Universidade de São Paulo Instituto de Física

Modelagem de sistema de detecção para mamografia por emissão de pósitrons utilizando detectores cintiladores monolíticos

Daniel Alexandre Baptista Bonifácio

Tese de doutorado apresentada ao Instituto de Física para a obtenção do título de Doutor em Ciências.

Orientador:

Prof. Dr. Maurício Moralles

Banca examinadora:

Prof. Dr. Maurício Moralles (CNEN/IPEN-SP)

Prof. Dra. Cecil Chow Robilotta (IF/USP)

Prof. Dr. Nilberto Heder Medina (IF/USP)

Prof. Dra. Lorena Pozzo (CNEN/IPEN-SP)

Prof. Dr. Martin Eduardo Poletti (FFLCRP/USP)

São Paulo - 2011

Este trabalho contou com apoio financeiro do CNPq e da CAPES.

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

Bonifácio, Daniel Alexandre Baptista

Modelagem de sistema de detecção para mamografia por emissão de pósitrons utilizando detectores cintiladores monolíticos . – São Paulo, 2011.

Tese (Doutorado) – Universidade de São Paulo. Instituto de Física – Depto. de Física Nuclear / IPEN

Orientador: Prof. Dr. Maurício Moralles

Área de Concentração: Física

Unitermos: 1. FÍSICA MÉDICA; 2. FÍSICA NUCLEAR; 3. RADIAÇÃO IONIZANTE 4. FÍSICA COMPUTACIONAL; 5. MÉTODO DE MONTE CARLO

USP/IF/SBI-078/2011

Aos meus pais, *Valdir e Lídia.* Aos meus irmãos, *Adriana e Fábio.* Aos meus sobrinhos, *Juliana e Wladimir*.

Agradecimentos

Ao Prof. Dr. Maurício Moralles, pela orientação, amizade, dedicação e apoio.

À Dra. Lidia Vasconcellos, pelo suporte e revisão do texto desse trabalho.

Às amigas, Juliana Dias Gonçalves e Denise Simões Moreira, pela revisão do texto desse trabalho.

Aos Profs., Sergey Vinogradov e Yuri Musienko, pelas discussões sobre a modelagem do MAPD-3N.

Aos colegas da Comissão Nacional de Energia Nuclear (CNEN), pela amizade e incentivo na realização deste trabalho.

À minha família, pelo carinho e presença motivadora.

À amiga Ana Beatriz De Oliveira Lewgoy Laser, por ter me dado abrigo durante minha conturbada mudança ao Rio de Janeiro.

Ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo, pela oportunidade para a realização deste trabalho.

Ao CNPq e à CAPES, pelo apoio financeiro.

Ringraziamenti

Al Professor Alberto Del Guerra, per la opportunità che mi ha dato e la fiducia in mio lavoro.

A Nicola Belcari, per la disponibilità e il supporto durante lo sviluppo di questa ricerca.

A Sara Vecchio, Sascha Moehrs e Francesca Attanasi, per l'aiuto nelle ricostruzioni di immagini di Q-PEM/DoPET.

A Sebnem Ertuk, per le interessanti discussioni sul codice di GATE.

Un ringraziamento particolare deve essere riservato al mio amico Giancarlo Sportelli, la cui collaborazione nelle ricostruzioni di immagini del PEM modellato è stata importantissima.

A tutti i membri del gruppo FIIG della Università di Pisa, per l'amicizia e l'aiuto durante il mio soggiorno a Pisa.

Alla Gelateria De' Coltelli, per difendermi del caldo estivo a Pisa.

Resumo

O objetivo deste trabalho foi propor, caracterizar e avaliar, por meio de simulações computacionais, um sistema de detecção de um tomógrafo PET ("Positron Emission Tomography") dedicado para pequenas regiões. Os principais fatores considerados para a modelagem do sistema foram: resolução energética, resolução espacial, sensibilidade de detecção e custo do sistema.

O pacote GATE ("Geant4 Application for Tomographic Emission"), baseado no código de transporte de radiação Geant4, foi escolhido para as simulações. Como forma de acompanhar os avanços da tecnologia PET, o tomógrafo Q-PEM/DoPET, da Universidade de Pisa - Itália, foi simulado e um modelo óptico analítico foi proposto para comparação entre os resultados simulados e experimentais. Assim, a utilidade do modelo óptico foi demonstrada, pois o mesmo evita o tempo de computação excessivamente longo de uma simulação com os processos ópticos do GATE ativados.

Foi feita a caracterização de um bloco detector que consiste de um cristal cintilador monolítico acoplado a uma matriz de fotodetectores, baseados na tecnologia das fotomultiplicadoras de silício. A posição da interação do fóton gama dentro do cristal foi determinada usando um método baseado na estimativa de parâmetros de um modelo que descreve a distribuição da intensidade dos sinais dos fótons ópticos coletados pela matriz de fotodetectores, de acordo com o local da interação. O método possui a capacidade de determinação da profundidade da interação dentro do cristal, o que diminui consideravelmente os erros de paralaxe. O bloco detector proposto também pode ter aplicação em outras áreas da física e afins que fazem uso da instrumentação nuclear e que necessitam de detectores sensíveis à posição.

Foi proposto um sistema de detecção para um tomógrafo PET com aplicação na Mamografia por Emissão de Pósitrons - PEM ("Positron Emission Mammography"). O conceito proposto tem o potencial para aperfeiçoar a capacidade da tecnologia PET de visualizar, quantificar e caracterizar tumores de mama. O tomógrafo foi avaliado, onde os parâmetros de desempenho para uma fonte pontual de ^{22}Na no centro do campo de visão e distância entre planos detectores de 10 cm foram: resolução energética em 511 keV de 12,1(3)%, resolução espacial 3D de 1,34(1) × 1,26(1) × 2,04(2) mm³ e sensibilidade de detecção de 8(1)%. Os resultados mostram que o conceito proposto possui desempenho compatível aos tomógrafos já existentes, além de ter um custo menor, por ser baseado em cristais cintiladores monolíticos.

Abstract

The aim of this work was to propose, to characterize and to evaluate, by means of computational simulations, a detection system of a dedicated PET ("Positron Emission Tomography") tomograph. The main factors considered for the system modeling were: energetic resolution, spatial resolution, detection sensitivity and system cost.

The package GATE ("Geant4 Application for Tomographic Emission"), based on Geant4 radiation transport code, was chosen for the simulations. To follow the advances on PET technology, the Q-PEM/DoPET tomograph, from University of Pisa - Italy, was simulated and an analytical optical model was proposed for comparison between simulated and experimental results. Thus, the usefulness of the optical model was demonstrated, since it avoids the excessively long computation time when activating the optical processes in GATE.

A block detector made of a monolithic scintillator crystal coupled to a photodetector array based on silicon photomultiplier technology was characterized. The interaction position of gamma radiation inside the crystal was determined using a method based on estimating parameters of a model which describes the signal distribution of the optical photons collected by the photodectetor array. The method has the ability of determining the depth of interaction inside the crystal, which decreases considerably parallax errors. The proposed block detector also can be used in other applications of nuclear instrumentation that require sensitive position detectors.

A detection system of a PET tomograph was proposed to be applied in Positron Emission Mammography - PEM. The proposed design has the potential to improve the PET ability to visualize, quantify and characterize breast tumors. The tomograph performance was evaluated and the following parameters were obtained from an acquisition of a ^{22}Na point source in the center of the field view and for a distance of 10 cm between the detector planes: energy resolution at 511 keV of 12,1(3)%, 3D spatial resolution of $1,34(1) \times 1,26(1) \times 2,04(2)$ mm³ and detection sensitivity of 8(1)%. The results show that the performance of the proposed design is similar to existing tomographs, in addition to have a lower cost due to the employment of monolithic crystals.

Sumário

Li	Lista de Abreviaturas e Siglas xv				
Li	sta de	Figura	as	•	xvii
Li	sta de	e Tabela	IS	X	xiii
1	Intr	odução			1
2	Tom	ografia	por emissão de pósitrons: conceitos		7
	2.1	Decair	mento radioativo		7
		2.1.1	Meia-vida e constante de decaimento		7
		2.1.2	Decaimento beta		8
		2.1.3	Captura eletrônica		11
		2.1.4	Emissão de radiação gama		11
		2.1.5	Conversão interna	•••	12
	2.2	Interaç	ção das radiações X e gama com a matéria	•••	12
		2.2.1	Espalhamento Compton	•••	12
		2.2.2	Efeito fotoelétrico		14
		2.2.3	Espalhamento Rayleigh	•••	15
		2.2.4	Produção de pares		15
	2.3	Radio	fármacos para diagnóstico		15
		2.3.1	Propriedades		16
		2.3.2	Produção de radionuclídeos		16
		2.3.3	Radiofármacos em PET		17
	2.4	Detecç	ção em coincidência		18

		2.4.1	Tipos de coincidências	20
		2.4.2	Modos de aquisição	21
	2.5	Correç	ões dos dados registrados	21
		2.5.1	Correção de atenuação	22
		2.5.2	Correção para coincidências aleatórias	23
		2.5.3	Correção de espalhamento no objeto analisado	23
		2.5.4	Normalização do detector	24
		2.5.5	Correção de tempo morto	24
		2.5.6	Correção de empilhamento	25
	2.6	Recons	strução tomográfica da imagem	25
		2.6.1	Retroprojeção simples	26
		2.6.2	Retroprojeção filtrada	27
			2.6.2.1 Tipos de filtros	29
		2.6.3	Métodos iterativos	29
		2.6.4	Reconstrução 3D	32
	2.7	Caract	erização do desempenho de um tomógrafo PET	33
		2.7.1	Resolução energética	33
		2.7.2	Resolução espacial	35
		2.7.3	Sensibilidade	35
		2.7.4	Ruído da imagem	36
		2.7.5	Fração de espalhamento	36
		2.7.6	Contagens perdidas e coincidências aleatórias	36
		2.7.7	Contraste	37
		2.7.8	Resolução temporal	38
3	Dete	ctores (le radiações X e gama	39
-	31	Semico	ondutores	39
	5.1	3.1.1	Princípio de operação de um detector semicondutor	39
		C.1.1	respective operação de uni detector senticondutor	57

		3.1.2	Coleção de cargas	40
		3.1.3	Comparativo entre materiais semicondutores	42
	3.2	Cristal	cintilador acoplado a fotodetector	43
		3.2.1	Cristal cintilador	43
			3.2.1.1 Mecanismo de cintilação	43
			3.2.1.2 Cristais cintiladores para PET	44
		3.2.2	Fotodetectores	45
			3.2.2.1 Fotomultiplicadora	46
			3.2.2.2 Fotodiodo de avalanche	47
			3.2.2.3 Fotomultiplicadora de silício	48
	3.3	Câmar	a Proporcional Multifilar	52
4	Tom	ógrafos	PFT dedicados desenvolvidos	55
-	10m 4 1	Tomos	rafia por Emissão de Résitrons para poquenos animais	55
	4.1	Mama	rana por Emissão de Positions para pequenos animais	55
	4.2	Ivianio		01
5	Simu	ulação c	computacional	65
	5.1	O códi	go de transporte de radiação Geant4	65
		5.1.1	História do Geant4	66
		5.1.2	Projeto e arquitetura	67
		5.1.3	Os modelos físicos eletromagnéticos do Geant4	68
			5.1.3.1 O modelo físico Standard	69
			5.1.3.2 O modelo físico Low Energy	69
			5.1.3.3 O modelo físico Penelope	70
			5.1.3.4 O modelo físico para processos ópticos	70
		5.1.4	Cortes de passagem e limites de produção de partículas	71
		5.1.5	Plataforma de simulações GATE	72

	6.1	O tom	ógrafo Q-I	PEM/DoPET do grupo FIIG	73
	6.2	O desa	ifio em sin	nular o tomógrafo Q-PEM/DoPET	74
	6.3	Descri	ção do mo	delo óptico analítico	75
	6.4	Simula	ação da ate	enuação dos fótons ópticos	77
	6.5	Aplica	ção do mo	odelo óptico analítico	81
	6.6	Anális	e dos resul	ltados	82
		6.6.1	Atenuaçã	ăo dos fótons ópticos	82
		6.6.2	Resoluçã	io espacial	86
	6.7	Conclu	isões		88
7	Mod	lelagem	do bloco	detector: detector cintilador monolítico	91
	7.1	Defini	ção do blo	co detector	91
		7.1.1	Possíveis	s conceitos do bloco detector	91
			7.1.1.1	Matriz de cristais cintiladores	92
			7.1.1.2	Cristal cintilador monolítico	93
		7.1.2	Descriçã	o do bloco detector escolhido	96
	7.2	Métod	o de deter	minação da posição de interação do gama dentro do cristal	97
		7.2.1	Modelo	de distribuição dos sinais coletados pela matriz de SiPMs	97
			7.2.1.1	Distribuição de Cauchy-Lorentz	99
			7.2.1.2	Transmissão de fótons ópticos nas interfaces	99
			7.2.1.3	Distribuição completa de probabilidade do sinal	103
		7.2.2	Estimativ	va dos parâmetros do modelo	105
			7.2.2.1	Limites e valores iniciais dos parâmetros do modelo	105
			7.2.2.2	Método de máxima verossimilhança	107
			7.2.2.3	Método dos mínimos quadrados	108
	7.3	Simula	ação do blo	beo detector	109
		7.3.1	Incerteza	a do número de fótons ópticos detectados	110
			7.3.1.1	Resolução intrínseca do cristal cintilador	111

Re	ferên	cias Bib	oliográfica	ns	141
10	Cons	sideraçõ	ões finais o	e direções futuras	139
9	Con	clusões	e discussõ	<i>ŏes</i>	137
	8.3	Conclu	sões		135
		8.2.4	Custo con	mparativo esperado	134
		8.2.3	Resoluçã	io espacial	132
		8.2.2	Resoluçã	io em energia	131
		8.2.1	Sensibili	dade	130
	8.2	Desem	penho do 1	tomógrafo PEM	129
	8.1	Definiç	ção da geo	metria do tomógrafo PEM	127
8	Mod	elagem	do tomóg	grafo PEM: detectores planos equidistantes	127
	7.5	Conclu	sões		125
		7.4.3	Eficiênci	a computacional dos métodos de ajuste	125
		7.4.2	Resoluçã	io espacial	117
		7.4.1	Resoluçã	io em número de fótons ópticos	116
	7.4	Caracte	erização de	o bloco detector	116
			7.3.1.4	Ruído eletrônico	115
			7.3.1.3	Fator de ruído em excesso	113
			7.3.1.2	Eficiência de detecção de fótons intrínseca	112

Lista de Abreviaturas e Siglas

ASIC	Application-Specific Integrated Circuit
BGO	germanato de bismuto
BSR	Back Side Readout
CdTe	telureto de cádmio
CERN	Centre Européenne pour la Recherche Nucléaire
CsI:Tl	iodeto de césio dopado com tálio
CT	Computed Tomography
DOI	Depth Of Interaction
DoPET	Dosimetry with Positron Emission Tomography
EI	Método de estimativa inicial
ESR	Enhanced Specular Reflector
FBK	Fondazione Bruno Kessler
FBP	Filtered Back Projection
FIIG	Functional Imaging and Instrumentation Group
FORE	Fourier Rebinning
FOV	Field Of View
FPGA	Field-Programmable Gate Array
FSR	Front Side Readout
FWHM	Full Width at Half Maximum
GAPD	Geiger mode Avalanche Photodiode
GATE	Geant4 Application for Emission Tomography
Geant4	Geometry ANd Tracking
GPS	General Particle Source
GSL	GNU Scientific Library
INFN	Istituto Nazionale di Fisica Nucleare
KEK	High Energy Accelerator Research Organization
LLNL	Lawrence Livermore National Laboratory
LOR	Line Of Response
LSO	oxiortossilicato de lutécio
ML-EM	Maximum Likelihood Expectation Maximization
ML	Maximum Likelihood

- MR Magnetic Resonance
- MWPC Multiwire Proportional Chamber
- NaI:Tl iodeto de sódio dopado com tálio
- NEC Noise Equivalent Count Rate
- NLS Non-linear Least Square Method
- OS-EM Ordered Subsets Expectation Maximization
- PDE Photon Detection Efficiency
- PEM Positron Emission Mammography
- Penelope PENetration and Energy LOss of Positrons and Electrons
- PET Positron Emission Tomography
- PMMA polimetilmetacrilato
- PMT Photomultiplier Tube
- PS-PMT Position Sensitive Photomultiplier Tube
- PSF Point Spread Function
- SiPM Silicon Photomultiplier
- SNR Signal to Noise Ratio
- SPECT Single Photon Emission Computed Tomography
- SSRB Single Slice Rebinning

Lista de Figuras

2.1	Espectros de energia dos elétrons e dos pósitrons emitidos pelos decaimentos β^- e β^+ , respectivamente.	9
2.2	Esquema de decaimento de alguns emissores beta positivo. $Q_{\beta+}$ e Q_{EC} são as energias da reação para o decaimento beta positivo e para a captura eletrônica, respectivamente. Figura adaptada de Lederer e colaboradores (LEDERER; HOL-LANDER; PERLMAN, 1967)	10
2.3	Esquema da aniquilação de pósitrons com os aspectos importantes para a resolu- ção espacial da técnica PET. O decaimento do radionuclídeo produz a emissão de um pósitron, o qual percorre uma certa distância até ser aniquilado junto com um elétron do meio. Esse processo gera a emissão de um par de fótons em direções aproximadamente opostas. Figura adaptada de Lerche (LERCHE, 2006)	11
2.4	Regiões de probabilidade relativa de ocorrerem três formas de interação de fótons gama (efeito fotoelétrico, efeito Compton e produção de pares) em um material com determinado número atômico Z (EVANS, 1972). O espalhamento Rayleigh não é predominante em nenhuma das regiões, desempenhando sempre um papel secundário.	13
2.5	Diagrama do espalhamento Compton.	13
2.6	Distribuição de probabilidade angular (seção de choque diferencial de espalha- mento) e energia resultante para fótons que interagiram por espalhamento Comp- ton (BAILEY, 2005).	14
2.7	Esquema simplificado de um tomógrafo PET. Figura adaptada de Langner (LANG- NER, 2003)	20
2.8	Possíveis tipos de eventos de coincidência. Figura adaptada de Bailey (BAILEY, 2005).	21
2.9	Dois fótons de 511 keV sendo detectados depois de atravessarem diferentes espes- suras a e b, onde D é a soma dessas duas espessuras (SAHA, 2005)	22
2.10	(A) Projeções da imagem em um tomógrafo para ângulos de 0, 30, 60 e 90 graus.(B) Sinograma da imagem	25

2.11	 (A) Dados adquiridos são retroprojetados em três projeções, variando 120 graus, para reconstrução da imagem. (B) Mesmo com infinitas projeções, a imagem reconstruída mostra presença de atividade nas regiões em torno das fontes pontuais. (C) Efeito dessa distorção descrito por uma função do tipo 1/r, onde r é a distância a partir do ponto central (SAHA, 2005). 	27
2.12	(A) Distribuição da atividade em função da posição dentro do objeto no domínio espacial. (B) A mesma distribuição da atividade pode ser descrita como a soma de quatro funções senoidais (SAHA, 2005).	28
2.13	Transformada de Fourier da distribuição da atividade no domínio da frequência. Figura adaptada de Saha (SAHA, 2005).	28
2.14	Filtro rampa no domínio da frequência (SAHA, 2005)	29
2.15	Diferentes filtros no domínio da frequência que são obtidos pelo produto do filtro rampa com as respectivas funções janela (SAHA, 2005).	30
2.16	Fluxograma dos métodos de reconstrução iterativa.	30
2.17	O dado de projeção q_i é estimado em um sinograma a partir de todos os pixels ao longo de uma LOR e comparado com o dado de projeção medido p_i (SAHA, 2005).	31
2.18	Comparação entre os métodos FBP e OS-EM com correção da atenuação. (A) Pulmão; (B) Fígado sem tumor; (C) Fígado com tumor; (D) Mama. Imagens FBP possuem mais ruídos que imagens OS-EM (RIDDELL et al., 2001)	32
2.19	Representação esquemática do princípio de um algoritmo de reamostragem para dados 3D. Figura adaptada de Bailey (BAILEY, 2005)	33
2.20	a) Espectro ideal de energia adquirido por um tomógrafo PET com fotopico es- treito e borda Compton bem definida. b) Espectro mostrando o alargamento do fotopico e da borda Compton devido à resolução energética do detector (cristal cintilador acoplado à fotomultiplicadora). c) Espectro real de um tomógrafo PET, com a adição de espalhamento externo (paciente). Os fótons espalhados que são registrados dentro da janela de aquisição são mostrados na parte hachurada	34
2.21	Esquema de decaimento do ${}^{176}Lu$ para ${}^{176}Hf$. Com 99,6 % de probabilidade, o ${}^{176}Lu$ decai por emissão beta de energia 597 keV, seguido por emissões gama de 307, 202 e 88 keV.	37
3.1	Processo da formação do sinal e diagrama esquemático de um detector semicon- dutor, com sua eletrônica associada. Os sinais típicos de saída de cada estágio são	
	exibidos abaixo do diagrama.	40

3.2	Probabilidade do tipo de interação no CdTe em função da energia do fóton inci- dente. (LIMOUSIN, 2003)	43
3.3	Esquema de uma fotomultiplicadora	46
3.4	Esquema de uma fotomultiplicadora sensível à posição	47
3.5	Eficiência quântica de uma fotomultiplicadora Hamamatsu (www.hamamatsu.com) para diferentes tipos de fotocátodo.	47
3.6	Diagrama do processo de avalanche.	48
3.7	Circuito equivalente de um SiPM.	49
3.8	Foto da estrutura de microcélulas de um SiPM produzido pela FBK em Trento, Itália. (MOEHRS et al., 2006)	49
3.9	Foto de uma matriz de SiPMs fabricado pela SensL, obtida do site do fabricante (www.sensl.com)	51
3.10	Matriz de 4 x 4 SiPMs com leitura "cross-wire" (www.sensl.com)	52
3.11	Esquema de uma câmara proporcional multifilar. Os fios do ânodo e os planos cátodos estão dentro de uma câmara preenchida por um gás	53
4.1	Representação esquemática do sistema de detecção do eXplore Vista. Os elemen- tos de "phoswich" utilizados são os cristais GSO e LYSO (SPINELLIA et al., 2007).	57
4.2	Foto do Raytest ClearPET (ROLDAN et al., 2007).	57
4.3	(A) Módulo do detector em 3 camadas com 2 conversores conectados por uma MWPC. Cada fóton incidente é convertido em um elétron. (B) Cada conversor contém folhas de chumbo e isolante intercalados e são furados mecanicamente formando uma densa matriz de buracos. O fóton interage com o chumbo, resultando em um elétron que gera outros por avalanche, os quais são acelerados em direção ao ânodo, devido à presença de um forte campo elétrico (SCHäFERS et al., 2005).	58
4.4	Foto do YAP-PET instalado na Universidade de Pisa (GUERRA; BELCARI, 2007b).	59
4.5	Vista esquemática de uma unidade do detector CdTe (ISHII et al., 2007)	60
4.6	Foto do sistema de detecção do CdTe PET (ISHII et al., 2007)	60
4.7	Foto do tomógrafo Albira (BALCERZYK et al., 2009)	61
4.8	Sistema de detecção do YAP-PEM, com dois detectores opostos (MOTTA et al., 2004).	63

4.9	Representação de um exame de mama com o Clear-PEM e, a direita, detalhes do projeto do tomógrafo (RODRIGUES; TRINDADE; VARELA, 2007)	63
4.10	Geometria do sistema de detecção do LBNL-PEM (HUBER et al., 2006)	64
4.11	Foto do PEM-Flex (BERG et al., 2006).	64
5.1	Diagrama de categoria de classes do Geant4.(CERN, 2008b)	68
6.1	(a) Foto do aparato experimental do DoPET no final de uma linha de um feixe de prótons.(b) Vista esquemática do DoPET. (VECCHIO et al., 2009)	74
6.2	Imagem do protótipo Q-PEM/DoPET. Cada um dos blocos possui a matriz de cris- tais LYSO conectadas a uma fotomultiplicadora. A cadeia resistiva é conectada à placa de aquisição e o cabo USB transporta os dados a um computador	74
6.3	Esquema de decaimento do ^{176}Lu	75
6.4	Esquema simplificado das camadas ópticas, volumes e materiais simulados com GATE	76
6.5	Espectro de emissão do cristal cintilador LYSO, fabricado pela Hilger Crystals Ltd.	78
6.6	Microssuperfícies planas em uma superfície rugosa, de acordo com o modelo UNI- FIED	79
6.7	Esquema de decaimento do ^{22}Na	82
6.8	Curva ajustada com dados simulados do número de fótons ópticos coletados pela fotomultiplicadora, em função da posição de deposição de energia do fóton gama de 511 keV.	83
6.9	Comparação dos espectros simulados, com e sem o uso do modelo óptico, com o espectro medido em modo simples (a) e de coincidência (b) da radiação intrínseca do LYSO.	84
6.10	Comparação dos espectros simulados, com e sem o uso do modelo óptico, com o espectro medido em modo simples (a) e de coincidência (b) da fonte de ${}^{22}Na$	85
6.11	Corte central das imagens reconstruídas simulada e experimental de uma fonte pontual de ${}^{22}Na$ no centro do campo de visão para o plano YZ (Y é o eixo horizontal e Z é o eixo vertical).	86
6.12	Corte central das imagens reconstruídas simulada e experimental de uma fonte pontual de ${}^{22}Na$ no centro do campo de visão para o plano YX (Y é o eixo horizontal e X é o eixo vertical).	86
6.13	Perfil das imagens reconstruídas da figura 6.12.	87

7.1	Conceito de bloco detector do tomógrafo PET da Universidade de Pisa. Cada matriz de cristais LYSO é acoplada na face frontal e traseira a um conjunto de fibras ópticas para leitura em linha e coluna, onde os fótons ópticos são detectados por SiPMs.	92
7.2	Segundo conceito de bloco detector do tomógrafo PET	94
7.3	Terceiro conceito de bloco detector do tomógrafo PET	94
7.4	Quarto conceito de bloco detector do tomógrafo PET	95
7.5	Quinto conceito de bloco detector do tomógrafo PET	95
7.6	Conceito escolhido para ser o bloco detector do tomógrafo PET	96
7.7	Materiais e dimensões do bloco detector do tomógrafo PET escolhido	97
7.8	Evento de cintilação ocorrendo na posição (x_0, y_0, z_0) , após deposição de energia por um fóton gama, e a detecção de fótons ópticos produzidos por um elemento da matriz de SiPMs, na posição (x_i, y_j) . A origem dos eixos das coordenadas $(0,0,0)$ fica no centro da matriz de SiPMs	98
7.9	Três fontes virtuais representando as reflexões nas faces do cristal, com dimensões $h \times w \times w$, que possuem um revestimento óptico. As posições das fontes virtuais são relativas à posição da fonte real.	98
7.10	Representação do conjunto de camadas ópticas existentes no bloco detector e seus respectivos valores de espessura e índice de refração para um comprimento de onda de 420 nm.	102
7.11	Dados ajustados da transmitância calculada para um feixe de fótons ópticos atra- vessando as camadas de epóxi e da resina Meltmount em função do ângulo de incidência inicial do feixe.	103
7.12	Espectro de emissão do cristal cintilador LYSO, fabricado pela Proteus.	111
7.13	Espectros simulados do número de fótons ópticos coletados nas aquisições de ma- peamento da resolução espacial do bloco detector para revestimentos ópticos de Teflon (a) e especular (b) com leitura frontal (FSR) e traseira (BSR)	116
7.14	Gráficos de contorno dos valores de FWHM obtidos das simulações do bloco de- tector em diferentes posições de interação no plano XY usando o método de esti- mativa inicial com leituras frontal (FSR) e traseira (BSR) para revestimentos ópti-	110
		110

7.15	Gráfico de contorno dos valores de FWHM obtidos das simulações do bloco detec- tor em diferentes posições de interação no plano XY usando o método de máxima verossimilhança (ML) com leituras frontal (FSR) e traseira (BSR) para revesti- mentos ópticos de Teflon e especular
7.16	Gráfico de contorno dos valores de FWHM obtidos das simulações do bloco detec- tor em diferentes posições de interação no plano XY usando o método dos míni- mos quadrados não-linear (NLS) com leituras frontal (FSR) e traseira (BSR) para revestimentos ópticos de Teflon e especular
7.17	Mapa da distribuição da posição Z (ou profundidade de interação-DOI) calculada em função da posição Z real usando o método ML com leituras frontal (FSR) e traseira (BSR) para revestimentos ópticos de Teflon e especular
7.18	Mapa da distribuição da posição Z (ou profundidade de interação-DOI) calculada em função da posição Z real usando o método NLS com leituras frontal (FSR) e traseira (BSR) para revestimentos ópticos de Teflon e especular
7.19	Refração da luz de cintilação ao atravessar a interface entre o cristal cintilador, com índice de refração n_1 e a resina de epóxi. com índice de refração n_2 , onde $n_1 > n_2$. u_0 é a posição observada pelo detector e a posição z_r é a posição real do eventro de cintilação na direção Z
8.1	Bloco detector e exemplos de geometrias de sistemas de detecção mais utilizadas em PET. Figura adaptada de Lerche (LERCHE, 2006)
8.2	Geometria de tomógrafo PET em caixa proposta. Figura adaptada de Habte e colaboradores (HABTE et al., 2007)
8.3	Geometria de tomógrafo PEM adotado para este trabalho, com leitura traseira (BSR). 129
8.4	Perfis da sensibilidade, em modo simples e coincidências, ao longo de um dos eixos do detector no plano do centro do campo de visão para diferentes distâncias entre os planos detectores
8.5	Espectros de energia simulados em modos simples e coincidências para revesti- mento óptico de Teflon com leituras frontal (FSR) e traseira (BSR)
8.6	Cortes centrais dos planos YX e YZ da imagem reconstruída de uma fonte pontual de ^{22}Na no centro do campo de visão. Os dados foram simulados usando o método de máxima verossimilhança (ML) e o método dos mínimos quadrados (NLS) com leituras frontal (FSR) e traseira (BSR). Imagens reconstruídas usando algoritmo do tipo OSEM, desenvolvido por G. Sportelli, Universidad Politécnica de Madrid. 133
10.1	Eletrônica de amplificação do sinal para uma abordagem totalmente digital 140

Lista de Tabelas

2.1	iedades físicas de alguns radionuclídeos emissores de pósitron usados em (WEBER et al., 1989; FIRESTONE; SHIRLEY, 1996). $T_{1/2}$ é a meia-vida , E_{max} é a energia máxima do pósitron, R_{max} (EVANS, 1972) é o alcance no do pósitron na água e R_{rms} (DERENZO, 1986) é o valor rms ("root mean e") do alcance do pósitron na água	
2.2		10
2.2	RALL; ZIESSMAN, 2003).	19
3.1	Comparação de algumas propriedades físicas dos detectores semicondutores CdTe, $Cd_{0,9}Zn_{0,1}Te$, Si e Ge. E_{GAP} é a energia de "band gap", ε_{par} é a energia necessária para a produção de um par elétron-lacuna e ΔE_{intr} é a melhor resolução em ener- gia já obtida devido à flutuação estatística da criação elétron-lacuna em 100 keV (LIMOUSIN, 2003)	42
3.2	Propriedades físicas de alguns cristais cintiladores com possibilidade de aplicação em PET.(HUMM; ROSENFELD; GUERRA, 2003; KORZHIK et al., 2007; LE- COQ, 2007) Z_{eff} é o número atômico efetivo, λ_{aten} é o comprimento de atenuação para fótons de 511 keV, EF é a probabilidade (fração) de ocorrência de efeito foto- elétrico, t é o tempo de decaimento, λ_{em} é o comprimento de onda da emissão da cintilação.	45
4.1	Características de alguns PETs para pequenos animais existentes comercialmente ou em desenvolvimento (LAROBINA; BRUNETTI; SALVATORE, 2006; BAL- CERZYK et al., 2009). FOV-A é o tamanho do campo de visão no eixo axial, FOV-T é o tamanho do campo de visão no eixo transaxial. A resolução espacial R_{esp} é a FWHM do CFOV (centro do campo de visão) e a sensibilidade abso- luta (S) é medida no CFOV para uma fonte pontual e para os limites de energia inferiores e superiores, l_{inf} e l_{sup} , respectivamente. Somente os tomógrafos que adotam cristais baseados em lutécio definem um limite superior de energia, devido à radioatividade do ¹⁷⁶ Lu presente nos cristais. A abreviação n.d. significa não	
	divulgado	56

4.2	Características de alguns PEMs existentes comercialmente ou em desenvolvimento.
	As geometrias com painéis giratórios também permitem a compressão da mama
	quando os mesmos nao rotacionam. A resolução espacial R_{esp} é a FWHM do
	CFOV e a sensibilidade absoluta (S) è medida no CFOV (centro do campo de vi-
	são) para uma fonte pontual. A resolução energética R_{ene} é o valor da FWHM para
	a energia de 511 keV. Somente os sistemas de detecção que adotam cristais basea-
	dos em lutécio definem um limite superior de energia, devido à radioatividade do
	^{176}Lu presente nos cristais. A abreviação n.d. significa não divulgado 62
6.1	Valores dos índices de refração do LYSO (n _{LYSO}) para os respectivos comprimen-
	tos de onda. (MAO; ZHANG; ZHU, 2008)
6.2	Propriedades ópticas das superfícies LYSO-PTFE e LYSO-Epoxy
6.3	Valores das partes real (n) e imaginária (k) dos índices de refração complexo
	$(\tilde{n} = n + ik)$ do fotocátodo da fotomultiplicadora H8500 para os respectivos com-
	primentos de onda.(MOTTA; SCHöNERT, 2005)
6.4	Valares de efeitueis sufutios de feteréte de la feterustiplicadore 119500 para es
0.4	valores da enciencia quantica do notocatodo da fotomultiplicadora H8500 para os
	respectivos comprimentos de onda. (HAMAMAISU, 2009)
6.5	Taxas de contagens obtidas com resultados simulados e experimentais da radioa-
	tividade intrínseca do LYSO. Os limites superior e inferior de energia não foram
	usados e a janela de coincidência foi de 10 ns. As incertezas são de origem estatística. 84
6.6	Valores de FWHM das imagens reconstruídas, representando a resolução espacial
	3D no centro do campo de visão do DoPET
71	Valores das intensidades do espectro de emissão de 3. fornecidos pelo fabricante
/.1	valores das intensidades do espectito de cimissão de λ_i , fornecidos pelo fabricante, e dos índices de refração, obtidos de (MAO: ZHANG: ZHU 2008), para os res
	partivos comprimentos de onde de LVSO
7.2	Valores dos parâmetros do ajuste da função 7.16, usando o método dos mínimos
	quadrados não-linear
7.3	Propriedades ópticas das superfícies LYSO-Teflon e LYSO-ESR
7.4	Valores dos índices de refração complexos $(n_1 - ik_1)$ do silício para a temperatura
	de 300K (GREEN, 2008)
7.5	Valores das eficiências de detecção de fótons extrínseca e intrínseca do MAPD-3N. 114
7.6	Resolução em número de fótons detectados pela matriz de SiPMs para cada uma
	das configurações simuladas do bloco detector

8.2	Valores de FWHM das imagem reconstruída, representando a resolução espacial	
	3D no centro do FOV do tomógrafo PEM simulado	. 133

1 Introdução

A utilização de técnicas instrumentais de física nuclear e de partículas em aplicações para pesquisa, diagnóstico e terapia na área médica tem aumentado consideravelmente nos últimos anos. Certamente, as técnicas de formação de imagens médicas foram as que mais se beneficiaram das tecnologias desenvolvidas para detectores de partículas. Isso é evidenciado pelas modalidades de imageamento existentes: tomografia por emissão de pósitrons (PET - "Positron Emission Tomography"), tomografia computadorizada por emissão de fóton único (SPECT - "Single Photon Emission Computed Tomography"), tomografia computadorizada (CT - "Computed Tomography"), raios X convencional e outras.

