstrução, o meio material considerado para o ambiente foi vácuo, com densidade predefinida de  $1 \times 10^{-25} \text{ g/cm}^3$ . A figura 20 exibe a geometria do detector bem como as direções e sentido de incidência do feixe, utilizados neste estudo. Os fótons são sorteados de maneira homogênea nos planos de incidência.

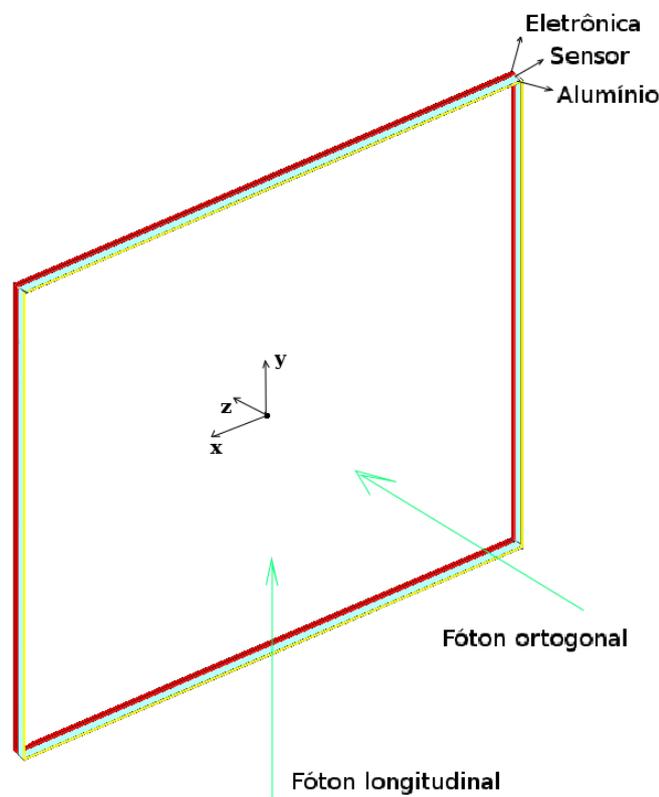


Figura 20: Modelo computacional do detector com os respectivos componentes e direções dos fótons incidentes.

Em [13] foi feito um estudo para verificar a melhor incidência do feixe para a aplicação do método. Foi visto que, considerando fatores como a predominância de espalhamento Compton, eficiências e range dos elétrons liberados pelas interações com fótons mais energéticos, uma incidência transversal implicaria em um tempo de simulação demasiadamente grande para a obtenção de um número estatisticamente significativo de eventos para a obtenção da matriz resposta conforme maior a energia. Dessa forma, o estudo indicou uma melhor adequação através da utilização da incidência longitudinal. Contudo, como o estudo foi feito em condições ideais, configuradas nas simulações, verificações experimentais com as duas geometrias foram propostas e realizadas neste trabalho.

## Matriz resposta

A matriz resposta é uma matriz característica do sistema de detecção. Diferentes detectores com as suas respectivas dimensões, materiais e eletrônica de leitura possuem diferentes matrizes resposta. Neste trabalho a matriz resposta foi obtida na forma de um histograma bi-dimensional onde um dos eixos é a energia do fóton emitido pelo acelerador ( $E_\gamma$ ) e o outro é a energia depositada pelo fóton no detector ( $E_d$ ).

Essa matriz foi obtida a partir da simulação de um espectro uniforme, com energias no intervalo de 0 a 6 MeV. A figura 21 exibe uma matriz resposta obtida simulando 1,6 bilhões de eventos, onde o eixo z, mostrado em uma escala logarítmica, mostra o número de eventos gerados com um fóton de energia  $E_\gamma$  e detectados no sensor com energia depositada  $E_d$ , para cada par  $(E_\gamma, E_d)$ . Esta matriz resposta foi obtida apenas com a primeira etapa da simulação, da interação dos fótons com o material do sensor.

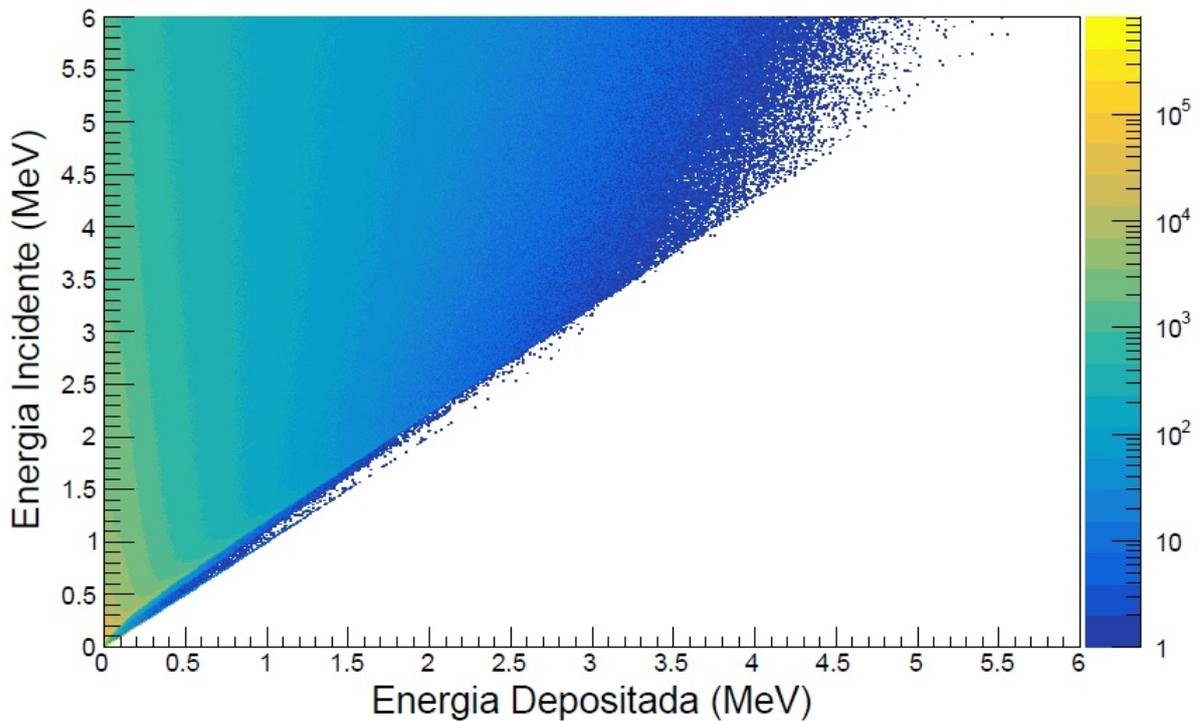


Figura 21: Representação gráfica de uma matriz resposta obtida com 1,6 bilhões de eventos simulados.

O número de contagens para cada par  $(E_\gamma, E_d)$  está associado ao conjunto de interações possíveis que levam em um determinado padrão estatístico para a relação entre  $E_\gamma$  e  $E_d$ . Assim, através da utilização de uma distribuição uniforme para o espectro incidente e um número suficiente de eventos, é possível obter estimativas para as probabilidades através de sua normalização, onde cada ponto passa a representar uma probabilidade de interação. A matriz resposta é representada por uma matriz triangular pelo fato de cada valor de energia  $E_d$  estar limitado pela respectiva energia  $E_\gamma$  do fóton incidente.

## Espectros de energias

O espectro de energia depositada foi obtido para um espectro de energias de fótons gerados de acordo com uma distribuição tomada como referência (figura 22), característico de um acelerador linear clínico Varian Clinac 600C. O espectro de referência foi fornecido pela Dra. Simone Coutinho e Dra. Gisell Ruiz Boiset como uma cortesia do trabalho descrito em [49].

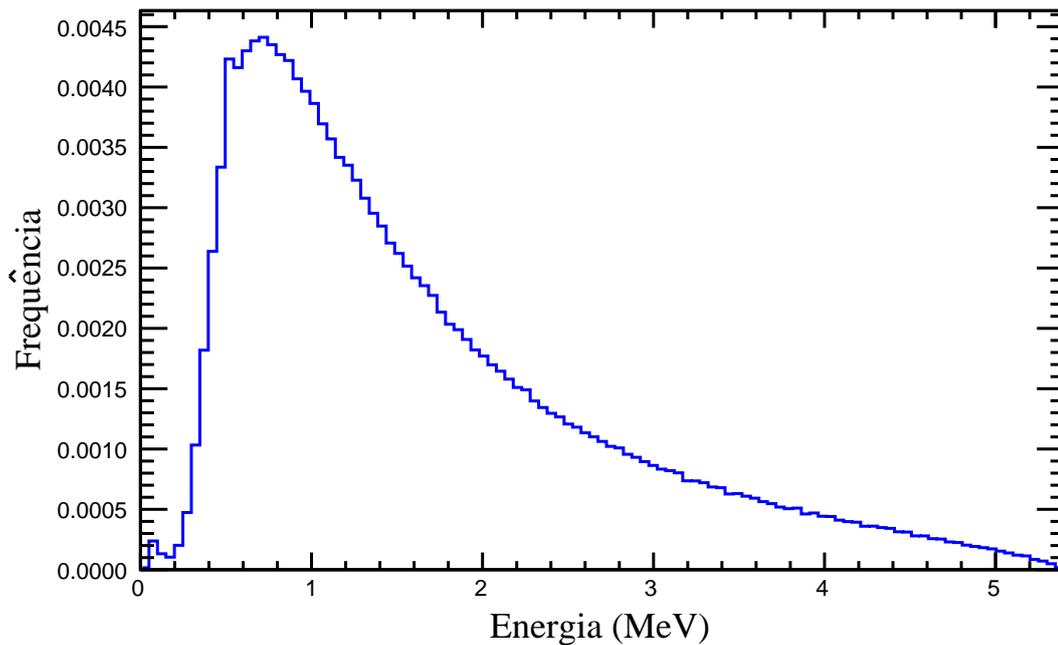


Figura 22: Espectro de referência usado para a distribuição de energias incidentes.

## Implementação de efeitos da eletrônica

Após a confirmação da possibilidade de reconstrução para altas energias, realizada em um estudo anterior [13], se fez necessário avaliar como a reconstrução do espectro é afetada pela adição dos efeitos da eletrônica de leitura. Os efeitos considerados para a eletrônica de leitura foram: adição de difusão ao movimento dos portadores de carga, compartilhamento de cargas entre pixels, ruído eletrônico e limiar de leitura.

A difusão foi considerada através da adição de uma flutuação na posição  $(x, y)$  dos respectivos depósitos de energia. Para isto, os depósitos de energia em uma posição  $(x, y)$  são divididos por 3.6, visando obter o número de portadores de carga que serão difundidos pelo sensor. A nova posição  $(x_d, y_d)$  de cada portador de carga é calculada como:

$$x_d = x + \sigma \xi_0, \quad (3.6)$$

$$y_d = y + \sigma \xi_1, \quad (3.7)$$

onde  $\xi_0$  e  $\xi_1$  são números aleatórios sorteados segundo uma distribuição normal padrão e  $\sigma$  é comprimento de difusão, dependente da posição  $z$ , dado por:

$$\sigma = \sqrt{\frac{kT d^2}{eV_d} \text{Log} \left( \frac{V_d + V_p}{V_d + V_p - 2V_d(z/d)} \right)}, \quad (3.8)$$

com  $k$  a constante de Boltzmann,  $T$  a temperatura,  $d$  a espessura da zona de depleção,  $e$  a carga elementar do elétron,  $V_d$  a tensão de depleção e  $V_p$  a tensão de polarização utilizada. Considerando o detector em depleção total,  $d = 300 \mu\text{m}$ ,  $V_d = 30 \text{ V}$  e  $V_p = 90 \text{ V}$ .

Os depósitos de carga por pixel são computados utilizando a distribuição das posições de cada depósito em um histograma bidimensional com dimensões iguais a do detector utilizado ( $256 \times 256$  pixels), sendo considerado cada bin do histograma como um pixel da matriz para implementar o compartilhamento de cargas entre pixels. A energia  $E_d^i$  depositada no  $i$ -ésimo pixel é então dada pelo produto de 3,6 eV pelo número de portadores de carga com  $(x_d, y_d)$  contido no pixel correspondente.

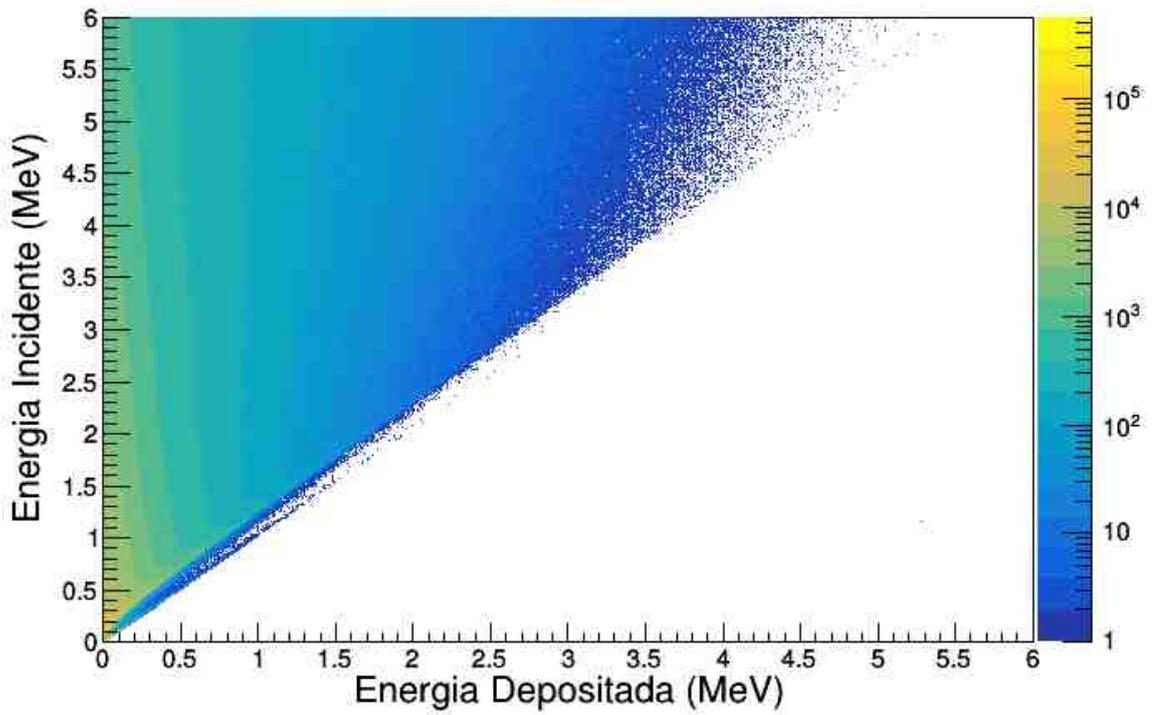
O ruído na leitura da eletrônica é parametrizado como uma distribuição Gaussiana com desvio padrão  $\sigma_e$  definido inicialmente como  $100 e^-$ , ou 360 eV [15]. A energia medida em cada pixel, após a inclusão do ruído, é dada por:

$$E_i = E_d^i + \sigma_e \xi_2, \quad (3.9)$$

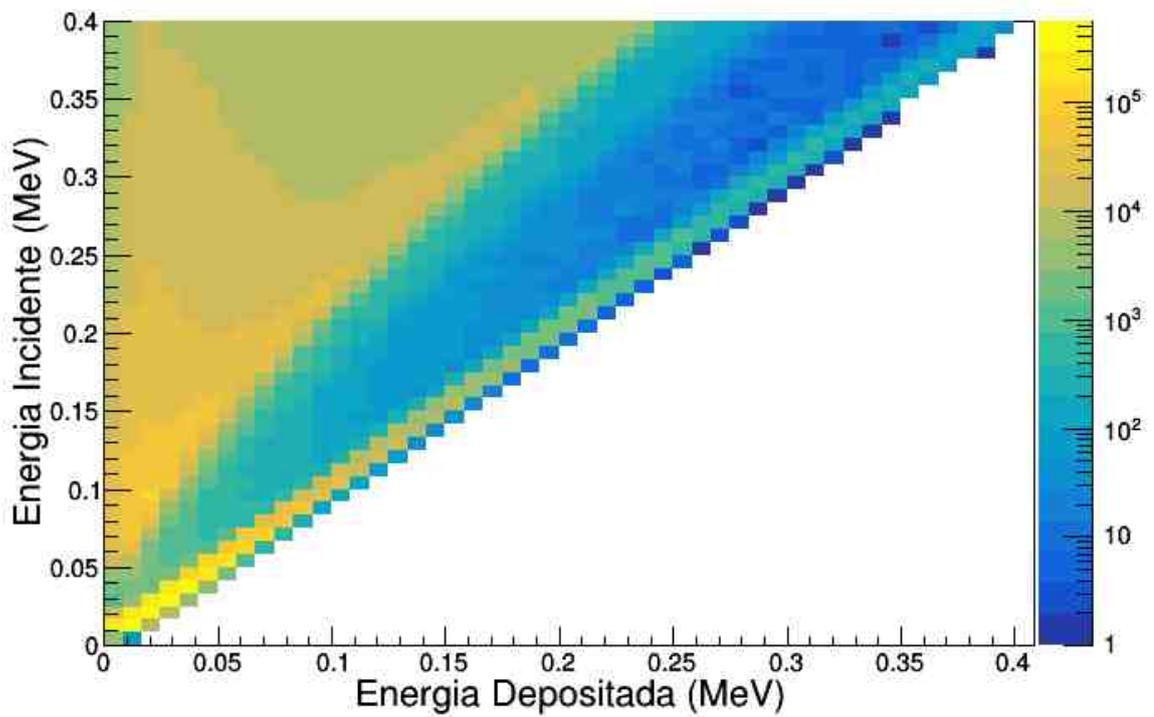
onde  $\xi_2$  é um número aleatório gerado segundo uma distribuição normal.

Finalmente, o valor de energia em cada pixel é comparado com o valor do limiar de leitura, ajustado em 5 keV para os testes de viabilidade de reconstrução do espectro incidente no detector, tanto na obtenção da matriz resposta como na determinação do espectro de energia depositada pelo espectro incidente. Se a energia por pixel for menor que o limiar, o pixel é removido da lista de pixels sensibilizados.

A figura 23 (a) mostra a matriz resposta obtida após a inclusão de todos os efeitos discutidos acima. Devido a largura do bin de energia, efeitos como o do limiar de leitura não ficam tão evidentes, não informando o impacto nas estimativas das probabilidades nem, conseqüentemente, nos efeitos de sua aplicação no método de deconvolução. Por exemplo, a figura 23 (b), obtida para um intervalo de energia reduzido, mostra como o compartilhamento de cargas e o ruído na eletrônica de leitura contribuem para o aparecimento de eventos com energias depositadas um pouco acima dos valores de energia incidente, fato que pode implicar em erros no método proposto.



(a)



(b)

Figura 23: Representação gráfica de uma matriz resposta obtida depois da inclusão de todos os efeitos da eletrônica com a simulação de 600 milhões de eventos. (a) De 0 a 6 MeV. (b) De 0 a 0,4 MeV para melhor visualização dos efeitos.