A técnica PET foi inicialmente proposta na década de 1950 (ANGER; ROSENTHAL, 1959) e introduzida no Brasil em 1998 (POZZO, 2005). Como toda técnica de Medicina Nuclear, é baseada na administração interna de uma substância radioativa, denominada radiofármaco, em um organismo vivo para a obtenção de imagens internas com a informação da distribuição espacial e temporal do radiofármaco. O tipo de análise feita no organismo depende da farmacocinética e da captação seletiva do radiofármaco pelos tecidos presentes no organismo. A quantidade de aplicações da técnica PET vem crescendo nos últimos anos, sendo empregada no estudo de processos bioquímicos e fluxo sanguíneo do ser humano e de outros animais, como na detecção de tumores em estágios bastante precoces, o que não é possível em outros exames de diagnóstico por imagens, como tomografia computadorizada, ressonância magnética e ultrassonografia. Além disso, ela também é aplicada em estudos do cérebro e no desenvolvimento de novos medicamentos para o tratamento do câncer. Atualmente, os exames de PET têm sido associados com os exames de tomografia convencional com raios X, permitindo a obtenção da imagem da distribuição do radiofármaco com grande precisão anatômica. Essa associação é chamada de PET/CT. Outra tecnologia híbrida é a PET com ressonância magnética (PET/MR), em que as doses de radiação absorvida pelo paciente são menores que a técnica PET/CT.

Existe um esforço global para o aprimoramento de sistemas de imageamento PET, observado pelo número de estudos que vêm sendo realizados em diversas universidades, centros de pesquisa e empresas de vários países. Vários desses estudos propõem o desenvolvimento de tomógrafos PET dedicados para pequenas regiões, como pequenos animais (ZIEMONS et al., 2005; CHATZI-IOANNOU et al., 1999; YANG et al., 2004; ROLDAN et al., 2007; TAI et al., 2005; SURTI et al.,

2003; SPINELLIA et al., 2007; SCHäFERS et al., 2005; GUERRA et al., 2006; ISHII et al., 2007; BALCERZYK et al., 2009; YAMAMOTO et al., 2010; YAMAYA et al., 2011), o qual tem como finalidade estudar processos bioquímicos em nível molecular para investigações farmacológicas, genéticas e patológicas(GUERRA; BELCARI, 2007c, 2007a). Outras aplicações são para partes do corpo humano, como o cérebro (SéGUINOT et al., 2004), e estudos e diagnóstico do câncer de mama (MOTTA et al., 2004; MOSES; QI, 2004; NEVES, 2011; WEINBERG et al., 2005; MAC-DONALD et al., 2009; YANAGIDA et al., 2010), numa modalidade chamada de mamografia por emissão de pósitrons (PEM - "Positron Emission Mammography").

A finalidade é a construção de tomógrafos PET mais compactos, com custos menores e ainda com melhores resultados de imagem, menor tempo de exame e menor quantidade de radiofármaco administrada para cada aplicação específica (MUEHLLEHNER; KARP, 2006) do que um tomógrafo PET de corpo inteiro possibilitaria para essas aplicações. Os principais avanços da tomografia por emissão de pósitrons para pequenas estruturas se baseiam em dois aspectos (WATANABE et al., 2002):

- Aperfeiçoamento da instrumentação para melhora dos parâmetros de qualidade de imagem, como a resolução espacial e sensibilidade do sistema de detecção, e o desenvolvimento de componentes para corrigir fatores físicos responsáveis pela degradação da imagem, como a atenuação de fótons e os eventos provenientes de espalhamento Compton.

- Aperfeiçoamento de algoritmos para se obter melhor qualidade de imagem e quantificar com mais acurácia parâmetros fisiológicos de interesse clínico e de pesquisa científica.

Apesar desses equipamentos para pequenas regiões terem diferenças em alguns aspectos geométricos e requisitos de performance, as mesmas recebem contribuições importantes vindas de novos instrumentos para a detecção de radiação gama (GUERRA; BELCARI, 2007b). Dentro deste cenário, destacam-se os detectores de radiações gama e X baseados em materiais cintiladores. Estes detectores apresentam três componentes básicos que são fundamentais para caracterizar o desempenho do instrumento: o material cintilador, o detector dos fótons de cintilação e o sistema eletrônico utilizado para o processamento do sinal da detecção. Os grandes avanços que surgem nesta área de detecção de radiação ionizante e, que anteriormente provinham das pesquisas em física nuclear e de altas energias, hoje encontram uma grande motivação na área de instrumentação médica.

O desenvolvimento recente de cristais cintiladores é bem ilustrado pelo esforço empregado nas últimas duas décadas pela procura de cristais cintiladores inorgânicos com melhor resolução de energia, resposta mais rápida e maior eficiência (WEBER, 2004; EIJK, 2001). Destacam-se, por exemplo, os cintiladores dopados com cério Lu_2SiO_5 : Ce (LSO) e LaBr₃ : Ce, que já estavam no mercado pouco tempo após suas descobertas, o primeiro substituindo cristais de Bi₄Ge₃O₁₂ (BGO) em tomógrafos (CHATZIIOANNOU et al., 1999), e o segundo disponível como alternativa que apresenta resoluções energética e temporal melhores que os cintiladores tradicionais, como o CsI(Tl) e o NaI(Tl) (BIZARRI et al., 2006).

Na área de sensores usados para detectar os fótons de cintilação também surgiram alternativas tão eficientes e mais compactas do que as fotomultiplicadoras, como os fotodiodos e, mais recentemente, os fotodiodos de avalanche (KAPUSTA et al., 2003), os fotodetectores híbridos (DAM-BROSIO; H.LEUTZ, 2003) e as fotomultiplicadoras de silício (SiPM - "Silicon Photomultiplier") (MOEHRS et al., 2006). Nas primeiras tentativas de leitura da cintilação com fotodiodos, apenas o CsI(Tl) era utilizado pelo fato de ser o único cintilador cujo espectro do comprimento de onda da luz emitida era adequado ao espectro de absorção dos fotodiodos. Mais recentemente surgiram diodos com espectro de absorção reforçado na faixa do azul e violeta, que permitem sua utilização com outros cintiladores, como o LSO e LaBr₃ : Ce (MOSZYNSKI et al., 2002; NAKAMOTO et al., 2005).

Em relação à eletrônica de aquisição de dados, o surgimento de dispositivos semicondutores para o processamento rápido e simultâneo de informações digitais (FPGA - "Field Programmable Gate Array") viabilizou a construção de sistemas de aquisição de dados adequados ao grande número de detectores que as aplicações atuais exigem (MOSES; QI, 2004).

Como o rápido avanço nestas três áreas tem permitido a construção de equipamentos de formação de imagens na área médica mais eficientes, a concepção dos mesmos tem se tornado uma tarefa complexa por envolver um grande número de componentes, com grandes possibilidades de escolha e configuração para cada um deles. O projeto de um novo equipamento necessita de estudos que permitam a obtenção de características otimizadas para se atingir o melhor desempenho com a tecnologia disponível atualmente.

Por isso, o uso de simulações computacionais, como as baseadas no Método de Monte Carlo, é muito útil para avaliar a performance de equipamentos de imagens médicas, otimizar protocolos de aquisição, desenvolver algoritmos de reconstrução e técnicas de correção de imagens e projetar instrumentos com características otimizadas (ZAIDI, 1999). Dentre essas ferramentas, uma das mais utilizadas hoje é o pacote de códigos de transporte de radiação Geant4 (AGOSTINELLI et al., 2003; IVANCHENKO, 2004; ALLISON et al., 2006) (http://cern.ch/geant4), o qual é empregado em projetos de detectores de radiação para diversas finalidades, como a área espacial, médica ou de grandes experimentos científicos em física de partículas. Existe ainda um programa computacional específico para simulação de equipamentos de tomografia por emissão usados em medicina nuclear. Esse programa é o GATE ("Geant4 Application for Emission Tomography" http://opengatecollaboration.healthgrid.org) (ASSIé et al., 2004; JAN et al., 2004) e tem como base o próprio código do Geant4.

O objetivo deste trabalho foi propor, caracterizar e avaliar, por meio de simulações computacionais, um sistema de detecção de um tomógrafo PET dedicado para pequenas regiões. Os principais fatores considerados para a modelagem do sistema foram: resolução energética, resolução espacial, sensibilidade e custo do sistema. O pacote computacional GATE foi escolhido para as simulações computacionais.

Como forma de acompanhar os avanços da tecnologia PET, foi firmada uma colaboração entre o IPEN e o Grupo de Instrumentação e Formação de Imagens Funcionais (FIIG - "Functional Imaging and Instrumentation Group") da Universidade de Pisa, Itália. Durante a visita de intercâmbio de 1 ano, foi realizada a simulação do protótipo PEM, desenvolvido pelo grupo italiano, e a comparação dos dados simulados com os dados experimentais obtidos com esse equipamento.

O sistema de detecção do tomógrafo PET proposto neste trabalho é composto por blocos detectores que devem ser posicionados de acordo com a geometria escolhida, a qual é baseada na aplicação do tomógrafo. No presente trabalho, a aplicação escolhida foi a PEM, por causa do seu potencial impacto clínico e pelo fato de ser uma técnica de vanguarda, com motivadores estudos em andamento (BERG et al., 2011; MACDONALD et al., 2009). Apesar de não ser ainda uma técnica muito difundida no meio médico, pode ser consolidada no mínimo como uma técnica complementar à mamografia convencional. Uma das propostas de uso é ser uma opção para métodos invasivos e caros, como a biópsia, em situações onde uma mamografia convencional não revela um diagnóstico conclusivo (THOMPSON et al., 1995). Outro uso seria em uma biópsia guiada pela imagem formada pelo tomógrafo PEM (RAYLMAN et al., 2008).

A seguir, no capítulo 2, serão abordados alguns conceitos essenciais para a compreensão da tomografia por emissão de pósitrons, como os tipos de decaimentos radioativos, interação da radiação com a matéria, detecção de partículas e captação e distribuição do radiofármaco no organismo.

O capítulo 3 descreve os principais detectores utilizados na instrumentação PET, os quais são baseados em contadores proporcionais, semicondutores e cristais cintiladores acoplados a fotode-tectores.

O capítulo 4 faz uma descrição e comparação entre alguns tomógrafos PET dedicados já existentes no mercado ou em desenvolvimento. Foram escolhidos os tomógrafos PET para pequenos animas e para a mamografia por emissão de pósitrons.

O capítulo 5 define alguns conceitos de simulação computacional utilizando o Geant4, o qual é a plataforma para o pacote GATE, adotada neste trabalho.

O capítulo 6 trata do trabalho de colaboração com o grupo FIIG da Itália, em que foi realizada a simulação do mamógrafo por emissão de pósitrons que está sendo desenvolvido pelo grupo italiano e a comparação dos dados simulados com dados experimentais obtidos com esse mesmo equipamento.

O capítulo 7 detalha o estudo e a caracterização do bloco detector usado no sistema de detecção proposto neste trabalho. O mesmo capítulo também descreve um novo método para determinação

da posição da interação do fóton gama dentro do cristal cintilador.

A geometria do sistema de detecção do tomógrafo PEM proposto neste trabalho é analisada e discutida no capítulo 8, onde são apresentados resultados da resolução energética, resolução espacial e sensibilidade, sempre levando em consideração o custo do sistema.

O capítulo 9 mostra as conclusões e as discussões do trabalho e o capítulo 10 destaca algumas considerações finais sobre o trabalho.

2 Tomografia por emissão de pósitrons: conceitos

A compreensão da técnica de tomografia por emissão de pósitrons envolve conceitos de decaimentos radioativos, interação da radiação com a matéria, detecção de partículas e captação e distribuição do radiofármaco no organismo, que estão detalhados neste capítulo.

2.1 Decaimento radioativo

O decaimento radioativo é o processo de reestruturação interna que ocorre dentro de um núcleo instável, também chamado de radionuclídeo, para que o átomo atinja a estabilidade.

2.1.1 Meia-vida e constante de decaimento

A partir de observações empíricas, foi constatado que o número de núcleos que decaem em um certo intervalo de tempo é proporcional ao número de átomos radioativos presentes em uma amostra (SAHA, 2005):

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N \tag{2.1}$$

onde N é o número de átomos radioativos que não decaíram da amostra no tempo t e λ é uma constante de proporcionalidade específica para cada radionuclídeo, denominada constante de decaimento. Reescrevendo a equação 2.1, temos:

$$N = N_0 \cdot exp(-\lambda t) \tag{2.2}$$

onde N_0 é o número de átomos radioativos na amostra para o tempo t = 0. Não é possível prever o instante do decaimento radioativo de um radionuclídeo e o mesmo é independente dos decaimentos de outros radionuclídeos presentes na amostra. Além disso, o decaimento radioativo obedece à estatística de Poisson e o desvio padrão do número de radionuclídeos presentes em uma amostra é dado por:

$$\sigma_N = \sqrt{N} \tag{2.3}$$

A atividade da amostra, que é o número de decaimentos por unidade de tempo, é proporcional ao número de átomos presentes na mesma:

$$A = \lambda N \tag{2.4}$$

Assim, temos:

$$A = A_0 \cdot exp(-\lambda t) \tag{2.5}$$

onde A e A_0 são as atividades da amostra nos tempos t > 0 e t = 0, respectivamente.

Usando ainda a equação 2.2, é possível calcular a meia-vida física de um radionuclídeo, que é definida como o tempo necessário para que a quantidade de átomos radioativos de uma amostra decaia para a metade. Ou seja:

$$\frac{N_0}{2} = N_0 \cdot exp(-\lambda T_{1/2}) \Rightarrow \frac{1}{2} = exp(-\lambda T_{1/2}) \Rightarrow T_{1/2} = \frac{ln(2)}{\lambda}$$
(2.6)

2.1.2 Decaimento beta

A partícula beta é um elétron ou um anti-elétron (pósitron) de origem nuclear, que normalmente é emitida, via força fraca, de núcleos instáveis. A emissão do elétron ou pósitron ocorre junto com um anti-neutrino ou um neutrino, respectivamente, onde a energia liberada durante a transição nuclear é fracionada entre as duas partículas, obedecendo à conservação de energia e de momento linear (BAILEY, 2005). Por isso, a energia da partícula beta segue a distribuição de um espectro contínuo, com energia variando de zero até o valor da energia liberada da transição. A figura 2.1 mostra os espectros das energias cinéticas dos elétrons e pósitrons emitidos pelos decaimentos beta negativo e positivo, respectivamente. A diferença entre os espectros é devida à interação coulombiana da partícula beta com o núcleo filho.

A partícula beta possui capacidade de ionização menor que a partícula alfa e maior que a radiação gama e seu poder de penetração é intermediário. Sua perda de energia ocorre por meio das excitações e ionizações dos átomos do meio e também por bremsstrahlung, que é o processo em que ocorre a emissão de um fóton quando a partícula beta é desacelerada pela interação coulombiana com o núcleo atômico.

No decaimento beta negativo (β^{-}) um nêutron dentro do núcleo é convertido em um próton e


Figura 2.1: Espectros de energia dos elétrons e dos pósitrons emitidos pelos decaimentos β^- e β^+ , respectivamente.

um elétron. O próton permanece no núcleo e o elétron é emitido junto com um anti-neutrino. Esse tipo de decaimento ocorre em núcleos instáveis com excesso de nêutrons e pode ser expresso por:

$${}^{A}_{Z}X \rightarrow^{A}_{Z+1}Y + e^{-} + \bar{\nu}$$

$$(2.7)$$

ou ainda

$$n \to p + e^- + \bar{\nu} \tag{2.8}$$

O decaimento beta positivo (β^+) ocorre em núcleos instáveis com excesso de prótons, onde um próton dentro do núcleo é convertido em um nêutron. A energia em excesso dessa conversão é emitida com um pósitron e um neutrino. Esse decaimento pode ser expresso por:

$${}^{A}_{Z}X \rightarrow^{A}_{Z-1}Y + e^{+} + v \tag{2.9}$$

ou ainda

$$energia + p \to n + e^+ + v \tag{2.10}$$

A figura 2.2 apresenta esquemas de decaimento de alguns isótopos por emissão β^+ . Como a massa do nêutron é maior que a do próton, o decaimento β^+ necessita de energia para realizar a reação de conversão das partículas. Por isso, a transmutação só ocorre quando a energia de ligação do nuclídeo pai é menor que a do nuclídeo filho, onde a diferença entre as respectivas energias é usada na conversão do próton em um nêutron, um pósitron e um neutrino mais a energia cinética dessas partículas geradas.

A figura 2.3 mostra os efeitos relacionados com a aniquilação de pósitrons que degradam a re-



Figura 2.2: Esquema de decaimento de alguns emissores beta positivo. $Q_{\beta+}$ e Q_{EC} são as energias da reação para o decaimento beta positivo e para a captura eletrônica, respectivamente. Figura adaptada de Lederer e colaboradores (LEDERER; HOLLANDER; PERLMAN, 1967).

solução espacial da técnica PET. O decaimento do radionuclídeo produz a emissão de um pósitron, o qual percorre uma certa distância até ser aniquilado junto com um elétron do meio. O alcance do pósitron depende da sua energia e da densidade de elétrons do meio que o envolve (HUMM; ROSENFELD; GUERRA, 2003). Quando o pósitron atinge o equilíbrio térmico, o processo de aniquilação do pósitron com um elétron ocorre (HEITLER, 1954) com as duas partículas colidindo entre si. Isso acarreta a criação de fótons e, mais raramente, outras partículas. O processo de aniquilação deve obedecer às leis de conservação de energia, carga, momentos angular e linear.

No caso mais comum ocorre a emissão, em direções aproximadamente opostas, de um par de fótons de 511 keV cada um, que corresponde à energia de repouso do pósitron ou elétron. O desvio do ângulo de 180 graus entre os dois fótons da aniquilação do par elétron-pósitron possui uma largura total à meia altura (FWHM - "Full Width at Half Maximum") de cerca de 0,6 graus (SORENSON; PHELPS, 1987) e depende da energia cinética residual e dos momentos do pósitron e do elétron na aniquilação. O par de fótons é emitido isotropicamente (LEO, 1994). A colinearidade só é perfeita quando o pósitron e o elétron estão em repouso ou possuem momentos opostos (STEINMAN, 1997).

Em alguns poucos casos, pode ocorrer a emissão de três ou mais fótons, mas a probabilidade diminui com o aumento do número de fótons emitidos. Mais raramente, pode ocorrer a emissão de um par neutrino-antineutrino, o que também é permitido fisicamente pois possuem massa menor que a do elétron ou pósitron. Esses casos menos prováveis não são considerados para as aplicações



Figura 2.3: Esquema da aniquilação de pósitrons com os aspectos importantes para a resolução espacial da técnica PET. O decaimento do radionuclídeo produz a emissão de um pósitron, o qual percorre uma certa distância até ser aniquilado junto com um elétron do meio. Esse processo gera a emissão de um par de fótons em direções aproximadamente opostas. Figura adaptada de Lerche (LERCHE, 2006)

de um tomógrafo PET.

2.1.3 Captura eletrônica

A captura eletrônica é um processo concorrente com o decaimento β^+ . Para certos núcleos instáveis, a conversão do próton em nêutron pode ocorrer com a captura de um elétron das camadas orbitais do átomo localizadas mais próximas do núcleo. Sua representação é dada por:

$$p + e^- \to n + \nu \tag{2.11}$$

A única partícula emitida pelo núcleo é um neutrino. Porém, o preenchimento da vacância na camada eletrônica gerada pelo elétron capturado pelo núcleo provoca a emissão de um fóton de raios X característicos, cuja energia é determinada pela diferença entre os níveis de energias envolvidos. Outra situação provável para que o átomo retorne para sua condição estável é a transferência da energia de excitação do átomo para um elétron de uma camada mais externa, chamado de elétron Auger, que é ejetado do átomo.

2.1.4 Emissão de radiação gama

A emissão de radiação gama consiste na liberação do excesso de energia de um núcleo instável por meio de um fóton gama. Assim, a energia da radiação gama emitida é dada pela diferença de energia da transição entre o estado excitado e o estável:

$$E_{gama} = E_i - E_f = hv \tag{2.12}$$

onde h é a constante de Planck e v é a frequência da radiação.

A emissão gama pode estar associada aos decaimentos alfa ou beta e à captura eletrônica, quando o núcleo resultante da transmutação não está na situação de equilíbrio, isto é, seus núcleons encontram-se em estados excitados. Assim, a desexcitação do núcleo ocorre com a emissão de radiação gama característica. Existem ainda nuclídeos que não são desexcitados imediatamente, permanecendo em um estado metaestável. A emissão gama para esta situação é denominada transição isomérica e esses nuclídeos são considerados emissores gama puros, como é o caso do ^{99m}Tc , muito usado na técnica SPECT. Os nuclídeos que emitem radiação gama por transição isomérica e por captura eletrônica são muitos úteis na Medicina Nuclear diagnóstica, pois a dose radiológica no paciente é menor quando comparados aos nuclídeos emissores de gama que decaem por partículas alfa ou beta.

2.1.5 Conversão interna

A conversão interna compete com a emissão gama e ocorre quando a energia de excitação nuclear é transferida para elétrons das camadas eletrônicas internas do átomo. Os elétrons de conversão são removidos e emitidos dos orbitais com valores discretos de energia, as qual é característica para cada isótopo. A vacância gerada é preenchida por um outro elétron proveniente de uma camada mais externa, com a subsequente emissão de radiação X característica ou de um elétron Auger.

2.2 Interação das radiações X e gama com a matéria

As interações dos fótons gama relevantes em um tomógrafo PET são: espalhamento Compton, efeito fotoelétrico e espalhamento Rayleigh. A produção de pares não é considerada na técnica PET, por causa da energia necessária para que este tipo de evento ocorra. A figura 2.4 mostra a probabilidade de ocorrência de cada tipo de interação em função do número atômico Z do material do meio. O espalhamento Rayleigh não é predominante em nenhuma das regiões, desempenhando sempre um papel secundário.

2.2.1 Espalhamento Compton

No modelo simplificado, o espalhamento Compton ocorre quando um fóton com determinada frequência de onda interage com um elétron livre, provocando uma transferência de energia cinética ao elétron, que é deslocado por um ângulo ϕ em relação a direção inicial do fóton, como mostra a figura 2.5. Esse efeito também desloca o fóton por um certo ângulo θ no ponto onde ocorre a interação.



Figura 2.4: Regiões de probabilidade relativa de ocorrerem três formas de interação de fótons gama (efeito fotoelétrico, efeito Compton e produção de pares) em um material com determinado número atômico Z (EVANS, 1972). O espalhamento Rayleigh não é predominante em nenhuma das regiões, desempenhando sempre um papel secundário.



Figura 2.5: Diagrama do espalhamento Compton.

A equação de conservação de energia desse processo é dada por:

$$h\mathbf{v}_i = h\mathbf{v}_f + T_e \tag{2.13}$$

onde *h* é a constante de Planck, v_i é a frequência do fóton incidente, v_f é a frequência do fóton espalhado e T_e é a energia cinética do elétron após a colisão. As equações que definem a conservação do momento são:

$$\frac{hv_f}{c}sen(\theta) = p_esen(\phi) \tag{2.14}$$

$$\frac{hv_i}{c} = p_e cos(\phi) + \frac{hv_f}{c} cos(\theta)$$
(2.15)

onde *c* é a velocidade da luz e p_e é o momento linear do elétron. A energia E_f do fóton espalhado é dado pela equação (EVANS, 1972):

$$E_f = \frac{E_i}{1 + (E_i/m_e c^2)(1 - \cos\theta)}$$
(2.16)

onde m_e é a massa de repouso do elétron e E_i é a energia do fóton incidente. A equação 2.16 implica que pequenas perdas de energia do fóton espalhado causam deflexões angulares consideráveis. Como exemplo, caso um fóton de 511 keV seja espalhado, perdendo 10% de sua energia, a deflexão angular θ seria de aproximadamente 25 graus (figura 2.6).



Figura 2.6: Distribuição de probabilidade angular (seção de choque diferencial de espalhamento) e energia resultante para fótons que interagiram por espalhamento Compton (BAILEY, 2005).

Como pode ser visto na figura 2.4, o efeito Compton é predominante nos tecidos biológicos para a faixa de energia das aplicações PET, que vai até 511 keV. Os tecidos biológicos possuem de 70 a 80% de água, cujo número atômico efetivo é 7,4 (MURRY; DOWDEY; CHRISTENSEN, 1990). Para os cristais cintiladores mais usados em PET, o efeito Compton predomina para energias acima de 300 keV.

2.2.2 Efeito fotoelétrico

O efeito fotoelétrico ocorre quando um fóton interage com um átomo e remove um elétron, chamado também de fotoelétron, deste átomo. A energia mínima necessária do fóton para retirar esse elétron é a energia de ligação atômica do elétron correspondente ao nível de energia ocupado por este no átomo. O restante da energia do fóton é transformado em energia cinética do elétron e de recuo do átomo. A equação 2.17 descreve esse processo:

$$h\mathbf{v}_i = T_e + T_a + B_e \tag{2.17}$$

onde *h* é a constante de Planck, v_i é a frequência do fóton incidente, T_e é a energia cinética do elétron removido do átomo, T_a é a energia cinética do átomo e B_e é a energia de ligação atômica do elétron. Em geral, é possível desprezar a energia cinética do átomo na conservação de energia,

pois a massa dos átomos é muito maior que a do elétron. No entanto, a massa do átomo é essencial para a conservação do momento desse processo:

$$\vec{p}_{\nu} = \vec{p}_e + \vec{p}_a \tag{2.18}$$

onde \vec{p}_v é o momento do fóton, \vec{p}_e é o momento do elétron e \vec{p}_a é o momento do átomo.

A probabilidade de ocorrer o efeito fotoelétrico aumenta com o número atômico do meio de interação e diminui com o aumento da energia do fóton incidente (EVANS, 1972). No caso de um fóton de 511 keV interagindo na água, a probabilidade de ocorrer efeito fotoelétrico é desprezível (JOHNS; CUNNINGHAM, 1983). No entanto, o feito fotoelétrico é importante para interações de fótons de 511 keV com cristais cintiladores inorgânicos.

2.2.3 Espalhamento Rayleigh

O espalhamento Rayleigh ocorre com a absorção de um fóton incidente em um átomo e a sua reemissão em uma direção diferente, com um pequeno recuo do átomo, para garantir a conservação do momento. Esse processo ocorre devido à interação do fóton com o átomo como um todo, sem a transferência de energia do fóton para o átomo. O espalhamento Rayleigh possui baixa probabilidade de ocorrer dentro dos cristais cintiladores inorgânicos e nos tecidos para a energias típicas em PET, podendo ser ignorado nessas situações (HUMM; ROSENFELD; GUERRA, 2003).

2.2.4 Produção de pares

A produção de pares ocorre quando um fóton, de energia superior à massa de repouso de dois elétrons (1,022 MeV), é convertido em um elétron e um pósitron. A energia requerida para que este tipo de evento ocorra é maior do que a geralmente empregada em Medicina Nuclear (THRALL; ZIESSMAN, 2003), o que a torna um processo irrelevante para a tecnologia PET.

2.3 Radiofármacos para diagnóstico

O radiofármaco para diagnóstico é um traçador radioativo que possui uma biodistribuição dentro do organismo de acordo com o alvo de estudo. É projetado para ter afinidade por um determinado sistema, órgão ou receptor, geralmente onde possa existir uma doença, anormalidade ou grande atividade metabólica e possui a importante propriedade de perturbar minimamente a função fisiológica do organismo.

2.3.1 Propriedades

Existe uma grande diversidade de radiofármacos na Medicina Nuclear (THRALL; ZIESS-MAN, 2003). A maioria deles combina um radionuclídeo com uma molécula química biologicamente ativa que é responsável pela biodistribuição específica. Porém, alguns gases inertes radioativos, os radioiodos, o ${}^{67}Ga$ e o ${}^{201}Tl$ apresentam todas as funções e as propriedades biológicas necessárias sem precisar ser agregado a uma molécula química.

Para a Medicina Nuclear diagnóstica, a energia liberada do decaimento do radionuclídeo deve ser depositada preferencialmente no detector e o mínimo possível no paciente. Também é importante que o radionuclídeo tenha uma meia-vida curta, da ordem de horas ou dias, o suficiente para o transporte do mesmo do local de produção para o centro clínico, onde será usado para marcar o fármaco e administrado ao paciente para o exame. Uma meia-vida curta garante que as doses recebidas pelo paciente e pessoas próximas a ele são mantidas em níveis mais baixos possíveis. Desta forma, a situação ideal seria que o local de produção do radioisótopo fosse localizado junto ao centro clínico, o que permitiria o uso de radionuclídeos com meia-vida da ordem de minutos.

Uma caraterística importante é a meia-vida efetiva, que é a combinação da meia-vida física do radionuclídeo com a meia-vida biológica do fármaco, definida como (SAHA, 2005):

$$\frac{1}{\lambda_{ef}} = \frac{1}{\lambda} + \frac{1}{\lambda_{bio}}$$
(2.19)

onde λ_{bio} é a meia-vida biológica do radiofármaco. A meia-vida efetiva deve ser longa o suficiente somente para uso na aplicação desejada.

Além disso, o radiofármaco não deve ser tóxico e nem provocar efeitos colaterais. Também não pode sofrer dissociações in-vitro e in-vivo e seu custo deve ser viável.

2.3.2 Produção de radionuclídeos

Os radionuclídeos disponíveis na natureza possuem meia-vida longa e muitos deles são tóxicos, como o urânio, o actínio, tório, rádio e radônio. Por isso, os radionuclídeos usados em Medicina Nuclear são obtidos artificialmente em reator nuclear ou aceleradores de partículas, como, por exemplo, o cíclotron (WERNICK; AARSVOLD, 2004).

Nos reatores nucleares são produzidos radionuclídeos emissores beta negativo, que possuem excesso de nêutrons. A reação, chamada de ativação por nêutrons, ocorre com o bombardeio de núcleos com nêutrons de baixa energia. Esta técnica não permite a separação dos átomos radioativos dos estáveis, pois o produto filho é o mesmo elemento do pai, resultando num produto de baixa atividade específica. Esta técnica foi a primeira utilizada para obtenção do ⁹⁹*Mo*, que

é o radionuclídeo pai do ${}^{99m}Tc$, muito usado em SPECT e obtido por meio do sistema gerador ${}^{99}Mo/{}^{99m}Tc$. O sistema gerador consiste num método de separação de um radionuclídeo pai de meia-vida longa de um filho com meia vida curta, que possui aplicação clínica. Assim, é possível fazer o transporte do local de produção do radionuclídeo pai até o local da aplicação do filho, em tempo hábil para utilização do mesmo. Atualmente, a produção de ${}^{99}Mo$ pode ser feita por cíclotron ou por meio de produtos de fissão do bombardeio por nêutrons do ${}^{235}U$ enriquecido.