### 3.3 Testes de viabilidade do método de reconstrução

A viabilidade de reconstrução do espectro de energia emitida foi avaliada tanto através da comparação por superposição dos espectros de energia de referência e os reconstruídos como através de curvas de PDP. Para ambos os casos, as discrepâncias relativas entre os respectivos bins foram calculadas como:

$$D(\%) = \frac{(V_i^{rec} - V_i^{ref})}{V_i^{ref}} \times 100, \quad (3.10)$$

onde  $V_i^{rec}$  se refere ao  $i$ -ésimo bin da grandeza reconstruída e  $V_i^{ref}$  se refere ao  $i$ -ésimo bin da grandeza de referência.

#### 3.3.1 Comparação entre os espectros reconstruído e de referência

O espectro reconstruído foi obtido através da utilização do software Mathematica [50] para solução da equação 3.5 com o cálculo da matriz pseudoinversa, obtida com valores de tolerância variando de  $10^{-3}$  até  $10^{-2}$  em intervalos de  $10^{0,1}$ . O espectro reconstruído foi determinado como a média entre as reconstruções com os diferentes valores de tolerância e com uma incerteza sistemática associada a tolerância, dada pelo desvio padrão.

Assim como em [13], foram reconstruídos espectros utilizando diferentes números de eventos para a obtenção do espectro de energia depositada e matriz resposta. Para os espectros foram testados 2, 10, 20, 30, 50 e 100 milhões de eventos enquanto que para a matriz resposta foram considerados 100, 200, 400 e 600 milhões de eventos.

#### 3.3.2 Comparação entre as curvas de PDP

Uma outra forma de quantificar a eficácia da reconstrução é analisando as discrepâncias entre as curvas de PDP para o espectro emitido de referência e o reconstruído pelo método. A combinação da comparação do espectro de energia e curva de PDP é comumente utilizada nos estudos de reconstrução de espectros de energia, como visto em Konefał *et al.* [7].

As curvas de PDP foram obtidas através da simulação de fótons com energias distribuídas conforme o espectro de referência e reconstruído com implementação completa da eletrônica, incidindo em um volume de água com  $50 \times 50 \times 50 \text{ cm}^3$ . A figura 24 exibe a configuração utilizada para simulação, onde os fótons são gerados na direção vertical, dentro de um campo de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ , ilustrado pelo quadrado verde mostrado na parte superior da figura, a 100 cm da superfície da água.

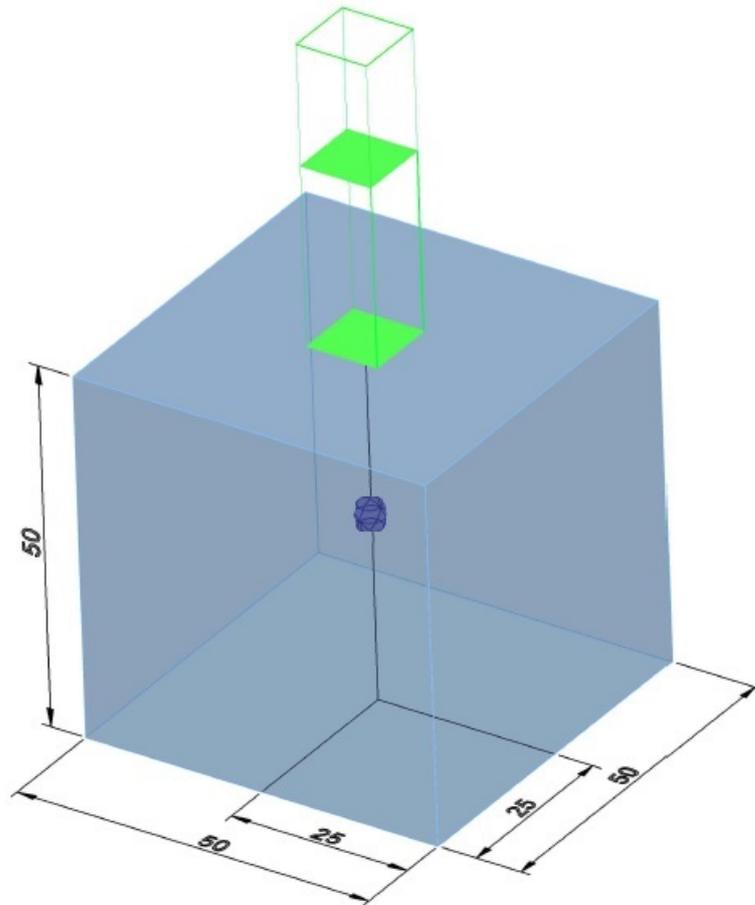


Figura 24: Ilustração da geometria utilizada na simulação para a obtenção das curvas de percentual de dose.

Após a simulação, as curvas foram obtidas através de um código, disponibilizado em [51], escrito em C++ e utilizando as bibliotecas do ROOT. Estas curvas são computadas considerando os valores de dose em esferas de 0,5 cm de raio [4, 7, 11], ao longo do eixo central do volume e normalizados ao valor máximo de dose obtido para cada curva. A comparação foi feita através da superposição tanto das curvas de PDP como da análise a partir dos valores de discrepância percentual, considerando a margem de  $\pm 5\%$  estabelecida pela ICRU como referência [10].

### **3.4 Estudo de compatibilidade entre medidas experimentais e simulação**

Uma vez mostrado que o método de reconstrução é viável, para que seja possível reconstruir o espectro incidente com o emprego da matriz resposta, é necessário que esta seja obtida através de uma implementação que represente da melhor forma possível o sistema físico real. Para isto, é de grande importância que se garanta uma boa compatibilidade entre os efeitos da eletrônica implementados na matriz resposta e aqueles presentes no sistema de detecção utilizado. Para este estudo foi utilizada uma fonte de césio-137, presente no Laboratório da Radiação Gama e X (LAFRAG), para comparar os espectros de energia depositada medidos com os simulados. Como forma de avaliar as características do detector, a implementação computacional e o processo de medida, ambas as incidências foram avaliadas.

#### **3.4.1 Medidas com a fonte de césio-137**

As medidas com a fonte de césio-137, utilizadas para o estudo de compatibilidade, foram realizadas no Laboratório da Radiação Gama e X (LAFRAG) com o arranjo experimental exibido na figura 25. A fonte selada de césio-137 se encontra no interior de um compartimento cilíndrico de chumbo, sólido e com uma abertura em seu eixo central. O sensor é posicionado diretamente na saída da fonte através de um aparato mecânico manual. As conexões entre o detector e o computador de controle e aquisição, assim como as configurações de operação, são as mesmas adotadas durante a calibração com as outras fontes.

Devido a alta atividade da fonte, foi utilizado o software área de trabalho remota do Google Chrome para o acesso remoto do computador. Dessa forma, uma vez montado o arranjo experimental, todos os comandos e acompanhamento das medidas pôde ser feito a uma distância segura, reduzindo a exposição à radiação e possibilitando acompanhar as medidas sem a necessidade de estar no local.

Além disto, foi iniciado um projeto para realizar o alinhamento do detector de forma automática e com computação na nuvem. O sistema ainda não pôde ser aplicado neste projeto, porém, os resultados obtidos podem ser vistos em [52].



Figura 25: Arranjo experimental para as medidas com a fonte de Césio-137.

O código de clusterização possibilita acumular os eventos de diferentes *frames*. Com isso, foi possível verificar a uniformidade da iluminação do sensor através dos valores médios em ambas as dimensões da matriz de pixels. Foram feitas medidas com ambas as incidências, transversal (figura 26) e longitudinal (figura 27), com objetivo não só de verificar a compatibilidade mas para estudar melhor os parâmetros e o procedimento de medida.

As duas configurações de incidência foram planejadas visando manter a mesma área de incidência para uma eventual contaminação (raios cósmicos) de múons no sensor e também restringir a irradiação da fonte à região do sensor, evitando expor os demais componentes do detector à radiação.

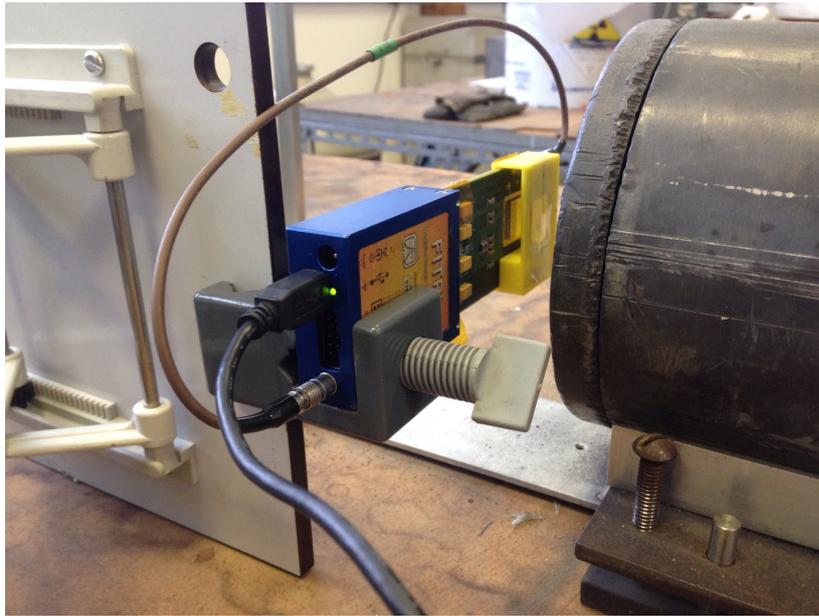


Figura 26: Arranjo experimental para as medidas com a fonte de cézio-137 com incidência transversal.



Figura 27: Arranjo experimental para as medidas com a fonte de cézio-137 com incidência longitudinal.

De modo a verificar a estabilidade das medidas, diferentes tomadas de dados para cada incidência foram superpostas. O objetivo desta verificação foi identificar possíveis fatores que influenciem a reprodutibilidade das medidas e selecionar um conjunto de dados adequado, visto em 4.2.3, para o estudo de compatibilidade entre medidas experimentais e simulação.

### 3.4.2 Simulação da fonte de Césio-137

A simulação da fonte de césio-137 foi realizada através de um estudo de caracterização da fonte. Esta etapa foi realizada iterativamente, ajustando o modelo computacional de acordo com os resultados experimentais obtidos. Na simulação da fonte foi considerado ar (conforme definido em [48]) como meio externo, foi adicionado um meio material de aço inoxidável correspondendo ao invólucro da fonte e uma fita de polipropileno com 0,03 mm de espessura entre a fonte e o sensor, conforme presente no arranjo experimental. O feixe foi emitido de acordo com as linhas de emissão e respectivas intensidades listadas na tabela 1.

Tabela 1: Energias e intensidades consideradas na simulação da fonte de césio-137.

Energia (keV)	Intensidade (%)
661,657	85,1
283,5	$5,8 \times 10^{-4}$
32,193	3,67
31,816	1,99
36,304 à 37,350	1,35
36,304 à 36,660	1,079
3,956 à 5,975	0,91
37,249 à 37,261	0,272

Devido à dificuldade de não se conhecer exatamente a espessura do aço que envolve a fonte, foram considerados três possíveis valores de acordo com desenhos esquemáticos encontrados em [53]. Uma vez que existe a presença de energias em torno de 30 keV, a espessura foi considerada de forma a proporcionar uma blindagem compatível com as observadas nas medidas experimentais, como visto nos resultados do estudo de compatibilidade, seção 4.2.4.

## 4 RESULTADOS

Nesta seção são apresentados e discutidos os resultados relativos ao estudo de viabilidade de reconstrução, com o espectro reconstruído e a respectiva curva de percentual de dose obtidos para o espectro de referência. Também é apresentando um estudo de compatibilidade entre dados e simulação.

### 4.1 Viabilidade de reconstrução

Conforme estudo anterior [13], para os testes de viabilidade do método, foram utilizados 600 M de eventos para a matriz resposta e 100 M para o espectro de energia depositada, exibido na figura 28. O tempo médio para a implementação da eletrônica nos arquivos de saída da simulação foi de 10 horas para cada 10 M de eventos e os resultados, tanto do espectro de energia como da curva de PDP, são apresentados nas sessões 4.1.1 e 4.2.

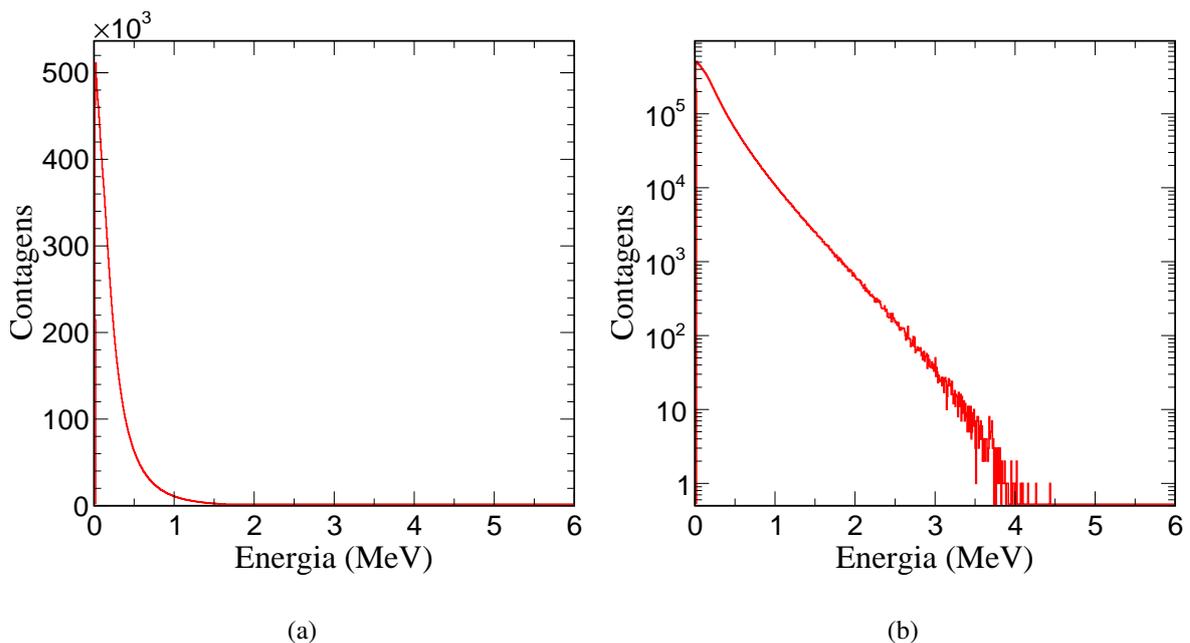


Figura 28: Espectro de energia depositada. (a) Em escala linear. (b) Em escala logarítmica.

#### 4.1.1 Comparação entre espectro reconstruído e de referência

A figura 29 exibe o resultado da reconstrução após a deconvolução com 120 bins (50 keV/bin) e com ambos espectros normalizados. Nela pode ser vista a boa qualidade da reconstrução através das pequenas diferenças obtidas entre o espectro reconstruído e o espectro de referência utilizado.

As incertezas mostradas foram estimadas considerando apenas a variação do parâmetro de tolerância numérica, utilizada no algoritmo de deconvolução. Dessa forma, podem estar subestimadas para alguns valores de energia onde a contagem de entradas por bin na função resposta utilizada seja muito baixa e, portanto, as incertezas estatísticas possam ser comparáveis ou dominantes sobre as sistemáticas. As incertezas estatísticas não foram consideradas devido a limitações computacionais que dificultaram a reprodução tanto da função resposta como do espectro de energia depositada múltiplas vezes levando em conta o tempo de máquina disponível.

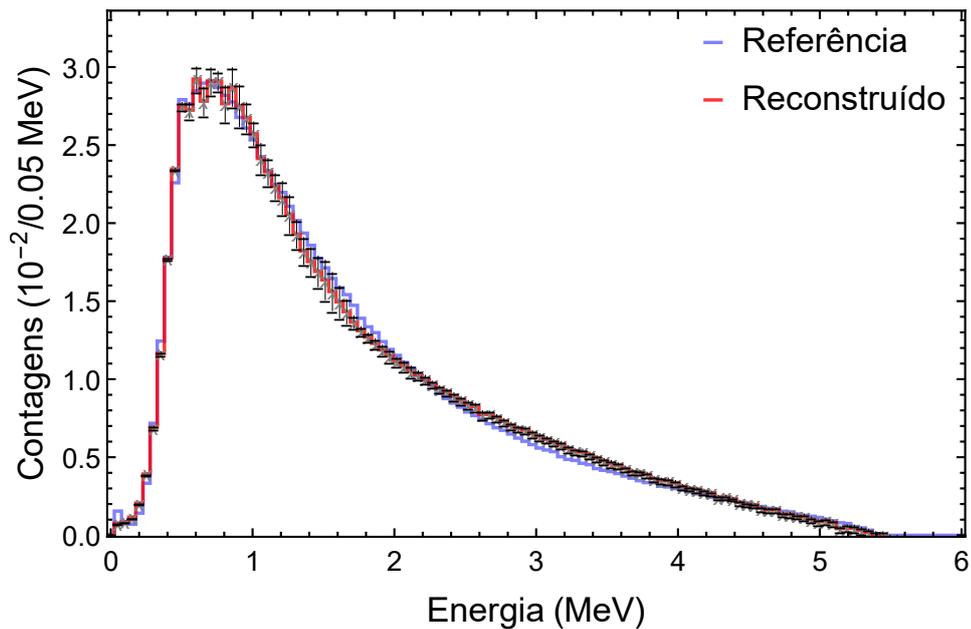


Figura 29: Espectro de energia obtido com o método de reconstrução (azul) superposto ao espectro de referência (vermelho).

Como pode ser visto na figura 30, grande parte dos valores de amplitude do espectro reconstruído encontra-se dentro de uma margem percentual de 10% (linhas tracejadas vermelhas). Para os intervalos de 0,2-3,0 MeV e 4,2-4,8 MeV, os valores encontram-se dentro da margem de  $\pm 10\%$ , estando os demais pontos dentro de uma margem aproximadamente duas vezes maior.

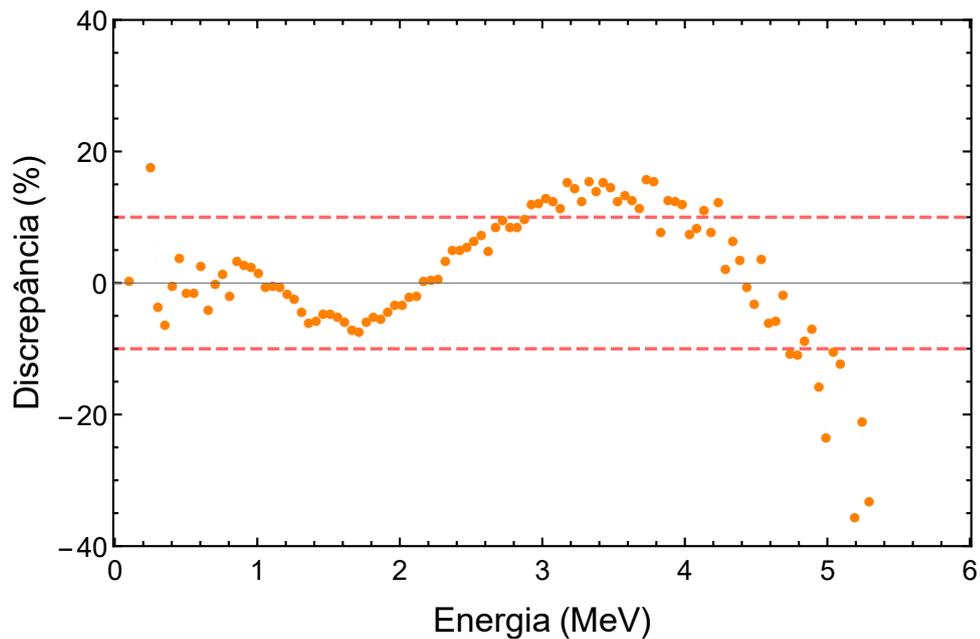


Figura 30: Discrepância percentual entre as amplitudes do espectro reconstruído e do espectro de referência.