Radionuclídeos com excesso de prótons, que sofrem decaimento beta positivo ou captura eletrônica, são produzidos no bombardeio por prótons em nuclídeos alvos realizados em cíclotrons ou outros aceleradores.

2.3.3 Radiofármacos em PET

O radionuclídeo usado em um tomógrafo PET deve decair pela emissão isotrópica de pósitron (emissão β^+). É desejável que o radionuclídeo não emita raios gama ou X. Também é interessante que o isótopo seja de um elemento com importância fisiológica. Desta forma, é possível realizar o estudo de funções fisiológicas, formas, posições e outras informações clínicas dos órgãos presentes no organismo.

A tabela 2.1 exibe algumas propriedades físicas de alguns radionuclídeos usados em PET. A razão de ramificação indica qual a fração dos tipos de decaimento do radionuclídeo é por emissão de pósitrons, em vez de captura eletrônica. Outra propriedade importante é o alcance do pósitron, que depende da sua energia de emissão e do tecido em que ocorre a emissão. Na tabela, o alcance é dado para a água. O alcance do pósitron influencia a resolução espacial da imagem PET, pois define a distância entre o local em que ocorre a emissão do pósitron pelo radionuclídeo e o local onde o pósitron é aniquilado. A tabela também inclui a energia dos fótons de raios X e gama com energia maior que 250 keV e as suas respectivas abundâncias em relação a emissão dos pósitrons. Tais fótons não são desejáveis, pois, dependendo da seleção em energia dos eventos, podem possuir energia que pode ser suficiente para serem registrados como fótons de aniquilação.

Os principais radiofármacos usados em PET e suas respectivas funções desempenhadas são exibidas na tabela 2.2.

A 2-Deoxi-2-(¹⁸F)fluor-D-glicose ([¹⁸F]-FDG) é o radiofármaco mais empregado atualmente. O transporte da [¹⁸F]-FDG para dentro da célula ocorre de forma similar à da glicose. Já no meio intracelular, a [¹⁸F]-FDG e a glicose sofrem fosforilação formando FDG-6-fosfato e glicose-6-fosfato, respectivamente. A única diferença no processo de metabolização da [¹⁸F]-FDG em relação à glicose é que a FDG-6-fosfato fica retida na célula e a glicose-6-fosfato é metabolizada. Assim, a imagem da distribuição da [¹⁸F]-FDG no organismo fornece a atividade pré-metabólica da glicose nos tecidos. Esse radiofármaco possui diversas aplicações, sendo usado para diagnosticar

				alcanc	e na água	fótons > 2	250 keV	
	$T_{1/2}$	razão de	E_{max}	R_{max}	R _{rms}	energia		método de
nuclídeo	(min.)	ramificação	(MeV)	(mm)	(mm)	(MeV)	abundância	produção
^{11}C	20,4	99%	0,96	3,9	0,4	não emite	0%	Cíclotron
^{13}N	9,96	100%	1,2	5,1	0,6	não emite	0%	Cíclotron
¹⁵ 0	2,05	100%	1,7	8	0,9	não emite	0%	Cíclotron
^{18}F	109,8	97%	0,64	2,3	0,2	não emite	0%	Cíclotron
⁶² Cu	9,74	98%	2,9	15	1,6	0,876-1,17	0,5%	Gerador
⁶⁴ Cu	762	19%	0,58	2	0,2	não emite	0%	Cíclotron
⁶⁶ Ga	569,4	56%	3,8	20	3,3	0,834-4,81	73%	Cíclotron
⁶⁸ Ga	68,4	88%	1,9	9	1,20	1,08-1,88	3,1%	Gerador
⁷⁶ Br	966	54%	3,7	19	3,20	0,473-3,60	146%	Cíclotron
⁸² <i>Rb</i>	1,3	95%	3,4	18	2,6	0,777	13%	Gerador
⁸⁶ Y	882	32%	1,4	6	0,7	0,440-1,920	240%	Cíclotron

Tabela 2.1: Propriedades físicas de alguns radionuclídeos emissores de pósitron usados em PET (WEBER et al., 1989; FIRESTONE; SHIRLEY, 1996). $T_{1/2}$ é a meia-vida física, E_{max} é a energia máxima do pósitron, R_{max} (EVANS, 1972) é o alcance máximo do pósitron na água e R_{rms} (DERENZO, 1986) é o valor rms ("root mean square") do alcance do pósitron na água.

uma variedade de doenças cerebrais, medidas quantitativas de funções cerebrais regionais, medida de viabilidade miocárdica e o diagnóstico e estadiamento de vários tipos de tumores (THRALL; ZIESSMAN, 2003).

2.4 Detecção em coincidência

Como toda técnica de diagnóstico em medicina nuclear, a PET é usada para determinar o mapa de distribuição de um traçador radioativo administrado em um organismo vivo (BAILEY, 2005). A figura 2.7 mostra as principais etapas do processo de aquisição de uma imagem desse mapa por um tomógrafo PET. O pósitron emitido pelo traçador radioativo se aniquila com um elétron, emitindo dois fótons de 511 keV em sentidos opostos. Cada fóton detectado é chamado de evento simples. As informações de energia, posição e tempo de cada evento são registradas pelo sistema de detecção do tomógrafo. A seguir, os dados são processados por uma unidade que decide se os dois eventos simples são coincidentes, isto é, vieram do mesmo processo de aniquilação. Isso é feito por meio de uma janela temporal de coincidência, onde eventos que ocorrem dentro da mesma janela de tempo são considerados coincidentes. Em geral, a janela de tempo pode variar de 6 ns até 20 ns (POMPER, 2008). Além disso, para serem considerados eventos coincidentes, a energia de cada evento também deve estar dentro dos limites máximo e mínimo de energia definidos pelo

função	radiofármaco	radionuclídeo
agente de perfusão	dióxido de carbono	¹⁵ 0
	água	¹⁵ 0
	amônia	^{13}N
	cloreto de rubídio	⁸² <i>Rb</i>
volume sanguíneo	monóxido de carbono	¹⁵ 0
	monóxido de carbono	^{11}C
	ácido etilenodiamino tetra-acético	⁶⁸ Ga
agente metabólico	fluoreto de sódio	^{18}F
	fluordesoxiglicose	^{18}F
	oxigênio	¹⁵ 0
	acetato	^{11}C
	palmitato	^{11}C
	glutamato	^{11}C
agente tumoral	fluordesoxiglicose	^{18}F
	metionina	^{11}C
agente para receptor	espiperone	^{18}F
	carfentanil	^{11}C
	flúor-L-dopa	^{18}F
	raclopride	^{11}C

Tabela 2.2: Principais radiofármacos usados em PET com suas respectivas utilizações (THRALL; ZIESSMAN, 2003).

sistema. O limite mínimo é útil para evitar o registro de eventos coincidentes cujos fótons de 511 keV perderam parte de sua energia ao sofrerem espalhamento Compton dentro do objeto analisado e, consequentemente, alteraram a sua direção. Eventos detectados simultaneamente em um mesmo detector, cuja soma dos valores de energia é maior que limite máximo, também não são registrados.

Cada par de fótons que é registrado pelo sistema de detecção em coincidência gera uma linha de projeção ou resposta (LOR - "Line Of Response"). Todos os eventos coincidentes vão para uma unidade que processa as sucessivas linhas de resposta com o auxílio de ferramentas computacionais de processamento de imagem, propiciando a formação da imagem do mapa de distribuição do traçador.

A detecção em coincidência possui a vantagem de obter a informação da LOR de cada evento sem o uso de colimadores físicos, o que melhora a eficiência de detecção do sistema.



Figura 2.7: Esquema simplificado de um tomógrafo PET. Figura adaptada de Langner (LANGNER, 2003).

2.4.1 Tipos de coincidências

Devido aos tipos de interações possíveis na técnica PET, as coincidências registradas em um tomógrafo PET podem ser classificadas em quatro tipos diferentes (BAILEY, 2005). A figura 2.8 mostra esses possíveis tipos de eventos de coincidência.

A coincidência verdadeira é aquela em que somente dois fótons são registrados dentro da mesma janela temporal, sendo que os mesmos são provenientes do mesmo evento de aniquilação pósitron-elétron e também não sofreram nenhum tipo de interação antes de serem detectados.

A coincidência espalhada ocorre quando pelo menos um dos fótons da aniquilação sofreu um ou mais espalhamentos Compton antes de ser detectado. É altamente provável que a LOR associada a este evento não seja a verdadeira, o que adiciona um ruído estatístico de fundo à imagem e diminui o contraste da mesma. A LOR associada só é a verdadeira caso os espalhamentos sofridos pelo fóton resultem no registro de uma LOR equivalente ao caso em que o fóton não sofreu espalhamento. A probabilidade de ocorrência da coincidência espalhada depende do volume e das propriedades de atenuação do organismo sendo analisado e também da geometria do sistema de detecção.

A coincidência aleatória ocorre quando dois fótons que não são provenientes do mesmo evento de aniquilação são registrados dentro da mesma janela temporal. A probabilidade de ocorrência da coincidência aleatória depende dos mesmos parâmetros que a espalhada, mas também da taxa de contagens de fótons detectada pelo sistema e da janela temporal. A distribuição de coincidências aleatórias adiciona ruído estatístico de fundo à imagem. Regiões onde existem maior concentração



Figura 2.8: Possíveis tipos de eventos de coincidência. Figura adaptada de Bailey (BAILEY, 2005).

de radiofármaco possuem maior probabilidade de ocorrência de coincidências aleatórias, o que leva a uma estimativa maior da concentração do mesmo nessas regiões.

Um outro tipo de coincidência possível é a coincidência múltipla, onde três ou mais eventos são registrados dentro da mesma janela temporal. Neste caso não é possível estabelecer uma LOR e a coincidência é rejeitada. A taxa de eventos verdadeiros é dada pela taxa de eventos totais, subtraindo a taxa de eventos espalhados e a de eventos aleatórios.

2.4.2 Modos de aquisição

A técnica PET pode operar em modos de aquisição 2D e 3D (SAHA, 2005). No modo 2D, um septum feito de tungstênio ou chumbo é usado para restringir fisicamente o campo de visão axial considerado por uma área do detector. O objetivo é diminuir a quantidade de coincidências espalhadas, em detrimento da diminuição da sensibilidade do sistema, pois os septa aumentam a probabilidade de absorção dos fótons gama. No modo 3D, os septum não são usados, o que aumenta o número de coincidências registradas.

2.5 Correções dos dados registrados

Os eventos de coincidências registrados são influenciados por uma série de fatores inerentes ao processo de aquisição dos dados, como a atenuação e o espalhamento dos fótons de aniquilação, o

registro de eventos aleatórios, o empilhamento dos dados, a resposta não-linear e o tempo morto do detector (SAHA, 2005). Todos esses fatores degradam a imagem significativamente, mas podem ser reduzidos por meio de técnicas descritas a seguir.

2.5.1 Correção de atenuação

Durante uma aquisição, cada par de fótons de aniquilação de 511 keV proveniente de uma região específica dentro do objeto, possui uma probabilidade de ser atenuado que depende da composição e da espessura do material que ele atravessa antes de ser registrado por um par de detectores em coincidência. Quando o objeto possui uma densidade uniforme, tal probabilidade é dada por (SAHA, 2005):

$$P = exp(-\mu a) \cdot exp(-\mu b) = exp(-\mu (a+b)) = exp(-\mu D)$$
(2.20)

onde μ é o coeficiente de atenuação linear para fótons de 511 keV, a e b são as distâncias percorridas por cada fóton de aniquilação antes de ser detectado e D é a espessura total do objeto.

A figura 2.9 ilustra essa situação, mostrando que a atenuação independe da localização da aniquilação e depende das dimensões totais do objeto.



Figura 2.9: Dois fótons de 511 keV sendo detectados depois de atravessarem diferentes espessuras a e b, onde D é a soma dessas duas espessuras (SAHA, 2005).

No caso em que um objeto é composto de diferentes materiais, a equação usada é:

$$P = exp\left(-\sum_{i=1}^{N}\mu_i D_i\right)$$
(2.21)

onde μ_i e D_i são o coeficiente de atenuação linear e a espessura do material i, presente no objeto, e N é o número de regiões com diferentes materiais dentro do objeto.

A atenuação de fótons causa não-uniformidades na imagem, tanto porque a probabilidade de atenuação de fótons é maior na região central do objeto do que na sua extremidade, como também por causa dos diferentes materiais que os fótons devem percorrer para diferentes localizações de aniquilação.

Um método de correção de atenuação muito comum é o método de transmissão, em que uma

ou mais fontes emissoras de pósitrons ou gama em forma de barra são colocadas no "gantry" do tomógrafo ao longo do seu eixo de aquisição. O conjunto de fontes é rotacionado por um motor elétrico em torno do tomógrafo, irradiando uniformemente todos os pares detectores. Duas varreduras deste tipo são realizadas: uma com e outra sem o objeto a ser feita a imagem. Fatores de correção são calculados para cada par de detectores (LOR) usando:

$$\frac{I}{I_0} = exp\left(-\sum_{i=1}^N \mu_i D_i\right)$$
(2.22)

onde I e I_0 são as intensidades obtidas das varreduras com e sem objeto, respectivamente. Esses fatores são aplicados em todas as contagens de cada LOR registrada.

2.5.2 Correção para coincidências aleatórias

A taxa de eventos de coincidências aleatórias é dada por (BAILEY, 2005):

$$C = 2\tau \cdot C_1 \cdot C_2 \tag{2.23}$$

onde τ é a janela de tempo do sistema e C₁ e C₂ são as taxas de contagens simples de cada um dos dois detectores formando uma LOR. Assim, a correção para cada LOR pode ser feita subtraindo as taxas de contagem C das coincidências detectadas. Eventos de coincidência aleatória variam quadraticamente com a atividade administrada, enquanto eventos de coincidência verdadeira aumentam linearmente. Assim, a janela temporal deve ser a menor possível para que os eventos de coincidência aleatória sejam minimizados.

Um método comum de correção de coincidências aleatórias é usando dois circuitos de coincidências com o mesmo valor de janela de tempo (ex. 6 ns para o cristal cintilador LSO), porém um dos circuitos possui um atraso de tempo da ordem de 50 a 60 ns. O circuito sem atraso registra todos os tipos de coincidências, enquanto aquele atrasado registra somente as coincidências aleatórias. Os eventos de coincidências aleatórias registrados nos dois circuitos são equivalentes estatisticamente. Assim, a correção pode ser feitas subtraindo os eventos do circuito atrasado dos eventos do circuito de coincidência sem atraso.

2.5.3 Correção de espalhamento no objeto analisado

A relação de eventos espalhados/verdadeiros aumenta com a densidade e a dimensão do objeto e a largura da janela de seleção energética. No entanto, a relação eventos espalhados/verdadeiros não muda com o aumento da atividade administrada no objeto, pois ambos os tipos de eventos aumentam linearmente com o aumento da atividade. A correção para espalhamento é feita por meio das contagens fora do campo de visão, onde somente as coincidências espalhadas e aleatórias devem ser registradas. Depois da subtração das coincidências aleatórias, as contagens espalhadas são subtraídas para fornecer como resultado as coincidências verdadeiras. Este método supõe que o espalhamento é uniforme ao longo do FOV (SAHA, 2005).

2.5.4 Normalização do detector

Os tomógrafos PET modernos são constituídos de um conjunto de blocos detectores, em que cada bloco é uma matriz de cristais acoplada a uma ou mais fotomultiplicadoras. As eficiências de detecção de cada par de blocos detectores, cada um formando uma LOR, não são iguais por causa das variações de ganho das fotomultiplicadoras e também da posição e das variações das propriedades físicas de cada cristal dentro do bloco. Isso resulta em uma não-uniformidade dos dados adquiridos e deve ser corrigida por um método chamado normalização, que é feita por meio de uma fonte cuja incidência de fótons de 511 keV é uniforme em cada par de detectores. Os dados são coletados e fatores de normalização são calculados para cada par (i, j) de detectores usando a equação:

$$Norm_{ij} = \frac{A_{ij}}{\bar{A}} \tag{2.24}$$

onde \overline{A} é a média de contagens de todos os pares (ou LORs) e A_{ij} é a contagem do par individual.

Assim, o fator de normalização pode ser aplicado usando:

$$C_{norm,ij} = \frac{C_{ij}}{Norm_{ij}} \tag{2.25}$$

onde C_i é o número de contagens de uma LOR e $C_{norm,i}$ é o número de contagens normalizado para esta mesma LOR.

2.5.5 Correção de tempo morto

Tempo morto é o tempo necessário para que um fóton seja registrado, partindo do momento que o mesmo interage dentro do detector. No caso de um sistema que usa cristais cintiladores acoplados a fotomultiplicadoras, esse tempo inicia no momento em que o fóton é absorvido dentro do cristal com a subsequente geração de fótons de cintilação, os quais interagem com o fotocátodo da fotomultiplicadora. Depois disso, o sinal gerado pela fotomultiplicadora é amplificado e a posição e a energia do fóton são determinadas e gravadas pelo sistema. Quando dois eventos são detectados dentro da mesma janela temporal, uma coincidência é registrada. Durante esse tempo,

o sistema é incapaz de processar um novo evento, que será perdido.

O número de contagens perdidas por tempo morto é relevante para altas taxas de contagens e pode ser minimizado com o uso de cristais com tempo de decaimento de cintilação mais curtos e eletrônica associada mais rápida (SAHA, 2005).

2.5.6 Correção de empilhamento

Quando dois fótons de 511 keV são absorvidos completamente e detectados simultaneamente em um mesmo detector, um fotopico de 1,022 MeV é gerado e não é registrado pelo sistema por estar fora da janela energética. No entanto, quando dois fótons espalhados são detectados simultaneamente e o fotopico resultante está dentro da janela energética, esse fotopico é registrado, apesar de ser proveniente de dois eventos não-correlacionados. Esses eventos são chamados de pulsos de empilhamento, e causam distorções na imagem adquirida em altas taxas de contagens.

Circuitos de rejeição de empilhamento e memórias para armazenar temporariamente os pulsos de entrada e equalizar a diferença entre a taxa dos pulsos na entrada do pré-amplificador com a taxa dos pulsos processados nos estágios seguintes podem ser aplicados para reduzir o registro de pulsos de empilhamento (SAHA, 2005).

2.6 Reconstrução tomográfica da imagem

Os eventos de coincidência registrados podem ser agrupados em um conjunto de projeções adquiridas, chamado de sinograma, que pode ser uma tabela, ou ainda, uma representação gráfica das LORs registradas. Cada linha e coluna do sinograma informam, respectivamente, a posição angular do plano detector e a posição radial do evento ao longo do plano detector, como mostra a figura 2.10.



Figura 2.10: (A) Projeções da imagem em um tomógrafo para ângulos de 0, 30, 60 e 90 graus. (B) Sinograma da imagem.

O sinograma também pode ser representado matematicamente pela transformada de Radon com a função:

$$g(\phi, r) = \mathscr{R}f(\phi, r) = \int_{L(\phi, r)} f(x, y) ds = \iint f(x, y) \cdot \delta(x \cdot \cos\phi + y \cdot \sin\phi - r) dx dy \qquad (2.26)$$

onde f(x, y) representa o corte do objeto tridimensional.

Durante a reconstrução da imagem retroprojetada, os dados adquiridos e armazenados nos sinogramas são recuperados e processados para fornecerem uma imagem do objeto. Os dados em modo 3D são mais complexos e, geralmente, são reamostrados em formato 2D para a reconstrução.

2.6.1 Retroprojeção simples

Na aquisição 2D, a atividade em uma dada LOR em um sinograma é a soma de todas as atividades detectadas pelo par de detectores ao longo da LOR. O princípio de retroprojeção é aplicado para reconstruir as imagens dessas LORs adquiridas. Para isso, o tamanho de uma matriz de reconstrução deve ser definido. Enquanto a matriz da imagem está nas coordenadas (x, y), os dados do sinograma estão em coordenadas polares. Um pixel da imagem é relacionado ao sinograma por (SAHA, 2005):

$$r = x \cdot \cos\phi + y \cdot \sin\phi \tag{2.27}$$

onde r é calculado para cada pixel da imagem (x,y) a um ângulo de projeção ϕ . As contagens medidas, armazenadas no sinograma, correspondentes ao r calculado são adicionados ao pixel (x,y) na matriz de reconstrução. Isso é repetido para todos os ângulos de projeções. Assim, o pixel da imagem retroprojetada A(x,y) na matriz de reconstrução é dado por (SAHA, 2005):

$$A(x,y) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^{N} g(\phi, r)$$
(2.28)

onde $g(r, \phi)$ é a densidade de contagens do elemento do sinograma da matriz adquirida e N é o número de ângulos de projeções. A imagem é reconstruída quando todos os pixels são computados para esta simples retroprojeção.

A reconstrução de uma imagem usando retroprojeção simples gera um artefato que é mostrado na figura 2.11.B. Quando a soma de todas as retroprojeções é feita, a imagem reconstruída final representa um ponto de atividade dentro de um objeto como uma região circular cuja atividade diminui com a distância a partir do centro, obedecendo uma função do tipo 1/r (SAHA, 2005).

Isto significa dizer que a função de dispersão pontual PSF (do inglês "Point Spread Function") é circularmente simétrica e varia proporcionalmente com o inverso do raio r.



Figura 2.11: (A) Dados adquiridos são retroprojetados em três projeções, variando 120 graus, para reconstrução da imagem. (B) Mesmo com infinitas projeções, a imagem reconstruída mostra presença de atividade nas regiões em torno das fontes pontuais. (C) Efeito dessa distorção descrito por uma função do tipo 1/r, onde r é a distância a partir do ponto central (SAHA, 2005).

2.6.2 Retroprojeção filtrada

O artefato gerado pela retroprojeção simples pode ser reduzido com a aplicação de um filtro aos dados de aquisição e os dados de projeção filtrados são retroprojetados para produzir uma imagem que melhor representa o objeto. Tal método é chamado de retroprojeção filtrada (FBP - "Filtered Back Projection")(SORENSON; PHELPS, 1987). O método FPB foi durante muito tempo o mais utilizado na Medicina Nuclear, pelo fato de ser simples e necessitar de poucos recursos computacionais. Como todo método analítico, o FBP é linear, permitindo controlar facilmente a resolução espacial e as correlações de ruídos na reconstrução.

De acordo com o método de Fourier, a linha de integral medida $p(r, \phi)$ em um sinograma é relacionada à distribuição de densidade de contagens A(x,y) do objeto pela transformação de Fourier. A figura 2.12 ilustra um exemplo dessa transformação. Os dados de projeção obtidos no domínio do espaço podem ser expressos em termos de uma série de Fourier no domínio da frequência como a soma de uma série de ondas senoidais de diferentes amplitudes, frequências espaciais e deslocamentos de fase. Os dados de cada linha de uma matriz de aquisição podem ser considerados como uma composição de várias ondas senoidais no domínio da frequência. A conversão dos dados do domínio espacial para o domínio da frequência é chamado de transformação de Fourier, exibida na figura 2.13. A operação inversa de conversão dos dados do domínio da frequência para o domínio espacial é a transformada inversa de Fourier.

Pelo método de Fourier de retroprojeção, os dados de projeção de cada perfil são convertidos do domínio espacial para o domínio da frequência usando a transformação de Fourier, que é expressa como (SAHA, 2005):



Figura 2.12: (A) Distribuição da atividade em função da posição dentro do objeto no domínio espacial. (B) A mesma distribuição da atividade pode ser descrita como a soma de quatro funções senoidais (SAHA, 2005).



Figura 2.13: Transformada de Fourier da distribuição da atividade no domínio da frequência. Figura adaptada de Saha (SAHA, 2005).

$$F(\mathbf{v}_x, \mathbf{v}_y) = \mathscr{F}f(x, y) \tag{2.29}$$

onde $F(v_x, v_y)$ é a transformada de Fourier de f(x,y) e \mathscr{F} representa a transformação de Fourier. Assim, são somadas todas as transformadas de Fourier de cada linha do sinograma dos dados de projeção 2D. A seguir, um filtro H(v) no domínio da frequência é aplicado para redução do ruído para cada perfil:

$$F'(\mathbf{v}) = H(\mathbf{v}) \cdot F(\mathbf{v}) \tag{2.30}$$

onde F'(v) é a projeção filtrada que é obtida com a aplicação do filtro.

Por fim, a transformação inversa de Fourier é realizada para a obtenção dos dados de projeção

filtrados, para serem retroprojetados da mesma forma que a retroprojeção simples.

2.6.2.1 Tipos de filtros

Existem diversos filtros que podem ser aplicados para reconstrução de imagens na Medicina Nuclear (SAHA, 2005). Esses filtros são caracterizados pela frequência de Nyquist, que define um limite superior de frequência das curvas senos e cossenos que representam a projeção da imagem. Como os dados de aquisição são discretos, o número máximo de picos possíveis em uma projeção ocorreria na situação em que os picos estivessem em pixels alternados, ou seja, 1 ciclo a cada 2 pixels ou ainda 0,5 ciclo/pixel, que é o valor da frequência de Nyquist. Por exemplo, em um caso onde um pixel de uma matriz possui 4,5 mm, a frequência de Nyquist será 1,11 ciclos/cm.

Um tipo de filtro muito usado é o filtro rampa, representado na figura 2.14 no domínio da frequência. Um efeito indesejado do uso do filtro rampa é o aumento do ruído em altas frequências na imagem, apesar desse filtro remover o artefato gerado pela retroprojeção simples.



Figura 2.14: Filtro rampa no domínio da frequência (SAHA, 2005).

Vários outros filtros foram propostos para evitar esse tipo de ruído em altas frequências, como mostra a figura 2.15. Tais filtros são baseados no produto do filtro rampa com uma função janela, a qual possui peso unitário em baixas frequências mas que diminui gradualmente com o aumento da frequência, fazendo um suave corte na frequência de Nyquist. A frequência na qual é possível eliminar o ruído na imagem é chamada de frequência de corte. Quanto maior a frequência de corte, melhor a resolução espacial e mais detalhes da imagem podem ser observados até um certo valor de frequência. Por isso, a frequência de corte deve ser corretamente definida para reduzir o ruído da imagem, mas ao mesmo tempo preservar os detalhes da imagem.

2.6.3 Métodos iterativos

Com o aumento do poder de processamento dos computadores, métodos estatísticos iterativos de reconstrução de imagem foram incorporados cada vez mais em sistemas comerciais (WER-



Figura 2.15: Diferentes filtros no domínio da frequência que são obtidos pelo produto do filtro rampa com as respectivas funções janela (SAHA, 2005).

NICK; AARSVOLD, 2004). A grande vantagem desses métodos é que eles permitem levar em consideração fatores envolvidos na aquisição dos dados: a detecção, o transporte dos fótons dentro do objeto analisado e a distribuição estatística dos dados registrados.

Nos métodos iterativos, uma estimativa inicial da imagem é feita para que as projeções dessa imagem estimada sejam computadas e comparadas com as projeções medidas. A estimativa inicial pode ser, por exemplo, uma imagem reconstruída por FBP ou retroprojeção simples. Caso a comparação indique diferenças significativas entre as projeções medidas e estimadas, modificações são feitas para tentar melhorar a imagem estimada e uma nova comparação é realizada para avaliar a convergência entre as projeções. Essas iterações são processadas até que um acordo pré-definido entre os conjuntos de projeções medidas e estimadas seja alcançado. O princípio de funcionamento dos métodos de reconstrução iterativa é representado na figura 2.16. As diferenças entre os métodos estão em como as projeções são computadas a partir da imagem estimada, a ordem e os tipos de correções que são aplicadas na projeções estimadas (SAHA, 2005).



Figura 2.16: Fluxograma dos métodos de reconstrução iterativa.

A conversão da imagem estimada em um conjunto de projeções é feita pela determinação da soma ponderada das atividades em todos os pixels ao longo de cada LOR da imagem estimada. A

projeção q_i é dada por (SAHA, 2005):

$$q_i = \sum_{j=1}^{N} a_{ij} C_j$$
 (2.31)

onde C_j é o número de contagens no pixel j e a_{ij} é a probabilidade de uma emissão no pixel j ser gravada na LOR i que possui um total de N pixels, como representado na figura 2.17.



Figura 2.17: O dado de projeção q_i é estimado em um sinograma a partir de todos os pixels ao longo de uma LOR e comparado com o dado de projeção medido p_i (SAHA, 2005).

Sendo p_i a projeção medida, o erro é calculado usando $p_i - q_i$. Os fatores a_{ij} são aplicados para distribuir esse erro em todos os pixels ao longo da LOR i:

$$\delta C_j = \frac{a_{ij}(p_i - q_i)}{\sum_{j=1}^N a_{ij}} \tag{2.32}$$

onde δC_j é o erro da LOR i distribuída no pixel j.

Existem três técnicas para calcular e aplicar as correções de erros (SAHA, 2005). Na técnica de correção ponto-a-ponto, os erros de todas as LORs passando por um único pixel são calculados e usados para corrigir esse pixel antes de passar para o próximo. Na técnica projeção-a-projeção, o erro é computado e a imagem é atualizada para cada LOR antes de proceder para a próxima LOR. Na técnica de reconstrução de iteração simultânea, todos os erros para todas as comparações das LORs são calculados e, a seguir, a imagem é atualizada.

Os métodos iterativos mais utilizados são o "Maximum Likelihood Expectation Maximization" (ML-EM) (SHEPP; VARDI, 1982; LANGE; CARSON, 1984) e o "Ordered Subsets Expectation Maximization" (OS-EM) (HUDSON; LARKIN, 1994). O método ML-EM supõe que o conjunto de dados observáveis é completo (POZZO, 2005) e atualiza a imagem durante cada iteração usando as equações 2.32 e 2.31. Este método requer muitas iterações e, consequentemente, muito tempo computacional para chegar em um acordo aceitável entre as imagens estimada e medida. O método OS-EM, baseado no método ML-EM, foi proposto para amenizar este problema. No método OS-EM, as projeções são agrupadas em subconjuntos em torno do objeto a ser imageado, separados por um ângulo fixo. Em projeções sem ruído, a convergência para uma solução de máxima verossimilhança de uma imagem estimada pelo método OS-EM, baseada em um subconjunto de projeções, é semelhante a uma convergência pelo método ML-EM (HUDSON; LARKIN, 1994). Essa é a característica do método OS-EM que diminui o número de processamento onde, em geral, quanto maior o número de subconjuntos, menor o tempo de processamento.

Usando o método FBP, algumas das correções dos dados são feitas antes do processo de reconstrução. Nos métodos ML-EM e OS-EM, esses fatores são incluídos na imagem estimada e não precisam ser aplicados separadamente. Os métodos iterativos fornecem uma relação sinalruído mais alta em regiões de baixa atividade do que o método FBP, como mostra a figura 2.18.



Figura 2.18: Comparação entre os métodos FBP e OS-EM com correção da atenuação. (A) Pulmão; (B) Fígado sem tumor; (C) Fígado com tumor; (D) Mama. Imagens FBP possuem mais ruídos que imagens OS-EM (RIDDELL et al., 2001).

2.6.4 Reconstrução 3D

Em um tomógrafo PET com N cristais, uma aquisição em modo 3D gera N² sinogramas, enquanto que no modo 2D, com o uso de septa, produz 2N-1 sinogramas. A reconstrução dos dados em 3D necessita de uma grande quantidade de memória e de um alto processamento computacional, devido ao número de cálculos envolvidos. Assim, para facilitar a manipulação de dados em modo 3D, algoritmos de reamostragem axial podem ser usados para reorganizar os sinogramas oblíquos em sinogramas diretos, como mostra a figura 2.19. Após a reamostragem, os dados obtidos em 3D são convertidos para um conjunto de projeções equivalentes em 2D, onde a reconstrução pode ser feita em modo 2D, que é mais rápida.

Um desses algoritmos de reamostragem é chamado de Single Slice Rebinning (SSRB), que é um algoritmo aproximado que supõe que cada LOR oblíqua medida atravessa somente uma única seção transaxial. Este algoritmo funciona bem ao longo do eixo central do tomógrafo, porém as resoluções espaciais axial e radial pioram com o aumento da distância radial (SAHA, 2005).



Figura 2.19: Representação esquemática do princípio de um algoritmo de reamostragem para dados 3D. Figura adaptada de Bailey (BAILEY, 2005).

Usando o algoritmo Fourier Rebinning (FORE), a reamostragem é feita empregando o método de Fourier 2D (SAHA, 2005) para cada sinograma oblíquo no domínio da frequência. Este método estima com maior acurácia a localização axial da fonte que o método SSRB. Depois da reamostragem dos dados 3D em um conjunto de dados 2D, os métodos FBP ou iterativos podem ser aplicados.

2.7 Caracterização do desempenho de um tomógrafo PET

2.7.1 Resolução energética

A figura 2.20 mostra para três situações como deve ser um espectro de energia de eventos simples adquirido por um tomógrafo PET, onde fótons gama de 511 keV são detectados por um cristal cintilador. O espectro da figura 2.20.a é o que seria considerado ideal, apresentando um fotopico de 511 keV estreito e borda Compton de 340 keV bem definida. A figura 2.20.b mostra o espectro com alargamento do fotopico e da borda Compton devido à resolução energética do detector. Na figura 2.20.c é apresentado um espectro real, com a adição de eventos múltiplos e de espalhamento externo devido ao paciente. Mesmo com o uso de uma janela energética de aquisição ΔE , parte dos fótons espalhados acabam sendo registrados. As três situações também mostram o pico de retroespalhamento, que ocorre quando um fóton de 511 keV sofre espalhamento Compton

em 180 graus fora do cristal, tanto atrás quanto na frente do mesmo, e termina por depositar toda a sua energia restante (170 keV) dentro do cristal.



Figura 2.20: a) Espectro ideal de energia adquirido por um tomógrafo PET com fotopico estreito e borda Compton bem definida. b) Espectro mostrando o alargamento do fotopico e da borda Compton devido à resolução energética do detector (cristal cintilador acoplado à fotomultiplicadora). c) Espectro real de um tomógrafo PET, com a adição de espalhamento externo (paciente). Os fótons espalhados que são registrados dentro da janela de aquisição são mostrados na parte hachurada.

O formato apresentado pelo fotopico depende de uma série de fatores presentes no processo de detecção: variações estatísticas do número de fótons ópticos gerado na cintilação, atenuação dos fótons ópticos dentro do cristal, número de fótons ópticos que geram um fotoelétron na fotomultiplicadora, número de elétrons coletados no ânodo da fotomultiplicadora, flutuações na tensão aplicada na fotomultiplicadora e ruído presente na eletrônica associada (BAILEY, 2005).

A resolução energética de um tomógrafo PET é caracterizada pela largura à meia altura percentual (FWHM - "Full Width at Half Maximum") que é dada por:

$$FWHM = \frac{(E_2 - E_1)}{E_{\gamma}} 100\%$$
(2.33)

onde E_2 e E_1 são os valores de energia na metade da amplitude do fotopico e E_{γ} é a energia do

gama incidente. A FWHM deve ser usada para definir qual será a janela energética de aquisição do tomógrafo PET e, assim, evitar ao máximo o registro de fótons espalhados, os quais deterioram a resolução espacial do tomógrafo PET (BAILEY, 2005).

2.7.2 Resolução espacial

A resolução espacial de um tomógrafo PET representa a capacidade do mesmo em distinguir dois pontos de concentração de um radionuclídeo em uma imagem reconstruída (NEMA, 2007). Em geral, a medida é realizada com a obtenção da imagem de uma fonte radioativa pontual (sem dimensão considerável) em um meio espalhador.

Existem alguns fatores que contribuem para a resolução espacial de um tomógrafo PET. Um deles é a resolução intrínseca do detector, em que, no caso de um cristal cintilador monolítico acoplado a uma matriz de fotossensores, a resolução depende da área sensível de cada elemento da matriz de fotossensores. Para uma matriz de cristais acoplada a um fotossensor sensível à posição, a limitação da resolução é o tamanho de cada elemento da matriz. Erros de paralaxe do bloco detector também afetam a resolução espacial e, para evitar tais erros, o detector deve ser capaz de determinar a profundidade de interação (DOI - "Depth of Interaction") dentro do cristal. A distância percorrida pelo pósitron antes de ser aniquilado, assim como a não-colinearidade que ocorre devido ao desvio angular dos dois fótons da aniquilação que não são emitidos exatamente a 180 graus, também são fatores relevantes. Por fim, devem ser citados o método de reconstrução e os filtros de imagem utilizados.

2.7.3 Sensibilidade

A sensibilidade de um tomógrafo PET é definida como o número de contagens por unidade de tempo detectado pelo tomógrafo para cada unidade de atividade da fonte emissora de pósitrons (NEMA, 2007). Durante uma medida da sensibilidade, uma quantidade suficiente de material (ex: acrílico, PMMA, etc.) deve envolver a fonte para garantir que o processo de aniquilação de pósitrons ocorra. Dois fatores principais determinam a sensibilidade de um tomógrafo: a geometria de detecção e a eficiência de absorção do detector (HAMILTON, 2004). Os limites de energia máximo e mínimo e o tempo morto do tomógrafo também são fatores relevantes.

A sensibilidade também pode ser expressa em unidades de cps/Bq/cm³, sendo determinada pelos dados adquiridos de um volume de atividade uniforme, durante um certo intervalo de tempo em todas as projeções, e dividindo as contagens totais pela duração da aquisição e pela concentração de atividade da fonte.

2.7.4 Ruído da imagem

O ruído de uma imagem é a variação aleatória das contagens em cada pixel da imagem (NEMA, 2007). Esse ruído obedece à distribuição de Poisson e, portanto, pode ser reduzido com o aumento do número de contagens totais da imagem. Logo, um tempo de aquisição maior, um radiofármaco com maior atividade e um sistema de detecção mais eficiente diminuem o ruído de uma imagem. No entanto, esses fatores possuem suas limitações. Um aumento da atividade do radiofármaco é limitado pelo tempo morto do sistema e pela dose absorvida pelo paciente, além de implicar também em um aumento das contagens de coincidências aleatórias. Um tempo de aquisição maior pode ser inviável para um organismo vivo, ou até mesmo desconfortável quando se trata de um paciente. Melhorar a eficiência do sistema de detecção também é limitada pelo projeto do tomógrafo.

O ruído da imagem é caracterizado pelo parâmetro NEC ("Noise Equivalent Count Rate") dado por (SAHA, 2005):

$$NEC = \frac{T^2}{T + S + R}$$
(2.34)

onde T, R e S são as coincidências verdadeiras, aleatórias e espalhadas, respectivamente. O ruído da imagem é minimizado ao se maximizar o NEC, o qual é proporcional à relação sinal-ruído (SNR - "signal to noise ratio") da imagem reconstruída e serve como um bom parâmetro para comparação entre tomógrafos PET.

2.7.5 Fração de espalhamento

A medida da fração de espalhamento de um tomógrafo PET permite quantificar os eventos de coincidência que podem ser falsamente alocados devido ao espalhamento dos fótons emitidos pela aniquilação de pósitrons (SAHA, 2005). A fração de espalhamento é um outro parâmetro muito usado para comparação entre tomógrafos PET e é dada por:

$$SF = \frac{C_s}{C_t} \tag{2.35}$$

onde C_s e C_t são as taxas de contagens de coincidências espalhadas e totais.

2.7.6 Contagens perdidas e coincidências aleatórias

A capacidade de um tomógrafo PET em medir fontes de alta atividade com acurácia é definida pelas taxas de contagens perdidas e de coincidências aleatórias em função da atividade (NEMA, 2007). A capacidade de registrar eventos diminui em altas taxas de contagem devido ao tempo morto. A medida dos efeitos do tempo morto do sistema e a geração de eventos de coincidência

aleatória deve ser feita em vários níveis de atividade da fonte.

Uma consideração especial deve ser feita para tomógrafos que empregam materiais detectores com radioatividade intrínseca, como é o caso de cintiladores que possuem lutécio em sua composição. Nesta situação, a presença de ¹⁷⁶Lu no cintilador contribui para um acúmulo de coincidências verdadeiras e aleatórias provenientes da detecção simultânea de uma partícula β^- e um fóton gama em detectores separados. O esquema de decaimento do ¹⁷⁶Lu para ¹⁷⁶Hf é descrito na figura 2.21. O ¹⁷⁶Lu possui uma abundância de 2,6% e uma meia-vida de 3,78 × 10¹⁰ anos. A taxa de contagens da radiação de fundo para uma aquisição em modo simples é de aproximadamente 240 cps/cm³ (HUBER et al., 2002). Por isso, uma medida com acurácia da taxa de contagem verdadeira deve incluir a taxa de contagem intrínseca da radioatividade do detector.



Figura 2.21: Esquema de decaimento do ^{176}Lu para ^{176}Hf . Com 99,6 % de probabilidade, o ^{176}Lu decai por emissão beta de energia 597 keV, seguido por emissões gama de 307, 202 e 88 keV.

2.7.7 Contraste

O contraste de uma imagem é importante para definir a capacidade de um tomógrafo PET em resolver as variações relativas das densidades de contagens em áreas adjacentes na imagem de um objeto. O contraste pode ser calculado por (SAHA, 2005):

$$C = \frac{A - B}{A}$$
(2.36)

onde A e B são as densidades de contagens registradas em uma região e outra, respectivamente.

Uma quantidade mínima de contagens deve ser registrada para a obtenção de uma imagem com um contraste razoável. Coincidências espalhadas também contribuem para a degradação do contraste. O contraste de uma imagem pode ser afetado pelo movimento do objeto durante a aquisição da mesma.

2.7.8 Resolução temporal

A resolução temporal de um tomógrafo PET representa a capacidade do mesmo em resolver no tempo dois eventos distintos. Ela envolve as incertezas presentes na detecção de eventos no tempo. Como a resolução temporal define a variação do tempo de chegada no registro de cada evento em um tomógrafo PET, ela influencia diretamente na janela de tempo usada para a detecção dos dois fótons provenientes de um mesmo evento de coincidência (BAILEY, 2005). Por isso, existe a necessidade de sinais rápidos em tomógrafos PET, para que a resolução temporal seja apropriada e os eventos de coincidência sejam corretamente registrados.

3 Detectores de radiações X e gama

Muitos materiais e dispositivos têm sido estudados para o desenvolvimento de detectores de radiação X e gama que combinam alto coeficiente de absorção, boa resolução em energia e praticidade. Os principais detectores utilizados na instrumentação PET são baseados em cristais cintiladores acoplados a fotodetectores, semicondutores e contadores proporcionais.

3.1 Semicondutores

O uso de detectores semicondutores na detecção de radiação gama em PET encontra-se em fase incipiente. Porém alguns semicondutores apresentam-se promissores para a construção de tomógrafos PET devido às suas características. Vários progressos têm sido feitos recentemente para a introdução desta tecnologia, como mostram alguns estudos do uso de telureto de cádmio, germânio e silício na montagem de instrumentos para PET (COOPER et al., 2007; ISHII et al., 2007; AURICCHIO et al., 2010).

3.1.1 Princípio de operação de um detector semicondutor

Quando a radiação ionizante penetra em um material semicondutor, ela produz pares de elétronlacuna ao longo de sua trajetória no interior do mesmo. No caso de uma partícula carregada, a criação de pares de elétron-lacuna ocorre por meio das várias interações dessa partícula primária com os elétrons. Para fótons com energia menor de 1,022 MeV, a interação que ocorre primeiro é o efeito fotoelétrico ou o espalhamento Compton, em que o elétron proveniente dessa interação é o responsável pela criação dos pares elétron-lacuna subsequentes. A quantidade de pares elétron-lacuna produzida é proporcional à energia depositada pela radiação incidente. Uma fração da energia depositada dentro do semicondutor também é convertida em fônons (vibrações de rede), isto é, energia térmica. Para separar os pares e evitar sua recombinação é necessário aplicar um campo elétrico no material semicondutor, que faz com que os elétrons se desloquem na direção do ânodo e as lacunas na direção do cátodo. A figura 3.1 ilustra esse processo, junto com o diagrama esquemático do detector semicondutor e sua eletrônica associada.

Desta forma, a carga coletada pelos eletrodos produz um pulso de corrente que representa a



Figura 3.1: Processo da formação do sinal e diagrama esquemático de um detector semicondutor, com sua eletrônica associada. Os sinais típicos de saída de cada estágio são exibidos abaixo do diagrama.

carga total gerada pela radiação incidente, isto é, a energia total depositada no detector por esta radiação. Este pulso é aplicado na entrada de um pré-amplificador sensível à carga e conectado a um amplificador e/ou formatador de sinal, para ser analisado em seguida.

3.1.2 Coleção de cargas

As imperfeições apresentadas na estrutura cristalina do material do detector semicondutor como, por exemplo, impurezas, deslocamentos planares e efeitos de superfície, podem causar efeitos indesejados perceptíveis para alguns materiais. Um deles é a formação de centros de armadilhamento de cargas, que capturam temporariamente uma fração das cargas geradas pela radiação incidente, para eventual liberação posterior de parte das mesmas (LUTZ, 1999). A quantidade de cargas capturadas depende da distância que os portadores de carga devem percorrer antes de serem coletados e pode ser calculada a partir da distância de deslocamento característica do tipo de portador, que define a probabilidade de captura de elétrons e lacunas pelos centros de armadilhamento (KNOLL, 1999):

$$\lambda = (\mu \tau) \varepsilon \tag{3.1}$$

onde μ é a mobilidade dos portadores de carga, τ é o tempo de vida dos portadores de carga e ε é o valor do campo elétrico dentro do detector.

O armadilhamento de cargas impede a completa coleção de cargas pelos eletrodos e provoca

uma dependência da eficiência de coleção das mesmas com o local onde ocorre a interação da radiação ionizante com o detector, fazendo com que a relação entre a carga e a energia absorvida não seja proporcional. A eficiência da coleção de cargas η é definida como a razão entre a carga coletada pelos eletrodos Q_{col} e a carga total gerada na interação Q_{tot} :

$$\eta = \frac{Q_{col}}{Q_{tot}} \tag{3.2}$$

A largura do pulso de corrente gerado pela criação de um par elétron-lacuna é proporcional à distância de separação entre elétron e lacuna até o momento que eles param, que pode ocorrer quando eles são coletados pelos eletrodos ou são capturados por um centro de armadilhamento de cargas. Assim, o armadilhamento de cargas não somente provocará uma redução e flutuação da altura do pulso de corrente, como também fará com que ocorra uma dependência da posição de interação da radiação ionizante com a largura do pulso de corrente formado.

A consequência do armadilhamento de cargas na resposta do espectro é a presença de caudas na região de baixa energia dos fotopicos, que são os picos de energia que correspondem à absorção total de energia do fóton incidente, cuja predominância ocorre por efeito fotoelétrico. Portanto, a qualidade do espectro é principalmente limitada pelo efeito da baixa velocidade de transporte de lacunas e/ou elétrons dentro do cristal do detector. Uma forma de minimizar esse efeito é com o uso de circuitos de rejeição de pulsos com tempo de subida muito longo (MORALLES et al., 2007).

A equação de Hecht descreve como ocorre o transporte de cargas dentro do cristal do detector para a situação de um campo elétrico uniforme, onde a eficiência da coleção de cargas em função da posição da interação é dada por (KNOLL, 1999):

$$\eta_{Hecht}(x) = \frac{\lambda_h}{D} \left\{ 1 - exp\left[\frac{-x}{\lambda_h}\right] \right\} + \frac{\lambda_e}{D} \left\{ 1 - exp\left[\frac{-(D-x)}{\lambda_e}\right] \right\}$$
(3.3)

onde *D* é a espessura do detector, *x* é a distância da posição de interação em relação ao cátodo, λ_h e λ_e são as distâncias de deslocamento para lacunas e elétrons, respectivamente.

Outro efeito que também reduz a coleção de cargas pelos eletrodos de um detector semicondutor é a recombinação de cargas. No caso de um diodo alimentado com tensão de polarização reversa (ou bias reversa), a recombinação ocorre somente enquanto os elétrons e lacunas gerados pela radiação ionizante não são separados pelo campo elétrico.

3.1.3 Comparativo entre materiais semicondutores

Dispositivos semicondutores, como silício (Si) ou germânio (Ge), possuem uma excelente resolução energética. Apesar disso, o silício oferece um pequeno coeficiente de absorção para fótons de energia acima de 100 keV, limitando seu uso somente para faixas de energias mais baixas. Os detectores de germânio requerem temperaturas criogênicas para operar, pois a energia necessária para romper a ligação entre um elétron e um átomo da rede que forma o material, chamada de energia de "band gap", é muito pequena. Por esses motivos, semicondutores com alta densidade, alto número atômico e energia de "band gap" maior do que a do silício e a do germânio têm sido estudados desde o início da década de 70 (LIMOUSIN, 2003). A tabela 3.1 apresenta uma comparação entre o silício, germânio, telureto de cádmio (CdTe) e telureto de cádmio e zinco ($Cd_{0,9}Zn_{0,1}Te$), sendo que esses dois últimos são materiais que oferecem excelentes resoluções em energia em um sistema de detecção de radiação ionizante sem necessitar de sistemas de criogenia.

Tabela 3.1: Comparação de algumas propriedades físicas dos detectores semicondutores CdTe, $Cd_{0,9}Zn_{0,1}Te$, Si e Ge. E_{GAP} é a energia de "band gap", ε_{par} é a energia necessária para a produção de um par elétron-lacuna e ΔE_{intr} é a melhor resolução em energia já obtida devido à flutuação estatística da criação elétron-lacuna em 100 keV (LIMOUSIN, 2003).

Semicondutor	Densidade	Número	E_{GAP}	ϵ_{par}	$\Delta E_{intr}(eV)$
	(g/cm^3)	Atômico	(eV)	(eV/par)	em 100 keV
Si	2,33	14	1,12	3,6	450
Ge	5,33	32	0,67	2,9	400
CdTe	5,85	48;52	1,44	4,43	700
$Cd_{0,9}Zn_{0,1}Te$	5,81	48;30;52	1,6	4,6	620

O detectores baseados em telureto de cádmio apresentam alta eficiência para detecção de fótons na faixa de energia de 10 keV até 500 keV (LIMOUSIN, 2003). Os números atômicos do cádmio ($Z_{Cd} = 48$) e do telúrio ($Z_{Te} = 52$) proporcionam uma probabilidade de absorção predominante por efeito fotoelétrico para até cerca de 300 keV quando em comparação com o espalhamento Compton, como mostra a figura 3.2.

A densidade dos detectores baseados em telureto de cádmio é superior à do silício e do germânio, o que resulta em um bom coeficiente de absorção. Além disso, a energia de "band gap" permite operações em temperatura ambiente e promove uma alta resistividade a esse tipo de detector $(10^9 - 10^{11}\Omega cm)$. No entanto, a desvantagem desses detectores é a maior distorção do espectro em energia devido ao armadilhamento de cargas no cristal, quando comparada com o silício e o germânio.



Figura 3.2: Probabilidade do tipo de interação no CdTe em função da energia do fóton incidente. (LIMOUSIN, 2003)

3.2 Cristal cintilador acoplado a fotodetector

Cristais cintiladores acoplados a fotodetectores são os tipos de detectores mais empregados em equipamentos de Medicina Nuclear. O acoplamento entre os dois componentes pode ou não ser feito por meio de uma guia de luz.

3.2.1 Cristal cintilador

Os cristais cintiladores são materiais que convertem a energia de um único fóton de raios gama ou X em um elevado número de fótons de energias mais baixas, na região da luz visível - em geral, do azul ao violeta - ou ultravioleta. Para as aplicações PET comerciais, os cristais cintiladores empregados são os do tipo inorgânico. Apesar de geralmente apresentarem pior resolução em energia quando comparados a detectores semicondutores, vários cintiladores inorgânicos oferecem melhor resolução em tempo e maior coeficiente de absorção, devido à maior densidade e à presença de elementos com altos números atômicos.

3.2.1.1 Mecanismo de cintilação

Quando um fóton penetra no cristal, ele pode ionizar um átomo do cristal ao interagir com um elétron do mesmo por meio do efeito fotoelétrico ou Compton. Isso acarreta na criação de uma lacuna e uma subsequente relaxação atômica, com emissão de um fóton de raios X ou um elétron Auger. O elétron primário irá também ionizar outros átomos no cristal, provocando ionizações secundárias e de outras ordens, formando uma série de elétrons livres, lacunas e fótons de raios X. Essas ionizações em cascata extinguem quando a energia dos fótons e elétrons resultantes for menor do que a necessária para possibilitar uma ionização. O que acontece a seguir são excitações

eletrônicas de baixa energia no cristal: elétrons vão para a banda de condução e lacunas ficam na banda de valência. Assim os elétrons interagem com os fônons da rede cristalina, gerando vibrações na mesma, num processo chamado de termalização. Neste processo, os elétrons se alocam no nível mais baixo da banda de condução e as lacunas para o nível mais alto da banda de valência. Desta forma, a energia dos pares elétrons-lacunas fica igual ao "gap" de energia do cristal E_g . O número N_p de pares elétron-lacuna formados é proporcional a energia E_{γ} do fóton que é absorvida no cristal (KNOLL, 1999):

$$N_p = \frac{E_\gamma}{\xi_p} \tag{3.4}$$

onde ξ_p é a energia necessária para criar um par elétron-lacuna termalizado. ξ_p é em torno de 1,5 e 2 vezes E_g para cristais iônicos e de 3 a 4 vezes E_g para cristais com ligações covalentes predominante.

Após a termalização, a energia dos pares elétron-lacuna é transferida para os centros de luminescência, que convertem essa energia em fótons de luz visível e/ou ultravioleta, os quais são emitidos isotropicamente. Um fóton de luz pode ser detectado pelo fotossensor, sair do cristal ou ser absorvido dentro do próprio cristal. (LEO, 1994) Cada fóton que não é detectado pelo fotossensor reduz a eficiência e sensibilidade do tomógrafo PET.

3.2.1.2 Cristais cintiladores para PET

A tabela 3.2 exibe algumas características de cristais que podem ser utilizados em PET. A eficiência intrínseca do detector é determinada pelo comprimento de atenuação para fótons de 511 keV, que é a distância em que a intensidade do feixe cai para 1/e. O cintilador deve ter uma alta densidade e alto número atômico efetivo para apresentar uma alta eficiência intrínseca. O número de fótons de cintilação gerados por energia depositada define a sua resolução espacial e energética. O tempo de decaimento da cintilação influencia a performance em taxas de contagens do detector. O espectro de comprimento de onda dos fótons de cintilação deve ser adequado para a resposta característica do fotodetector acoplado. Nenhum desses cristais possui todas as características como sendo ideais, o que incentiva a pesquisa para o desenvolvimento de cristais mais adequados.

Os cristais de iodeto de sódio dopado com tálio (NaI:Tl) e iodeto de césio dopado com tálio (CsI:Tl) possuem baixa densidade e alto tempo de decaimento, apesar de possuírem excelente produção de fótons ópticos. Esses cristais foram incluídos na tabela somente para efeito de comparação, pois existem outras alternativas melhores para aplicações PET. O cristal germanato de bismuto (BGO) é o que apresenta maior probabilidade de emissão de fotoelétron e era o mais adequado para aplicações PET de corpo inteiro antes do surgimento do oxiortossilicato de lutécio (LSO). Os cristais baseados em lutécio são os que ainda possuem a melhores características, com
Tabela 3.2: Propriedades físicas de alguns cristais cintiladores com possibilidade de aplicação em
PET.(HUMM; ROSENFELD; GUERRA, 2003; KORZHIK et al., 2007; LECOQ, 2007) Zeff é o
número atômico efetivo, λ_{aten} é o comprimento de atenuação para fótons de 511 keV, EF é a
probabilidade (fração) de ocorrência de efeito fotoelétrico, t é o tempo de decaimento, λ_{em} é o
comprimento de onda da emissão da cintilação.

						fótons/				índice
		densidade		λ_{aten}	EF	MeV	t	λ_{em}		de
nome	composição	(g/cm^3)	Z_{eff}	(mm)	(%)	(MeV^{-1})	(ns)	(nm)	higroscópico	refração
BGO	$Bi_4Ge_3O_{12}$	7,1	75	10,4	40	9.000	300	480	Não	2,15
LSO	$Lu_2SiO_5:Ce$	7,4	66	11,4	32	30.000	40	420	Não	1,82
LYSO	$(Lu - Y)_2 SiO_5 : Ce$	7,1	60	12,0	20	32.000	41	420	Não	1,82
NaI:Tl	NaI:Tl	3,67	51	29,1	17	41.000	230	410	Sim	1,85
CsI:Tl	CsI:Tl	4,51	52	22,9	21	66.000	900	550	Pouco	1,80
GSO	Gd_2SiO_5 : Ce	6,7	59	14,1	25	8.000	60	440	Não	1,85
LGSO	$(Lu-Gd)_2SiO_5:Ce$	6,5	59	12,5	18	23.000	40	420	Não	1,82
LuAP	$LuAlO_3: Ce$	8,3	64,9	10,5	30	12.000	18	365	Não	1,94
YAP	$YAlO_3: Ce$	5,5	33,5	21,3	4,2	17.000	30	350	Não	1,95
LPS	$Lu_2Si_2O_7:Ce$	6,2	63,8	14,1	29	30.000	30	380	Não	1,79
LuAG	$Lu_3Al_5O_{12}$: Ce	6,7	62,9	13,4	27	5.606	50	510	Não	1,84
LaBr	LaBr ₃ : Ce	5,29	47	21,3	15	61.000	35	358	Sim	1,88

destaque para os LSO, LYSO e LuAP. A desvantagem desses cristais é a radioatividade intrínseca devido a presença do ^{176}Lu , a qual contribui para o número de coincidências aleatórias do tomógrafo PET. Como alternativa, existe o cristal YAP que é empregado em um tomógrafo PET para pequenos animais (GUERRA et al., 2006). Apesar da ausência de radioatividade intrínseca, o cristal YAP possui densidade e produção de fótons ópticos inferiores ao LSO, LYSO e LuAP. Outra opção é o LaBr, o qual apresenta produção de luz inferior somente à do CsI:Tl, mas apresenta uma densidade mais baixa do que a dos cristais baseados em lutécio.

3.2.2 Fotodetectores

Um evento de cintilação produzido por um cristal cintilador para absorção de 511 keV compreende no máximo alguns milhares de fótons, os quais devem ser convertidos em um pulso de sinal elétrico. É importante que o sinal elétrico seja gerado sem a adição significativa de ruídos e que seja adequado para ser processado pela eletrônica associada ao sistema. Um dos dispositivos mais utilizados para essa conversão e que atendem esses requisitos é a fotomultiplicadora (PMT - "Photomultiplier Tubes"). No entanto, com o recente progresso dos fotodetectores baseados em semicondutores, existe uma tendência de que as PMTs sejam substituídas por esses novos dispositivos (LAURENTI et al., 2008).

3.2.2.1 Fotomultiplicadora

As fotomultiplicadoras são fotodetectores extremamente sensíveis e são capazes de detectar fótons na região do ultravioleta, luz visível e próximo ao infravermelho, dependendo dos materiais utilizados na fabricação da janela de entrada de luz e do fotocátodo. O ganho do sinal chega a ser da ordem de 10¹⁰ (KNOLL, 1999), gerando pouco ruído, com uma rápida resposta em frequência e utilizando uma grande área de coleção de luz.

O esquema de funcionamento de uma PMT é mostrado na figura 3.3. Uma PMT é composta por um tubo em vácuo, envolvendo um fotocátodo, vários dinodos e um ânodo. O fotocátodo é feito de um material de espessura bem fina e é localizado na janela de entrada do dispositivo. Um fóton de cintilação que colide no fotocátodo ejeta um elétron, por meio de efeito fotoelétrico, com energia igual a do fóton incidente menos a função trabalho do fotocátodo. Esse elétron é acelerado por um campo elétrico em direção ao multiplicador de elétrons, que é formado por um certo número de eletrodos, chamados de dinodos. Ao colidir no primeiro dinodo, mais elétrons são ejetados e acelerados em direção ao segundo dinodo, o qual gera mais elétrons acelerados em direção ao terceiro dinodo, e assim sucessivamente. Isso ocorre pois cada dinodo é ajustado em um valor de tensão positiva maior do que o dinodo anterior. A geometria dessa cadeia de dinodos faz com que o número de elétrons ejetados em cada estágio sempre aumente. Quando os elétrons alcançam o ânodo, o acúmulo de cargas resulta em um pulso de corrente que pode ser registrado pela eletrônica associada.



Figura 3.3: Esquema de uma fotomultiplicadora.

Existem certas PMTs, chamadas de fotomultiplicadoras sensíveis à posição (PS-PMT - "Position Sensitive Photomultiplier Tube"), que fornecem a informação da posição do fóton incidente no plano x-y do fotocátodo com o uso de vários ânodos, como ilustrado na figura 3.4.

O tipo de fotocátodo empregado na fotomultiplicadora influencia na eficiência quântica do fotodetector, como mostra a figura 3.5. A fotomultiplicadora Hamamatsu R7600, por exemplo, apresenta uma eficiência quântica máxima de 26% quando usa o fotocátodo com material do tipo bialcalino (HAMAMATSU, 2010). Quando adota um fotocátodo do tipo super ou ultra bi-alcalino,



Figura 3.4: Esquema de uma fotomultiplicadora sensível à posição.

a eficiência quântica máxima sobe para 35% e 43%, respectivamente. No entanto, o uso desses fotocátodos de maior eficiência quântica acarreta em um aumento das contagens de fundo de um fator até ordem 2 (MOSES, 2009).



Figura 3.5: Eficiência quântica de uma fotomultiplicadora Hamamatsu (www.hamamatsu.com) para diferentes tipos de fotocátodo.

3.2.2.2 Fotodiodo de avalanche

O fotodiodo de avalanche (APD - "Avalanche Photodiode") é um análogo semicondutor da PMT (KNOLL, 1999). É um dispositivo que oferece alta sensibilidade e velocidade em resposta. O APD possui um mecanismo de ganho interno de corrente, chamado de efeito avalanche, que funciona com a aplicação de uma tensão de polarização reversa de tipicamente 100 até 200 V em silício. Quando fótons de luz com energia superior a energia de "band gap" do cristal do APD penetram no mesmo, ocorre a criação de pares elétron-lacuna na camada de depleção do APD. Esses portadores de carga criados são acelerados pela tensão de polarização reversa e ionizam os átomos presentes no cristal semicondutor, num processo chamado de ionização por impacto, fazendo com que os elétrons passem da banda de valência para a banda de condução. Isso propicia a criação de mais pares elétron-lacunas e um ganho de corrente da ordem de 100 vezes para o sinal elétrico gerado nos eletrodos do APD. A figura 3.6 mostra como ocorre o processo de avalanche e a multiplicação das cargas criadas dentro do APD.



Figura 3.6: Diagrama do processo de avalanche.

O APD possui alta eficiência quântica, podendo chegar até 90% (MOSES, 2009). Além disso, é mais compacto que uma PMT e insensível a campos magnéticos. No entanto, o ganho de corrente e a resolução temporal são inferiores à PMT.

3.2.2.3 Fotomultiplicadora de silício

A fotomultiplicadora de silício (SiPM - "Silicon Photomultiplier") (MOEHRS et al., 2006) é um fotodetector semicondutor capaz de detectar um único fóton em situações em que a taxa de eventos de contagem de fundo é suficientemente baixa. Diferentemente das fotomultiplicadoras à vácuo, o SiPM é insensível a campos magnéticos externos, além de ser um dispositivo mais leve e compacto. O SiPM, representado na figura 3.7, consiste de uma matriz de microcélulas de APDs operando em modo Geiger (GAPD - "Geiger mode Avalanche Photodiodes"), onde cada APD é acoplado a um resistor de "quenching" passivo (R_{quench}) usado para extinguir a descarga Geiger. Em geral, cada GAPD possui uma dimensão entre 20 e 100 μ m e a tensão de operação (V_{bias} tensão de bias reversa) varia de 25 até 100 V. A tensão de operação é determinada por meio da tensão de ruptura (ou tensão de "breakdown"), que é a tensão reversa mínima para fazer o SiPM conduzir. Normalmente, a tensão de operação é de 1,5 V a 5 V maior que a tensão de ruptura. Todas as microcélulas são colocadas no mesmo substrato de silício e conectadas em paralelo, permitindo uma leitura discretizada do número de fótons detectados.

O SiPM exibido na figura 3.8 foi fabricado pela Fondazione Bruno Kessler (FBK) e cada microcélula possui aproximadamente $40 \times 40 \,\mu m^2$ de área.

As especificações típicas de um SiPM incluem a eficiência para detecção de fótons (PDE - "Photon Detection Efficiency"), que varia entre 15% e 50%, e é dada por (MUSIENKO, 2009):



Figura 3.7: Circuito equivalente de um SiPM.



Figura 3.8: Foto da estrutura de microcélulas de um SiPM produzido pela FBK em Trento, Itália. (MOEHRS et al., 2006)

$$PDE(\lambda, V, T) = QE(\lambda) \cdot GF \cdot P_{avalanche}(\lambda, V, T)$$
(3.5)

onde λ é o comprimento de onda, V é a tensão de operação, T é a temperatura, QE é a eficiência quântica de cada microcélula, GF é o fator geométrico, isto é, a razão entre a área sensível de detecção e a área total do SiPM e $P_{avalanche}$ é a probabilidade de um elétron ou lacuna, gerado por um fóton incidente, produzir uma avalanche.

A resolução temporal do SiPM é em torno de 100 ps. O tempo de decaimento do sinal é inversamente proporcional ao número de fotoelétrons gerados em um evento de detecção. O ganho - da ordem de 10^4 a 10^6 - é linearmente dependente da tensão de operação e é dado por (RENKER; LORENZ, 2009):

$$G = \frac{Q}{e} = \frac{\Delta V \cdot C_{cel}}{e} = \frac{(V_{bias} - V_{break}) \cdot C_{cel}}{e}$$
(3.6)

onde Q é a quantidade de carga produzida por uma única microcélula, e é a carga do elétron, ΔV é a diferença entre a tensão de operação V_{bias} e a tensão de ruptura V_{break} e C_{cel} é a capacitância da microcélula. A estabilidade do sinal do SiPM depende fortemente da estabilidade da tensão de operação aplicada.

Uma das principais fontes de ruído em um SiPM são as contagens de escuro (MUSIENKO, 2009), que ocorrem aleatoriamente. Parte delas é causada pela energia térmica que produz portadores livres na camada de depleção, cuja espessura típica é de poucos mícrons. Esses portadores livres, gerados termicamente, produzem um processo de avalanche que não é devido a um fóton incidente. Isso faz com que a contagem seja, portanto, falsa. A taxa de contagens de escuro de um SiPM aumenta com a temperatura e pode variar de 100 kHz até 10 MHz por mm² (RENKER; LORENZ, 2009).