Os resultados do estudo confirmaram a viabilidade de reconstrução do espectro de energia de referência após a inclusão dos efeitos da eletrônica tanto na matriz resposta como no espectro de energia depositada.

#### 4.1.2 Comparação de curvas de PDP

As curvas de percentual de dose foram obtidas com a simulação de 13 milhões de eventos para cada espectro, com um tempo total de duas horas de simulação e 350 GB de espaço em disco. A figura 31 apresenta o resultado das curvas de PDP utilizando o espectro de referência (azul) e reconstruído pelo método (vermelho). Nota-se que as discrepâncias observadas entre os espectros de energia não afetaram de forma significativa as obtidas entre os valores de dose.

A figura 32 exibe, para profundidades de até 50 cm, os valores de discrepância relativa entre a curva obtida utilizando o espectro de referência e pelo espectro reconstruído. Os histogramas foram obtidos em passos de profundidade de 1 cm. É possível verificar como os valores se encontram distribuídos em torno da origem, indicando a ausência de um viés nos resultados. Além disso, os valores obtidos até a profundidade de 30 cm se encontram dentro da margem de  $\pm 5\%$ , a partir da qual estes tendem a aumentar. Como o número de eventos diminui conforme a profundidade, o aumento das flutuações na estimativa da discrepância era esperado. Uma vez que grande parte das aplicações de feixes possuem profundidades inferiores a 30 cm, os resultados apresentados reforçam a possibilidade da reconstrução do feixe através do método proposto.

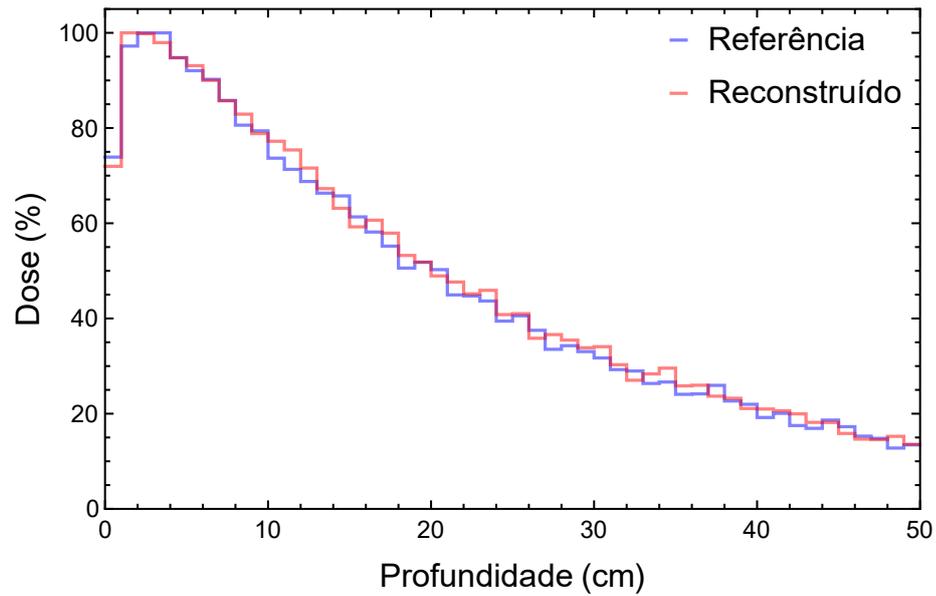


Figura 31: Curvas de percentual de dose profunda.

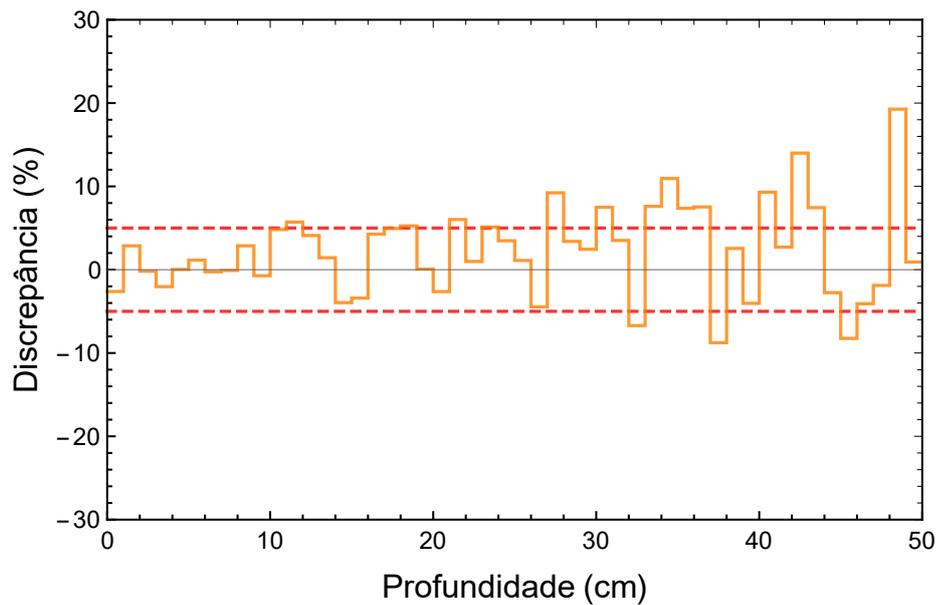


Figura 32: Discrepância percentual entre as curvas de PDP.

## 4.2 Estudo de compatibilidade entre medidas experimentais e simulação

São apresentados resultados da calibração do detector e resultados experimentais para os espectros de energia depositada obtidos com uma fonte de césio-137. Além disso, é apresentado o impacto da inclusão de efeitos da eletrônica sobre a simulação, bem como da otimização da parametrização desses efeitos, a partir da comparação dos espectros de energia depositada para os dados e para a simulação.

### 4.2.1 Calibração

Para as medidas desta etapa foram utilizados espectros *single pixel* (SP) e *multi pixel* (MP) obtidos com as fontes descritas na seção 3.1.4. O espectro SP consiste em considerar apenas os eventos com tamanho de *cluster* igual a 1, enquanto que o MP, apenas eventos com mais de 1 pixel por *cluster*. Para a obtenção da curva de calibração, foram considerados apenas os espectros SP, sendo os MP utilizados para inspeção visual do resultado final.

Antes da calibração, foram realizadas medidas preliminares para identificação dos parâmetros de medida a serem definidos no *software* Pixelman, dentre eles, o valor para o parâmetro THL, em unidades arbitrárias (u.a.), de ajuste do limiar. Para estas medidas foram fixados os demais parâmetros de medida como a tensão de polarização e o clock de leitura, com os valores dos parâmetros utilizados no *software* Pixelman sendo:

- Bias: 90 V
- Clock: 48 Mhz
- Pixels desabilitados (*masking*): 12

A determinação do parâmetro de medida THL foi realizada através da inspeção visual entre as diferentes distribuições de ToT obtidas para medidas com a fonte de amerício-241, considerando *clusters* com um único pixel e diferentes valores de THL, conforme visto na figura 33.

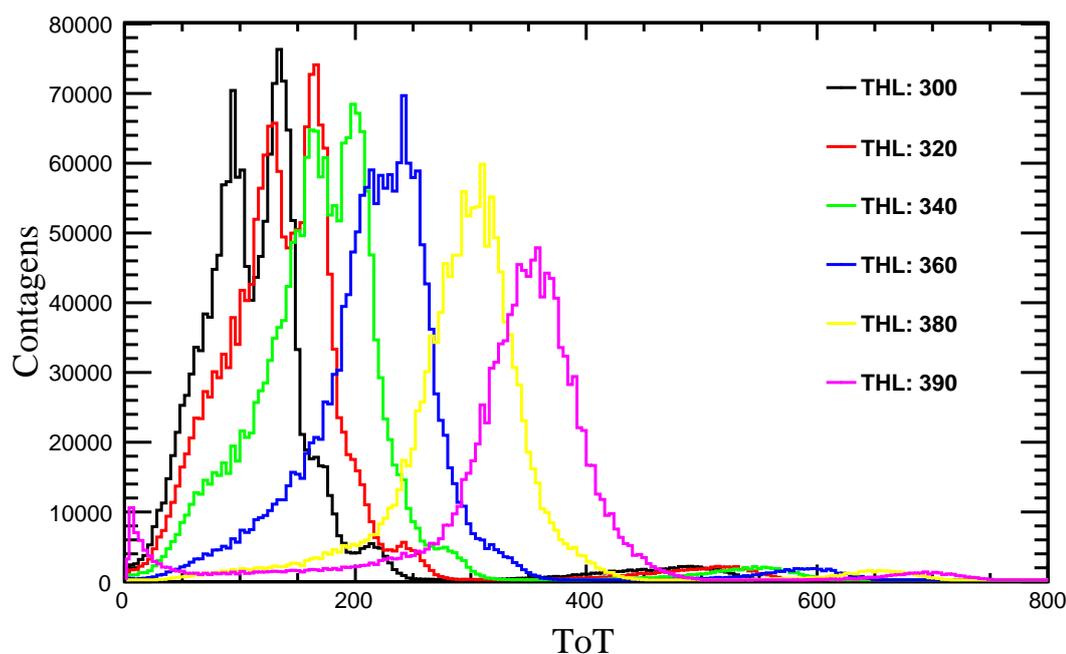


Figura 33: Distribuições de ToT considerando *clusters* com um único pixel e para medidas com a fonte de amerício-241 utilizando diferentes valores de THL.

Como pode ser visto na figura 33, uma melhor separação dos picos de emissão foi obtida com um valor de THL igual a 300 u.a., escolhido para prosseguir com as medidas de calibração em energia.

Em seguida, foram realizadas 5 tomadas de dados para cada fonte, cada uma com 10 mil *frames* de 50 ms. Para cada tomada, foi realizado o ajuste de uma curva Gaussiana aos picos de energia das respectivas fontes. A partir destes valores, foi determinado o valor médio mais provável de ToT bem como os respectivos desvios padrão, apresentados na tabela 2.

Tabela 2: Dados utilizados para a calibração.

<b>Fonte</b>	$E_{nominal}$ (keV)	$\langle ToT \rangle$	$s_{ToT}$	$\langle \Delta ToT \rangle$	$s_{\Delta ToT}$
Am-241	13,81	94,5	0,7	12	1
Co-57	14,41	98	1	10,5	0,9
Am-241	17,7	133	4	12,0	0,5
Am-241	20,7	166	2	14	1
Am-241	26,34	214	2	14	1
Am-241	59,54	489	2	31	2
Ba-133	80,99	657	9	61	9
Co-57	122,06	957	11	83	14

A figura 34 exibe uma medida do espectro SP obtida com uma fonte de amerício-241 para uma das tomadas de dados. Como pode ser visto, as Gaussianas foram ajustadas de forma assimétrica, com a maior parte do intervalo delimitado acima do valor médio. Este procedimento é realizado devido a forma do pico medido não ser unicamente atribuída ao ruído da eletrônica da leitura. Tanto a presença de depósitos por espalhamento Compton como a divisão de carga entre pixels contribuem para depósitos menores do que o valor mais provável, havendo um desvio com relação a um pico Gaussiano. Assim, este procedimento reduz a influência destes efeitos mencionados e possibilita um melhor ajuste. Adicionalmente, os espectros foram visualizados tanto em escala linear como logarítmica, ajudando na identificação dos picos com menor valor de ToT, com um maior número de contagens, como dos picos de maiores valores de ToT, com um menor número de contagens.

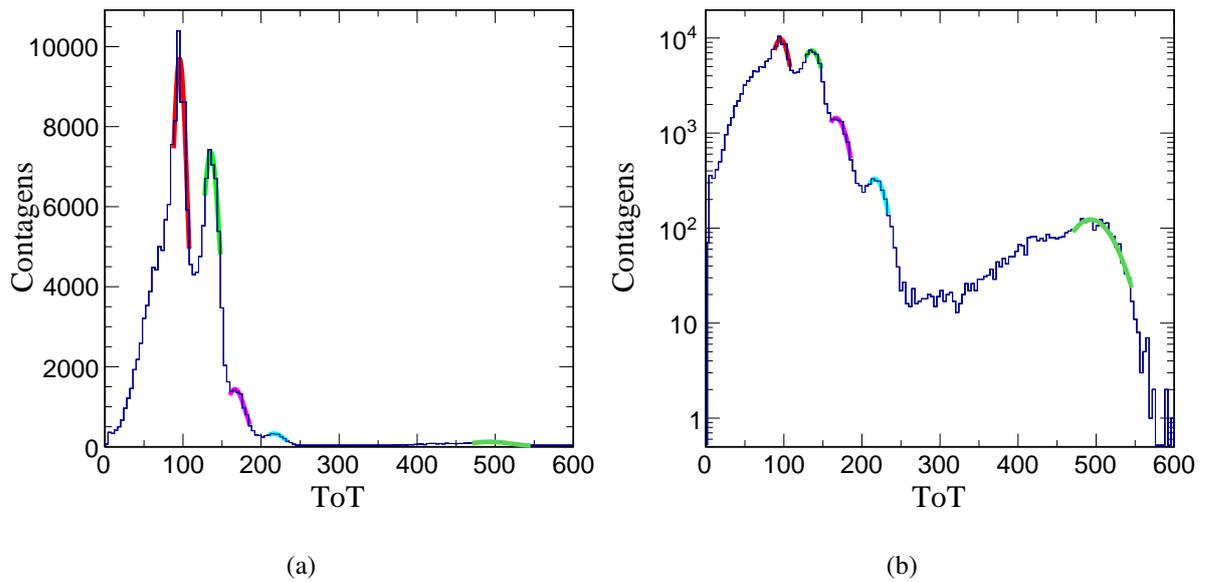


Figura 34: Ajustes com Gaussianas para os picos da fonte de amerício-241. (a) Escala linear. (b) Escala logarítmica.

Duas equações foram utilizadas para o ajuste dos dados, uma linear e outra não linear, sendo o ajuste linear dado por:

$$ToT(E) = aE + b, \quad (4.1)$$

e o ajuste não linear, conforme as referências [46, 47], dado por:

$$ToT(E) = aE + b + \frac{c}{E - t}. \quad (4.2)$$

Para o ajuste linear foi obtido um  $\chi^2 = 98,3$  e para o ajuste não linear foi obtido um  $\chi^2 = 7,3$ . Os parâmetros obtidos são exibidos na tabela ??.

Parâmetros	a (keV <sup>-1</sup> )	b (adimensional)	c (keV)	t (keV)
<b>Aj. linear</b>	8,55 ± 0,03	-22,3 ± 0,7	-	-
<b>Aj. não linear</b>	7,2 ± 0,2	(9,4 ± 2,9) × 10	-(2,803 ± 1,476) × 10 <sup>3</sup>	-13 ± 7

A figura 35 exibe os pontos e as curvas de calibração obtidas com os valores médios de ToT e seus respectivos desvios padrão. Como pode ser observado, o ajuste não linear claramente se ajusta melhor aos dados e estabelece uma relação mais compatível com a presença de um limiar de leitura nas medidas.

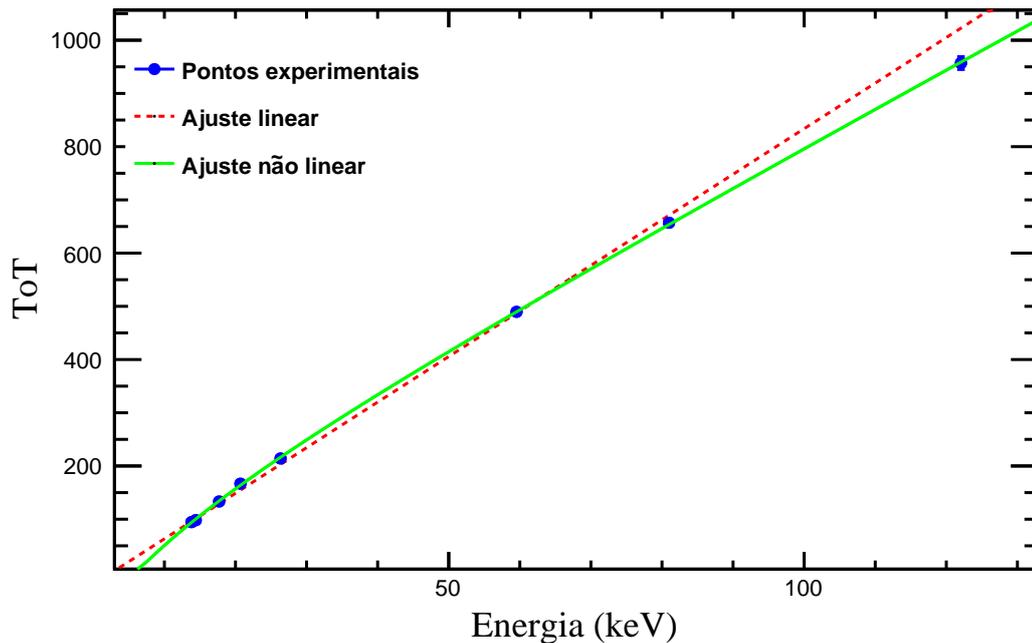


Figura 35: Ajustes considerados para a calibração do detector. Em verde o ajuste não linear e em vermelho o ajuste linear.

Decidiu-se pela utilização do ajuste dado pela equação 4.2. Para a conversão dos valores dados em ToT para keV, a função foi invertida utilizando o Mathematica:

$$E(ToT) = \frac{at + ToT - b + \sqrt{(-b + at + ToT)^2 + 4a(-c + bt - tToT)}}{2a}. \quad (4.3)$$

A partir deste resultado, foi possível estimar um valor para o limiar de leitura em keV com  $E(ToT = 0) \approx 6,2$  keV. Este valor foi utilizado na otimização da simulação durante a etapa do estudo de compatibilidade com os dados realizados com a fonte de cézio-137.

#### 4.2.2 Resolução de energia

Ao longo da etapa de calibração foi observado que as larguras dos picos de energia dependem da energia. Para introduzir este efeito na simulação, substituiu-se o valor constante de  $\sigma_e$  na equação 3.9, por uma curva  $(\Delta E)$  ajustada aos dados experimentais onde  $\Delta E$  é dado pelo valor de  $\sigma$  determinado pelo ajuste gaussiano aos picos de energia das fontes de calibração.

Foram consideradas 3 funções: uma primeira tentativa empírica e duas sigmóides conhecidas. A primeira função considerada foi:

$$\Delta E(E_{pixel}) = c \left[ 1 - c2 \left( \frac{a1E_{pixel} + 1,5}{\exp[a2E_{pixel} + 0,15]} \right) \right], \quad (4.4)$$

onde os valores 1,5 e 0,15 foram fixados de forma a reduzir o número de parâmetros livres e simplificar o ajuste tendo em vista o número de pontos experimentais disponíveis. Estes valores foram obtidos por um estudo do comportamento da função em comparação aos dados.

De modo a buscar uma função com menos parâmetros, onde todos fossem estimados pelos dados e representassem bem o comportamento observado, foram consideradas duas outras funções. Uma função sigmoide, chamada função de Hill, acrescida de uma constante e dada por:

$$\Delta E(E_{pixel}) = c + \frac{aE_{pixel}^n}{S^n + E_{pixel}^n}, \quad (4.5)$$

onde o parâmetro  $a$  está relacionado à amplitude máxima,  $S$  ao ponto de inflexão da curva e  $n$  à inclinação da curva.