Outra situação de ruído é devida aos pulsos em atraso. Quando uma ruptura ocorre, uma região de plasma com alta temperatura é formada dentro da célula, provocando o armadilhamento de portadores. A liberação desses portadores em atraso faz com que os pulsos sejam formados até 100 ns após uma ruptura de um fóton incidente. Nesse caso, o aumento da temperatura diminui a incidência desse tipo de evento.

Durante uma avalanche, para cada 10⁵ portadores são emitidos em média 3 fótons com energia maior que o "band gap" do silício (1,14 eV). Esses fótons podem alcançar uma célula vizinha e dar início a uma avalanche como se fossem fótons externos. Tal fenômeno, chamado de "crosstalk" óptico, é um processo estocástico que introduz um erro sistemático ao sinal.

A densidade de células em um SiPM varia de 100 a 15000 pixels/mm². O sinal de saída do SiPM é proporcional ao número de células disparadas ($N_{CelDisp}$) quando o número de fótons ópticos incidentes em um pulso (N_{ph}) vezes a PDE é desprezível em relação ao número de células totais (N_{Total}) (RENKER; LORENZ, 2009):

$$A = N_{CelDisp} = N_{Total} \cdot \left[1 - exp\left(-\frac{N_{ph} \cdot PDE}{N_{Total}} \right) \right]$$
(3.7)

A equação 3.7 não leva em consideração efeitos de "crosstalk" óptico e pulsos em atraso e é válida somente quando o tempo do pulso de luz incidente é mais curto que o tempo de recuperação de cada pixel.

Uma atenção especial deve ser prestada ao SiPM, pois esse dispositivo possui um considerável potencial para aperfeiçoar a tecnologia PET, desde que alguns desafios no seu desenvolvimento sejam superados. Esses desafios são citados a seguir, em ordem de relevância.

A área da superfície de detecção do SiPM deve ter capacidade de determinação da posição da interação, além de dimensões e custos competitivos a uma PS-PMT. A área sensível típica de uma

PS-PMT usada em PET é de aproximadamente $5 \times 5 \text{ cm}^2$, onde cada pixel do ânodo possui cerca de $5 \times 5 \text{ mm}^2$ (8 x 8 canais). O SiPM possui hoje um valor máximo de $4 \times 4 \text{ mm}^2$ para a sua área de detecção, o que já é razoável para um pixel de uma matriz de SiPMs. O ideal seria uma matriz de SiPMs montada como um único dispositivo, como o SPMMatrix desenvolvido pela SensL e mostrado na figura 3.9. O SPMMatrix possui 256 SiPMs de $3 \times 3 \text{ mm}^2$, formando uma área total de $61, 28 \times 61, 28 \text{ mm}^2$, e possui custo comparável a de uma PS-PMT. Isso mostra que o desafio de ter um dispositivo SiPM com uma área de detecção razoável já está sendo superado.



Figura 3.9: Foto de uma matriz de SiPMs fabricado pela SensL, obtida do site do fabricante (www.sensl.com).

Outro desafio é a eletrônica de leitura do sinal (ou "readout") do SiPM (amplificador, discriminador de tempo, conversor analógico-digital, etc.). Em geral, as câmeras PET usam a lógica Anger (ANGER, 1958) para determinar o elemento da matriz de cristais onde ocorreu a interação do gama de 511 keV. A lógica Anger determinar o "centro de gravidade" das intensidades relativas dos sinais das fotomultiplicadoras usando uma cadeia resistiva, a qual permite diminuir o número de canais de leitura de algumas dezenas para apenas quatro canais. Mas essa abordagem não pode ser adotada para uma matriz de SiPMs, porque a alta capacitância de cada SiPM acoplada ao resistor da lógica Anger forma um filtro RC que reduz consideravelmente a largura de banda do sinal de saída. Uma solução para possibilitar o uso da lógica Anger em uma matriz de SiPM seria usar um amplificador de ganho unitário na saída de cada SiPM (MOSES, 2009).

Ainda seria possível também fazer a leitura individual de cada SiPM da matriz para identificar o cristal da interação, mas com atenção ao consumo excessivo de potência que um sistema desses pode requisitar quando, por exemplo, dezenas de milhares de cristais são usados em um tomógrafo PET. Uma opção de baixo consumo energético seria o uso de circuitos integrados específicos para aplicações com SiPM (ASIC - "Application-specific integrated circuit"). Alguns grupos já estão desenvolvendo chips ASICs para esta finalidade (DULUCQ et al., 2009; CORSI et al., 2009).

Uma outra solução seria usar um método de leitura de uma matriz de N x N SiPMs, denominado "cross-wire". O método é exemplificado na figura 3.10 para o caso de uma matriz 4 x 4. Cada coluna da matriz de SiPMs deve ter todos os ânodos dos SiPMs unidos e cada linha da matriz deve ter todos os cátodos dos SiPMs unidos. Assim, cada SiPM é identificado pela sua associação única a uma linha e uma coluna. Se um dos SiPMs dispara em resposta a um evento detectado, um pulso de corrente será gerado na linha e coluna correspondente a esse SiPM, o que possibilita a identificação do SiPM. Esse método reduz o número de canais eletrônicos de leitura de N \times N para 2N.



Figura 3.10: Matriz de 4 x 4 SiPMs com leitura "cross-wire" (www.sensl.com).

Os valores da capacitância da microcélula e da tensão de operação são mantidos estáveis durante a operação de um SiPM, mas a tensão de ruptura depende fortemente da temperatura. Isso faz com que o ganho de um APD possua um coeficiente de temperatura, o que não é desejável para um tomógrafo PET. O coeficiente de temperatura é descrito por (RENKER; LORENZ, 2009):

$$k_T = \frac{1}{A} \cdot \frac{dA}{dT} \cdot 100\%, \left[\%/^{\circ}\mathrm{C}\right]$$
(3.8)

onde A é a amplitude do sinal e dA/dT é a taxa de variação da amplitude com a temperatura.

É desejável que cada SiPM possua um controle eletrônico ativo de ganho. Uma forma de fazer isso é monitorando a tensão de ruptura para que a tensão de operação seja mantida a um determinado valor acima desta. Outra alternativa seria monitorar a carga produzida quando um GAPD dispara e ajustar a tensão de operação para manter essa carga constante.

3.3 Câmara Proporcional Multifilar

Uma câmara proporcional multifilar é um detector de radiação ionizante que é baseada no conceito do contador proporcional (KNOLL, 1999). A invenção desse dispositivo, em 1968, deu a Georges Charpak o prêmio Nobel de física em 1992. A figura 3.11 mostra o esquema de uma câmara proporcional multifilar.

Uma câmara multifilar é uma câmara com vários fios paralelos em alta tensão e envolvidos por um gás que é contido dentro de um encapsulamento metálico aterrado. Quando um fóton de



Figura 3.11: Esquema de uma câmara proporcional multifilar. Os fios do ânodo e os planos cátodos estão dentro de uma câmara preenchida por um gás.

raio X ou gama interage com o gás da câmara, forma-se um rastro de íons e elétrons, os quais são acelerados em direção ao encapsulamento ou ao fio mais próximo, respectivamente. Durante o percurso, ocorre um processo de multiplicação de ionizações que aumenta significativamente a intensidade da corrente que é coletada pelos eletrodos. Esse processo de avalanche ocorre devido à tensão aplicada entre os fios e o encapsulamento. Essa tensão deve ser escolhida de forma que cada processo de avalanche ocorra de forma independente e deve derivar do mesmo evento de ionização inicial, para que o total de carga criada pelo processo de avalanche seja proporcional à quantidade de carga criada no evento original. Assim, é possível determinar a posição e a energia da radiação utilizando a medida da intensidade da corrente que passa pelos fios paralelos.

4 Tomógrafos PET dedicados desenvolvidos

Este capítulo faz uma descrição e comparação entre alguns tomógrafos PET já existentes no mercado ou em desenvolvimento. Foram escolhidos os tomógrafos PET para pequenos animas e para a mamografia por emissão de pósitrons.

4.1 Tomografia por Emissão de Pósitrons para pequenos animais

Cada ano são desenvolvidos ou propostos novos protótipos de PET para pequenos animais com melhores performances oferecidas ou prometidas por diversos grupos de pesquisa (GUERRA; BELCARI, 2007b). Vários desses protótipos acabam sendo lançados comercialmente no mercado. A tabela 4.1 mostra um sumário das característica de alguns modelos de PET para pequenos animais disponíveis no mercado ou em desenvolvimento. Para este tipo de aplicação, a resolução espacial e a sensibilidade de detecção são os fatores que mais afetam a qualidade da imagem e a capacidade do tomógrafo de permitir estudos quantitativos e de biocinética.

O estado-da-arte dessa tecnologia é representado pelos tomógrafos Siemens MicroPET Focus 120 (TAI et al., 2005), GE eXplore Vista (SPINELLIA et al., 2007; WANG et al., 2006) e ClearPET (ROLDAN et al., 2007) . Esses tomógrafos apresentam alta resolução espacial e boa sensibilidade fazendo uso de um grande número de PS-PMTs e granularidade de cristais cintiladores.

O MicroPET Focus 120 apresenta uma sensibilidade de 6,5% para uma fonte pontual no centro do FOV e uma janela de energia de 250–650 keV. O tomógrafo consiste de 4 anéis de 13.824 cristais de LSO acoplados a PS-PMTs através de cabos de fibra óptica. O sistema de detecção é composto de 96 blocos de detectores, onde cada bloco forma um conjunto de 12×12 cristais de LSO com $1,5 \times 1,5 \times 10$ mm³. A resolução da imagem reconstruída é de 1,3 mm FWHM no centro do FOV, utilizando o algoritmo de reconstrução FORE-FBP.

O sistema de detecção do eXplore Vista consiste de dois anéis de 6.084 cristais detectores (LGSO e GSO) acoplados a PS-PMT. Cada anel possui 18 módulos, onde cada módulo possui uma matriz de 13×13 elementos de cristal de $1,5 \times 1,5 \times 15$ mm³. A sensibilidade é de 4% para uma

Tabela 4.1: Características de alguns PETs para pequenos animais existentes comercialmente ou em desenvolvimento (LAROBINA; BRUNETTI; SALVATORE, 2006; BALCERZYK et al., 2009). FOV-A é o tamanho do campo de visão no eixo axial, FOV-T é o tamanho do campo de visão no eixo transaxial. A resolução espacial R_{esp} é a FWHM do CFOV (centro do campo de visão) e a sensibilidade absoluta (S) é medida no CFOV para uma fonte pontual e para os limites de energia inferiores e superiores, l_{inf} e l_{sup} , respectivamente. Somente os tomógrafos que adotam cristais baseados em lutécio definem um limite superior de energia, devido à radioatividade do ¹⁷⁶Lu presente nos cristais. A abreviação n.d. significa não divulgado.

		MicroPET		eXplore				
nome		Focus		Vista				
	YAP-PET	120	Mosaic	DR	quadHIDAC	CdTePET	ClearPET	Albira
fabricante	I.S.E. Srl	Siemens	Philips	GE	O.P.S. Ltd	Protótipo	RayTest	Oncovision
geometria	4 blocos	anel	anel	anel	4 blocos	anel	anel	8 blocos
tipo de	YAP	LSO	GSO	LGSO	HIDAC	CdTe	LYSO	LYSO
detector				/GSO			/LuYAP	
FOV-A(cm)	4	7,6	11,6	4,6	28	2,6	11	4,5
FOV-T(cm)	4	10	12,8	6	16,5	6,4	12	8
$R_{esp}(mm)$	1,8	1,3	2,2	1,6	1,1	0,74	1,25	1,2
algoritmo de	OSEM	FORE-FBP	n.d.	OPL-EM	ML-EM	n.d.	n.d.	OSEM
reconstrução								
S(%)	1,7	6,5	1,3	4	1,6	4	3,8	5
$l_{inf}(\text{keV})$	50	250	400	250	200	215	250	350
<i>l_{sup}</i> (keV)	não tem	650	não tem	700	não tem	não tem	750	650

fonte pontual no centro do FOV e uma janela de energia de 250–700 keV. O eXplore Vista adota a tecnologia "phoswich" (dual-scintillator phosphor sandwich), cuja representação esquemática pode ser vista na figura 4.1. Essa tecnologia é capaz de corrigir o erro de paralaxe da detecção e fornecer informação da profundidade de interação dentro do elemento do detector, melhorando a resolução espacial próxima às bordas do FOV. Isso permite reduzir o número de elementos de cristal utilizados, mas ainda garante uma resolução espacial para o sistema de 1,6 mm FWHM no centro do FOV.

A tecnologia "phoswich" é baseada no uso de elementos de detecção com duas camadas de cristais cintiladores diferentes, acopladas opticamente. Esses elementos são isolados opticamente entre si e os cristais devem possuir tempos de decaimento distintos. No caso do eXplore Vista, temos os tempos de decaimentos dos cristais LGSO (40 ns) e GSO (60 ns), onde este último é acoplado a uma PS-PMT. Assim, a eletrônica do sistema consegue identificar, pelos diferentes perfis de tempo dos pulsos do cristal, em qual camada do elemento de detecção ocorreu a interação do fóton de aniquilação.



Figura 4.1: Representação esquemática do sistema de detecção do eXplore Vista. Os elementos de "phoswich" utilizados são os cristais GSO e LYSO (SPINELLIA et al., 2007).

A tecnologia "phoswich" também é empregada no recém-lançado ClearPET, mostrado na figura 4.2. O tomógrafo do ClearPET utiliza a PMT multi-canais R7600-M64 da Hamamatsu, com uma área sensível de 18, 1×18 , 1 mm^2 e 8×8 canais individuais de leitura com "pitch", isto é, intervalo entre os canais, de 2,3 mm. Os cristais são organizados utilizando a tecnologia "phoswich" em uma matriz de 8×8 elementos de cristais LYSO e LuYAP com $2 \times 2 \times 10 \text{ mm}^3$.



Figura 4.2: Foto do Raytest ClearPET (ROLDAN et al., 2007).

O sistema compreende 80 módulos (PMTs e matriz de cristais), organizados em quatro anéis com 20 módulos cada. O diâmetro do anel interno do cristal é ajustável entre 135 e 250 mm. Isso faz com que o FOV transaxial (perpendicular ao eixo longo do sistema) varie de 120 até 235 mm e

o FOV axial (paralelo ao eixo longo) seja mantido em 110 mm. O tomógrafo permite uma rotação completa de 360 graus em torno do FOV. A sensibilidade é de 3,8% para uma fonte pontual no centro do FOV e uma janela de energia de 250–750 keV. A resolução da imagem reconstruída é representada pela FWHM de 1,25 mm no centro do FOV.

O Mosaic da Philips Medical System (SURTI et al., 2003) possui um tomógrafo que consiste de 16.680 cristais de GSO com $2 \times 2 \times 10$ mm³. O detector utiliza PMTs com diâmetro de 19 mm para detectar o cristal da interação empregando lógica Anger. A sensibilidade é de 1,3 % para uma fonte pontual no centro do FOV e um limite inferior de energia de 400 keV. A resolução da imagem reconstruída é determinada pela FWHM de 2,2 mm no centro do FOV.

O quadHIDAC (HIDAC é a sigla inglesa de "High Density Avalanche Chamber") (SCHäFERS et al., 2005) é um tomógrafo PET para pequenos animais disponível comercialmente e baseado em câmaras proporcionais multifilares (MWPC - "Multiwire Proportional Chamber"). Uma câmara HIDAC consiste de uma MWPC com a adição de placas laminadas intercaladas de chumbo e isolante, as quais são furadas mecanicamente. Numa MWPC, o gás presente na câmara é ionizado por fóton incidente. No quadHIDAC, o processo de ionização ocorre devido à interação dos fótons incidentes com os conversores de chumbo, onde cada elétron ionizado é amplificado por avalanche, que ocorre devido ao forte campo elétrico presente na MWPC. A figura 4.3 exibe as principais características do detector.



Figura 4.3: (A) Módulo do detector em 3 camadas com 2 conversores conectados por uma MWPC. Cada fóton incidente é convertido em um elétron. (B) Cada conversor contém folhas de chumbo e isolante intercalados e são furados mecanicamente formando uma densa matriz de buracos. O fóton interage com o chumbo, resultando em um elétron que gera outros por avalanche, os quais são acelerados em direção ao ânodo, devido à presença de um forte campo elétrico (SCHäFERS et al., 2005).

O sistema de detecção é composto de 4 blocos detectores de 8 MWPCs, onde cada uma delas consiste de dois planos conversores paralelos envolvendo um ânodo plano. Cada conversor é uma placa laminada com 2,5 mm de espessura composta por 12 camadas de chumbo e 12 camadas de folha isolante com espessuras de 50 μ m e 140 μ m, respectivamente, intercaladas e furadas meca-

nicamente, formando uma densa matriz de pequenos furos de 0,4 mm de diâmetro e com 0,5 mm de distância entre os centros. Os cátodos consistem de trilhas impressas unidas aos conversores. As trilhas dos dois conversores de cada módulo são perpendiculares, fornecendo as coordenadas x e y. O volume do compartimento da análise possui 165 mm de diâmetro e 280 mm de comprimento. A sensibilidade é de 1,8% para uma fonte pontual no centro do FOV e um limite inferior de energia de 200 keV. A resolução da imagem reconstruída é de 1,0 mm (FWHM) no centro do FOV, utilizando o algoritmo de reconstrução reprojeção tridimensional (3D-RP).

O YAP-(S)PET (GUERRA et al., 2006) utiliza um tomógrafo baseado em 4 blocos detectores giratórios, como mostra a figura 4.4.



Figura 4.4: Foto do YAP-PET instalado na Universidade de Pisa (GUERRA; BELCARI, 2007b).

Cada um dos quatro blocos é formado por 20×20 elementos de cristal YAP de $2 \times 2 \times 30$ mm³ isolados opticamente e acoplados a uma PS-PMT. A vantagem dessa arquitetura é o número reduzido de detectores, o que facilita a manutenção e diminui o custo de fabricação. A sensibilidade é de 1,7% para uma fonte pontual no centro do FOV e um limite inferior de energia de 50 keV. A resolução da imagem reconstruída é de 1,8 mm (FWHM) no centro do FOV, utilizando o algoritmo de reconstrução OSEM. A formação de imagens SPECT também é possível com esse equipamento, simplesmente com a adição de um colimador de chumbo com furos paralelos na frente de cada bloco detector.

O tomógrafo CdTePET (ISHII et al., 2007) utiliza o detector semicondutor CdTe com barreira Schottky com eletrodos de índio e platina. Este detector proporciona uma resolução de tempo de 0,6 ns (FWHM) para a detecção em coincidência. A tensão de polarização reversa do detector é ajustada de forma que o campo elétrico no cristal de CdTe seja 500 V/mm. O efeito de polarização do CdTe provoca uma redução gradual na capacidade de coleção de carga do mesmo. Por isso, a tensão aplicada no detector é desligada e religada a cada 30 minutos pelo sistema de detecção, para que o CdTe recupere sua capacidade de coleção de cargas. Uma unidade de detecção possui duas colunas com 16 detectores do tipo CdTe, cada um com $1, 1 \times 5 \times 1 \text{ mm}^3$, como mostra a figura 4.5.



Figura 4.5: Vista esquemática de uma unidade do detector CdTe (ISHII et al., 2007).

Uma camada com duas colunas de detectores permite determinar a profundidade de interação do fóton de aniquilação. Cada unidade é fixada em uma base de epóxi de 0,2 mm de espessura e 16 unidades de detecção empilhadas formam um bloco detector. A sensibilidade é de 4,0% para uma fonte pontual no centro do FOV e um limite inferior de energia de 215 keV. A resolução da imagem reconstruída é dada pela FWHM de 0,74 mm no centro do FOV. O sistema de detecção completo consiste de 10 blocos detectores e sua eletrônica associada, como mostra a figura 4.6.



Figura 4.6: Foto do sistema de detecção do CdTe PET (ISHII et al., 2007).

O tomógrafo Albira (BALCERZYK et al., 2009), exibido na figura 4.7, adota um conceito de oito blocos de cristais LYSO monolíticos de 9,8 mm de espessura, onde cada bloco tem a base menor ($40 \times 40 \text{ mm}^2$) direcionada ao centro do FOV e a base maior ($50 \times 50 \text{ mm}^2$) acoplada a uma PS-PMT da Hamamatsu modelo H8500.



Figura 4.7: Foto do tomógrafo Albira (BALCERZYK et al., 2009).

O tomógrafo possui sensibilidade de 2,49% no centro do FOV. A resolução energética é de 14% e a janela de coincidência padrão é de 5 ns. A posição da interação XYZ é determinada dentro do cristal usando uma cadeia resistiva modificada (LERCHE, 2006), onde a lógica Anger é usada para determinar a posição XY e um outro circuito eletrônico fornece a largura da distribuição dos fótons ópticos, a qual é relacionada com a posição Z. A resolução DOI, ou seja, na direção Z, é de aproximadamente 3 mm. O tempo de integração do sinal é de 500 ns e a conversão A/D possui um tempo morto de 3,5 μ s.

4.2 Mamografia por Emissão de Pósitrons

Atualmente, existem vários protótipos de tomógrafos PET para a formação de imagens de alta resolução para estudos e diagnóstico de câncer de mama (PEM). A tabela 4.2 exibe algumas das característica de alguns modelos de PEM disponíveis no mercado ou em desenvolvimento.

A configuração típica é de dois detectores planos localizados um abaixo e um acima da mama. Isso possibilita a compressão da mama, o que aumenta o ângulo sólido de detecção e reduz o espalhamento, implicando numa melhora da sensibilidade e da resolução espacial. Além disso, essa configuração pode ser integrada com a mamografia de raios X para fusão da imagem de emissão-transmissão ou ainda para biópsia guiada (GUERRA; BELCARI, 2007b). Tabela 4.2: Características de alguns PEMs existentes comercialmente ou em desenvolvimento. As geometrias com painéis giratórios também permitem a compressão da mama quando os mesmos não rotacionam. A resolução espacial R_{esp} é a FWHM do CFOV e a sensibilidade absoluta (S) é medida no CFOV (centro do campo de visão) para uma fonte pontual. A resolução energética R_{ene} é o valor da FWHM para a energia de 511 keV. Somente os sistemas de detecção que adotam cristais baseados em lutécio definem um limite superior de energia, devido à radioatividade do ¹⁷⁶Lu presente nos cristais. A abreviação n.d. significa não divulgado.

nome	YAP-PEM	LBNL-PEM	PEMFlex	Clear-PEM
fabricante	Protótipo	Protótipo	Naviscan	Protótipo
geometria	2 painéis	4 blocos	2 painéis	2 painéis
	giratórios	retangulares	paralelos	giratórios
detector	YAP	LSO	LSO	LYSO
FOV-A(cm)	6	7,5	16,4	16
FOV-T(cm)	6	10	24	18
$R_{esp}(mm)$	1,4	1,9	2,4	1,5
S(%)	n.d.	5	n.d.	4,4
$R_{ene}(\%)$	25	24	13	15,9
$l_{inf}(\text{keV})$	50	300	350	350
<i>l_{sup}</i> (keV)	não tem	750	700	700

O YAP-PEM (MOTTA et al., 2004; BELCARI et al., 2004) é composto de dois detectores opostos de 6×6 cm² na geometria plana-paralela. Cada detector possui uma matriz de 30×30 elementos de cristal de YAP, com $2 \times 2 \times 30$ mm³ cada, acoplada a uma PS-PMT com leitura do sinal via cadeia resistiva. A figura 4.8 mostra essa configuração. Cada detector é equipado com um compressor de mama de 1 cm de espessura e material "perspex". Uma folha de tungstênio é colocada entre a matriz de cristais e o compressor para filtrar os fótons de baixa energia da radiação de fundo. A distância entre os detectores varia de 5 até 10 cm, dependendo da compressão da mama. A resolução da imagem reconstruída é definida pela FWHM de 1,4 mm no centro do FOV.

O modelo Clear-PEM (ABREU et al., 2007; AMARAL et al., 2007b, 2007a) está sendo desenvolvido pelo consórcio português de mamografia PET, em conjunto com a Colaboração Crystal Clear do CERN. O tomógrafo é formado por dois painéis paralelos cobrindo um FOV de $16 \times 18 \text{ cm}^2$ (NEVES, 2011). Cada painel possui 96 módulos detectores, onde cada módulo é composto de uma matriz de 4×8 cristais de LYSO de $2 \times 2 \times 20 \text{ mm}^3$. Cada lado da matriz de cristais é acoplado a uma matriz de APDs de 4×8 pixels modelo S8550-01 da Hamamatsu, o que permite ao sistema fornecer informação da profundidade de interação (DOI). Vinte e quatro módulos são agrupados em uma estrutura mecânica, chamada de supermódulo, com $4 \times 4 \text{ cm}^2$. Cada painel é composto por 4 supermódulos lado a lado, como exibido na figura 4.9. O tomógrafo do Clear-PEM é montado sobre um "gantry" robótico que controla a posição dos painéis para o



Figura 4.8: Sistema de detecção do YAP-PEM, com dois detectores opostos (MOTTA et al., 2004).

exame. A paciente deve ficar em posição prona durante o exame, como mostra a figura 4.9. A mama deve passar por uma abertura na mesa de exame e os painéis detectores posicionados um em cada lado da mama. Desta forma, os painéis rotacionam em torno da mama para a coleta de dados, em várias posições angulares, necessária para a reconstrução tomográfica. A sensibilidade é de 4,4% para uma fonte pontual no centro do FOV e uma janela de energia de 350–700 keV. A resolução da imagem reconstruída é de 1,5 mm (FWHM) no centro do FOV.



Figura 4.9: Representação de um exame de mama com o Clear-PEM e, a direita, detalhes do projeto do tomógrafo (RODRIGUES; TRINDADE; VARELA, 2007).

O tomógrafo LBNL-PEM (HUBER et al., 2006, 2003) adota uma geometria de detecção retangular, o que contribui para o aumento da eficiência de detecção quando comparada com a geometria de planos paralelos. A geometria dessa configuração é mostrada na figura 4.10. A mama é inserida no espaço entre os planos detectores superior e inferior, de $7,5 \times 10$ cm², e a separação entre os planos é ajustada para ser obtida uma compressão leve da mama. Os planos detectores da esquerda e da direita, de $7,5 \times 7,5$ cm², são mantidos fixos. Os planos são divididos em módulos detectores de $2,5 \times 2,5 \times 3$ cm³. Cada módulo do detector consiste de 64 cristais de LSO com $3 \times 3 \times 30$ mm³ acoplados a uma PMT em uma das extremidades e a uma matriz de 8×8 APDs na outra. Nesse conceito, a matriz de APDs permite identificar o cristal da interação e, junto com a PMT, é possível obter a energia e a profundidade de interação do sinal dentro do cristal. A sensibilidade é de 5,0% para uma fonte pontual no centro do FOV e uma janela de energia de 300–750 keV. A resolução da imagem reconstruída é dada pela FWHM de 1,9 mm no centro do FOV.



Figura 4.10: Geometria do sistema de detecção do LBNL-PEM (HUBER et al., 2006).

A FDA (Food and Drugs Administration) aprovou recentemente nos EUA o uso clínico do mamógrafo por emissão de pósitrons da empresa Naviscan, chamado PEM Flex (WEINBERG et al., 2005; MACDONALD et al., 2009), para rastreamento secundário de câncer de mama e outros órgãos como, por exemplo, a próstata. Este equipamento PEM, mostrado na figura 4.11, é o único disponível comercialmente hoje.



Figura 4.11: Foto do PEM-Flex (BERG et al., 2006).

Testes clínicos realizados com o PEM Flex indicaram uma sensibilidade de detecção de lesão de 90% e uma especificidade de 86% (BERG et al., 2006). O sistema possui dois detectores planosparalelos, onde cada um deles utiliza 2.028 elementos de cristais de LSO com $2 \times 2 \times 10 \text{ mm}^3$, acoplados a uma PS-PMT. Para possibilitar intervenções em tempo real, a reconstrução e a exibição da imagem é feita durante o tempo de aquisição. A resolução da imagem reconstruída é de 2,4 mm (FWHM) no centro do FOV.

5 Simulação computacional

A simulação computacional de aplicações em Medicina Nuclear utilizando o método de Monte Carlo estabelece uma conexão entre as imagens clínicas obtidas da distribuição de atividade de um radionuclídeo e a física da interação da radiação ionizante com os tecidos biológicos e os detectores de radiação. As simulações permitem a melhor compreensão dos resultados obtidos, a extração de informações mais detalhadas dos experimentos, assim como a validação da ferramenta computacional adotada. A seguir, são definidos alguns conceitos de simulação computacional utilizando o Geant4, o qual é a plataforma para a ferramenta GATE, adotada neste trabalho.

É importante dizer que o Geant4 é um pacote em contínuo desenvolvimento. As informações contidas neste trabalho são baseadas na versão 9.1.p02. Durante a realização deste trabalho novas versões surgiram e várias modificações relacionadas aos processos eletromagnéticos tornam algumas das informações colocadas aqui inválidas para versões mais novas, para as quais é recomendado consultar o manual de referências físicas correspondente, disponível na página web do pacote (http://cern.ch/geant4).

5.1 O código de transporte de radiação Geant4

O Geant4 (GEometry ANd Tracking) é um conjunto de ferramentas computacionais de distribuição livre que pode ser utilizado para simular a interação da radiação ionizante com a matéria (CERN, 2008b). De acordo com seus desenvolvedores, suas áreas de aplicação compreendem experimentos em física nuclear, física médica, física de partículas, aceleradores, estudos em pesquisas espaciais, astrofísica e astronomia. A faixa de energia para as simulações é compreendida entre 250 eV e 1 TeV, dependendo da situação. Para levar em consideração como o sistema do experimento irá afetar o caminho das partículas, os seguintes aspectos de controle e contorno do processo de simulação das interações estão inclusos no código do programa:

- Geometria do sistema de detecção ou experimento, incluindo detectores, absorvedores, etc.;
- Materiais envolvidos no experimento;
- Partículas fundamentais de interesse;

- Geração do(s) evento(s) primário(s);

- Passagem de partículas através de materiais e campos eletromagnéticos, envolvendo possíveis interações e processos de decaimento;

- Processos físicos que regem as interações da radiação ionizante;

- Resposta dos elementos sensíveis dos detectores, isto é, a gravação de quando uma partícula passa através do volume de um detector e como um detector real se comportaria;

- Geração de dados do(s) evento(s);
- Armazenamento de eventos e trajetórias das partículas;
- Visualização do detector e das trajetórias das partículas;
- Coleta e análise dos dados da simulação em diferentes níveis de detalhe e refinamento.

A inclusão de tais aspectos significa que menos tempo será despendido no desenvolvimento de códigos que são comuns à maioria das simulações de interação da radiação com a matéria. Além disso, o pacote também fornece suporte desde a definição inicial do problema até a produção de resultados e gráficos para divulgação. Para esta finalidade, o pacote possui:

- Interface de usuário;
- Rotinas dirigidas;
- Interpretadores de comandos que operam em cada nível da simulação.

O código do programa é escrito utilizando a linguagem de programação C++ e é o primeiro em sua categoria a explorar técnicas de engenharia de software e tecnologia orientada a objetos. Tais conceitos são importantes para o gerenciamento da complexidade do código e dos limites das dependências de cada parte do mesmo, ao se definir uma interface uniforme para o desenvolvedor e com princípios de organização de código comuns para todos os modelos físicos. A implementação de novos modelos físicos e a compreensão dos já existentes são facilitadas, pois com esses conceitos pouca ou nenhuma modificação no código original é necessária.

5.1.1 História do Geant4

A ideia surgiu inicialmente em dois estudos separados realizados no CERN (Centre Européenne pour la Recherche Nucléaire) e na KEK (sigla japonesa que significa High Energy Accelerator Research Organization) em 1993. Os dois grupos imaginavam uma maneira de aperfeiçoar o programa de simulação Geant3, produzido na década de 70 utilizando a linguagem FORTRAN. Assim, foi feita uma união de esforços para se construir um programa de simulação de detectores totalmente novo baseado na tecnologia de orientação a objetos. O objetivo inicial era que o programa atendesse os requisitos da próxima geração de experimentos de física de altas energias, mas rapidamente se estendeu para as comunidades de física nuclear, de aceleradores, espacial e médica.

A iniciativa se tornou uma colaboração internacional de físicos, programadores e engenheiros de software de um grande número de instituições e universidades da Europa, Canadá, Japão e Estados Unidos. A primeira versão do produto foi lançada em dezembro de 1998. A partir desse momento o pacote de programas passou a ser chamado de Geant4.

Atualmente o Geant4 - considerando o tamanho de código, objetivo pretendido e número de contribuintes - pode representar um dos maiores e mais ambiciosos projetos fora do mundo corporativo (CERN, 2008b). Cada parte do programa Geant4 é gerenciado por um grupo de trabalho, liderado por um coordenador responsável. Do mesmo modo, existem grupos de trabalho para cada uma das seguintes atividades: testes e garantia da qualidade, gerenciamento de software e documentação. Portanto, cada pergunta da comunidade externa pode ser endereçada ao especialista do assunto.