Outra dada por uma função logística, também acrescida de uma constante, com:

$$\Delta E(E_{pixel}) = c + \frac{L}{1 + \exp[-k(E_{pixel} - E_0)]}, \quad (4.6)$$

onde, analogamente à equação anterior, tem-se um parâmetro relacionado ao valor máximo ( $L$ ), outro para a inclinação da curva ( $k$ ) e também ao ponto de inflexão da curva ( $E_0$ ).

Enquanto a equação 4.4 quantifica um balanço entre um comportamento linear e exponencial, as demais funções possuem mais fácil interpretação de seus parâmetros, com um parâmetro para o valor médio mínimo da resolução de energia, um para o ponto de inflexão e outro para um limiar superior.

Além dos valores de energia relativos aos picos utilizados para a calibração, supondo  $\Delta E/E$  aproximadamente constante, argumento empregado com base em um trabalho realizado com um TimePix instrumentado com um sensor CdTe [54], usamos o valor médio de  $\Delta E/E = 0,088 \pm 0,002$  dos nossos dados experimentais, mostrado com uma linha vermelha na figura 36, para determinar os valores de  $\Delta E$  nas energias  $E = 200$  keV e  $E = 400$  keV.

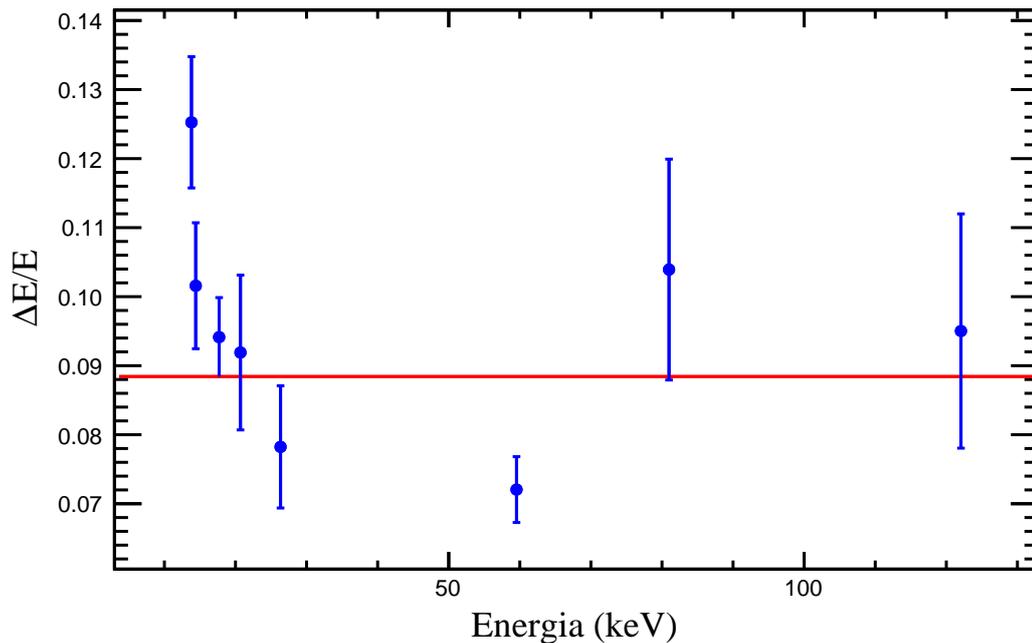


Figura 36: Gráfico de  $\Delta E/E$  em função da energia obtido com as fontes de calibração.

Com isso, foi possível realizar um ajuste que pudesse ser estendido para regiões de depósitos de energia superiores aos acessíveis com as fontes do laboratório. Cada uma das funções foi ajustada aos dados após a adição dos pontos (figura 37), sendo aquela com o melhor ajuste utilizada para otimização da simulação. Os parâmetros obtidos para primeira função (equação 4.4) são exibidos na tabela 3, para a função de Hill na tabela 4 e para a função logística na tabela 5.

Tabela 3: Parâmetros obtidos com o ajuste da equação 4.4.

Parâmetros	c (keV)	c2 (keV <sup>-1</sup> )	a1 (adimensional)	a2 (keV <sup>-1</sup> )
Valores	37,2 ± 0,7	0,733 ± 0,003	0,0150 ± 0,0007	0,0087 ± 0,0002

Tabela 4: Parâmetros obtidos com o ajuste da equação 4.5.

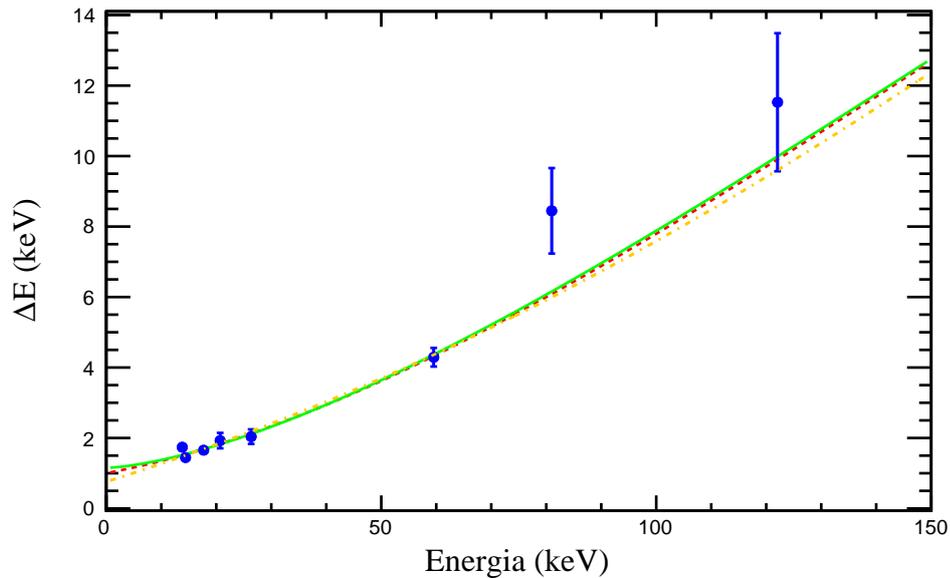
Parâmetros	a (keV)	S (keV)	n (adimensional)	c (keV)
Valores	79,01 ± 13	478 ± 91	1,51 ± 0,09	1,1 ± 0,1

Tabela 5: Parâmetros obtidos com o ajuste da equação 4.6.

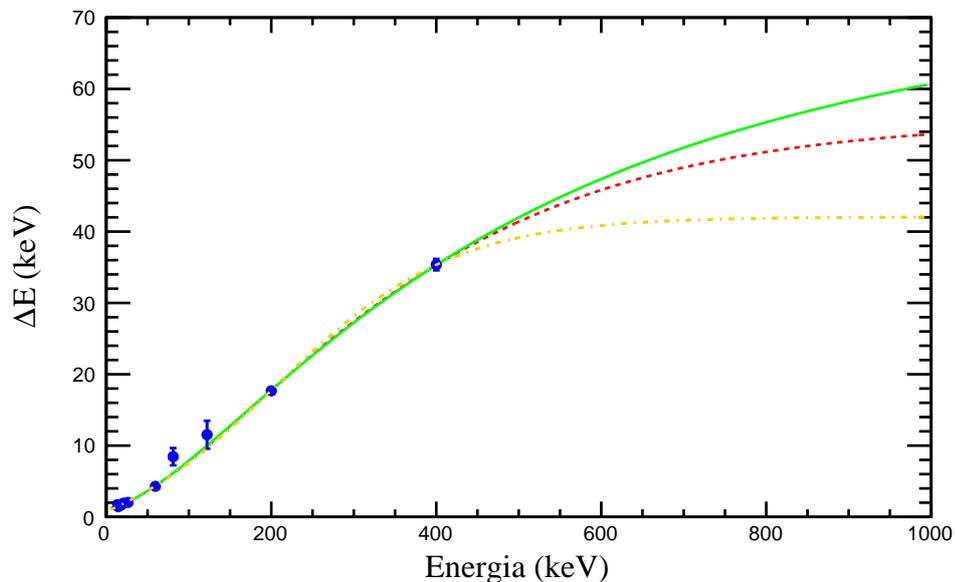
Parâmetros	L (keV)	E <sub>0</sub> (keV)	k (keV <sup>-1</sup> )	c (keV)
Valores	45,3 ± 0,7	200 ± 6	0,0099 ± 0,0002	-4,6 ± 0,4

Como pode ser visto na figura 37, tanto a função dada pela equação 4.4 (em vermelho) como a função de Hill (em verde), dado pela equação 4.5, se ajustaram bem aos dados. Porém,

além do bom ajuste aos pontos, foi verificado o valor previsto para a largura do pico do césio-137, em 662 keV. Neste quesito, o ajuste da equação 4.5 obteve um valor de 45,25 keV (valor relativo de 7%), mais próximo ao presente na literatura [54] e escolhida para implementação computacional. Uma vez que foi considerada uma parametrização simplificada para a eletrônica, esta etapa possibilitou incluir de forma indireta os efeitos que podem estar contribuindo para a resolução efetiva em energia.



(a)



(b)

Figura 37: Funções ajustadas aos dados. Em vermelho a função dada pela equação 4.4, em laranja a função logística (equação 4.5) e em verde a função de Hill (equação 4.6). (a) Para energias de 0 a 150 keV. (b) Para energias de 0 a 1000 keV.

### 4.2.3 Medidas com césio-137

Após a calibração do detector, foram realizadas tomadas de dados com a fonte de césio-137, utilizando as mesmas configurações do detector e o mesmo posicionamento do arranjo experimental. Foi utilizada a opção de repetições automáticas e o acompanhamento remoto das medidas. Foram realizadas 6 tomadas de dados para a incidência transversal e 9 para longitudinal. Cada aquisição foi realizada com  $3 \times 10^5$  *frames* de 10 ms cada, um total de 5 h para cada tomada de dados e 36,6 GB para cada arquivo gerado.

#### Estabilidade das medidas

O estudo de estabilidade das medidas foi realizado através da inspeção visual das distribuições obtidas para cada tomada das respectivas incidências. Além da distribuição de valores de ToT para SP e MP, foi utilizada a distribuição do número de *clusters* por *frame* (CF), a distribuição de tamanho de *cluster* (TC) e relação entre tamanho de *cluster* e energia (RCE). A distribuição de TC informa as proporções dos tamanhos de *cluster* considerando todos os eventos, já a RCE os valores médios de tamanho de *cluster* para cada energia depositada em um dado *cluster*. Essas comparações permitem avaliar outros aspectos do sistema de detecção, aumentando as informações disponíveis para a análise dos resultados.

#### *Incidência transversal*

A figura 38 exibe a distribuição CF de cada aquisição, apresentando em média 22 *clusters* por *frame*. Apenas a tomada 3 apresentou um desvio com relação as demais, com uma pequena diminuição no número de CF, indicando uma boa estabilidade para as medidas. A figura 39 também indica um ligeiro desvio da aquisição 3 na distribuição de TC.

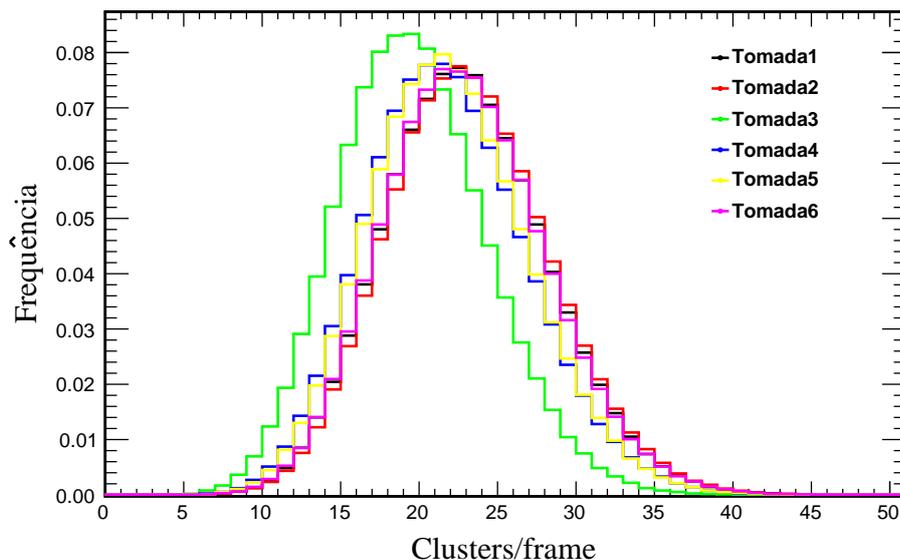
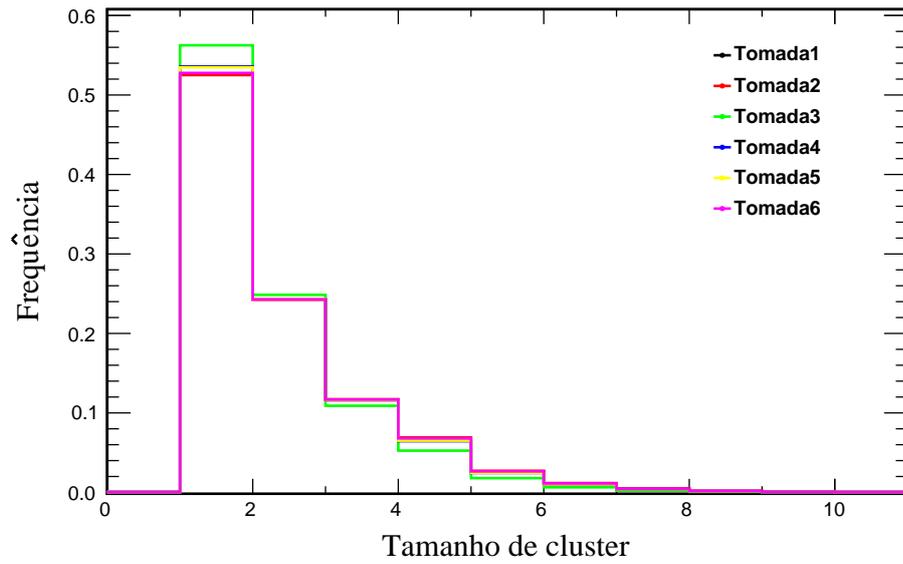
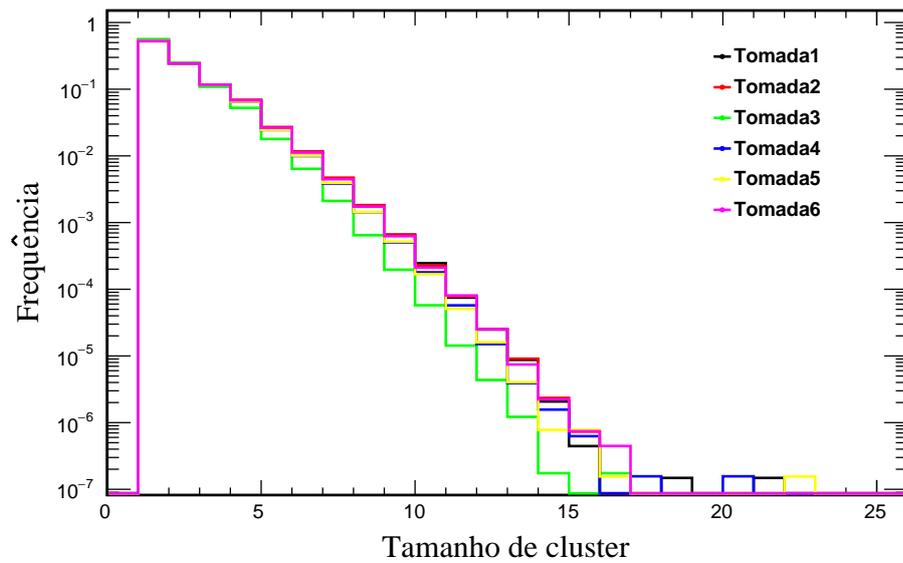


Figura 38: Distribuição de CF para cada aquisição de dados com incidência transversal.



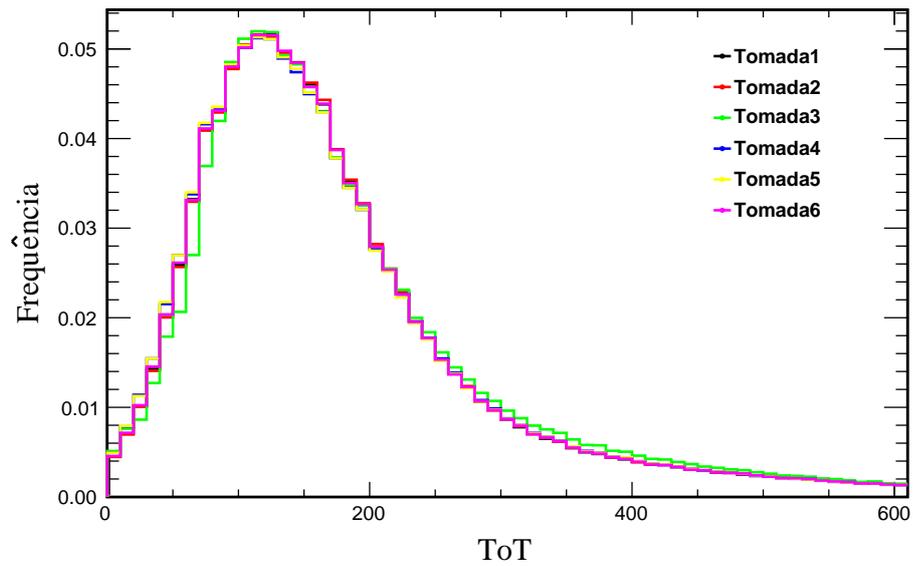
(a)



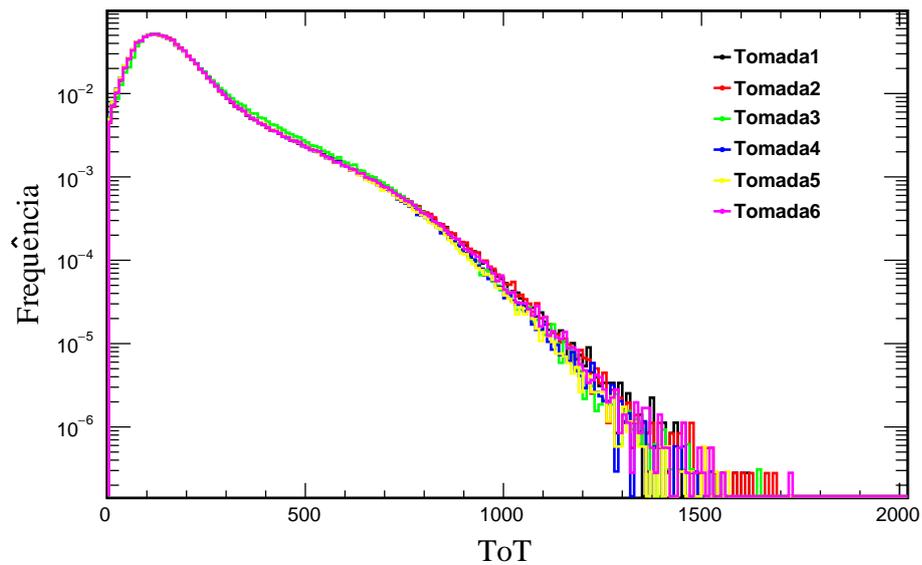
(b)

Figura 39: Distribuição de TC para cada tomada com incidência transversal. (a) Escala linear. (b) Escala logarítmica.

Como pode ser visto nas figuras 40 (a) e (b), foram obtidas apenas pequenas diferenças entre as distribuições SP de ToT, ainda com a tomada 3 se destacando das demais.



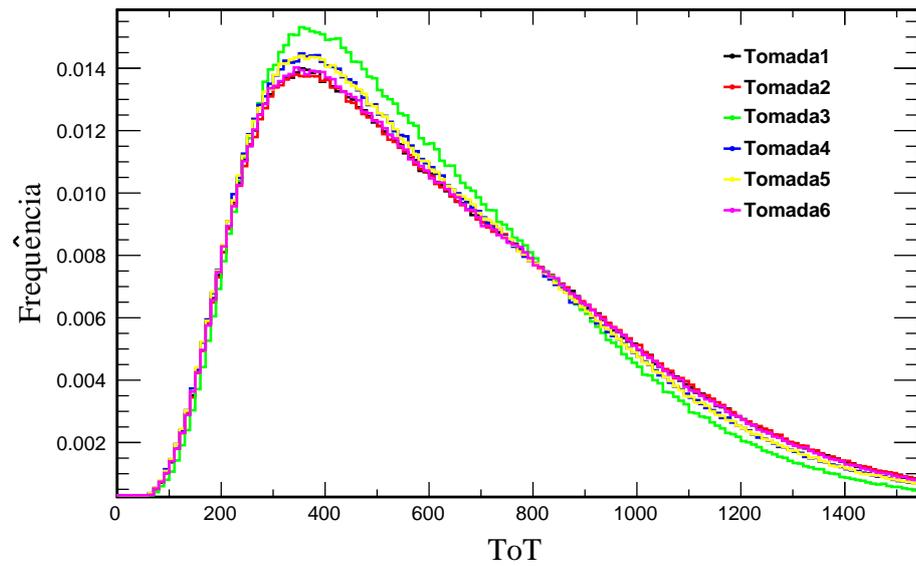
(a)



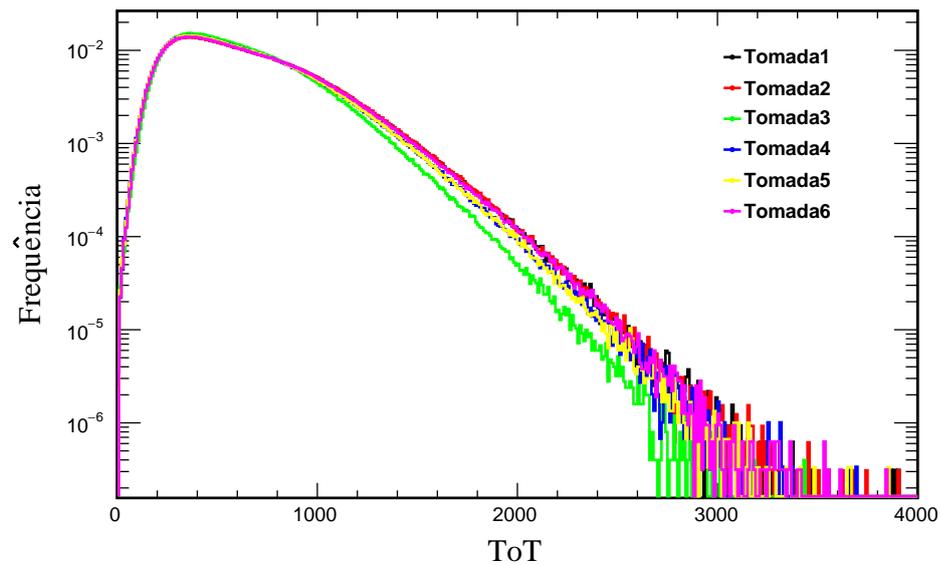
(b)

Figura 40: Distribuições de ToT, normalizadas pelas integrais, de *clusters* com 1 pixel para cada tomada com incidência transversal. (a) Escala linear. (b) Escala logarítmica.

Uma alteração maior pode ser vista no espectro MP, exibido nas figuras 41 (a) e (b), onde se observa um desvio na proporção dos depósitos no pico e na cauda do espectro da tomada 3 quando comparado as demais tomadas.



(a)



(b)

Figura 41: Distribuições de ToT, normalizadas pelas integrais, de *clusters* com mais de 1 pixel para cada tomada com incidência transversal. (a) Escala linear. (b) Escala logarítmica.

A figura 42 mostra a relação entre tamanho médio de *cluster* e os respectivos valores de ToT. Destaca-se a diferença entre a aquisição 3 e as demais para maiores valores de tamanho de *cluster* bem como a presença de flutuações para maiores valores de energias devido ao fato do número de eventos nessa faixa de energia ser bem menor do que no início do espectro.

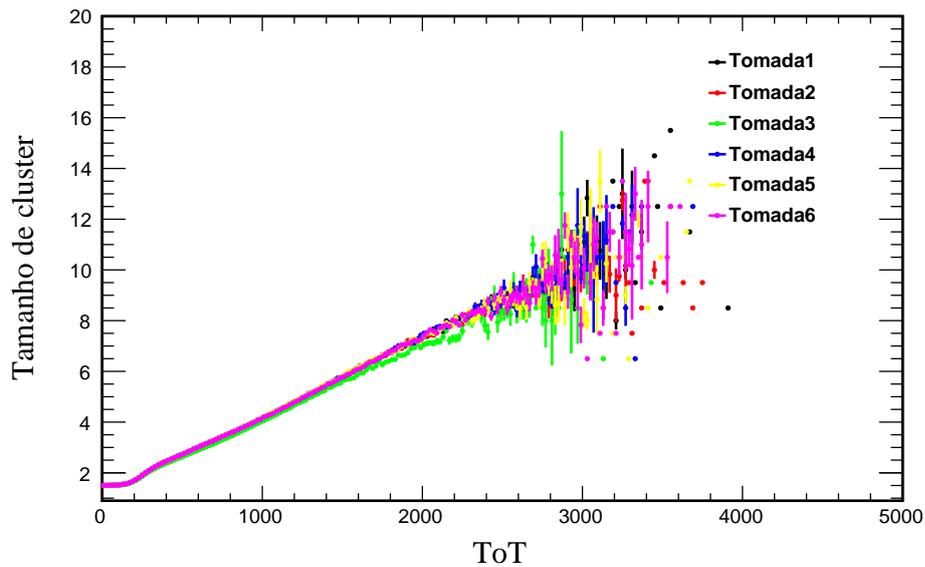


Figura 42: Gráfico da RCE para cada tomada de incidência transversal.

### *Incidência longitudinal*

Como visto na figura 43, as tomadas com incidência longitudinal apresentaram maiores desvios, podendo ser observado dois grupos, tomadas 1 e 2 e demais tomadas, apresentando em média 18 e 9 *clusters* por frame, respectivamente. Apesar de todas as medidas terem sido monitoradas remotamente, a maior sensibilidade a desvios no alinhamento para a incidência longitudinal pode ter afetado de forma mais significativa os resultados, por exemplo, devido a cabos inicialmente tensionados deslocarem mecanicamente o sistema ao passarem à uma configuração mais estável.

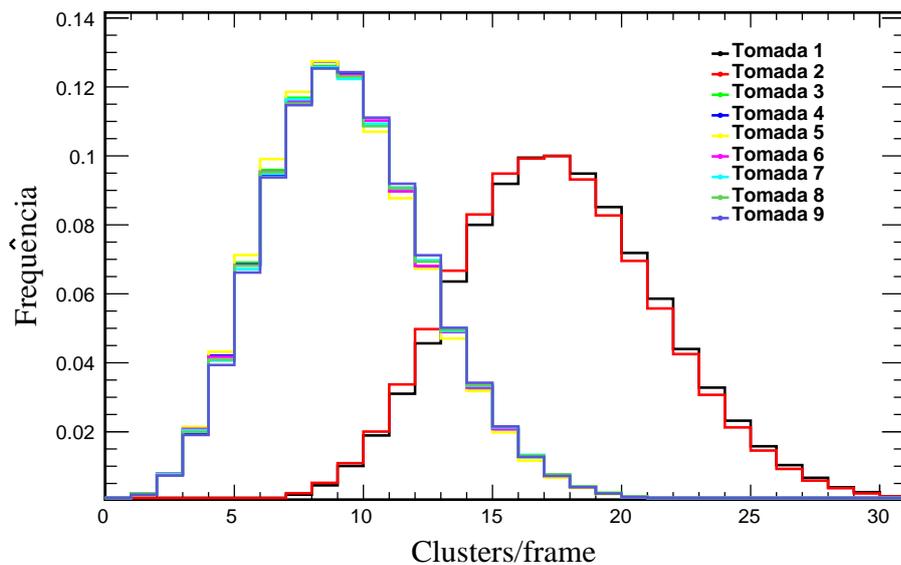
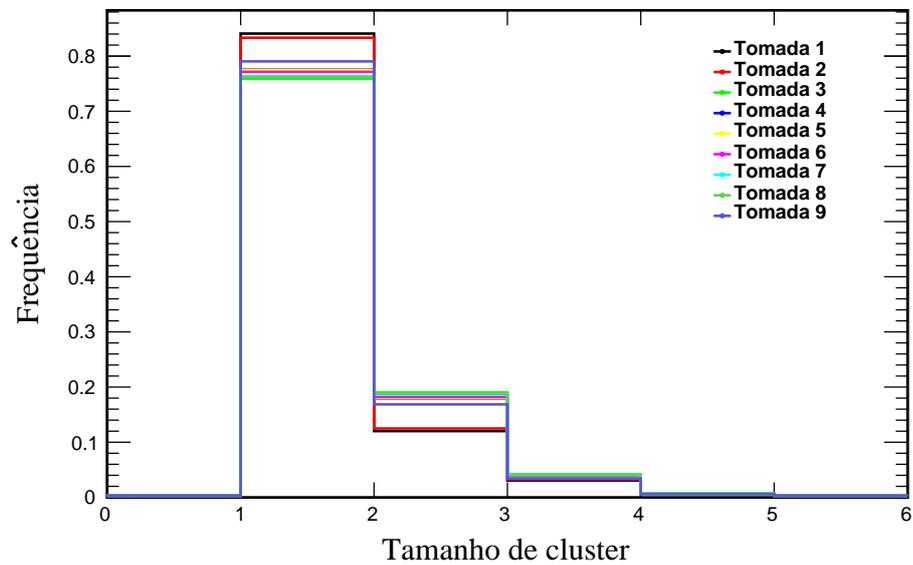
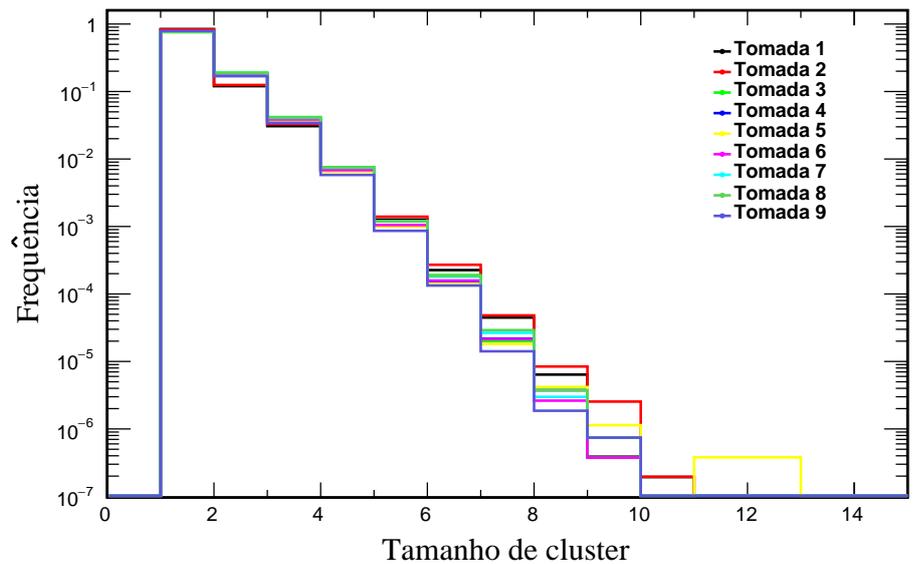


Figura 43: Distribuição de CF para cada aquisição de dados com incidência longitudinal.

As figuras 44 (a) e (b) confirmam as diferenças das tomadas 1 e 2 com relação as demais.



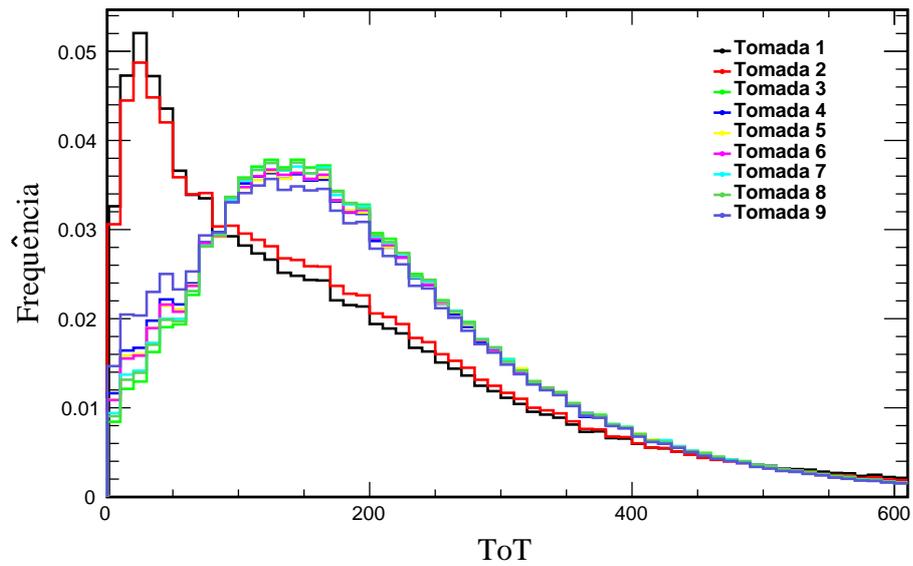
(a)



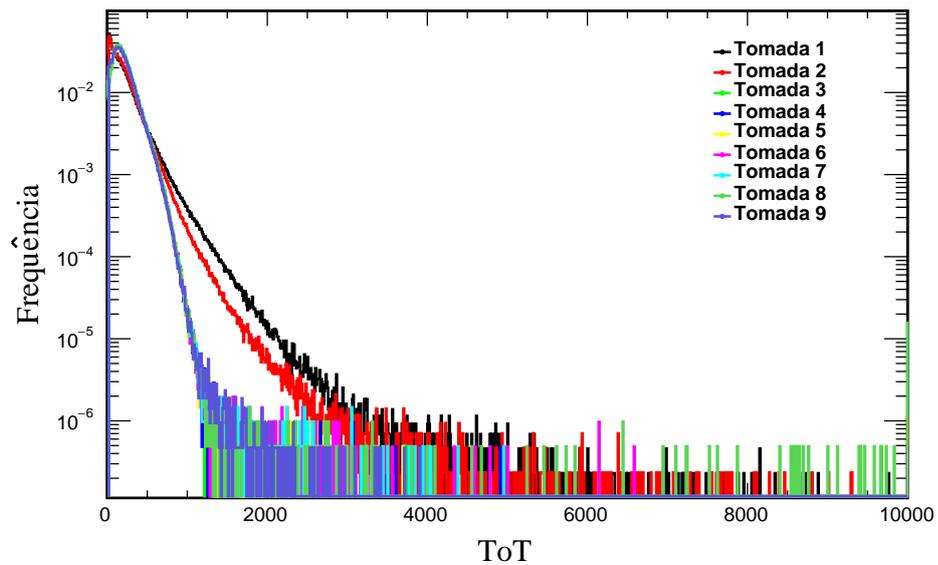
(b)

Figura 44: Distribuição de TC para cada tomada com incidência longitudinal. (a) Escala linear. (b) Escala logarítmica.

As distribuições SP de ToT (figuras 45 (a) e (b)) também apresentam as diferenças entre cada grupo de medidas tanto em mais baixos valores de ToT, nos picos, como nas caudas, além da presença de contagens aparentemente espúrias visíveis ao longo das caudas de cada espectro.



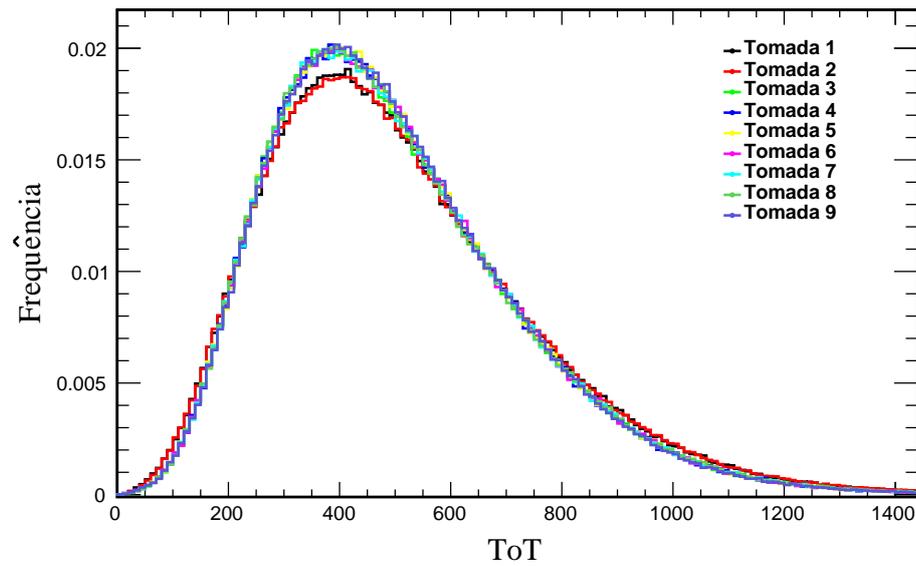
(a)



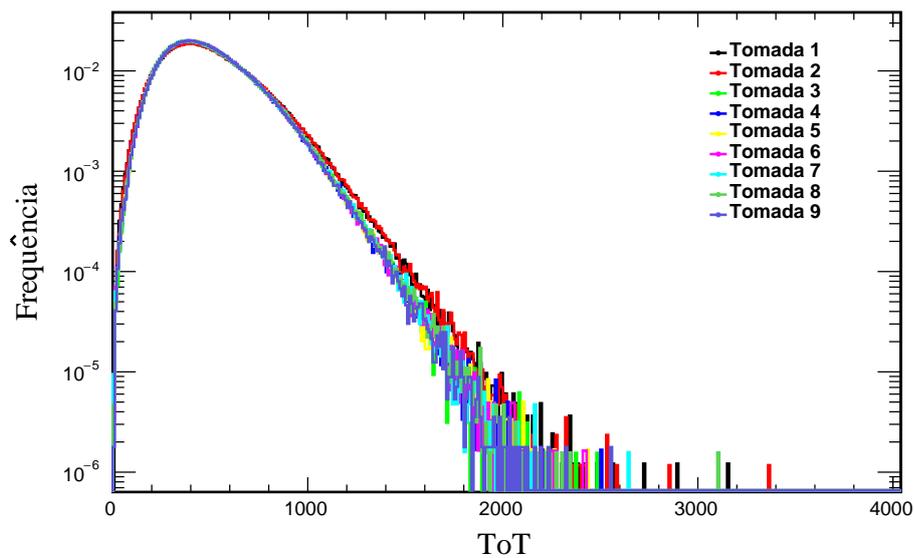
(b)

Figura 45: Distribuições de ToT, normalizadas pelas integrais, de *clusters* com 1 pixel para cada tomada com incidência longitudinal. (a) Escala linear. (b) Escala logarítmica.