Os conceitos e princípios orientados a objetos tornam a criação de programas computacionais muito mais intuitiva, pois é possível solucionar problemas em termos de objetos, os quais estão diretamente associados às entidades reais. O código orientado a objetos é mais maleável, fácil de organizar, de manter organizado e pode ser desenvolvido em paralelo sem grandes complicações. A modificação e expansão do código também se tornam mais simples com uma das principais virtudes da tecnologia orientada a objetos, chamada de reuso, que torna o desenvolvimento de software mais rápido e com aumento de qualidade. Para grandes sistemas de software essa tecnologia se torna ainda mais essencial.

5.1.2 Projeto e arquitetura

As categorias de classes do Geant4 e os respectivos relacionamentos entre elas são exibidos no diagrama de categoria de classe da figura 5.1. Esse tipo de diagrama é muito útil para mostrar a funcionalidade do código. Uma descrição de cada categoria de classe é feita no manual do Geant4(CERN, 2008b). Cada caixa na figura representa uma categoria de classe. As linhas representam relações de uso. As categorias de classe que possuem o círculo numa extremidade da linha usam a categoria que está na outra extremidade. Como exemplo, temos que a categoria de classe *Material* é usada pelas categorias de classe *Geometry* e *Particle*.

E interessante ressaltar que a organização dos arquivos do código do Geant4 e de seu manual de usuário (CERN, 2008b) é feita de acordo com estas categorias de classe.



Figura 5.1: Diagrama de categoria de classes do Geant4.(CERN, 2008b)

5.1.3 Os modelos físicos eletromagnéticos do Geant4

Com a ferramenta Geant4, o usuário é capaz de simular uma grande variedade de processos físicos eletromagnéticos, incluindo simulações com elétrons, pósitrons, fótons, hádrons e interações ópticas (CERN, 2006a). No caso de elétrons e fótons, três modelos podem ser empregados: Standard, Low Energy e Penelope. Tais modelos são baseados em modelos teóricos e adotam diferentes bases de dados de seções de choque e algoritmos de amostragem de estado final.

Uma outra possibilidade de uso do código é a seleção de processos de diferentes modelos para uma única simulação, com exceção dos processos de ionização e *bremsstrahlung* de elétrons, que sempre devem ser escolhidos do mesmo modelo (POON; VERHAEGEN, 2005). Um caso comum é o espalhamento múltiplo de elétrons (URBÁN, 2002), que está implementado somente no modelo Standard, mas é adequado para simulações nas faixas de energias compreendidas pelos três modelos.

5.1.3.1 O modelo físico Standard

O modelo Standard pode ser usado para energias no intervalo de 1 keV até 100 TeV. Os processos físicos envolvendo fótons incluídos no modelo são espalhamento Compton, produção de pares de elétrons e múons e efeito fotoelétrico. Os processos para elétrons e pósitrons compreendem *bremsstrahlung*, ionização e produção de raios delta, aniquilação de pósitrons e radiação síncrotron. O espalhamento Rayleigh não faz parte do modelo Standard, pois o modelo considera que o núcleo atômico é fixo, ou seja, o momento de recuo do núcleo é desprezado. A relaxação atômica, isto é, a desexcitação do átomo depois da criação de uma vacância por um processo primário, também não é simulada, já que os elétrons são considerados "quasi-livres". Ou seja, no caso do efeito fotoelétrico, a energia de ligação do elétron com o átomo é desprezada.

O modelo emprega algoritmos de transporte de fótons e elétrons mais simples em relação aos modelos Penelope e Low Energy, o que o torna mais eficiente no tempo de processamento computacional. O cálculo das seções de choque emprega esquemas de parametrização otimizados para física de altas energias.

5.1.3.2 O modelo físico Low Energy

Os processos eletromagnéticos Low Energy foram adicionados com a finalidade de estender a validade das interações das partículas para faixas de energias menores do que os processos eletromagnéticos do modelo físico Standard. Atualmente, os processos físicos presentes no modelo Low Energy são válidos para a faixa de energia que pode ir de 250 eV e chegar até aproximadamente 100 GeV (CERN, 2008b). O modelo Low Energy faz uso direto dos dados das seções de choque para as camadas eletrônicas dos elementos cujo número atômico pode ir de 1 até 99.

Os seguintes processos estão inclusos na extensão Low Energy: efeito fotoelétrico, espalhamento Compton, espalhamento Rayleigh, conversão gama (produção de pares), *bremsstrahlung* e ionização. O processo de relaxação atômica também está implementado. No modelo Low Energy, essa desexcitação pode ocorrer por meio de fluorescência ou de efeito Auger para os processos primários de ionização e efeito fotoelétrico. As fases envolvidas em cada processo incluem o cálculo e o uso das seções de choque total e a geração do estado final.

A abordagem do modelo Low Energy adota um conjunto de bases de dados distribuídas publicamente (CULLEN; HUBBELL; KISSEL, 1997; PERKINS; CULLEN; SELTZER, 1997; PER-KINS et al., 1997) e que fornecem dados para o cálculo das seções de choque e amostragem do estado final na modelagem da interação de fótons e elétrons com a matéria. Essas bases de dados são responsáveis por fornecerem as seguintes informações para as simulações:

- seções de choque total para efeito fotoelétrico, espalhamentos Compton e Rayleigh, produção de pares e *bremsstrahlung*;

- seções de choque de sub-camadas para efeito fotoelétrico e ionização;
- funções de espalhamento para efeito Compton;
- fatores de forma para espalhamento Rayleigh;
- energias de ligação para elétrons em todas as sub-camadas;
- probabilidades de transição entre sub-camadas para os efeitos Auger e de fluorescência;
- tabelas de stopping power.

5.1.3.3 O modelo físico Penelope

O modelo físico Penelope (PENetration and Energy LOss of Positrons and Electrons) se baseia no código computacional Penelope (versão 2001) (SALVAT et al., 2001), desenvolvido em FORTRAN77 especialmente para simulações de processos de transporte de radiação utilizando o método de Monte Carlo. Esse modelo físico foi incluído no pacote Geant4 como uma alternativa independente ao modelo físico Low Energy. A sua implementação tem especial atenção para a descrição do transporte e interação de fótons e elétrons na faixa de energia que vai de 100 eV até 1 GeV, incluindo efeitos atômicos. Podem ser simulados efeito fotoelétrico seguido de relaxação, espalhamento Compton, espalhamento Rayleigh, interações de ionização, *bremsstrahlung*, conversão gama e aniquilação de pares. O processo de espalhamento Compton oferece duas vantagens neste modelo em relação ao Low Energy: deslocamento Doppler e relaxação atômica resultante da vacância gerada pelo espalhamento primário.

Os processos são baseados numa abordagem que combina base de dados experimentais com modelos de seções de choque analíticas para diferentes mecanismos de interação. A base de dados das seções de choque utilizadas pelo modelo físico Penelope são da LLNL (sigla de Lawrence Livermore National Laboratory) EPDL97 (CULLEN; HUBBELL; KISSEL, 1997).

5.1.3.4 O modelo físico para processos ópticos

Os fótons ópticos são tratados no Geant4 por uma classe diferente da usada pelos fótons de energias mais elevadas, o que permite que as propriedades ondulatórias sejam incorporadas ao modelo para processos ópticos. Essa descrição ondulatória não é válida para energias mais altas, por causa do comprometimento com a eficiência de processamento computacional. Por isso, não existe nenhuma transição dependente da energia entre fótons ópticos e partículas gamas.

Apesar de não ser comum nas outras partículas, a simulação de fótons ópticos no Geant4 deve incluir a polarização linear. Tal procedimento já é feito automaticamente para fótons ópticos secundários, mas para os primários o usuário deve definir a polarização linear. No caso de uma fonte não polarizada, cada fóton primário deve ter sua polarização linear amostrada aleatoriamente.

Os processos incluídos nesse modelo são a refração e reflexão em fronteiras entre dois meios, absorção e espalhamento Rayleigh. A produção de fótons ópticos ocorrem no efeito Cerenkov, na radiação de transição e na cintilação. A geração de fótons ópticos no Geant4 não obedece à conservação de energia porque outros efeitos físicos que também podem ocorrer durante a deposição de energia de um elétron (ex. produção de fônons acústicos, pares elétron-lacuna, armadilhamento de cargas, etc...) não são levados em consideração neste modelo. Por isso, a quantidade de fótons ópticos gerados não deve concordar com o saldo de energia de um evento.

Os materiais cintiladores são caracterizados pelo rendimento luminoso e pela resolução intrínseca de produção de fótons ópticos, a qual alarga a distribuição estatística dos fótons gerados. Além desses fatores, temos também o espectro de emissão do fóton e o decaimento exponencial em função do tempo. Também é permitido no Geant4 separar os eventos de cintilação em duas componentes: uma rápida e uma lenta.

5.1.4 Cortes de passagem e limites de produção de partículas

Em códigos de transporte de radiação que utilizam o método de Monte Carlo, o transporte de uma partícula é realizado até que sua energia cinética seja zero. Em muitas simulações, isso gera um processamento de máquina desnecessário dependendo da faixa de energia de interesse do estudo. Para se evitar isso, uma solução adotada por muitos códigos é o corte de passagem de partículas, onde o transporte de uma determinada partícula é interrompido quando a partícula alcança um certo valor de energia em um determinado local da simulação, sendo que essa energia restante acaba por ser depositada nesse mesmo ponto. O corte de passagem de partículas pode ser feito no Geant4 através de uma classe denominada *G4UserSpecialCuts* (POON; SEUNTJENS; VERHAEGEN, 2005).

No entanto, o corte padrão no Geant4 não é um corte de passagem de partículas, mas sim um limite de produção de partículas secundárias, que só se aplica para processos que possuem divergência no infravermelho (CERN, 2008b). Antes de iniciar uma simulação, o usuário deve determinar os limites de produção de energia para fótons, elétrons e pósitrons. Abaixo desses limites, a energia correspondente à partícula secundária é depositada localmente. As exceções para isso ocorrem quando o programa verifica que existe a possibilidade de uma partícula secundária alcançar um detector ou, ainda, no caso de conversão gama, quando o pósitron é sempre produzido para futura aniquilação.

Esse limite de produção pode ser definido pelo método *SetCut()* e é determinado em termos de distância mínima que ainda resta a ser percorrida pela partícula, a qual é convertida em energia para todos os materiais presentes na simulação. Esse corte é útil quando se deseja que a energia seja liberada numa determinada posição espacial. Já os limites de produção em energia implicam em deposição de energia em distâncias que dependem do material. O Geant4 também possibilita

determinar diferentes limites de produção para diferentes regiões do sistema do experimento. Além disso, também é possível escolher um tamanho de passo máximo para qualquer volume simulado, em termos de distância percorrida ou energia perdida, utilizando a classe *G4UserLimits*.

5.1.5 Plataforma de simulações GATE

O pacote de ferramentas computacionais de distribuição livre GATE (Geant4 Application for Emission Tomography) (ASSIé et al., 2004; JAN et al., 2004) é uma plataforma modular específica para simulações de sistemas de formação de imagens em medicina nuclear, como a PET e a SPECT. A base do código do GATE é o próprio Geant4 com a adição de algumas facilidades para a simulação desses sistemas de tomografia que envolvem detecção de fótons de raios gama. Entre essas facilidades temos a descrição de estágios de processamento de sinais e aquisição e de fenômenos dependentes do tempo como, por exemplo, o movimento do detector e da fonte, a cinética da radioatividade do radioisótopo e o tempo morto do detector. Além disso, o GATE permite realizar e controlar as simulações de um modo intuitivo, com o uso de conjuntos de comandos dedicados, baseados no interpretador de comando nativo do Geant4.

A ferramenta GATE é relativamente recente, tendo sido lançada em meados de 2002. Os esforços de colaboração para desenvolver, validar e documentar essa ferramenta reúnem cerca de vinte laboratórios de física médica e de partículas. Essa ferramenta já foi utilizada com sucesso por alguns grupos de pesquisa para simular alguns equipamentos de tomografia de corpo inteiro (LAMARE et al., 2006; SCHMIDTLEIN et al., 2006), para pequenos animais (SIMON et al., 2004) e outros PET compactos (BONIFACIO et al., 2010).

O transporte de elétrons é realizado no GATE utilizando o modelo Standard do Geant4. Para o transporte de fótons, o usuário pode escolher entre os modelos Standard ou Low Energy do Geant4. O uso do modelo Standard permite uma simulação computacionalmente mais rápida que o modelo Low Energy, enquanto que o modelo Low Energy descreve os processos físicos com mais detalhes.

6 Simulação do tomógrafo Q-PEM/DoPET

Como forma de acompanhar os avanços da tecnologia PET, foi firmada uma colaboração entre o IPEN e o Grupo de Instrumentação e Formação de Imagens Funcionais (FIIG) da Universidade de Pisa, Itália. O grupo é filiado ao Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN). Durante a visita de intercâmbio de um ano, foi realizada a simulação, usando o pacote GATE, do protótipo PEM desenvolvido pelo grupo italiano e a comparação dos dados simulados com os dados experimentais obtidos com esse equipamento.

6.1 O tomógrafo Q-PEM/DoPET do grupo FIIG

O tomógrafo PEM do grupo FIIG é chamado de Q-PEM e compartilha das mesmas características técnicas de outro tomógrafo PET, chamado de DoPET (Dosimetry with Positron Emission Tomography/ Dosimetria com Tomografia por Emissão de Pósitrons) (VECCHIO et al., 2009). Isso significa dizer que os dois tomógrafos são idênticos, porém com aplicações diferentes. Enquanto o Q-PEM é dedicado à detecção de tumores na mama, o DoPET é usado para monitoramento de dose em tratamentos de lesões oculares usando hadronterapia. A figura 6.1(a) mostra o aparato experimental de DoPET no final da linha de um feixe de prótons de 62 MeV do acelerador do tipo cíclotron do INFN de Catânia,Itália (CIRRONE et al., 2004). A figura 6.1(b) exibe uma vista esquemática do DoPET, onde os dois detectores planares e um fantoma cilíndrico são posicionados, por meio de um suporte de alumínio, em um plano alinhado perpendicularmente com a direção do feixe, de forma que os prótons incidam na base do fantoma cilíndrico.

O primeiro protótipo do tomógrafo Q-PEM/DoPET (figura 6.2) consiste de dois detectores planos, cada um composto por um bloco detector independente. Cada bloco possui uma matriz de 21 x 21 elementos de cristais LYSO, isolados opticamente com epóxi branco e fabricados pela Hilger Crystals Ltd, uma fotomultiplicadora (PMT) sensível à posição Hamamatsu H8500C e a eletrônica associada para amplificação e processamento do sinal. Cada elemento de cristal LYSO possui $2 \times 2 \times 18$ mm³, com as duas faces menores polidas. Cada matriz é construída usando resina epóxi como material refletor e separação de 0,15 mm entre os cristais. Umas das faces é coberta com três



Figura 6.1: (a) Foto do aparato experimental do DoPET no final de uma linha de um feixe de prótons. (b) Vista esquemática do DoPET. (VECCHIO et al., 2009)

camadas de fita refletora teflon (Saint Gobain BC-642) e a outra face é conectada à fotomultiplicadora usando uma resina óptica (Cargille Meltmount 1582). A fotomultiplicadora H8500C possui área ativa de $49 \times 49 \text{ mm}^2$, 8×8 canais, fotocátodo bi-alcalino e janela de borossilicato. O número de sinais de aquisição de cada bloco é reduzido dos 64 canais provenientes da fotomultiplicadora para 4 canais, usando uma cadeia resistiva (lógica Anger) para leitura multiplexada (BELCARI et al., 2007).



Figura 6.2: Imagem do protótipo Q-PEM/DoPET. Cada um dos blocos possui a matriz de cristais LYSO conectadas a uma fotomultiplicadora. A cadeia resistiva é conectada à placa de aquisição e o cabo USB transporta os dados a um computador.

6.2 O desafio em simular o tomógrafo Q-PEM/DoPET

A principal dificuldade encontrada na simulação desse tomógrafo foi reproduzir corretamente os espectros de energia medidos. O DoPET possui uma calibração em energia que usa como referência o pico de 511 keV de uma fonte de ${}^{22}Na$ e também considera que o número de fótons ópticos coletados pela PMT é proporcional à energia depositada do fóton gama. No entanto, a

atenuação da luz de cintilação dentro do cristal, a qual depende da posição da interação do fóton gama, deteriora assimetricamente a resolução em energia do detector e não pode ser corrigida pela calibração porque a leitura da PMT é feita somente em uma das extremidades. Caso a leitura fosse nas duas extremidades, a soma dos sinais coletados pelas PMTs compensaria o efeito da atenuação. Um exemplo evidente é o caso do espectro de ^{176}Lu da radioatividade intrínseca do cristal LYSO. De acordo com o esquema de decaimento do ^{176}Lu , descrito na figura 6.3, a energia máxima esperada em um espectro medido seria de aproximadamente 1,2 MeV.



Figura 6.3: Esquema de decaimento do ^{176}Lu .

Portanto, o transporte de fótons ópticos foi incluído na simulação com o propósito de reproduzir os resultados medidos. No entanto, o uso dos processos ópticos no GATE faz com que o tempo de simulação do tomógrafo DoPET seja excessivamente longo e inviável, sendo um fator 10³ mais lento. Por isso, um modelo óptico analítico foi proposto e desenvolvido pelo grupo do IPEN para contornar o problema e fazer com que a simulação dos espectros de energia tenham um resultado compatível com aquele usando os processos ópticos fornecidos pelo GATE. Tal modelo descreve a atenuação da luz dentro do cristal cintilador até ser coletada pela PMT, sem a necessidade de ativar os processos ópticos do Geant4 em uma simulação completa.

6.3 Descrição do modelo óptico analítico

O procedimento para usar o modelo é dividido em duas partes. Primeiramente, é realizada uma simulação de um único elemento de cristal do DoPET para a obtenção da atenuação óptica em função da distância do ponto onde a emissão de luz ocorreu até a PMT. Os resultados da simulação são usados no ajuste de uma função que modela a atenuação de luz. A segunda etapa consiste em usar o modelo para calcular a influência da atenuação na energia registrada pelo DoPET. Todas as simulações foram realizadas usando os pacotes GATE versão 4.0.0 e Geant4 versão 9.1.p02.

A seguinte função foi usada para ajustar o número N_{ph} de fótons ópticos coletados pela PMT dentro de um elemento de cristal cintilador, depois da deposição total da energia de um fóton de

aniquilação de 511 keV a uma distância z da janela da PMT:

$$N_{ph}(z) = Ae^{-z/\lambda_1} + Be^{z/\lambda_2} \tag{6.1}$$

onde *A*, *B*, $\lambda_1 e \lambda_2$ são os coeficientes a serem ajustados. Essa função foi escolhida por descrever empiricamente o comportamento da atenuação da luz dentro do cristal para leitura do sinal em somente uma das faces do cristal. Os coeficientes dependem da geometria do cristal e dos materiais do cristal cintilador, dos refletores e da fotomultiplicadora.

Os dados de entrada são os valores médios do número de fótons ópticos detectados para um conjunto de posições z, variando de 0,5 mm até 17,5 mm, em passos de 1 mm. Tais dados são obtidos de uma simulação usando os processos ópticos do Geant4, os quais foram usados somente para a aquisição desses dados. A simulação consiste de fótons gama de 511 keV interagindo na região central e ao longo do eixo longitudinal de um único elemento da matriz de cristais cintiladores. Somente o efeito fotoelétrico é ativado, o que significa dizer que os fótons gama transferem toda a sua energia ao meio quando interagem com o cristal e que os fótons ópticos gerados correspondem sempre a energia de um fóton de 511 keV. A simulação é ilustrada na figura 6.4, com todos os materiais relevantes e também os acoplamentos ópticos. O elemento de cristal é localizado no centro da PMT. Como a área sensível a detecção da PMT é maior que a área da matriz de cristais, a diferença de luz coletada por um cristal na borda e outro no centro da PMT foi considerada desprezível.



Figura 6.4: Esquema simplificado das camadas ópticas, volumes e materiais simulados com GATE.

Supondo que a produção de fótons ópticos é proporcional à energia depositada pelos fótons gama, é possível usar a equação 6.1 para calcular o número de fótons ópticos detectados pela PMT para qualquer valor de energia depositada, em qualquer profundidade de interação ao longo do cristal (eixo z).

Assim, a simulação completa de DoPET foi realizada usando todas as interações relevantes, com exceção dos processos ópticos fornecidos pelo Geant4. A energia E_{reg} que é registrada pelo tomógrafo DoPET após a calibração em energia é diferente da energia E_{dep} depositada no cristal, onde essa relação é dada por:

$$E_{reg} = E_{dep}(N_{ph}(z)/N_{ph511})$$
(6.2)

Os valores de energia E_{dep} são obtidos da saída de dados "Hits", definida no GATE, e N_{ph511} é o número de fótons ópticos correspondentes ao fotopico de 511 keV usado na calibração.

A probabilidade de encontrar um fóton gama em uma certa profundidade dentro do cristal é dada por:

$$P_{z} = e^{-(L-z)\mu_{511}} \tag{6.3}$$

onde *L* é o comprimento do cristal ao longo de *z* e μ_{511} é o coeficiente de atenuação do cristal para 511 keV. De acordo com a equação 6.3, a deposição de energia do fóton de 511 keV ocorre com maior probabilidade na região frontal de cada elemento de cristal. Assim, para propósitos de calibração, foi assumido que N_{ph511} corresponde a essa posição de maior probabilidade, que é a mais distante da PMT.

6.4 Simulação da atenuação dos fótons ópticos

Para encontrar os parâmetros da equação 6.1, uma simulação com as seguintes simplificações foram usadas:

 Com respeito aos processos físicos envolvendo interações de fótons gama, somente o efeito fotoelétrico do modelo físico Standard foi ativado no GATE, enquanto os espalhamentos Compton e Rayleigh permaneceram desligados.

- O corte de elétrons foi definido como 30 cm, para impedir a produção de elétrons secundários. Este valor significa que os elétrons secundários somente seriam gerados se o alcance do elétron primário fosse maior que 30 cm. Assim, para cada interação ocorrendo dentro do cristal, toda a energia de cada fóton gama é depositada de uma só vez em uma posição específica e o número de fótons ópticos produzidos é relacionado a energia de 511 keV do fóton gama incidente.

Enquanto a cintilação é responsável pela produção dos fótons ópticos, os processos físicos relacionados às interações de fótons ópticos com o meio são: absorção óptica, espalhamento Rayleigh óptico e, também, a refração e a reflexão que ocorrem na interação nas superfícies ópticas. Esses processos requerem a definição de algumas propriedades específicas para cada material envolvido.

As propriedades do LYSO definidas foram: produção de fótons ópticos (32 fótons/keV), constante de decaimento de tempo (41 ns) e comprimento de emissão de pico do fóton óptico (420 nm). O comprimento de absorção óptica ($\lambda_{ab} = 50$ cm) e o comprimento de espalhamento Rayleigh ($\lambda_{sc} = 260$ cm) foram obtidos do comprimento de atenuação total ($\lambda_{ef} = 42$ cm) determinado em (VILARDI et al., 2006) e da relação:

$$1/\lambda_{ef} = 1/\lambda_{ab} + 1/\lambda_{sc} \tag{6.4}$$

Os índices de refração do LYSO são mostrados na tabela 6.1 e foram definidos em função do comprimento de onda do fótons ópticos (MAO; ZHANG; ZHU, 2008).

Tabela 6.1: Valores dos índices de refração do LYSO (n_{LYSO}) para os respectivos comprimentos de onda. (MAO; ZHANG; ZHU, 2008)

λ (nm)	n _{LYSO}
405	1,833
420	1,827
436	1,822
461	1,818
486	1,813
516	1,810
546	1,806

O espectro de emissão dos fótons de cintilação do cristal LYSO, em função do comprimento de onda, está representado na figura 6.5. Os dados foram obtidos com o fabricante do cristal.



Figura 6.5: Espectro de emissão do cristal cintilador LYSO, fabricado pela Hilger Crystals Ltd.

Os índices de refração dos seguintes materiais foram definidos: epóxi branco (1,53), fita refletora de teflon (1,34), resina óptica (1,582) e janela de borossilicato (1,51).

Na grande maioria dos cristais, incluindo o LYSO, a absorção óptica não é um fenômeno im-

portante (KNOLL, 1999) e as interações ópticas entre as superfícies possuem um papel importante nas simulações.

A simulação do tomógrafo DoPET compreende simulações de interações entre superfícies dielétrica-dielétrica e dielétrica-metal. O Geant4 fornece duas implementações de processos ópticos para interações entre superfícies: GLISUR e UNIFIED (CERN, 2008b). Somente o modelo UNIFIED pode ser usado junto com GATE. Por isso, a classe "GateSurface" do código do GATE foi modificada para permitir também o uso do modelo óptico GLISUR, que foi o escolhido para simular a superfície dielétrica-metal usando o índice de refração complexo de um metal, como é o caso de um fotocátodo bi-alcalino de uma PMT.

A tabela 6.2 mostra as propriedades ópticas das superfícies entre o cristal LYSO e a camada de epóxi e entre o cristal LYSO e a fita refletora teflon.

nome	LYSO-PTFE	LYSO-Epoxy
modelo	UNIFIED	UNIFIED
tipo	dielectric-dielectric	dielectric-dielectric
acabamento	groundbackpainted	groundbackpainted
σ_{lpha}	0,1 graus	4,0 graus
N_I	1,0 (ar)	1,53 (epóxi)
C_{SL}	1	1
C_{SS}	0	0
C_{BS}	0	0
refletividade	0,98	0,94
eficiência	0	0

Tabela 6.2: Propriedades ópticas das superfícies LYSO-PTFE e LYSO-Epoxy.

 N_I é o índice de refração da camada intermediária entre as superfícies. σ_{α} é o desvio padrão da distribuição normal de ângulos α que são escolhidos para definir a rugosidade de uma superfície, a qual é composta por microssuperfícies planas onde cada uma possui um vetor normal com desvio angular α em relação a normal média, como mostra a figura 6.6.



Figura 6.6: Microssuperfícies planas em uma superfície rugosa, de acordo com o modelo UNIFIED.

No modelo UNIFIED, as probabilidades de ocorrerem diferentes tipos de reflexão são definidas por quatro constantes: C_{SL} representa a probabilidade de reflexão especular sobre a normal de um micro-plano. C_{SS} define a probabilidade de reflexão especular sobre a normal média da superfície. C_{BS} é mais importante para superfícies muito rugosas e representa a probabilidade de reflexão na direção contrária de incidência do fóton óptico. Existe ainda uma quarta constante que é implícita e define a probabilidade para reflexão difusa (ou Lambertiana) interna. A soma dessas quatro constantes deve ser igual a um.

Como era impossível obter σ_{α} experimentalmente, pois os cristais foram recebidos já montados no molde de epóxi, foi considerado que uma superfície polida (sem rugosidade) possui $\sigma_{\alpha} = 0,1$ graus (MOISAN; LEVIN; LAMAN, 1997). Para uma superfície cortada mecanicamente, foi usado o valor que melhor se ajusta com os resultados ($\sigma_{\alpha} = 4,0$ graus). A superfície da janela da PMT em contato com o fotocátodo foi definida como dielétrica-metal com acabamento polido. O fotocátodo possui índice de refração complexo e os seus valores da suas partes real e imaginária, exibidos na tabela 6.3, foram obtidos de (MOTTA; SCHöNERT, 2005).

Tabela 6.3: Valores das partes real (*n*) e imaginária (*k*) dos índices de refração complexo ($\tilde{n} = n + ik$) do fotocátodo da fotomultiplicadora H8500 para os respectivos comprimentos de onda.(MOTTA; SCHöNERT, 2005)

λ	$\tilde{n} = n + ik$				
(nm)	п	k			
380	1,92	1.69			
395	2,18	1.69			
410	2,38	1.71			
425	2,61	1,53			
440	2,70	1,50			
470	3,00	1,34			
530	3,26	0,84			
590	3,01	0,42			
680	2,96	0,33			

Os valores da eficiência quântica do fotocátodo são exibidos na tabela 6.4, de acordo com a referência (HAMAMATSU, 2009).

Todas as outras superfícies foram definidas como dielétrica-dielétrica do tipo "smooth" usando o modelo UNIFIED, acabamento "ground", $\sigma_{\alpha} = 0, 1$ graus e $C_{SL} = 1$.
λ	eficiência
(nm)	quântica
305	0,24
350	0,27
400	0,26
420	0,24
450	0,20
500	0,15
600	0,01
675	0,001

Tabela 6.4: Valores da eficiência quântica do fotocátodo da fotomultiplicadora H8500 para os respectivos comprimentos de onda. (HAMAMATSU, 2009)

6.5 Aplicação do modelo óptico analítico

O modelo físico de interações gama escolhido foi o Low Energy e os processos físicos selecionados foram o efeito fotoelétrico, efeito Compton e espalhamento Rayleigh. Foi usado o modelo óptico analítico descrito na seção anterior, enquanto que os processos ópticos fornecidos pelo Geant4 foram mantidos desativados. O módulo Readout, fornecido pelo GATE, foi alterado para fornecer a posição de interação do gama utilizando a lógica Anger, pois no código original o que o GATE fornece é a posição de onde ocorreu a maior deposição de energia.

A resolução de energia foi definida com 15,4% (FWHM), conforme medida experimentalmente, e a janela de coincidência escolhida foi de 10 ns. A distância entre os dois detectores foi de 14 cm.

Foram realizadas simulações com e sem o uso do modelo óptico, para que os resultados simulados sejam comparados com os resultados experimentais. As comparações foram feitas para aquisições em modo simples e de coincidência. Os isótopos emissores de partículas foram simulados usando o módulo GPS (General Particle Source) (ALLISON et al., 2006) fornecido pelo Geant4. Uma das simulações consistia de uma aquisição da radioatividade intrínseca presente no cristal LYSO, onde o volume do cristal era preenchido com uma distribuição uniforme de ¹⁷⁶Lu usando o módulo GPS. A densidade de átomos de ¹⁷⁶Lu dentro do cristal LYSO (η_{176Lu}) foi calculada usando a densidade de Lu natural presente no cristal ($\rho_{LYSO} = 7, 1 \text{ g/cm}^3$), a abundância de ¹⁷⁶Lu (f = 2,6%), a massa molar do LYSO (M_{LYSO} = 440 g) e o número de moles de Lu por mole de LYSO (N_{Lu} = 1, 8):

$$\eta_{176}{}_{Lu} = f N_{Lu} \frac{\rho_{LYSO}}{M_{LYSO}} N_A = 4,5 \times 10^{20} \text{ átomos/cm}^3$$
 (6.5)

Assim, a atividade de ¹⁷⁶*Lu* por volume de cristal foi determinada usando a constante de decaimento desse radionuclídeo (λ_{176Lu}):

$$A = \eta_{176}L_{\rm u} \,\lambda_{176}L_{\rm u} = 264 \, {\rm Bq/cm^3} \tag{6.6}$$

A outra simulação era de uma aquisição de uma fonte pontual de ${}^{22}Na$, cujo esquema de decaimento é mostrado na figura 6.7. A fonte foi definida como uma esfera de 0,5 mm de raio e colocada no centro do campo de visão do tomógrafo.



Figura 6.7: Esquema de decaimento do ²²Na.

6.6 Análise dos resultados

6.6.1 Atenuação dos fótons ópticos

O comportamento da atenuação dos fótons ópticos ao longo do cristal é representado graficamente na figura 6.8. A função ajustada (equação 6.1) possui os seguintes parâmetros: A = 851(5) fótons, $\lambda_1 = 4,31(4)$ mm, B = 491(3) fótons e $\lambda_2 = 100(3)$ mm. A eficiência da coleção de fótons ópticos pela PMT decai conforme a posição de interação do fóton gama se afasta da PMT. Na posição mais distante da PMT, o seu valor cai para menos da metade daquele que é calculado na posição mais próxima da PMT.

Como explicado na seção anterior, foi considerado que o número de fótons ópticos correspondente à posição mais afastada da PMT (z = 18 mm) é aquele associado ao pico de 511 keV ($N_{ph511} = 601(18)$ fótons) usado na calibração do tomógrafo.

O bom acordo obtido com a aplicação do modelo óptico pode ser observado nas figuras 6.9(a), 6.9(b), 6.10(a) e 6.10(b), que mostram as comparações entre os espectros medidos com os simulados que não usam o modelo e as que usam. Os resultados mostram que a inclusão dos efeitos



Figura 6.8: Curva ajustada com dados simulados do número de fótons ópticos coletados pela fotomultiplicadora, em função da posição de deposição de energia do fóton gama de 511 keV.

relacionados ao transporte de fótons ópticos foi essencial para a correta simulação dos espectros e que isso só foi viável com o uso do modelo óptico. Nenhuma simulação completa usando os processos ópticos nativos do Geant4 foi usada, justamente porque o tempo para realizar uma simulação desse tipo necessitaria de 10.000 horas de processamento, tornando a mesma inviável.

As figuras 6.9(a) e 6.9(b) mostram os espectros simulados e medidos da radioatividade intrínseca do LYSO em modo simples e de coincidência, respectivamente, para uma distância entre os planos detectores de 14 cm. As intensidades, dadas em contagens/segundo são apresentadas em valores absolutos.

Na figura 6.9(a), o melhor acordo com o resultado experimental é obtido na simulação que usa o modelo óptico proposto. As diferenças entre os espectros simulados mostram a degradação da resolução energética devido à atenuação dos fótons ópticos ao longo do cristal e da calibração linear de DoPET. Assim, DoPET registra um valor de energia maior que o real para deposições de energia mais próximas da PMT, pois a calibração é feita para eventos na região mais afastada da PMT. Isso faz com que a mesma energia depositada seja registrada como uma faixa de valores, cuja diferença entre o maior e o menor valor não é desprezível. Esse efeito pode ser percebido nos picos de 202 e 307 keV e na longa cauda formada na parte de maior energia do espectro. O uso do modelo de processos eletromagnéticos Low Energy permite visualizar o pico de 88 keV, o qual é suprimido no espectro medido devido ao "threshold" de energia usado para reduzir o ruído eletrônico.