Nas distribuições MP de ToT (figuras 46 (a) e (b)) foram observadas diferenças menos significativas entre as diferentes tomadas de dados com relação ao apresentado entre as distribuições SP de ToT.



(a)



(b)

Figura 46: Distribuições de ToT, normalizadas pelas integrais, de clusters com mais de 1 pixel para cada tomada com incidência longitudinal. (a) Escala linear. (b) Escala logarítmica.

A figura 47 possibilita verificar como a diferença entre as medidas afeta a relação entre tamanho de *cluster* e energia depositada. As duas primeiras medidas exibem claramente um comportamento que se desvia do esperado, uma vez que o valor médio do tamanho do *cluster* se reduz conforme são consideradas energias mais altas. As medidas seguintes apresentaram mais estabilidade, também com grandes flutuações para energias mais altas, como esperado.

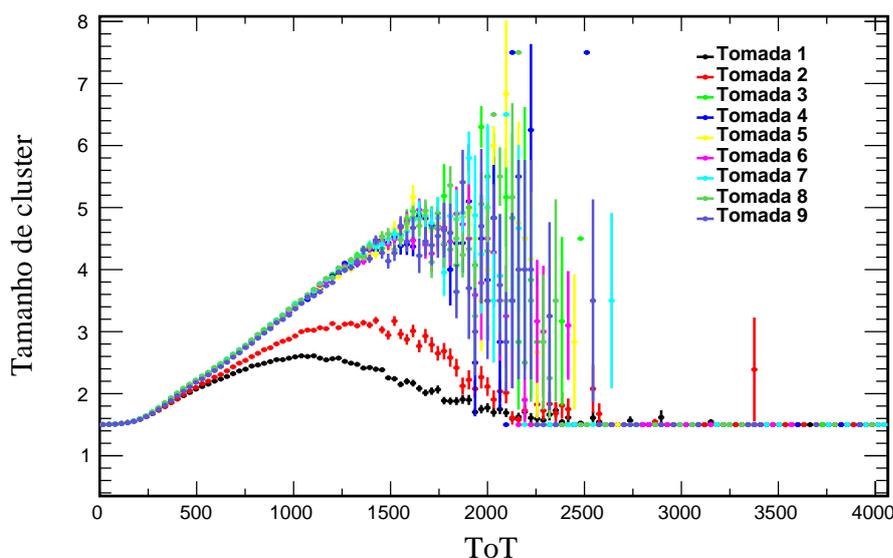


Figura 47: Gráfico da RCE para cada tomada de incidência longitudinal.

#### *Análise e escolha da incidência*

Tanto para a incidência longitudinal como para transversal, foi observada uma divisão dos dados em 2 conjuntos. É difícil saber exatamente a causa, mas é provável que tenha havido um deslocamento do sistema. Outra possibilidade seria devido a variações na alimentação seja do sensor ou da eletrônica.

Especificamente para a incidência longitudinal, o alinhamento é uma provável fonte adicional das diferenças. Considerando possíveis variações sistemáticas nas orientações do plano do sensor com relação às direções que são emitidos e na posição da interação, desvios com relação ao alinhamento padrão podem acentuar variações substanciais nas medidas de energia podendo resultar em uma deformação do espectro incidente reconstruído. Esse efeito seria mais pronunciado possivelmente na região de mais altas energias do espectro incidente.

Além disso, a presença de contagens aparentemente espúrias nas caudas da distribuição SP (figura 45), no caso da incidência longitudinal, pode ser devido a superposição entre os *clusters* produzidos por diferentes fótons em um mesmo *frame* de aquisição (*pile-up*). Tal fato pode ser acentuado na incidência longitudinal pela maior distância a ser percorrida, afetando os *clusters* medidos. Isso pode impor uma limitação experimental na utilização de intervalos de tempo para cada *frame* estatisticamente adequados às análises de dados.

Considerando estes aspectos, a incidência transversal se mostrou mais reprodutível experimentalmente e mais adequada para o estudo de compatibilidade com o modelo computacional, uma vez que é possível ter uma maior segurança de que as possíveis diferenças entre os resultados da simulação e medidas são relativos a parametrização utilizada e não a erros no processo de medida ou processamento dos dados.

#### 4.2.4 Comparação entre dados e simulação

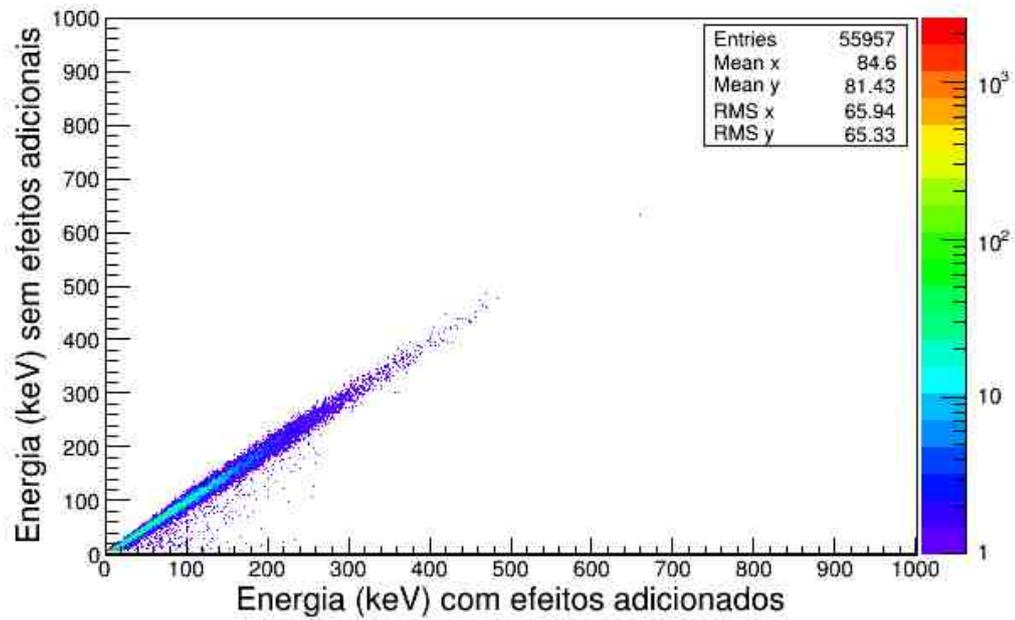
O estudo de estabilidade possibilitou associar com mais segurança que possíveis diferenças entre os resultados das medidas experimentais e simulação pudessem estar relacionadas à parametrização utilizada para inclusão dos efeitos da eletrônica. Adicionalmente, para eliminar possíveis erros na implementação computacional, foi utilizado um histograma bidimensional dos depósitos reconstruídos após a simulação da resposta da aquisição como função dos valores de depósito de energia atribuídos pelo algoritmo de Monte Carlo, ao simular as interações físicas ao longo da propagação das trajetórias das partículas no material do sensor.

Em seguida, foram realizadas as comparações para avaliar a parametrização implementada e os respectivos parâmetros. Para o caso de detectores de pixel, a difusão dos portadores de carga não afeta somente a resolução espacial, uma vez que a dispersão das cargas entre os pixels implica na adição dos efeitos das respectivas eletrônica de leitura, como ruído e limiares de leitura. Devido a isto, foram considerados tanto os espectros de energia como as demais distribuições utilizadas no estudo de estabilidade da medidas.

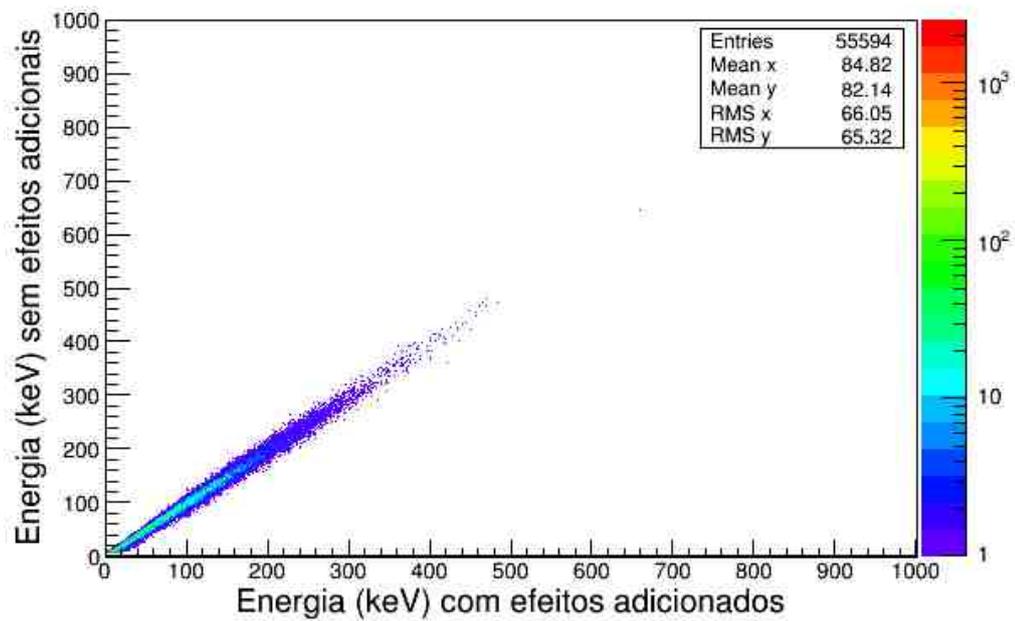
#### Verificações da simulação

Para esta tarefa foram realizadas simulações de emissões dos picos de césio-137 tomando 1,5 mm para a espessura do invólucro de aço inoxidável da fonte e tendo sido armazenados 50 mil eventos satisfazendo um requerimento de limiar de detecção de 8 keV. As figuras 48 (a) e 48 (b) exibem os resultados encontrados. Como pode ser visto na figura 48 (a), inicialmente foram obtidos pontos dispersos com relação a distribuição esperada em torno de uma reta com inclinação 1, onde as diferenças de energia observadas seriam devido a implementação dos efeitos de aquisição.

Foi identificado que os pontos mais distantes dos valores distribuídos em torno da reta eram relativos a pixels nas bordas do detector. Foi visto que uma parcela da difusão dos portadores de cargas em depósitos nos pixels situados nas extremidades do sensor acarretava em deslocamentos para posições fora das dimensões máximas do detector. Estes eventos apresentavam depósitos de energia muito menores do que àqueles atribuídos unicamente aos efeitos implementados, como exibido na figura 48 (a). A correção deste efeito foi feita desconsiderando eventos apresentando pelo menos um depósito com difusão para fora dos limites do detector, sendo obtido o resultado visto na figura 48 (b). Este resultado contribuiu para se ter mais segurança na implementação da eletrônica e garantir que o sistema se comporta conforme o esperado no que se refere a esse aspecto.



(a)

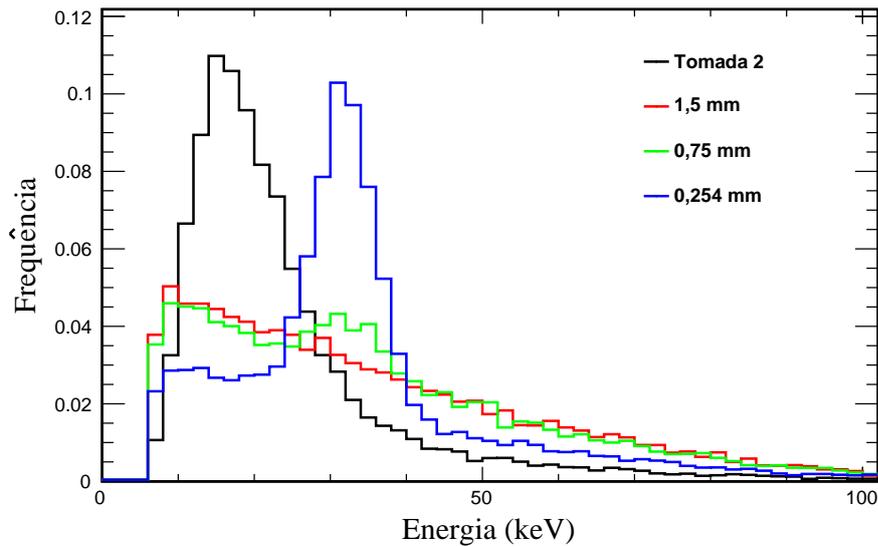


(b)

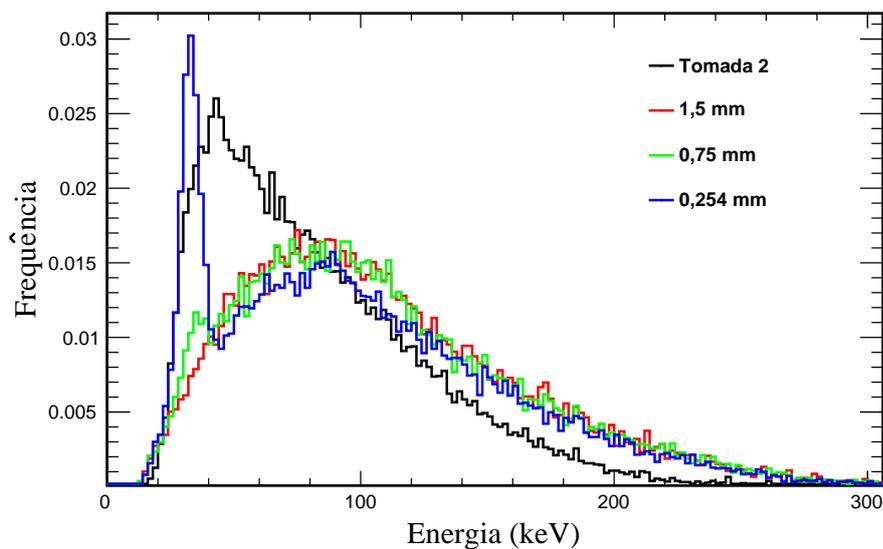
Figura 48: Gráfico de verificação da implementação dos efeitos da eletrônica para incidência transversal. (a) Antes do ajuste da difusão nas bordas. (b) Após o ajuste da difusão nas bordas.

### Comparação de espectros de energia e otimização dos parâmetros de eletrônica

O estudo de compatibilidade foi realizado para simulações com 3 diferentes espessuras de aço inoxidável: 1,5mm, 0,75 mm e 0,254 mm. A figura 49 exibe a comparação entre os espectros de energia (SP e MP) para uma das medidas estáveis com incidência transversal (tomada 2) e resultados da simulação, considerado um limiar de 6,2 keV, conforme obtido pela curva de calibração, e a implementação da resolução efetiva por pixel dada pela equação 4.5.



(a)



(b)

Figura 49: Comparação entre espectro de energia medido e simulado utilizando um limiar de 6,2 keV e a implementação da resolução efetiva por pixel com a equação 4.5. (a) Espectro SP. (b) Espectro MP.

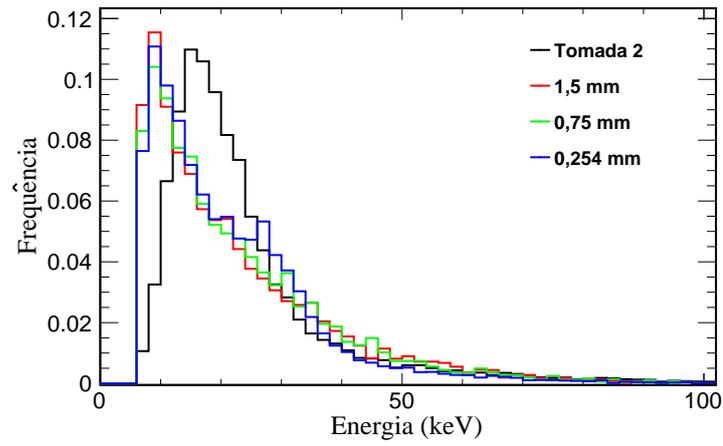
Tanto o espectro SP (figura 49 (a)) como o MP (figura 49 (b)) apresentaram claramente diferenças entre os dados experimentais e a simulação para todas as espessuras. Como pode ser visto no espectro SP, o resultado da medida experimental apresenta um pico em torno de 20 keV, enquanto que para a espessura de 0,254 mm como de 0,75 mm do aço inoxidável, os espectros SP apresentaram um pico em cerca de 30 keV, valor aproximado às linhas de emissão do cézio-137. O espectro MP obtido pela medida experimental apresenta um pico em torno de 50 keV, enquanto que o pico para as duas menores espessuras aparece de forma destacada para valores próximos ao observado no espectro SP. Para ambos os casos, a espessura de 1,5 mm não apresentou nenhum destes picos.

Cada parâmetro foi estudado visando entender sua contribuição individual e simultânea aos demais nos resultados obtidos. Para isto, o valor utilizado para o limiar de leitura foi aumentado a partir do indicado pela calibração, a implementação do ruído foi feita tanto antes como após o limiar, e foi aplicado um fator multiplicativo  $f$  para variar o comprimento de difusão  $\sigma$  em depósitos  $\leq 50$  keV.

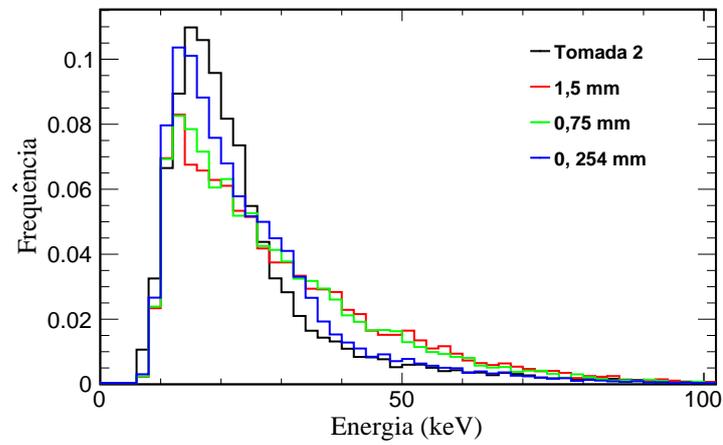
O teste com o ruído antes e após a aplicação do limiar de leitura teve como objetivo avaliar o efeito das flutuações na inclusão/exclusão de depósitos na energia total. Com um ruído antes, a flutuação é atribuída apenas acima do limiar, ou seja, é feito um corte a partir de um valor de energia abaixo do qual os efeitos não são incluídos. Uma vez que a implementação foi ajustada para reproduzir os efeitos da resolução efetiva, a intensão seria aplicar o efeito para todos os valores, e não excluir um depósito da energia total.

O fator multiplicativo para o comprimento de difusão teve como objetivo estudar como o resultado seria afetado pela possibilidade de os portadores de carga sensibilizarem um número maior de pixels, principalmente em associação aos efeitos do limiar de leitura e da resolução efetiva. A restrição desta alteração apenas para valores específicos de energia visou estudar para quais este efeito poderia ser relevante. O valor de 50 keV se mostrou adequado uma vez que a maior parte da diferença entre os espectros foi observada para energias menores do que este limite.