A figura 6.9(b) exibe os espectros da radioatividade intrínseca do LYSO em modo de coincidência. Os eventos de coincidência ocorrem devido à detecção da partícula β^- em um dos blocos e a detecção de ao menos um dos fótons gama subsequentes no outro bloco. Assim como no modo simples, somente o pico de 88 keV não está presente. Novamente, o melhor acordo com o espectro medido é obtido com o uso do modelo óptico. Por exemplo, o pico de 307 keV do espectro simulado sem o modelo óptico possui uma taxa de contagens maior do que aquele medido e, para o simulado com o modelo óptico, o acordo é melhor.



Figura 6.9: Comparação dos espectros simulados, com e sem o uso do modelo óptico, com o espectro medido em modo simples (a) e de coincidência (b) da radiação intrínseca do LYSO.

Os valores das taxas de contagens totais, as quais representam o ruído de fundo do tomógrafo DoPET/Q-PEM, são mostrados na tabela 6.5.

Tabela 6.5: Taxas de contagens obtidas com resultados simulados e experimentais da radioatividade intrínseca do LYSO. Os limites superior e inferior de energia não foram usados e a janela de coincidência foi de 10 ns. As incertezas são de origem estatística.

	taxa de contagens (cps)		
	simples	coincidência	
experimental	16883(1)	65,1(1)	
simulado	16820(3)	63,2(1)	

A diferença entre os valores absolutos simulado e experimental para a taxa de contagens em coincidência é de apenas 2,9%. Isto representa um ótimo acordo para a simulação de um experimento de medição em coincidência entre eventos provenientes de fontes de radiação extensas, que são os próprios cintiladores, numa montagem bastante complexa em que as partículas envolvidas (beta e fótons) têm muitas possibilidades de interação nos diversos materiais presentes no sistema detector. O tempo morto e as perdas de contagens por empilhamento de pulsos são desprezíveis para esses valores de taxas de contagens.

Os espectros dos eventos simples para uma fonte pontual de ${}^{22}Na$ dentro de um cilindro de polimetilmetacrilato (PMMA), localizada no centro do campo de visão, são mostrados na figura

6.10(a). A distância entre os planos foi mantida em 14 cm. O valor da atividade da fonte de ^{22}Na usada possui uma incerteza de 30%. Por isso, os espectros foram normalizados pela área e a intensidade, dada em contagens por segundo, é arbitrária. A radioatividade intrínseca do LYSO também é considerada nesses espectros. O modelo óptico consegue descrever com bom acordo a cauda formada na região de alta energia do pico de 511 keV. No entanto, o pico de 1.275 keV aparece em uma posição deslocada nos espectros simulados, mostrando que o modelo não é suficiente para descrever todas as distorções presentes no espectro medido. A região do espalhamento Compton dos espectros, entre 150 e 400 keV, também possui uma posição ligeiramente deslocada. Essas diferenças podem estar associadas à não-proporcionalidade do rendimento luminoso do LYSO (VALAIS et al., 2008) ou, ainda, à calibração do ganho eletrônico, que não foi considerada nessa simulação.

A figura 6.10(b) exibe os espectros em modo de coincidência da fonte pontual de ${}^{22}Na$, com um limite de energia inferior de 150 keV. Mais uma vez, o espectro é melhor reproduzido levando em consideração as interações ópticas dentro do cristal cintilador.



Figura 6.10: Comparação dos espectros simulados, com e sem o uso do modelo óptico, com o espectro medido em modo simples (a) e de coincidência (b) da fonte de ${}^{22}Na$.

Devido a longa cauda formada, o limite de energia superior foi previamente ajustado em 850 keV, em vez dos valores típicos de 600 keV e 650 keV. Com essas simulações, foi descoberto que a atenuação óptica dentro do cristal faz com que 10% dos eventos de coincidência não sejam registrados, para o caso de um limite de energia superior de 850 keV.

Uma simulação usando o modelo óptico proposto necessita muito menos tempo computacional

que uma simulação usando os processos ópticos do Geant4. Citando o caso desse trabalho, para um computador com processador AMD Sempron de 1.6 GHz, a simulação do tomógrafo DoPET/Q-PEM da aquisição de uma fonte de ^{22}Na no centro do campo de visão precisa, em média, de 7 horas de tempo computacional. Fazendo uma breve simulação do mesmo tomógrafo com os processos ópticos do Geant4 ativados e extrapolando o tempo de processamento para uma simulação com o mesmo número de eventos do caso desse trabalho, foi estimado que seriam necessários 10.000 horas (420 dias) de tempo de processamento, algo em torno de 1.400 vezes mais lento.

6.6.2 Resolução espacial

A resolução espacial 3D do tomógrafo PET foi determinada por meio de uma imagem reconstruída de uma fonte pontual de ${}^{22}Na$ posicionada no centro do campo de visão. As comparações entre as imagens simuladas e medidas para os planos YX e YZ são mostradas nas figuras 6.11 e 6.12.



(a) Medido



(b) Simulado

Figura 6.11: Corte central das imagens reconstruídas simulada e experimental de uma fonte pontual de ${}^{22}Na$ no centro do campo de visão para o plano YZ (Y é o eixo horizontal e Z é o eixo vertical).



(a) Medido



(b) Simulado



A dimensão da fonte usada é de aproximadamente 1 mm de diâmetro e é envolvida por um suporte de lucite. Foi considerado que o tamanho da fonte é basicamente a sua dimensão física,

pois o alcance médio do pósitron no lucite é menor que 0,5 mm. O limite inferior de energia foi definido em 150 keV e o superior em 850 keV. Em torno de 600.000 eventos de coincidências foram registrados para a medida e aproximadamente 90.000 eventos para a simulação.

Os dados obtidos da simulação foram usados para fazer a reconstrução da imagem utilizando o mesmo algoritmo dos dados medidos. O algoritmo é do tipo OS-EM e foi desenvolvido pelo grupo FIIG (MOEHRS et al., 2008). O tamanho dos voxels das imagens é de $1,075 \times 1,075 \times 1,075 \text{ mm}^3$. O algoritmo foi interrompido na terceira iteração. Devido às limitações mecânicas do aparato experimental, a fonte não foi posicionada exatamente no centro do campo de visão, mas a simulação foi realizada de forma a levar isso em consideração com o cálculo da posição da fonte a partir das imagens reconstruídas dos dados experimentais. Por isso, as coordenadas da posição adotada na simulação foram x=-1,36 mm, y=2,34 mm e z=-0,20 mm, em relação ao centro do campo de visão do tomógrafo (0 mm; 0 mm; 0 mm).

As comparações entre as imagens simuladas e medidas para os planos YX e YZ mostram que os principais aspectos do tomógrafo PET foram corretamente simulados para reproduzir uma imagem no centro do campo de visão. Uma característica apresentada pelo DoPET é a baixa resolução espacial na direção ortogonal às faces do detector (eixo Z). Isso ocorre pois a área sensível do detector é pequena quando comparada com a distância entre as faces, o que limita a cobertura angular.

A figura 6.13 mostra, como exemplo, o bom acordo dos perfis das imagens reconstruídas e simuladas para a direção y.



Figura 6.13: Perfil das imagens reconstruídas da figura 6.12.

A tabela 6.6 mostra um sumário das resoluções espaciais obtidas das imagens, representadas pelo FWHM.

O bom acordo entre os valores obtidos mostra que a simulação reproduziu corretamente os resultados.

	FWHM		
	x (mm)	y (mm)	z (mm)
experimental	1,64(12)	1,64(12)	11,19(29)
simulado	1,66(12)	1,62(12)	11,54(15)

Tabela 6.6: Valores de FWHM das imagens reconstruídas, representando a resolução espacial 3D no centro do campo de visão do DoPET.

6.7 Conclusões

O tomógrafo Q-PEM/DoPET foi simulado usando o pacote GATE e um modelo óptico analítico proposto neste trabalho para comparação de espectros de energia experimentais e simulados. Assim, a utilidade do modelo proposto foi demonstrada, pois o mesmo evita o tempo de computação excessivamente longo em uma simulação com os processos ópticos de GATE ativados.

Simulações com e sem o uso do modelo óptico foram realizadas para comparação com espectros experimentais. O melhor acordo foi encontrado com o uso do modelo óptico proposto neste trabalho. Os resultados indicam que interações ópticas dentro do elemento de cristal desempenham um papel importante na resolução em energia e induzem uma degradação da informação dos espectros adquiridos pelo DoPET.

O procedimento de calibração adotado pelo DoPET é adequado para aplicações clínicas, mas não leva em consideração a resposta não-linear do detector, observada na figura 6.10(a).

Além disso, foi observado que a atenuação óptica dentro do cristal faz com que 10% dos eventos de coincidência não sejam registrados, para o caso de um limite de energia superior de 850 keV. Assim, para contornar esse tipo de problema, a solução mais prática seria usar um limite de energia superior ainda maior.

Não foi possível calcular a sensibilidade do tomógrafo para uma fonte pontual no centro do campo de visão do tomógrafo, pois a atividade da fonte de ${}^{22}Na$ disponível possuía uma incerteza inadequada para este tipo de medida. No entanto, o bom acordo obtido nas comparações entre resultados experimentais e simulados dos espectros de energia de ${}^{176}Lu$, em valores absolutos de taxa de contagens, serve também como forma alternativa de validar a eficiência de detecção do sistema simulado. Qualquer inconsistência no código referente à definição de geometria e de materiais, ao esquema de decaimento da fonte, interações entre fótons e elétrons com os materiais e, também, no seu modelo óptico, produziria consideráveis diferenças entre os valores absolutos dessas taxas de contagens.

Finalmente, a mesma abordagem empregada pelo modelo óptico proposto pode ser usada para simular tomógrafos PET que usam matriz de cristais cintiladores lidos por fotodetectores sensíveis à posição, tanto em leitura da PMT em somente uma (RAYLMAN et al., 2006; SURTI et al., 2003) ou duas extremidades da matriz (ABREU et al., 2006; HUBER et al., 2003).

7 Modelagem do bloco detector: detector cintilador monolítico

O tomógrafo PET proposto neste trabalho é composto por blocos detectores que devem ser posicionados de acordo com a geometria definida. Este capítulo trata da definição do bloco detector, assim como descreve um método de determinação da posição da interação dos fótons gama dentro do cristal. Após o estudo da viabilidade de alguns conceitos do bloco detector, descritos a seguir, foi decidido adotar um bloco detector baseado em um cristal cintilador monolítico acoplado a uma matriz de fotomultiplicadoras de silício. A caracterização desse bloco detector foi feita por meio de dados simulados.

7.1 Definição do bloco detector

A tecnologia escolhida para a definição do bloco detector é baseada em cristais cintiladores acoplados a fotodetectores. É a tecnologia usada na maioria dos tomógrafos PET disponíveis atualmente e também é a mais competitiva no quesito custo-benefício.

7.1.1 Possíveis conceitos do bloco detector

Para a escolha do bloco detector, foi considerado o uso do menor número possível de fotodetectores/canais de aquisição, pois o custo do sistema aumenta com esse número. Por outro lado, é importante também que a resolução espacial do sistema seja mantida em um valor melhor ou equivalente ao dos tomógrafos PET dedicados disponíveis atualmente, isto é, algo em torno de 1,5 mm, como mostra a tabela 4.2. É também importante evitar ao máximo a granularidade dos cristais cintiladores do bloco detector, pois ela não apenas aumenta os espaços não-detectáveis entre os cristais, mas também agrega um custo maior na fabricação dos cristais, que devem ser cortados usando mecânica de precisão, além do fato de que parte do material do cristal é desperdiçada durante o mesmo corte.

Outra característica importante é a capacidade de determinação da profundidade da interação (DOI - "Depth Of Interaction") do evento dentro do cristal cintilador. A informação DOI melhora

consideravelmente a resolução espacial em todo o campo de visão do sistema, pois determina com melhor exatidão a posição da interação do fóton gama, evitando erros de paralaxe (YANG et al., 2006).

A seguir, são descritos seis tipos diferentes de blocos detectores, onde um deles foi escolhido para ser modelado neste trabalho.

7.1.1.1 Matriz de cristais cintiladores

O primeiro conceito, proposto inicialmente pelo grupo FIIG da Universidade de Pisa, é ilustrado na figura 7.1. Esse conceito usa um bloco de 2 matrizes de 8 x 8 elementos de cristais LYSO com volume de $1,5 \times 1,5 \times 5,0$ mm³. Na face de entrada dos fótons gama da primeira matriz é colocado um conjunto de 8 fios de fibra óptica fazendo a leitura dos sinais em linha dos fótons ópticos, para identificar a linha em que ocorreu a interação do fóton gama. Cada fibra possui um fotodetector do tipo SiPM conectado a uma das extremidades, enquanto a outra extremidade possui um material refletor, possivelmente especular. Assim, os fótons ópticos da cintilação são transportados dos cristais para as fibras e são detectados pelo SiPM. Da mesma forma, na face oposta é colocado um conjunto de 8 fibras fazendo a leitura das colunas da matriz, em que esse mesmo conjunto de fibras também faz a leitura das colunas da segunda matriz. Na outra face da segunda matriz, as fibras são conectadas para a leitura em linha. Com isso, a determinação do cristal em que ocorreu a interação gama é feita por meio da identificação das fibras na face frontal e traseira de cada matriz em que os SiPMs correspondentes detectaram os fótons ópticos.



Figura 7.1: Conceito de bloco detector do tomógrafo PET da Universidade de Pisa. Cada matriz de cristais LYSO é acoplada na face frontal e traseira a um conjunto de fibras ópticas para leitura em linha e coluna, onde os fótons ópticos são detectados por SiPMs.

Esse conceito busca diminuir o número de SiPMs usando fibras ópticas, onde o número de SiPMs usados para o bloco detector seria igual a 3N = 24 SiPMs para uma matriz de N elementos

de cristais. Caso fosse acoplado um SiPM a cada elemento da matriz de cristais, seriam necessários $2N^2 = 128$ SiPMs para serem acoplados a matriz. Além disso, esse conceito apresenta a capacidade de DOI, cuja informação é fornecida por meio da identificação da matriz de cristais em que ocorreu a interação. No entanto, o conceito possui uma alta granularidade, o que aumenta o seu custo, e também pode comprometer a resolução energética, pois a eficiência da coleção de fótons ópticos diminui consideravelmente com o uso das fibras.

7.1.1.2 Cristal cintilador monolítico

Os conceitos a seguir, propostos para este trabalho, usam blocos de cristais monolíticos e possuem o potencial de melhorar a resolução em energia e a sensibilidade sem degradar a resolução espacial (LEWELLEN, 2008). Assim, as desvantagens inerentes ao uso de matrizes de cristais não existem. No entanto, algoritmos de determinação da posição 3D do local onde ocorreu a interação do fóton gama devem ser utilizados. Até pouco tempo atrás, o método da centroide 2D (lógica Anger) era considerado a única opção, pois o uso de algoritmos de determinação da posição 3D eram inviáveis, devido à necessidade de alto poder de processamento de dados. No entanto, com os avanços das tecnologias de eletrônica digital, esse processamento pode ser feito em um FPGA sem grandes dificuldades e vários métodos já foram propostos. Um método estatístico para estimativa da posição usando o método da máxima verossimilhança foi proposto primeiramente em 1976 (GRAY; MACOVSKI, 1976) e aperfeiçoado por (HUNTER; BARRET; FURENLID, 2009). Outro trabalho (LERCHE, 2006) modificou a lógica Anger e adicionou uma rede resistiva analógica para determinar a dispersão da luz, a qual é diretamente relacionada à determinação da DOI. O método da centroide também foi usado em um trabalho que inclui a capacidade de determinação da informação DOI usando camadas de cristais cintiladores (MOEHRS et al., 2006). O uso de redes neurais também já foi proposto anteriormente(BRUYNDONCKX et al., 2004). De forma a reduzir o número de calibrações do sistema, Ling e colaboradores (LING et al., 2008) propuseram modelos empíricos baseados em três funções em 2D que podem ser utilizadas para esse fim: a distribuição Gaussiana, a distribuição de Cauchy-Lorentz e uma distribuição paramétrica, que é uma generalização da distribuição de Cauchy-Lorentz. No entanto, a estimativa da informação DOI ainda é feita por meio de calibrações. Li e colaboradores (LI et al., 2010) demonstram a estimativa das 3 coordenadas da posição da interação do fóton gama usando o método dos mínimos quadrados não linear, sem a necessidade de calibração prévia. Até o momento, o tomógrafo PET Albira (BALCERZYK et al., 2009) é o único que usa bloco de cristal monolítico e que foi lançado comercialmente.

O segundo conceito descrito neste trabalho, representado na figura 7.2, adota uma leitura correlacionada entre duas matrizes de SiPMs, uma na face frontal e outra na face traseira do cristal.

A princípio, esse conceito possibilitaria o uso de cristais mais espessos (entre 30 e 20 mm), o



Figura 7.2: Segundo conceito de bloco detector do tomógrafo PET.

que aumenta a sensibilidade. No entanto, simulações de testes mostraram que a relação sinal-ruído dos fótons ópticos coletados era muito baixa na matriz mais afastada da posição de interação do gama, o que impossibilitava o uso dos seus dados para a determinação do local da interação.

O terceiro conceito, exibido na figura 7.3 usa uma leitura lateral dos SiPMs em um bloco de cristal cintilador para a determinação da posição da interação no plano.



Figura 7.3: Terceiro conceito de bloco detector do tomógrafo PET.

A leitura dos SiPMs desse conceito pode ser feita individualmente. A informação da DOI é dada pela identificação do cristal, da mesma forma que o conceito de Pisa, e deve possuir uma espessura de acordo com o SiPM adotado, isto é, algo entre 3 ou 4 mm. Refletores especulares ou difusos podem ser usados nas faces frontal e traseira do cristal, para melhorar a coleção dos fótons ópticos. Porém, isso pode comprometer a resolução espacial do detector.

O quarto conceito, representado na figura 7.4, usa um cristal cintilador em forma de cubo, onde cada um dos 8 vértices possui 3 SiPMs acoplados, sendo cada SiPM em um canto das faces do cristal.

Cada cubo desse conceito possui 8 canais, cada canal correspondente a cada vértice, pois os sinais dos 3 SiPMs de cada vértice são somados em um único canal. Esse conceito é bem diferente



24 SiPMs por bloco

Figura 7.4: Quarto conceito de bloco detector do tomógrafo PET.

dos que foram propostos e desenvolvidos até agora. A sua montagem é mais complicada, pois cada SiPM deve ser posicionado individualmente em cada vértice, procedimento que não é tão prático quando comparado à colocação de uma matriz de SiPMs já pronta. O algoritmo de determinação da posição 3D da interação do fóton gama deve usar a leitura de todos os SiPMs, cujos sinais são correlacionados para as três coordenadas. O uso de material refletor (especular ou difuso) melhora a eficiência da coleção de fótons ópticos, apesar de poder comprometer a resolução espacial.

No quinto conceito, mostrado na figura 7.5, a leitura dos sinais no bloco de cristal monolítico é feita com os SiPMs posicionados nas laterais. Um algoritmo de determinação da posição 3D da interação do fóton gama deve ser usado. O uso de refletores nas faces frontal e traseira do cristal melhoram a eficiência de coleção de fótons ópticos, mas pode deteriorar a resolução espacial.



Figura 7.5: Quinto conceito de bloco detector do tomógrafo PET.

O terceiro, quarto e quinto conceitos apresentam a mesma desvantagem: deixam um espaço não detectável entre os blocos detectores, ao ser feita a associação deles, o que compromete a sensibilidade do sistema de detecção.

Por fim, o conceito escolhido, representado, na figura 7.6, usa um bloco de cristal cintilador monolítico acoplado a uma matriz de SiPMs, onde a leitura dos sinais dos elementos da matriz de SiPMs é feita com a soma dos sinais em linha e em coluna. Esse tipo de conceito é bem comum e ideias similares já foram propostas anteriormente, tanto usando PSPMT (LING et al., 2008; BALCERZYK et al., 2009; HUNTER; BARRET; FURENLID, 2009) como utilizando SiPMs (MOEHRS et al., 2006; SCHAART et al., 2009), porém a leitura dos canais é realizada individualmente ou utilizando alguma variação da lógica Anger. A leitura da soma dos sinais em linha e em

coluna fornece um menor número de canais para serem processados que a leitura individual e também possui uma resposta mais linear perto da borda dos cristais que a lógica Anger (WERNICK; AARSVOLD, 2004). A leitura da matriz de SiPMs na parte frontal fornece uma melhor resolução espacial que a leitura na parte traseira, conforme indicado por um trabalho anterior (SCHAART et al., 2009). Simulações preliminares indicaram que a espessura do cristal não deve ser maior que 10 mm, para não comprometer a resolução espacial. Foi feito um estudo neste trabalho para determinar qual o melhor revestimento óptico que deve ser usado nas faces que não possuem a matriz de SiPMs acoplada. O uso de materiais refletores melhora consideravelmente a coleção de fótons ópticos, porém, é importante que a resolução espacial da posição estimada ainda seja adequada.



Figura 7.6: Conceito escolhido para ser o bloco detector do tomógrafo PET.

7.1.2 Descrição do bloco detector escolhido

O fotodetector de estado sólido MAPD-3N, baseado na tecnologia SiPM e fabricado pela Zecotek Photonics Inc, foi adotado. O termo MAPD vem do inglês "Multi Pixel Avalanche Photodiodes". O MAPD-3N possui $3 \times 3 \text{ mm}^2$ de área sensível e uma camada de proteção feita de resina do tipo epóxi, com espessura de 0,26 mm. O acoplamento óptico do MAPD-3N com o cristal é feito utilizando a resina óptica Meltmount 5870, fabricada pela Cargille Laboratories Inc. A resina óptica é do tipo termoplástica e permite uma alta transmissão de fótons com comprimento de onda acima de 400 nm (KIRN et al., 1999).

O material do cristal cintilador escolhido foi o LYSO, produzido pela Proteus Inc. O cristal possui $28, 2 \times 28, 2 \times 10 \text{ mm}^3$ de volume, é polido em todas as faces e envolvido em cinco faces por um revestimento óptico. Considerando o comprimento de atenuação do LYSO de 12 mm, a espessura de 10 mm, escolhida para o cristal, é suficiente para detectar 57% do fótons gama de 511 keV que incidem perpendicularmente na sua superfície. Os materiais usados para esse revestimento foram o Teflon, que produz reflexão difusa, e o ESR ("Enhanced Specular Reflector"), fabricado pela 3M, que é do tipo especular. Na face sem revestimento, com $28, 2 \times 28, 2 \text{ mm}^2$ de área, o cristal é acoplado a uma matriz de 8×8 MAPD-3Ns, com uma separação de 0,6 mm entre cada MAPD-3N.



Figura 7.7: Materiais e dimensões do bloco detector do tomógrafo PET escolhido.

7.2 Método de determinação da posição de interação do gama dentro do cristal

Neste trabalho, foi desenvolvido um método para a determinação da posição 3D da interação do fóton gama dentro do cristal cintilador, onde é feita uma estimativa de parâmetros de um modelo que representa a distribuição de probabilidade dos sinais coletados pelos elementos da matriz de SiPMs. Os parâmetros estimados são a posição 3D da interação do fóton gama dentro do cristal (x_0, y_0, z_0) e a radiação de fundo, representada por uma constante. Os dados de entrada são os sinais medidos por cada elemento da matriz de SiPMs, somados em linha e coluna.

7.2.1 Modelo de distribuição dos sinais coletados pela matriz de SiPMs

O modelo de distribuição dos sinais coletados pelos SiPMs assume algumas convenções e limitações de parâmetros, descritos a seguir. A primeira aproximação do modelo é a de que a absorção e espalhamento dos fótons ópticos dentro do cristal e nas camadas de resina óptica e de epóxi são desprezíveis, sendo consideradas somente a reflexão e a refração nas interfaces.

O modelo assume que, quando um fóton gama com energia abaixo de 1 MeV interage em um material cintilador e deposita ao menos parte de sua energia, o local da interação se torna uma fonte pontual de luz isotrópica. A posição da interação e a energia depositada pelo fóton gama podem ser determinadas por meio da densidade de fluxo de fótons ópticos medidos em diferentes pontos do espaço. A figura 7.8 exibe as convenções definidas para os eixos X, Y e Z em um volume de cristal cintilador e a geração de um evento de cintilação, na posição (x_0, y_0, z_0) , pela deposição de energia de um fóton gama. O plano XY define o plano da matriz de SiPMs e a posição z_0 é a profundidade de interação do fóton gama dentro do cristal. A posição (x_i, y_j) representa o centro de um dos elementos da matriz de SiPMs, onde ocorreu a detecção de fótons ópticos. A figura também ilustra, como exemplo, a leitura frontal do sinal (FSR - "Front Side Readout"), ou seja, os fótons gama entram no cristal cintilador pela face em que a matriz de SiPMs está acoplada. A atenuação dos fótons gama pela matriz de SiPMs é considerada desprezível. A leitura traseira (BSR - "Back Side Readout") é aquela em que os fótons gama incidem na face oposta em a matriz de SiPMs está acoplada. Os dois tipos de leitura foram considerados neste trabalho.



Figura 7.8: Evento de cintilação ocorrendo na posição (x₀, y₀, z₀), após deposição de energia por um fóton gama, e a detecção de fótons ópticos produzidos por um elemento da matriz de SiPMs, na posição (x_i, y_j). A origem dos eixos das coordenadas (0,0,0) fica no centro da matriz de SiPMs.

O modelo faz uso de três fontes virtuais para descrever as reflexões nas faces do cristal, com volume $h \times w \times w$, que possuem um revestimento óptico (especular) e suas posições são definidas de acordo com a posição da fonte real, como mostra a figura 7.9.



Figura 7.9: Três fontes virtuais representando as reflexões nas faces do cristal, com dimensões $h \times w \times w$, que possuem um revestimento óptico. As posições das fontes virtuais são relativas à posição da fonte real.

O modelo implementado é expresso por duas funções que descrevem o número de fótons coletados, Nph_i e Nph_j , da soma dos sinais da linha e coluna, respectivamente, da matriz de SiPMs:

$$Nph_{i} = Nph_{d}(x_{i}, x_{0}, z_{0}) + \sum_{k=1}^{3} Nph_{\nu k}(x_{i}, x_{0} + x_{k}, z_{0} + z_{k}) + Nph_{BG}$$
(7.1)

$$Nph_j = Nph_d(y_j, y_0, z_0) + \sum_{k=1}^{3} Nph_{\nu k}(y_j, y_0 + y_k, z_0 + z_k) + Nph_{BG}$$
(7.2)

onde $Nphd(x_i, x_0, z_0)$ e $Nphd(y_j, y_0, z_0)$ são as somas dos sinais em linha e em coluna, respectivamente, dos fótons que são coletados e que incidem diretamente no plano da matriz de SiPMs. A somatória de cada uma das funções descreve as três fontes virtuais, posicionadas em $x_0 + x_k$, $y_0 + y_k$ e $z_0 + z_k$, que representam as contribuições de reflexões especulares na interface revestimento óptico / cristal cintilador.

Todos os fótons ópticos coletados que não são descritos pelos termos anteriores são considerados como radiação de fundo. Tais fótons sofreram ao menos uma reflexão dentro do cristal e não portam nenhuma informação da posição espacial do fóton gama, mas a importância deles reside no fato de que eles contribuem para melhorar a resolução em energia do evento detectado. A distribuição da projeção em uma dimensão desses fótons é considerada uniforme, sendo representada pela constante Nph_{BG} .

7.2.1.1 Distribuição de Cauchy-Lorentz

A lei do inverso do quadrado da distância não se aplica quando as dimensões dos detectores não são desprezíveis quando comparadas a distância da fonte de luz. Por isso, o modelo supõe que a projeção nos planos XZ e YZ da distribuição dos fótons ópticos emitidos pela energia depositada por um fóton gama na posição (x_0, y_0, z_0) e, que incidem diretamente no plano XY da matriz de SiPMs, obedece uma função mais realista, que é a distribuição de probabilidade contínua de Cauchy-Lorentz (SPIEGEL, 1992):

$$f_c(u;u_0,z_0) = \frac{1}{z_0 \left[1 + \left(\frac{u - u_0}{z_0}\right)^2\right]} = \frac{z_0}{[(u - u_0)^2 + z_0^2]}$$
(7.3)

onde *u* é a posição *x* ou *y* ao longo do eixo da projeção referente à intensidade a ser determinada, u_0 é a posição x_0 ou y_0 da interação do fóton gama no eixo da projeção e z_0 é a posição da profundidade de interação dentro do cristal. Essa distribuição é normalizada pela área com o seguinte fator:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f_c(u; u_0, z_0) du = \pi$$
(7.4)

7.2.1.2 Transmissão de fótons ópticos nas interfaces

No modelo foi implementado o efeito da transmissão da luz através da janela do fotodetector e da resina óptica, que é descrito pela transmitância de um feixe de luz em função do ângulo de incidência.

A refletância e transmitância de um feixe de luz em uma interface de dois meios com índices de refração distintos são descritas pelas equações de Fresnel (HECHT, 2002a). No entanto, o bloco detector deste trabalho possui três interfaces (cristal/resina, resina/epóxi e epóxi/silício) e, por isso, múltiplas reflexões podem ocorrer. Essas reflexões podem interferir de forma construtiva ou

destrutiva e as equações de Fresnel não levam em consideração esse fenômeno. Assim, foi usado o método das matrizes de transferência (AMERICA, 1995), que é um método empregado para analisar a propagação de ondas eletromagnéticas através de uma série de camadas com espessuras e índices de refração diferentes. O método é baseado em uma formulação matricial das condições de contorno em filmes finos usando as equações de Maxwell(HECHT, 2002b). Para um sistema de L camadas, o método consiste em calcular o seguinte produto de matrizes:

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_{\mathbf{L}} \cdot \mathbf{M}_{\mathbf{L}-1} \dots \mathbf{M}_{j} \dots \mathbf{M}_{2} \cdot \mathbf{M}_{1}$$
(7.5)

sendo

$$\mathbf{M}_{j} = \begin{pmatrix} \cos(\delta_{j}) & \frac{i}{\eta_{j}} \operatorname{sen}(\delta_{j}) \\ i\eta_{j} \operatorname{sen}(\delta_{j}) & \cos(\delta_{j}) \end{pmatrix}$$
(7.6)

com

$$\delta_j = \frac{2\pi}{\lambda} (n_j d_j \cos(\theta_j) \tag{7.7}$$

onde n_j e d_j são, respectivamente, o índice de refração e a espessura da camada j e

$$\eta_{j} = \begin{cases} \frac{n_{j}}{\cos(\theta_{j})} & \text{(polarização paralela)}\\ n_{j}\cos(\theta_{j}) & \text{(polarização perpendicular)} \end{cases}$$
(7.8)

O ângulo θ_j é obtido por meio do ângulo de incidência θ_0 usando a lei de Snell:

$$n_0 sen(\theta_0) = n_i sen(\theta_i) \tag{7.9}$$

onde n_0 é o índice de refração do meio incidente, isto é, do cristal cintilador. Assim, o vetor elétrico E_0 e o vetor magnético H_0 podem ser calculados:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E_0} \\ \mathbf{H_0} \end{pmatrix} = \mathbf{M} \begin{pmatrix} 1 \\ \eta_s \end{pmatrix}$$
(7.10)

onde η_s é o índice de refração efetivo do substrato, isto é, do silício do SiPM. A transmitância é definida por:

$$T(\theta = \theta_0; \lambda) = \frac{2\eta_s}{\eta_0 \mathbf{E}_0 + \mathbf{H}_0}$$
(7.11)

Como a luz de cintilação é não-polarizada, a transmitância deve ser calculada para polarização paralela (T_p) e perpendicular (T_s), e a média simples dos dois valores deve ser determinada:

$$\overline{T}(\theta = \theta_0; \lambda) = \frac{T_p + T_s}{2}$$
(7.12)

Além disso, é preciso fazer uma média ponderada das transmitâncias obtidas de acordo com as intensidades dos comprimentos de onda do espectro de emissão do cristal:

$$\overline{T}(\theta) = \frac{\sum_{i=0}^{n} [\overline{T}(\theta; \lambda_i) I(\lambda_i)]}{\sum_{i=0}^{n} I(\lambda_i)}$$
(7.13)

Os valores das intensidades do espectro de emissão λ_i , fornecidos pelo fabricante, e dos índices de refração, obtidos de (MAO; ZHANG; ZHU, 2008), para os respectivos comprimentos de onda do LYSO utilizado estão descritos na tabela 7.1.

Tabela 7.1: Valores das intensidades do espectro de emissão de λ_i , fornecidos pelo fabricante, e dos índices de refração, obtidos de (MAO; ZHANG; ZHU, 2008), para os respectivos comprimentos de onda do LYSO.