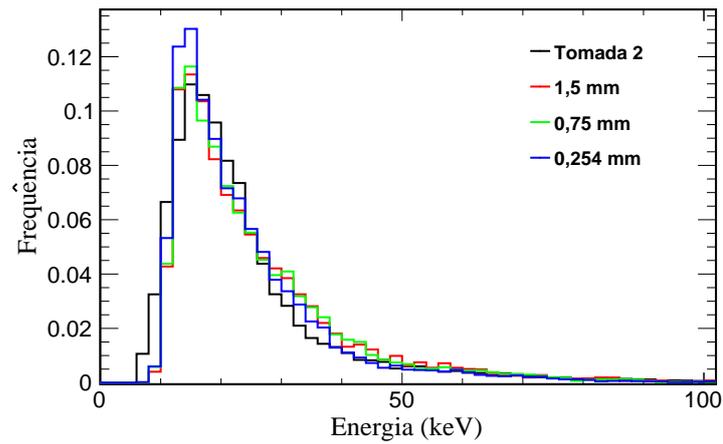
Os resultados para 3 combinações das alterações nestes parâmetros são exibidos nas figuras de 50 a 54 de modo a apresentar as respectivas relevâncias, efeitos e possibilitar um avanço no entendimento do sistema.



(a)

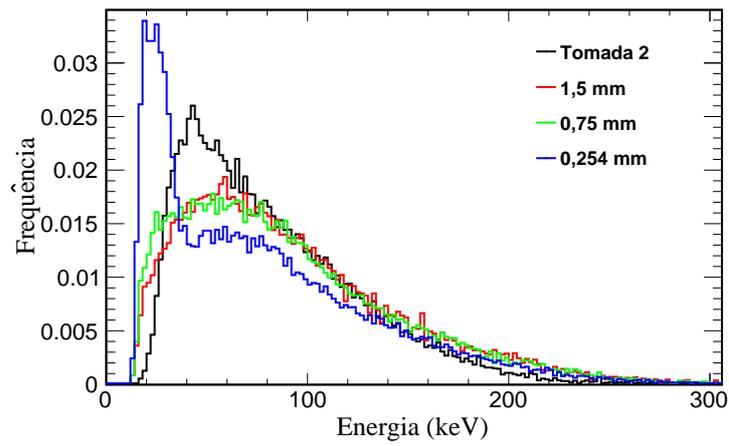


(b)

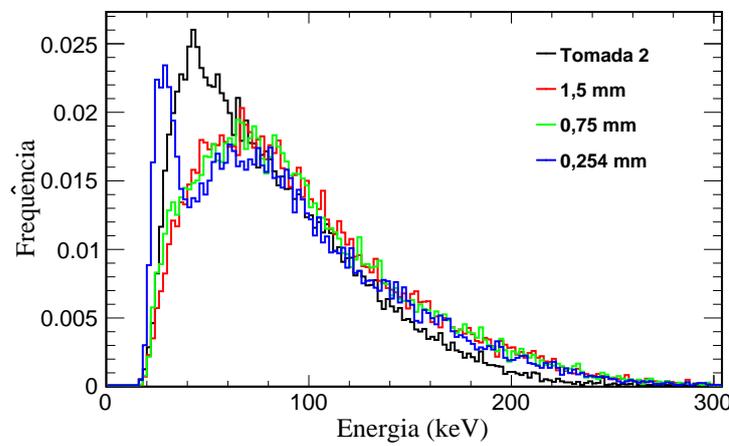


(c)

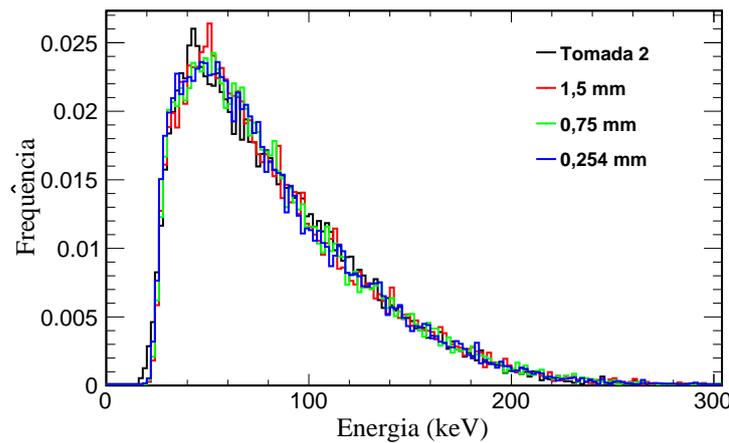
Figura 50: Espectros SP normalizados pela integral. **(a)** limiar: 6 keV; f: 5; Ruído: antes do limiar. **(b)** limiar: 10 keV; f: 4; Ruído: após limiar. **(c)** limiar: 12 keV; f: 7,5; Ruído: após limiar.



(a)

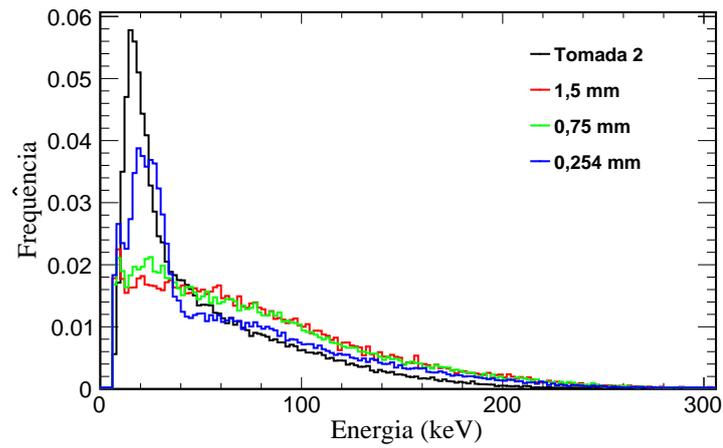


(b)

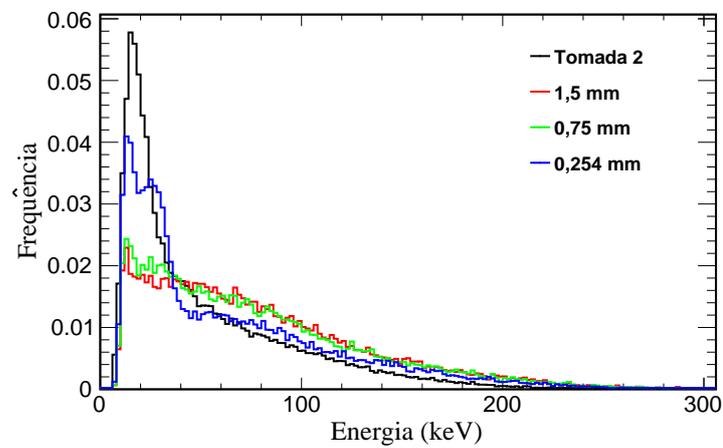


(c)

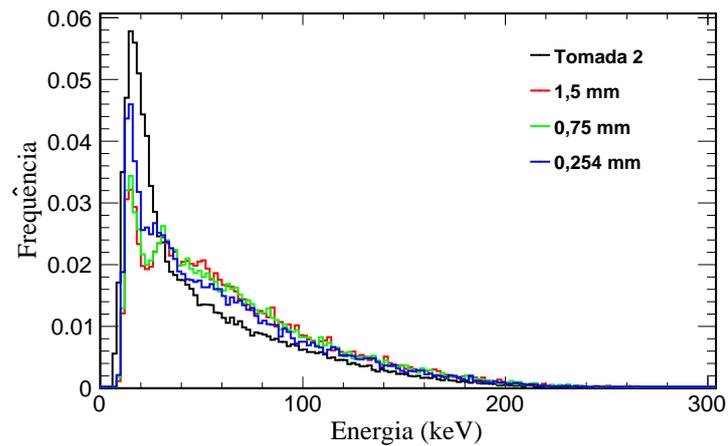
Figura 51: Espectros MP normalizados pela integral. **(a)** limiar: 6 keV; f: 5; Ruído: antes do limiar. **(b)** limiar: 10 keV; f: 4; Ruído: após limiar. **(c)** limiar: 12 keV; f: 7,5; Ruído: após limiar.



(a)



(b)



(c)

Figura 52: Espectros SP + MP normalizados pela integral. **(a)** limiar: 6 keV; f: 5; Ruído: antes do limiar. **(b)** limiar: 10 keV; f: 4; Ruído: após limiar. **(c)** limiar: 12 keV; f: 7,5; Ruído: após limiar.

As figuras 50 a 54 mostram como cada parâmetro influencia os espectros de formas distintas, com a compatibilidade entre os espectros experimental e simulados sendo o resultado de um balanço entre estes parâmetros. Considerada uma parametrização simplificada, foi visto que alterações no comprimento de difusão afetavam a forma e posição dos picos na região de mais baixa energia, além de alterar a proporção entre os eventos SP e MP, possibilitando aproximar os espectros simulados aos resultados experimentais quando associado a ajustes do limiar e ruído também.

O gráfico (a) dos espectros nas figuras 50 a 52, que possuem inclusão do ruído antes do requerimento de limiar de detecção, exibem uma subida com inclinação brusca e não compatível com o observado nas medidas experimentais. A implementação do ruído após o requerimento do limiar, gráficos (b) e (c), permite uma compatibilidade melhor entre os espectros.

As amplitudes do espectro na região mais baixa de energia dos espectros SP (figura 50) e MP (figura 51) foram ajustados através de um balanço entre o limiar de leitura e o comprimento de difusão. Quanto maior o comprimento de difusão, maior o número de pixels sensibilizados, bem como menores os valores dos depósitos. Nesses casos, aumentar os valores para o limiar resultam na supressão de pixels com depósitos abaixo deste valor, afetando o tamanho do *cluster*, a energia total depositada, a distribuição das energias para diferentes tamanhos de *cluster* e, em último caso, a proporção de eventos SP e MP. O efeito na proporção de eventos SP e MP pode ser visto ao considerar o espectro SP + MP, figura 52, onde a normalização com diferentes proporções com relação aos dados acaba por distorcer os resultados.

O parâmetros de maior impacto no ajuste da compatibilidade entre a forma dos espectros foi a variação do comprimento de difusão. Foi visto que aumentar o comprimento de difusão deslocava os picos para valores mais baixos de energia e reduzia sua altura relativa à cauda. Tal fato se dá devido a redução nos valores de energia depositadas pelo corte devido ao limiar que, quando fixado, leva em um estreitamento da curva. Uma vez que a menor energia do espectro MP deve ser de dois pixels com o valor do limiar, o ajuste nas amplitudes do espectro na região de mais baixa energia do espectro é significativamente afetado pela transição entre eventos com *cluster* com 1 e 2 pixels.

### **Comparação das distribuições de tamanho de *cluster***

Os efeitos da implementação da eletrônica também podem ser vistos nas figuras 53 e 54, com as distribuições de TC e RCE. O balanço entre a difusão, limiar e ruído da energia está implicitamente incluído nestes gráficos, sendo possível observar que a adequação dos espectros SP e MP não é necessariamente acompanhada por uma maior compatibilidade das outras grandezas. Como pode ser visto, de acordo com o TC e RCE, a melhor implementação seria a observada na figura 53 (c) e (d) e, equivalentemente, na figura 54 (b), diferente do resultado verificado para os espectros de energia.

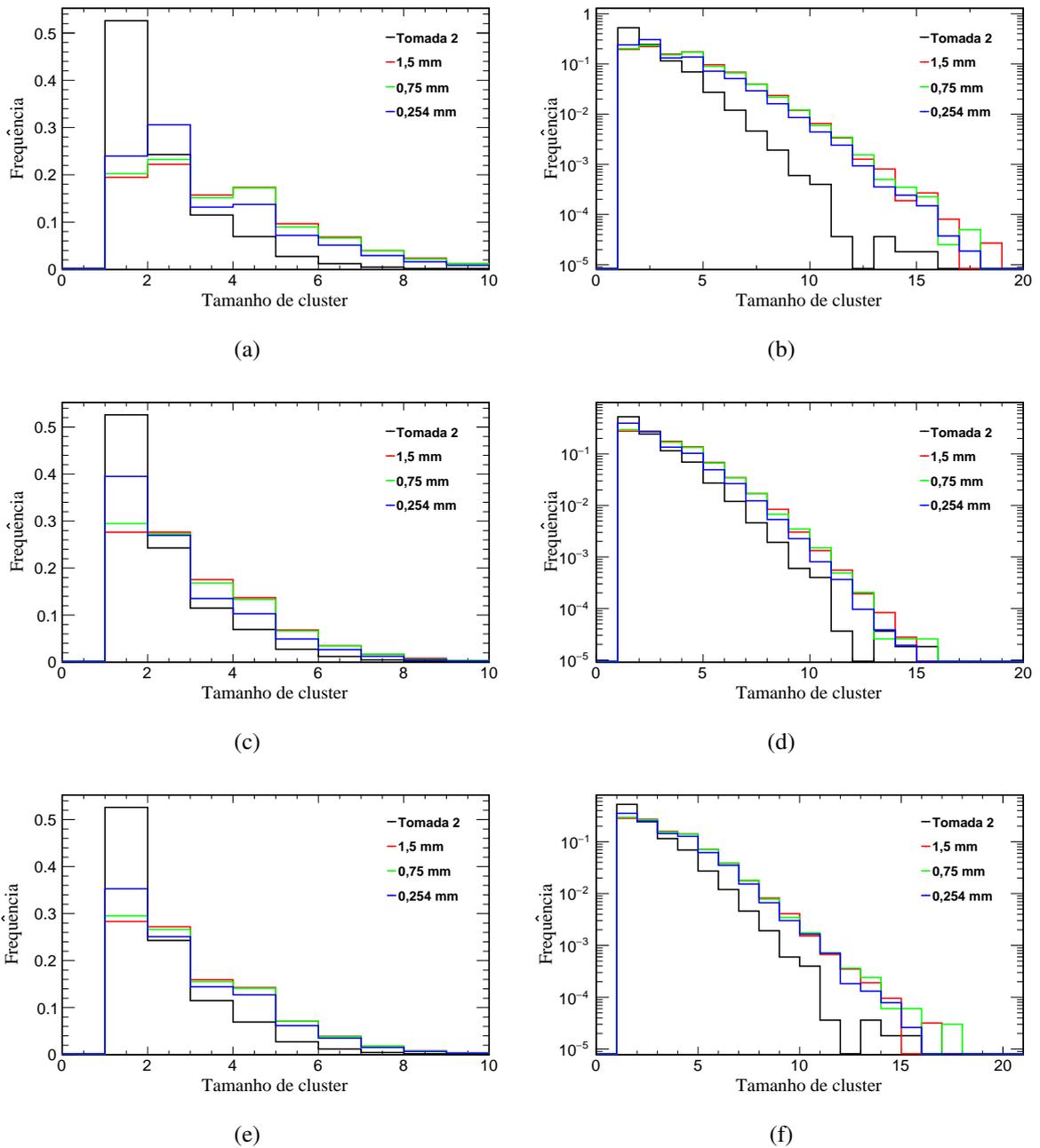
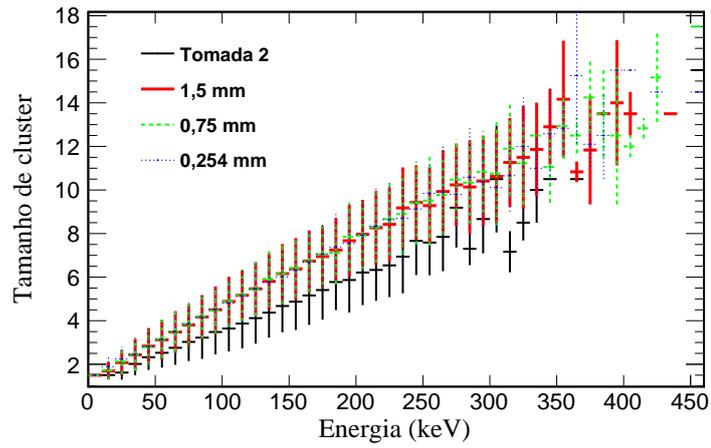
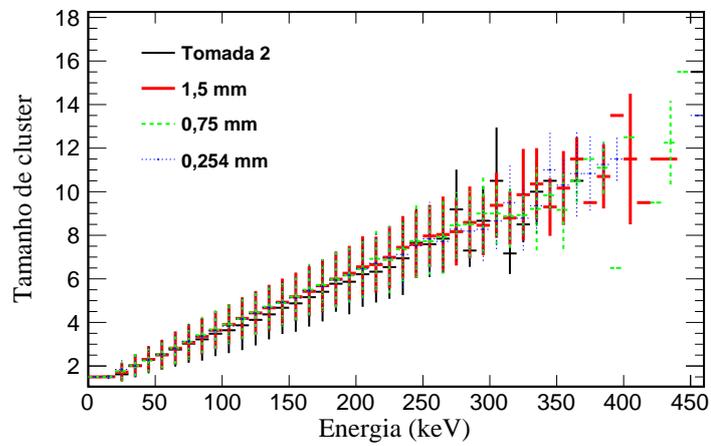


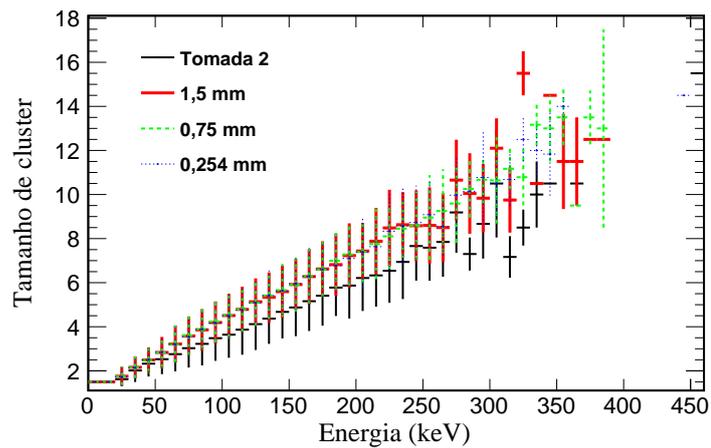
Figura 53: Distribuição de CS normalizadas pela integral. Esquerda: linear; Direita: Log. **(a)** e **(b)** - limiar: 6 keV; f: 5; Ruído: antes do limiar. **(c)** e **(d)** - limiar: 10 keV; f: 4; Ruído: após limiar. **(e)** e **(f)** - limiar: 12 keV; f: 7,5; Ruído: após limiar.



(a)



(b)



(c)

Figura 54: Tamanho médio do *cluster* em função da energia do *cluster*. **(a)** limiar: 6 keV; f: 5; Ruído: antes do limiar. **(b)** limiar: 10 keV; f: 4; Ruído: após limiar. **(c)** limiar: 12 keV; f: 7,5; Ruído: após limiar.

Principalmente no gráfico de RCE, figura 54, é possível ver como o ajuste de cada efeito afeta como as energias se dividem entre os pixels para diferentes valores de energia. Entretanto, como este gráfico exhibe os valores médios de tamanho de *cluster*, desvios na proporção de eventos SP e MP podem não ser percebidos, já que o valor médio do tamanho do *cluster* para as energias obtido na simulação pode estar próximo ao obtido nos dados mas este valor médio ser obtido por um número de eventos distintos.

Assim, foi constatada uma limitação da parametrização considerada que, embora permita obter uma compatibilidade entre os espectros de energia SP e MP, ainda não reproduziu outras características do sistema concomitantemente. No entanto, foi possível identificar um caminho a ser seguido para uma melhor adequação, uma vez que o resultado conjunto de todos os efeitos apontou para uma necessidade de direcionar os estudos ao compartilhamento de cargas entre os pixels.

### Comparação do espectro SP + MP após correção na proporção de eventos SP/MP

Foi visto que a proporção de eventos SP e MP obtida na simulação era diferente da observada nos dados experimentais. A figura 55 exhibe a comparação após uma correção na proporção obtida na simulação utilizando os valores encontrados pelas medidas experimentais.

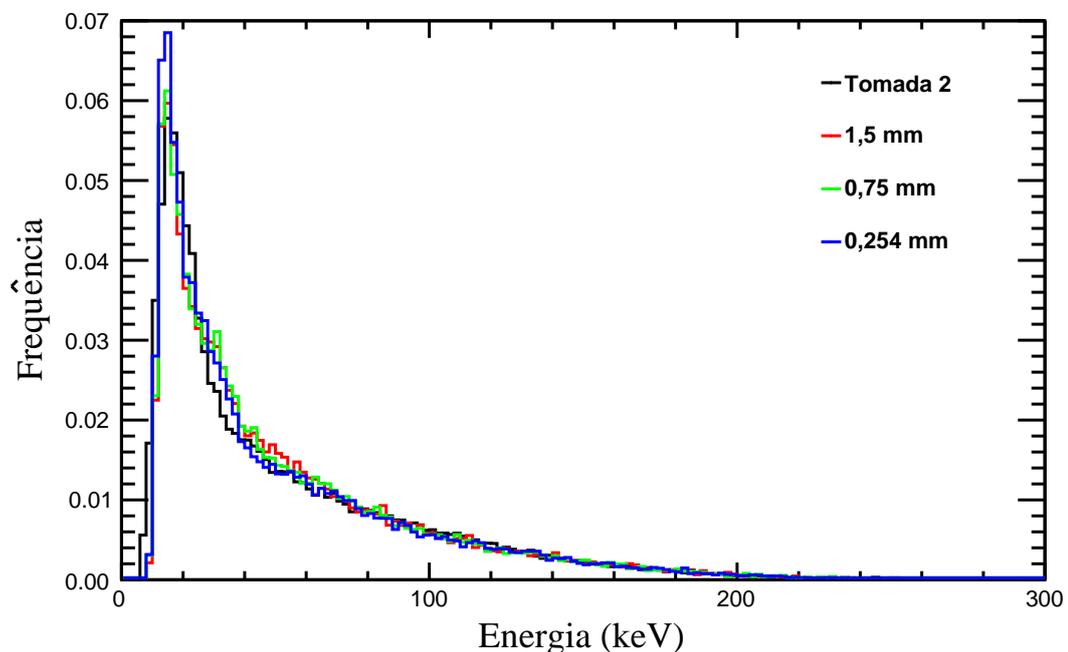


Figura 55: Espectros SP + MP normalizados pela integral e com a fração de eventos SP e MP da simulação corrigidas pelos dados. limiar: 12 keV; f: 7,5; Ruído: após limiar.

Como pode ser visto, apesar das limitações desta parametrização, é possível utilizar os resultados experimentais e obter uma boa compatibilidade até mesmo entre os espectros de energia SP + MP. Estudos com outras fontes e espectros conhecidos também podem contribuir para uma melhor análise e confirmação dos valores para os parâmetros. Com isso, uma vez confirmados desvios apenas no tamanho dos *clusters*, a compatibilidade entre os espectros seria suficiente para a obtenção da matriz resposta e reconstrução dos espectros, evitando a complexidade de um estudo com uma parametrização mais detalhada do sistema.

## 5 CONCLUSÃO

No trabalho aqui apresentado, estudou-se os aspectos numéricos e experimentais da proposta de se utilizar um detector de pixels de silício para se determinar o espectro de energia de fótons na faixa de energia de feixes produzidos em aceleradores clínicos para radioterapia [21]. Essa proposta consiste na determinação do espectro incidente no detector a partir da deconvolução do espectro de energia depositada no mesmo, usando uma matriz resposta obtida a partir de simulação.

Inicialmente, estudou-se o impacto da adição de uma parametrização simplificada da eletrônica de leitura na simulação do detector híbrido de pixels (Timepix) na determinação do espectro incidente. São parametrizados os efeitos de limiar de leitura, ruído eletrônico, difusão e compartilhamento das cargas entre pixels.

O espectro reconstruído reproduziu qualitativamente a forma do espectro de referência. As discrepâncias encontradas nos intervalos de 0 a 3 MeV ficaram dentro de uma margem de 10% e não excederam 15% nas demais faixas. Além disto, o cálculo da matriz pseudoinversa através do software Mathematica permitiu melhorar a resolução em energia, reconstruindo o espectro de energia com 120 bins (50 keV/bin), em comparação aos 24 bins (250 keV/bin) do estudo anterior [13, 21].

Embora tenham sido obtidas discrepâncias maiores que 10% entre os espectros de energia, as discrepâncias entre os valores de dose da curva PDP encontradas pela simulação com o espectro reconstruído e o de referência ficaram dentro de uma margem de 5% até a profundidade de 30 cm. Os resultados demonstram, desta forma, a viabilidade do método proposto, dada uma matriz resposta adequada, que reproduza bem o comportamento real do detector.

Para entender o quão bem a simulação pode reproduzir o comportamento do detector, foram feitos estudos a partir de medidas experimentais. A calibração com uma função não linear obtida pela inversão de uma equação disponível na literatura se mostrou adequada e serviu de ponto de partida para a compatibilização da simulação com os dados experimentais. Foi utilizada uma função de Hill para implementar uma descrição da dependência da resolução em energia por pixel observada nas medidas com as fontes de calibração.

A dificuldade em se obter informações relativas ao invólucro da fonte de césio-137 levou à necessidade de se fazer simulações variando a sua espessura, o que impôs restrições à qualidade dos resultados relativos à compatibilidade entre os espectros de energia e distribuições consideradas. Porém, estes resultados dão uma indicação experimental de que é possível descrever com qualidade os espectros de energia depositada (SP, MP e SP+MP considerando a correção das proporções) no intervalo de energia da fonte de césio-137 e, portanto, a resposta do detector com a parametrização utilizada.

Foi observado que a parametrização ajustada para descrever o espectro de energia depositada também descreve o comportamento geral do tamanho dos *clusters* como função da energia depositada. No entanto, um acordo satisfatório para o tamanho dos *clusters* só foi obtido ao se adotar um conjunto diferente de valores para os parâmetros, acompanhados por uma certa degradação dos espectros de energia depositada. Apesar do aspecto explorado neste trabalho ser a reconstrução do espectro de energia, tal fato evidencia como um modelo de compartilhamento de carga mais realista poderia ser desenvolvido para fornecer uma conciliação dos dois aspectos do funcionamento do detector, tal que ambas as descrições de depósito de energia e tamanho de *cluster* possam ser atendidas com um único conjunto de parâmetros.

A implementação do software para clusterização na simulação permitiu identificar e avaliar dificuldades na clusterização, como a superposição de *clusters* (*pile-up*). Como perspectiva de aprimoramento do código, o uso de novas versões do TimePix que medem o instante das interações permitiria resolver a superposição de *clusters*, melhorando também a aplicabilidade do método, uma vez que seria possível realizar a medida em menos tempo a partir do aumento da duração de cada *frame* para se obter um maior número de fótons. Adicionalmente, medidas em ambientes mais controlados, com fontes bem calibradas, podem ajudar na melhor identificação das fontes das discrepâncias observadas.

Como próxima etapa do projeto, um novo estudo de viabilidade para obtenção da matriz resposta com a nova parametrização seria necessário. Com isso, medidas com uma fonte monoenergética de alta energia e com grande controle e conhecimento do arranjo experimental permitiria confirmar melhor a parametrização e utilização das frações dos dados para compatibilidade do espectro SP + MP. Após estas etapas, o método poderia ser testado na prática com medidas em um acelerador linear clínico.

Em suma, o método proposto de reconstrução de espectros de energia de fótons se mostrou adequado para aplicação em aceleradores lineares clínicos com energias na faixa estudada (0 a 6 MeV), seja como o principal método de obtenção do espectro seja como um método complementar. Os estudos de comparação entre as medidas experimentais e simulação permitiram otimizar a implementação computacional e também indicaram meios de aperfeiçoar o método.

## REFERÊNCIAS

- [1] W. H. Organization *et al.* Who report on cancer: setting priorities, investing wisely and providing care for all. geneva: World health organization;. 2020. Licence: CC BY-NC-SA 3.0 IGO.
- [2] D. I. Thwaites e J. B. Tuohy. Back to the future: the history and development of the clinical linear accelerator. *Physics in Medicine and Biology*, 51(13):R343–R362, jun 2006. doi:10.1088/0031-9155/51/13/r20.
- [3] C.-M. Ma e S. B. Jiang. Monte carlo modelling of electron beams from medical accelerators. *Physics in Medicine and Biology*, 44(12):R157–R189, nov 1999. doi:10.1088/0031-9155/44/12/201.
- [4] F. Padilla-Cabal *et al.* Monte carlo calculations of an elekta precise SL-25 photon beam model. *Journal of Radiotherapy in Practice*, 1–12, ago 2015. doi:10.1017/s146039691500014x.
- [5] S. Morató, B. Juste, R. Miró, e G. Verdú. VARIAN CLINAC 6 MeV photon spectra unfolding using a monte carlo meshed model. *EPJ Web of Conferences*, 153:04012, 2017. doi:10.1051/epjconf/201715304012.
- [6] J. Manrique e A. Costa. Reconstruction of x-rays spectra of clinical linear accelerators from transmission data with generalized simulated annealing. *Radiation Physics and Chemistry*, 155:4–8, fev 2019. doi:10.1016/j.radphyschem.2018.08.018.
- [7] A. Konefał *et al.* Energy spectra in water for the 6 MV x-ray therapeutic beam generated by clinac-2300 linac. *Radiation Measurements*, 72:12–22, jan 2015. doi:10.1016/j.radmeas.2014.11.008.
- [8] A. Baumgartner, A. Steurer, e F. J. Maringer. Simulation of photon energy spectra from varian 2100c and 2300c/d linacs: Simplified estimates with PENELOPE monte carlo models. *Applied Radiation and Isotopes*, 67(11):2007–2012, nov 2009. doi:10.1016/j.apradiso.2009.07.010.
- [9] B. Juste *et al.* A new methodology to determinate linac photon spectra using the EPID signal. *Radiation Physics and Chemistry*, 95:412–416, fev 2014. doi:10.1016/j.radphyschem.2013.03.005.
- [10] Volume and dose specification for reporting external beam therapy (the icru recommendations). [acesso em 25 setembro 2018]; disponível em: [https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/\\_Public/29/029/29029229.pdf](https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/_Public/29/029/29029229.pdf).
- [11] H. Negm, M. M. O. M. Aly, e W. M. Fathy. Modeling the head of PRIMUS linear accelerator for electron-mode at 10 MeV for different applicators. *Journal of Applied Clinical Medical Physics*, 21(3):134–141, mar 2020. doi:10.1002/acm2.12836.

- [12] R. Khabaz. Effect of each component of a LINAC therapy head on neutron and photon spectra. *Applied Radiation and Isotopes*, 139:40–45, set 2018. doi:10.1016/j.apradiso.2018.04.022.
- [13] M. G. V. Junior. *Estudo da viabilidade da determinação do espectro de um feixe de fótons para radioterapia usando um detector de pixels*. Monografia, Instituto de Física UFRJ, IF-UFRJ, 2018. <http://hdl.handle.net/11422/5757>.
- [14] Timepix/medipix. [acesso em 31 agosto 2020]; disponível em: <https://medipix.web.cern.ch/>.
- [15] X. Llopart *et al.* Timepix, a 65k programmable pixel readout chip for arrival time, energy and/or photon counting measurements. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 581(1-2):485–494, out 2007. doi:10.1016/j.nima.2007.08.079.
- [16] V. Kraus *et al.* FITPix — fast interface for timepix pixel detectors. *Journal of Instrumentation*, 6(01):C01079–C01079, jan 2011. doi:10.1088/1748-0221/6/01/c01079.
- [17] T. Michel *et al.* Reconstruction of x-ray spectra with the energy sensitive photon counting detector medipix2. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 598(2):510–514, jan 2009. doi:10.1016/j.nima.2008.09.049.
- [18] F. Marinho e K. Akiba. A GEANT4 based simulation for pixelated x-ray hybrid detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 772:50–51, fev 2015. doi:10.1016/j.nima.2014.10.064.
- [19] J. Baró, J. Sempau, J. Fernández-Varea, e F. Salvat. PENELOPE: An algorithm for monte carlo simulation of the penetration and energy loss of electrons and positrons in matter. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 100(1):31–46, mai 1995. doi:10.1016/0168-583x(95)00349-5.
- [20] D. H. Wright. Geant4 - a simulation toolkit. Technical report, ago 2002.
- [21] M. Vieira, F. Marinho, S. Amato, e E. Polycarpo. Estudo de viabilidade de determinação de espectros de energia de feixes de fótons para radioterapia usando um detector de pixels. *Revista Brasileira de Física Médica*, 12(3):21, fev 2019. doi:10.29384/rbfm.2018.v12.n3.p21-25.
- [22] R. Eisberg. *Física quântica : átomos, moléculas, sólidos, núcleos e partículas*. Elsevier, Rio de Janeiro (RJ, 1979. ISBN 8570013094.
- [23] F. H. Attix. *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry*. Wiley-VCH, 1991. ISBN 0-471-01146-0.
- [24] R. Ballabriga, M. Campbell, e X. Vilasis-Cardona. The design and implementation in 0,13 $\mu$ m cmos of an algorithm permitting spectroscopic imaging with high spatial resolu-

- tion for hybrid pixel detectors. 07 2020.
- [25] E. B. Podgorsak. *Radiation Physics for Medical Physicists*. Springer-Verlag GmbH, 2016. ISBN 3319253808.
- [26] L. H. L. Subramania Jayaraman. *Clinical Radiotherapy Physics*. Springer Berlin Heidelberg, 2012. ISBN 3642621554.
- [27] J. E. Turner. *Atoms, Radiation, and Radiation Protection*. Wiley VCH Verlag GmbH, 2007. ISBN 3527406069.
- [28] Select the best charged particle detector for your application. [acesso em 15 junho 2020]; disponível em: <https://www.mirion.com/learning-center/nuclear-measurement-fundamental-principles/nuclear-measurement-fundamental-principle-charged-particle-detection>.
- [29] L. Rossi, P. Fischer, T. Rohe, e N. Wermes. *Pixel Detectors*. Springer-Verlag GmbH, 2006. ISBN 3540283323.
- [30] W. R. Leo e D. G. Haase. Techniques for nuclear and particle physics experiments. *American Journal of Physics*, 58(12):1216–1217, dez 1990. doi:10.1119/1.16209.
- [31] Bandas de energia. [acesso em 15 junho 2020]; disponível em: [https://en.wikipedia.org/wiki/Electronic\\_band\\_structure#/media/File:Solid\\_state\\_electronic\\_band\\_structure.svg](https://en.wikipedia.org/wiki/Electronic_band_structure#/media/File:Solid_state_electronic_band_structure.svg).
- [32] H. Spieler. *Semiconductor Detector Systems*. Oxford University Press, ago 2005. doi:10.1093/acprof:oso/9780198527848.001.0001.
- [33] S. Holland *et al.* Development of back-illuminated, fully-depleted ccd image sensors for use in astronomy and astrophysics. In *IEEE Workshop on Charge-Coupled Devices and Advanced Image Sensors, Bruges, Belgium*, 1997.
- [34] P. Mayles. *Handbook of radiotherapy physics : theory and practice*. Taylor & Francis, New York, 2007. ISBN 9780750308601.
- [35] P. Cherry. *Practical radiotherapy : physics and equipment*. Wiley-Blackwell, Chichester, U.K. Ames, Iowa, 2009. ISBN 1444316184.
- [36] M. Tanabashi *et al.* Review of particle physics. *Physical Review D*, 98(3), ago 2018. doi:10.1103/physrevd.98.030001.
- [37] F. Issy-les Moulineaux. Penelope—a code system for monte carlo simulation of electron and photon transport. 2003.
- [38] Lhcb. [acesso em 25 setembro 2019]; disponível em: <http://lhcb-public.web.cern.ch/lhcb-public/>.
- [39] Lhc. [acesso em 25 setembro 2019]; disponível em: <https://home.cern/science/accelerators/large-hadron-collider>.
- [40] V. Heijne. *Characterisation of the Timepix chip for the LHCb VELO upgrade*. Tese, Universiteit van Amsterdam, Amsterdam, The Netherlands, 2010.
- [41] Pixelman. [acesso em 01 agosto 2020]; disponível em: [http://aladdin.utef.cvut.cz/ofat/ot\\_hers/Pixelman/Pixelman\\_manual.html](http://aladdin.utef.cvut.cz/ofat/ot_hers/Pixelman/Pixelman_manual.html).

- [42] M. Vicente Barreto Pinto. *Caracterização do TimePix3 e de sensores resistentes à radiação para upgrade do VELO*. Tese, Instituto de Física UFRJ, IF-UFRJ, 2016. <https://cds.cern.ch/record/2134709>.
- [43] Código de clusterização. disponível em: <https://github.com/marcosgvjunior/clustering-code-for-pixel-detectors>.
- [44] R. Brun e F. Rademakers. ROOT — an object oriented data analysis framework. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 389(1-2):81–86, abr 1997. doi:10.1016/s0168-9002(97)00048-x.
- [45] R Development Core Team. *R: A Language and Environment for Statistical Computing*. R Foundation for Statistical Computing, Vienna, Austria, 2008. <http://www.R-project.org>. ISBN 3-900051-07-0.
- [46] J. Jakubek. Precise energy calibration of pixel detector working in time-over-threshold mode. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 633:S262–S266, mai 2011. doi:10.1016/j.nima.2010.06.183.
- [47] A. Butler *et al.* Measurement of the energy resolution and calibration of hybrid pixel detectors with GaAs:cr sensor and timepix readout chip. *Physics of Particles and Nuclei Letters*, 12(1):59–73, jan 2015. doi:10.1134/s1547477115010021.
- [48] Geant4 material database. [acesso em 15 junho 2020]; disponível em: <http://geant4-userdoc.web.cern.ch/geant4-userdoc/UsersGuides/ForApplicationDeveloper/html/Appendix/materialNames.html>.
- [49] G. R. Boiset. *Avaliação do planejamento de tratamento de Radioterapia Estereotáxica de pulmão usando modelagem computacional*. Tese, Instituto de Física UFRJ, IF-UFRJ, 2020.
- [50] W. R. Inc. Mathematica, Version 11.3, 2018. Champaign, IL, 2018.
- [51] Código para o cálculo das curvas de pdp. disponível em: <https://github.com/marcosgvjunior/Percentage-Depth-Dose-Algorithm>.
- [52] Projeto para alinhamento automático. disponível em: <https://github.com/marcosgvjunior/accelerometerJM>.
- [53] Referência para fonte de céσιο-137. [acesso em 10 abril 2020]; disponível em: <https://www.nrc.gov/docs/ML1307/ML13079A423.pdf>.
- [54] D. Maneuski *et al.* Imaging and spectroscopic performance studies of pixellated CdTe timepix detector. *Journal of Instrumentation*, 7(01):C01038–C01038, jan 2012. doi:10.1088/1748-0221/7/01/c01038.