λ (nm)	intensidade	n _{LYSO}
395	0,1186	1,833
405	0,2290	1,833
420	0,2380	1,827
435	0,2229	1,825
475	0,1436	1,819
505	0,0293	1,811

A figura 7.10 mostra o conjunto de camadas do sistema óptico do bloco detector escolhido, onde um feixe de luz dentro do cristal cintilador incide com ângulo θ_0 na interface com a resina óptica Meltmount, podendo ser refletido com ângulo θ_r ou refratado com ângulo θ_2 , e assim sucessivamente. Os valores do índice de refração e da espessura de cada camada também estão indicados.

Desta forma, a matriz **M** foi determinada para o cálculo da transmitância do sistema óptico do bloco detector:



Figura 7.10: Representação do conjunto de camadas ópticas existentes no bloco detector e seus respectivos valores de espessura e índice de refração para um comprimento de onda de 420 nm.

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} \cos(\delta_1) & \frac{i}{\eta_1} \operatorname{sen}(\delta_1) \\ i\eta_1 \operatorname{sen}(\delta_1) & \cos(\delta_1) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos(\delta_2) & \frac{i}{\eta_2} \operatorname{sen}(\delta_2) \\ i\eta_2 \operatorname{sen}(\delta_2) & \cos(\delta_2) \end{pmatrix}$$
(7.14)

Com os dados da transmitância, foi feito um ajuste de uma função exponencial que descreve de forma aproximada esse comportamento para ângulos de incidência menores que o ângulo crítico:

$$\overline{T}(\theta) = a \cdot e^{b\theta} + T_0 \qquad \forall \ \theta \ge 0 \tag{7.15}$$

Essa mesma função pode ser representada em função da posição da interação do fóton gama (u_0, z_0) e da posição *u* da intensidade dos fótons ópticos coletados pela matriz:

$$\overline{T}(u;u_0;z_0) = a \cdot e^{b \arctan\left(\frac{u-u_0}{z_0}\right)} + T_0 \qquad \forall \arctan\left(\frac{u-u_0}{z_0}\right) \ge 0$$
(7.16)

onde *u* é a posição *x* ou *y* ao longo do eixo da projeção referente à intensidade a ser determinada, u_0 é a posição x_0 ou y_0 de interação do fóton gama no eixo da projeção e z_0 é a posição da profundidade de interação dentro do cristal.

O ajuste foi feito usando o método dos mínimos quadrados não-linear (algoritmo de Levenberg–Marquardt) e os parâmetros encontrados são mostrados na tabela 7.2.

Tabela 7.2: Valores dos parâmetros do ajuste da função 7.16, usando o método dos mínimos quadrados não-linear.

Parâmetro	Valor ajustado
T_0	0,7763(6)
а	$-5,4(2,1)\times 10^{-17}$
b	0,656(7)

A figura 7.11 mostra uma representação gráfica dos dados de transmitância calculados e o

ajuste da função exponencial, com validade de 0 até 90 graus. Como pode ser observado no gráfico, a função foi ajustada de zero até o ângulo crítico, que é de aproximadamente 56,85 graus. Acima do ângulo crítico, a função fornece valores negativos de transmitância, os quais não possuem significado físico. Portanto, o modelo assume esses valores negativos como sendo iguais a zero.



Figura 7.11: Dados ajustados da transmitância calculada para um feixe de fótons ópticos atravessando as camadas de epóxi e da resina Meltmount em função do ângulo de incidência inicial do feixe.

7.2.1.3 Distribuição completa de probabilidade do sinal

Levando em consideração todos os fatores descritos anteriormente, a distribuição de probabilidade do sinal dos fótons coletados que incidem diretamente no plano da matriz de SiPMs é:

$$Nph_d(u_l, u_0, z_0) = A_d \int_{u_l - \Delta u/2}^{u_l + \Delta u/2} f_c(u, u_0, z_0) \cdot \overline{T}(u, u_0, z_0) du \qquad \forall \arctan\left(\frac{u - u_0}{z_0}\right) \ge 0$$
(7.17)

onde A_d é o fator de normalização da distribuição e Δu é a dimensão do SiPM ao longo do eixo correspondente. A integral faz com que o modelo leve em consideração as dimensões do SiPM que não são desprezíveis, quando comparadas com as possíveis distâncias do ponto de interação a matriz de SiPMs. Como a equação 7.16 é válida somente para ângulos de incidência maiores ou iguais a zero $\theta \ge 0$, a mesma condição se aplica para a equação 7.17. No entanto, o resultado pode ser determinado para ângulos negativos por causa da simetria existente. Resolvendo a integral definida:

$$Nph_{d}(u_{l}, u_{0}, z_{0}) = A_{d} \int_{u_{l} - \Delta u/2}^{u_{l} + \Delta u/2} \frac{1}{z_{0} \left[1 + \left(\frac{u - u_{0}}{z_{0}}\right)^{2}\right]} \left[a \cdot e^{b \arctan\left(\frac{u - u_{0}}{z_{0}}\right)} + T_{0}\right] du$$
(7.18)

temos:

$$Nph_{d}(u_{l}, u_{0}, z_{0}) = A_{d} \left[\frac{a}{b} \cdot e^{b \arctan\left(\frac{u-u_{0}}{z_{0}}\right)} + T_{0} \arctan\left(\frac{u-u_{0}}{z_{0}}\right) \right]_{u_{l}-\Delta u/2}^{u_{l}+\Delta u/2}$$
(7.19)

Definindo a função-resposta R do elemento l da matriz de SiPMs como:

$$R(u_l, u_0, z_0) = \left[\frac{a}{b} \cdot e^{b \arctan\left(\frac{u-u_0}{z_0}\right)} + T_0 \arctan\left(\frac{u-u_0}{z_0}\right)\right]_{u_l - \Delta u/2}^{u_l + \Delta u/2}$$
(7.20)

temos:

$$Nph_d(u_l, u_0, z_0) = A_d R(u_l, u_0, z_0)$$
(7.21)

De forma análoga, as distribuições de probabilidade de cada uma das três fontes virtuais são dadas por:

$$Nph_{v1}(u_l, u_0, 2h - z_0) = A_{v1}R(u_l, u_0, 2h - z_0)$$
(7.22)

$$Nph_{\nu 2}(u_l, w - u_0, z_0) = A_{\nu 2}R(u_l, w - u_0, z_0)$$
(7.23)

$$Nph_{\nu3}(u_l, -w - u_0, z_0) = A_{\nu3}R(u_l, -w - u_0, z_0)$$
(7.24)

onde A_{v1} , A_{v2} e A_{v3} são os fatores de normalização de cada uma das distribuições.

Os fatores de normalização são calculados por meio das seguintes relações:

$$A_{d} = \frac{(Nph_{total} - Nph_{BG}N_{el})\sum_{l=1}^{8} R(u_{l}, u_{0}, z_{0})}{\sum_{l=1}^{8} \left[R(u_{l}, u_{0}, z_{0}) + R(u_{l}, u_{0}, 2h - z_{0}) + R(u_{l}, w - u_{0}, z_{0}) + R(u_{l}, -w - u_{0}, z_{0}) \right]}$$
(7.25)

$$A_{v1} = \frac{(Nph_{total} - Nph_{BG}N_{el})\sum_{l=1}^{8} R(u_l, u_0, 2h - z_0)}{\sum_{l=1}^{8} \left[R(u_l, u_0, z_0) + R(u_l, u_0, 2h - z_0) + R(u_l, w - u_0, z_0) + R(u_l, -w - u_0, z_0) \right]}$$
(7.26)

$$A_{\nu 2} = \frac{(Nph_{total} - Nph_{BG}N_{el})\sum_{l=1}^{8} R(u_l, w - u_0, z_0)}{\sum_{l=1}^{8} \left[R(u_l, u_0, z_0) + R(u_l, u_0, 2h - z_0) + R(u_l, w - u_0, z_0) + R(u_l, -w - u_0, z_0) \right]}$$
(7.27)

$$A_{\nu3} = \frac{(Nph_{total} - Nph_{BG}N_{el})\sum_{l=1}^{8} R(u_l, -w - u_0, z_0)}{\sum_{l=1}^{8} \left[R(u_l, u_0, z_0) + R(u_l, u_0, 2h - z_0) + R(u_l, w - u_0, z_0) + R(u_l, -w - u_0, z_0) \right]}$$
(7.28)

onde Nph_{total} é o número total de fótons coletados pela matriz de SiPMs e N_{el} é o número de elementos da matriz de SiPMs.

7.2.2 Estimativa dos parâmetros do modelo

A estimativa dos parâmetros do modelo foi feita utilizando dois métodos de ajustes de funções: o método da máxima verossimilhança e o método dos mínimos quadrados não-linear. Esses métodos são descritos nessa seção, junto com um detalhamento do procedimento adotado para a definição dos limites e dos valores inicias dos parâmetros do modelo.

7.2.2.1 Limites e valores iniciais dos parâmetros do modelo

Para o ajuste ser realizado de forma correta, é importante que os parâmetros a serem ajustados tenham valores iniciais próximos aos valores reais, de forma a evitar que o processo de minimização tenha uma convergência ao ponto de mínimo errado. Por isso, foi implementado um método de estimativa inicial (EI) desses parâmetros, descrito a seguir. Além disso, é também explicado como foram definidos os limites inferior e superior dos valores desses parâmetros, para que possuam significado físico e para evitar a divergência dos valores estimados.

Radiação de fundo: O valor inicial do parâmetro que representa a radiação de fundo (Nph_{BG}) é definido como a média simples do dois sinais $(Nph_{low1} e Nph_{low2})$ de mais baixa intensidade coletados pela soma em linha ou coluna pela matriz de SiPMs:

$$Nph_{BG} = \frac{Nph_{low1} + Nph_{low2}}{2} \tag{7.29}$$

Para esse parâmetro foram estabelecidos limites superior e inferior equivalentes a 50% e 100% do valor inicial, respectivamente.

Posição da interação no plano XY: Foi implementado um algoritmo para determinação dos valores iniciais das posições x_0 e y_0 da interação do fóton gama, que é feita por meio de média ponderada com truncamento e remoção de "outliers", ou seja, pontos que se afastam da tendência da distribuição dos sinais coletados.

Seja *i* o índice do i-ésimo sinal dos *n* canais das somas em linha ou coluna dos sinais dos SiPMs, ao longo do eixo da posição u, com *i* variando de 0 até n - 1. Dados todos os valores das intensidades I_i de cada sinal e as suas respectivas posições u_i , o seguinte procedimento foi seguido:

1. Determine o índice do sinal de maior intensidade, definido como i_{max} ;

2. Selectione todos os sinais com intensidade $I_i > 0, 4I_{i_{max}}$;

3. Faça uma varredura de $i_{max} \rightarrow n-1$ e descarte todos os eventos subsequentes quando a condição $I_i > I_{i-1}$ for encontrada;

4. Faça uma varredura de $i_{max} \rightarrow 0$ e descarte todos os eventos subsequentes quando a condição $I_i > I_{i+1}$ for encontrada;

5. Caso somente o sinal de maior intensidade não tenha sido descartado, selecione novamente os sinais anterior e posterior ao sinal de maior intensidade.

6. Compute a média ponderada dos sinais selecionados i_s usando a equação:

$$\overline{u} = \frac{\sum_{i_s} (I_{i_s} - 0, 4I_{i_{max}})u_i}{\sum_{i_s} (I_{i_s} - 0, 4I_{i_{max}})}$$
(7.30)

Os limites superior e inferior do valor inicial \overline{u} , representados respectivamente por u_{sup} e u_{inf} , foram definidos com os seguintes valores e condições:

$$u_{sup} = \begin{cases} \overline{u} + \frac{\Delta u}{3} & \text{if } u_1 - \frac{\Delta u}{3} \le \overline{u} \le u_{n-2} + \frac{\Delta u}{3}; \\ \overline{u} & \text{if } \overline{u} < u_1 - \frac{\Delta u}{3}; \\ \frac{w}{2} & \text{if } \overline{u} > u_{n-2} + \frac{\Delta u}{3}. \end{cases}$$
(7.31)

$$u_{inf} = \begin{cases} \overline{u} - \frac{\Delta u}{3} & \text{if } u_1 - \frac{\Delta u}{3} \le \overline{u} \le u_{n-2} + \frac{\Delta u}{3}; \\ -\frac{w}{2} & \text{if } \overline{u} < u_1 - \frac{\Delta u}{3}; \\ \overline{u} & \text{if } \overline{u} > u_{n-2} + \frac{\Delta u}{3}. \end{cases}$$
(7.32)

Profundidade da interação: Para a leitura frontal, o valor inicial da profundidade de interação z_0 e o seu limite superior é definido como o valor da espessura do cristal, isto é, 10 mm. O limite inferior é definido como sendo zero. Para a leitura traseira, os limites são os mesmos, mas o valor inicial é zero.

7.2.2.2 Método de máxima verossimilhança

O método de máxima verossimilhança ("Maximum Likelihood" - ML) é um conhecido método estatístico empregado na estimativa de parâmetros de um modelo estatístico, a partir de um conjunto de dados a serem ajustados.

Dado um conjunto de número de fótons detectados dos N canais em linha / coluna $\{m_i; i = 1, 2, ..., N\}$, temos que a probabilidade de m_1 ser obtido no intervalo $[m_1, m_1 + \Delta u]$, de m_2 ser obtido no intervalo $[m_2, m_2 + \Delta u]$ e assim sucessivamente, é dada por:

$$P(m_i|\vec{p}_0) = f dp(m_1|\vec{p}_0) \Delta u... f dp(m_i|\vec{p}_0) \Delta u... f dp(m_N|\vec{p}_0) \Delta u$$
(7.33)

onde $f dp(m_i | \vec{p_0})$ é o valor da função densidade de probabilidade para m_i , sendo que os parâmetros verdadeiros são definidos pelo vetor $\vec{p_0}$. Portanto: $\vec{p_0} = (u_0, z_0, Nph_{BG})$. Como o fator $(\Delta u)^N$ é constante, o mesmo pode ser desprezado para a definição da função verossimilhança \mathcal{L} , que é dada por:

$$\mathscr{L}(\vec{p}|m_i) = \prod_{i=1}^N f(m_i|\vec{p})$$
(7.34)

Supondo que os valores de m_i obedecem a uma distribuição de Poisson, a função \mathscr{L} é dada por:

$$\mathscr{L}(\vec{p}|m_i) = \prod_{i=1}^N f dp(m_i|\vec{p}) = \prod_{i=1}^N \frac{e^{-\lambda_i} \lambda_i^{m_i}}{m_i!}$$
(7.35)

onde $\lambda_i = Nph_i$.

O método de máxima verossimilhança consiste em estimar os parâmetros verdadeiros $\vec{p_0}$ por

meio de um vetor \vec{p} que maximiza a função de verossimilhança L. Como a função \mathscr{L} é positiva, é mais conveniente maximizar o logaritmo da função \mathscr{L} , que possui o mesmo ponto de máximo:

$$\ln \mathscr{L}(\vec{p} \mid m_1, \dots, m_N) = \sum_{i=1}^N \ln f dp(m_i \mid \vec{p}) = \sum_{i=1}^N (m_i \ln \lambda_i - \lambda_i - \ln m_i!)$$
(7.36)

onde $\ln m_i!$ é uma constante. Assim, a estimativa do valor verdadeiro $\vec{p_0}$ é determinada com o seguinte estimador:

$$\hat{p}_{\text{mle}} = \arg\max \sum_{i=1}^{N} (m_i \ln \lambda_i - \lambda_i)$$
(7.37)

Ou ainda, de forma equivalente, temos:

$$\hat{p}_{\text{mle}} = \arg\min -\sum_{i=1}^{N} (m_i \ln \lambda_i - \lambda_i)$$
(7.38)

O algoritmo usado para a minimização da função 7.38 foi o Fumili, fornecido pela plataforma de análise de dados ROOT (BRUN; RADEMAKERS, 1997)

7.2.2.3 Método dos mínimos quadrados

O método dos mínimos quadrados é uma das técnicas mais usadas para determinar o melhor ajuste de um modelo ou função a um conjunto de dados não-correlacionados entre si. O método usa o conceito de resíduo, que é a diferença entre um valor observado m_i e o seu respectivo valor ajustado $Nph(u_i, \vec{p})$:

$$r_i = m_i - Nph(u_i, \vec{p}) \tag{7.39}$$

O método consiste em maximizar o ajuste com um estimador que minimiza a soma dos quadrados dos resíduos da regressão. O estimador do método dos mínimos quadrados é dado por:

$$\hat{p}_{ls} = \arg\min_{\vec{p}} \sum_{i=1}^{N} \left[m_i - Nph(u_i, \vec{p}) \right]^2$$
(7.40)

No método dos mínimos quadrados, o número de dados observados (N) deve ser maior que o número de parâmetros a serem ajustados. O método é dividido em duas categorias: linear, usada quando os parâmetros possuem uma relação linear entre si, e a não-linear, empregada em problemas não-lineares onde a solução é obtida por métodos iterativos. Quando as incertezas dos dados são diferentes, uma abordagem ponderada do estimador deve ser usada:

$$\hat{p}_{wls} = \arg\min_{\vec{p}} \sum_{i=1}^{N} \frac{[m_i - Nph(u_i, \vec{p})]^2}{\sigma_i}$$
(7.41)

onde σ_i é a incerteza do valor m_i .

O método dos mínimos quadrados não-linear usado foi o da biblioteca de código aberto GSL ("Gnu Scientific Library") (GALASSI et al., 2009), implementada na plataforma ROOT por meio da classe GSLMultiFit.

7.3 Simulação do bloco detector

Foi feito um mapeamento da resolução espacial do bloco detector no volume do cristal cintilador por meio de simulações computacionais, onde um conjunto de feixes de fótons de 511 keV incide perpendicularmente ao plano da matriz de SiPMs em diferentes posições do volume do cristal, para que a posição da interação do fóton gama primário seja comparada com a posição registrada pelo detector. O centro do plano de incidência dos fótons de 511 keV foi definido como a posição de referência (x=0; y=0). Os pontos de incidência eram distantes entre si por 2,3 mm, partindo da posição de referência. Por razões de simetria, foram selecionados somente os pontos de incidência para x>=0 e y>=0, sendo que é considerado que para as outras regiões o resultado é análogo. Cerca de 2.000 eventos eram registrados para cada ponto do mapeamento.

As simulações foram feitas usando o pacote GATE versão 5.0.p1 e o Geant4 versão 9.1.p02. Os feixes de fótons de 511 keV foram simulados usando o módulo GPS do Geant4. O modelo físico de interações gama escolhido foi o Low Energy e os processos físicos selecionados foram o efeito fotoelétrico, efeito Compton e espalhamento Rayleigh. O corte para produção de elétrons secundários foi ajustado para 30 cm, que é um valor suficientemente alto para impedir a produção dessas partículas. Os processos ópticos fornecidos pelo Geant4 - absorção óptica, espalhamento Rayleigh óptico e também a refração e a reflexão que ocorrem na interação nas superfícies ópticas-foram ativados. As propriedades ópticas dos materiais envolvidos na simulação são definidas a seguir.

O Teflon usado para revestimento óptico foi definido com índice de refração 1,34 e refletividade 0,98 e o refletor ESR possui refletividade 0,985. O epóxi usado na janela do MAPD-3N possui índice de refração 1,52 e comprimento de absorção óptica de 13 mm (dados fornecidos pelo fabricante). A resina óptica Meltmount 5870 apresenta índice de refração 1,582, conforme informado pelo fabricante.

A tabela 7.3 mostra as propriedades ópticas das superfícies entre o cristal LYSO e a camada de Teflon e entre o cristal LYSO e o filme de ESR.

nome	LYSO-Teflon	LYSO-ESR
modelo	UNIFIED	UNIFIED
tipo	dielectric-dielectric	dielectric-metal
acabamento	groundbakpainted	ground
σ_{lpha}	0,1 graus	0,1 graus
N_I	1,0 (ar)	n.a.
C_{SL}	1	1
C_{SS}	0	0
C_{BS}	0	0
refletividade	0,98	0,985
eficiência	0	0

Tabela 7.3: Propriedades ópticas das superfícies LYSO-Teflon e LYSO-ESR.

Conforme explicado no capítulo 6, foi suposto que uma superfície polida (sem rugosidade) possui $\sigma_{\alpha} = 0, 1$ grau. A interface entre a camada de epóxi e a de silício do SiPM foi definida como dielétrica-metal com acabamento polido e os dados da sua eficiência de detecção de fótons são descritos a seguir. Todas as outras superfícies foram definidas usando o modelo UNIFIED como dielétrica-dielétrica do tipo "smooth", acabamento "ground", $\sigma_{\alpha} = 0, 1$ grau e $C_{SL} = 1$.

As propriedades do LYSO, fornecidas pelo fabricante, foram definidas como: constante de decaimento de tempo (42 ns), comprimento de onda de emissão de pico do fóton óptico (420 nm). Os dados de comprimento de absorção óptica (λ_{ab} = 50 cm), comprimento de espalhamento Rayleigh (λ_{sc} = 260 cm) e índices de refração, dependentes do comprimento de onda, são equivalentes aos dados do cristal LYSO simulado no capítulo 6. O espectro de emissão dos fótons ópticos do cristal cintilador LYSO está representado na figura 7.12. Os dados do espectro de emissão foram fornecidos pelo fabricante do cristal.

7.3.1 Incerteza do número de fótons ópticos detectados

A resolução em energia do bloco detector é influenciada pelas contribuições relacionadas com o número de fótons ópticos detectados. A incerteza relativa englobando todas essas contribuições é dada por (LECOMTE et al., 1998):

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{\sigma_{pd}}{N_{pd}} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_e}{N_{pd}}\right)^2 + \frac{ENF - 1}{N_{pd}} + \frac{ENF_{sc}}{N_{pd}} + \frac{R_{sc}}{\sqrt{N_{pd}}}}$$
(7.42)

onde N_{pd} é o número de fótons detectados e σ_{pd} é a sua incerteza, σ_e é a incerteza do ruído eletrônico, ENF é o fator de ruído em excesso (do inglês "excess noise factor") devido à flutuação



Figura 7.12: Espectro de emissão do cristal cintilador LYSO, fabricado pela Proteus.

estatística da resposta do sinal do SiPM. ENF_{sc} é o fator de ruído em excesso devido à flutuação estatística obedecendo à distribuição de Poisson na conversão dos fótons detectados em fotoelétrons. Para o caso de detecção de luz ENF_{sc} é considerado igual a 1 (ALLIER et al., 2002). R_{sc} é o parâmetro que define a resolução intrínseca do cristal cintilador. Os dois últimos fatores dentro da raiz quadrada já estão incluídos na simulação usando o GATE e os fatores restantes foram adicionados de forma que o número de fótons detectados calculados pela simulação sigam uma distribuição normal com valor médio N_{pd} e desvio padrão relativo:

$$\frac{\sigma'_{pd}}{N_{pd}} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_e}{N_{pd}}\right)^2 + \frac{ENF - 1}{N_{pd}}}$$
(7.43)

sendo que os valores escolhidos para cada um desses parâmetros são justificados a seguir.

7.3.1.1 Resolução intrínseca do cristal cintilador

O Geant4 define que a produção de fótons ópticos obedece a uma distribuição normal e o valor médio de fótons ópticos emitidos é dado por:

$$\overline{N_{sc}} = E \cdot Y \tag{7.44}$$

onde E é a energia depositada pelo gama e Y é a produção de fótons ópticos por energia depositada (28 fótons/keV), informada pelo fabricante. A variância é proporcional à quantidade de energia depositada:

$$\sigma_{sc}^2 = R_{sc}^2 \cdot E \cdot Y \tag{7.45}$$

onde R_{sc} é um parâmetro cujo valor (4,4) foi obtido de Seguinot e colaboradores (SéGUINOT et al., 2004), usando como referência a resolução intrínseca do cintilador, para uma dada energia E:

$$FWHM_{LYSO} = \frac{2,35R_{sc}}{\sqrt{E \cdot Y}}$$
(7.46)

A resolução intrínseca do cristal está relacionada a imperfeições na rede cristalina e a sua resposta não-proporcional à energia depositada.

A resolução em energia do bloco detector também é influenciada pela resposta do MAPD-3N e pelo estágio de amplificação do sinal. Tais contribuições são descritas nas seções seguintes.

7.3.1.2 Eficiência de detecção de fótons intrínseca

Uma das principais características de um SiPM é a eficiência de detecção de fótons (*PDE*). A *PDE* fornecida pelo fabricante do MAPD-3N leva em consideração as reflexões que ocorrem nas interfaces do componente, como, por exemplo, entre a camada da resina epóxi e a de silício das microcélulas. Na simulação do MAPD-3N com o GATE, essa contribuição já está incluída no código, o que torna necessário subtraí-la da *PDE*, resultando na determinação da eficiência de detecção de fótons intrínseca (*PDE_i*) do componente. A *PDE* do MAPD-3N foi determinada por meio de um método experimental (MUSIENKO et al., 2008; MUSIENKO; REUCROFT; SWAIN, 2006) que leva em consideração as reflexões entres interfaces dos seguintes meios:

- 1) ar/resina epóxi e
- 2) resina epóxi/silício.

Assim, levando em consideração as reflexões de primeira ordem e as superiores, a *PDE* para incidência normal é dada por (LAAN et al., 2010):

$$PDE = PDE_i(1 - R_1)(1 - R_2)\sum_{k=0}^{\infty} (R_1 R_2)^k = \frac{(1 - R_1)(1 - R_2)}{1 - R_1 R_2} PDE_i$$
(7.47)

A refletância *R* para fótons ópticos com incidência normal na interface existente entre dois meios não-absorvedores é dada por (HECHT, 2002a):

$$R = \left[(n_0 - n_1) / (n_0 + n_1) \right]^2 \tag{7.48}$$

onde n_0 e n_1 são os índices de refração dos dois meios de entrada e de saída, respectivamente.

Por isso, para a situação 1 ($n_0 = 1$ e $n_1 = 1,52$) a refletância é R = 4,3%.

Para metais e meios opacos como, por exemplo, semi-condutores, a refletância com incidência normal é (KAYE; LABY, 1995):

$$R = \left((n_1 - n_0)^2 + k_1^2 \right) / \left((n_1 + n_0)^2 + k_1^2 \right)$$
(7.49)

onde n_0 é o índice de refração do meio de entrada e n_1 e k_1 são as partes reais e imaginárias do índice de refração complexo ($n = n_1 - ik_1$) do meio absorvedor. n_1 é geralmente chamado de índice de refração e k_1 é o índice de absorção.

Para a situação 2, $n_0 = 1,52$ e n_1 e k_1 dependem do comprimento de onda, como mostra a tabela 7.4, onde a refletância também é computada.

Tabela 7.4: Valores dos índices de refração complexos $(n_1 - ik_1)$ do silício para a temp	peratura de
300K (GREEN, 2008).	

λ	energia	n_1	<i>k</i> ₁	R_2
(nm)	(eV)			
300	4.14	4.976	4.234	0.50
320	3.88	5.112	3.303	0.45
330	3.76	5.195	3.100	0.42
350	3.54	5.494	2.938	0.42
360	3.45	6.026	2.966	0.44
370	3.35	6.891	2.171	0.44
380	3.26	6.616	0.946	0.40
390	3.18	6.039	0.445	0.36
400	3.10	5.613	0.296	0.33
450	2.76	4.691	0.086	0.26
500	2.48	4.294	0.044	0.23
550	2.26	4.077	0.028	0.21
600	2.07	3.940	0.020	0.20
650	1.91	3.844	0.014	0.19
700	1.77	3.772	0.011	0.18

A PDE_i calculada a partir da equação 7.47 é mostrada na tabela 7.5.

7.3.1.3 Fator de ruído em excesso

A contribuição de natureza estatística ao ruído do sinal do SiPM pode ser representada pelo fator de ruído em excesso:

λ	energia	PDE	PDE_i
(nm)	(eV)	%	%
350	3.5447	16,0	28,4
380	3.2648	26,0	44,5
400	3.1016	28,5	43,8
450	2.7570	30,0	41,9
500	2.4813	28,5	38,2
550	2.2557	26,0	34,0
600	2.0677	22,5	29,0
650	1.9087	19,0	24,2
700	1.7723	16,0	20,2

Tabela 7.5: Valores das eficiências de detecção de fótons extrínseca e intrínseca do MAPD-3N.

$$ENF = 1 + \frac{\sigma^2}{\mu^2} \tag{7.50}$$

onde μ é a média do sinal do SiPM e σ^2 é a sua variância.

Para determinar a resposta do SiPM em termos da resolução em número de fótons, foi usada uma metodologia descrita em (VINOGRADOV et al., 2011) que representa as suas propriedades intrínsecas na forma de fatores de ruído em excesso.

$$ENF = ENF_m \cdot ENF_{dup} \cdot ENF_{dark} \cdot ENF_{nl}$$
(7.51)

onde ENF é o fator de ruído em excesso resultante e ENF_m , ENF_{dup} , ENF_{dark} e ENF_{nl} são os fatores de ruído em excesso do processo de multiplicação aleatória, de duplicação de eventos (crosstalk ou pulsos em atrasos), de contagens de escuro e de não linearidade, respectivamente.

A multiplicação do sinal de ruído do SiPM pode ser expressa de forma análoga a uma PMT ou um fotodiodo de avalanche (APD) (MUSIENKO; REUCROFT; SWAIN, 2006), por meio do fator de ruído em excesso. Para o caso do MAPD-3N, ENF_m foi calculada usando $\sigma/\mu = 0,10$ (BUZHAN et al., 2002):

$$ENF_m = 1 + 0, 10^2 = 1,01 \tag{7.52}$$

Segundo o fabricante, o MAPD-3N apresenta uma taxa de contagens de escuro (*DCR*) que varia entre 10⁵ e 10⁶ Hz/mm². Considerando *DCR* = 10⁶ Hz/mm², o tempo de detecção t_{gate} igual a 1 μ s e a área sensível (*A*) de 3 × 3 mm², o número de contagens de escuro é:

$$N_{dark} = DCR \cdot t_{gate} \cdot A = 9 \, eventos \tag{7.53}$$

Assim, o fator de ruído em excesso de contagens de escuro é dado por:

$$ENF_{dark} = 1 + \frac{N_{dark}}{N_{pd}} \tag{7.54}$$

Considerando um número médio de células disparadas igual a 1,08, para cada fóton detectado e um tensão de operação de 89.8 V,(ANFIMOV et al., 2010) temos:

$$ENF_{dup} = 1 + P_{dup} = 1 + 0,08 = 1,08$$
(7.55)

onde P_{dup} é a probabilidade de detectar qualquer duplicação de eventos (crosstalk ou pulsos em atrasos) produzidos por um evento primário simples disparado dentro do tempo de detecção.

A contribuição do fator de ruído em excesso de não linearidade na resolução em número de fótons do MAPD-3N foi considerada desprezível ($ENF_{nl} \approx 1$), pois o número de microcélulas do MAPD-3N (135.000 microcélulas) é muito maior que o número de fótons incidentes.

Cada fóton detectado segue uma distribuição normal independente cuja variância devida ao *ENF* é dada por:

$$\sigma^2 = ENF - 1 \tag{7.56}$$

e para N_{pd} fótons detectados:

$$\sigma_{ENF}^2 = N_{pd} \cdot (ENF - 1) \tag{7.57}$$

7.3.1.4 Ruído eletrônico

A contribuição do ruído eletrônico se refere ao ruído na ausência completa do sinal. Para a resolução em número de fótons detectados pelo MAPD-3N, esse ruído pode ser determinado dividindo a raiz quadrática média (rms) do ruído referente a entrada do estágio de amplificação do sinal, chamado de *ENC* ("Equivalent Noise Charge"), pelo ganho do detector (*G*):

$$\sigma_e = \frac{ENC}{G} \tag{7.58}$$

conforme informado pelo fabricante, um amplificador comumente utilizado para o MAPD-3N possui um valor típico de *ENC* igual a 10^4 elétrons rms para um ganho de $3,7 \times 10^4$ e uma tensão

de operação de 89,8 V (ANFIMOV et al., 2010).

7.4 Caracterização do bloco detector

A seguir, são apresentados os resultados da caracterização do bloco detector, obtidos por meio dos dados simulados com o pacote GATE. O bloco detector foi simulado com leituras frontal e traseira e os métodos de máxima verossimilhança e dos mínimos quadrados não-linear foram empregados para estimar os parâmetros do modelo de distribuição de fótons ópticos detectados. Os parâmetros avaliados foram a eficiência computacional dos métodos de ajuste, a resolução em número de fótons ópticos e a resolução espacial.

7.4.1 Resolução em número de fótons ópticos

A figura 7.13 mostra os espectros simulados do número de fótons ópticos coletados nas aquisições de mapeamento da resolução espacial do bloco detector com leitura frontal e traseira para revestimentos ópticos de Teflon e especular, respectivamente. O fotopico de 511 keV, o pico de retroespalhamento e a borda Compton estão indicados na figura. O fotopico do espectro do detector com Teflon é menor e mais largo do que o detector com revestimento especular. O revestimento óptico de Teflon permite uma melhor coleção de fótons ópticos que o revestimento especular, tanto para leitura frontal e traseira. Os espectros também são estatisticamente semelhantes para leitura frontal e traseira, usando o mesmo tipo de revestimento óptico.



Figura 7.13: Espectros simulados do número de fótons ópticos coletados nas aquisições de mapeamento da resolução espacial do bloco detector para revestimentos ópticos de Teflon (a) e especular (b) com leitura frontal (FSR) e traseira (BSR).

A tabela 7.6 exibe os valores do número médio de fótons correspondentes ao pico de energia de 511 keV e detectados pela matriz de SiPMs para cada uma das configurações simuladas do bloco detector.
leitura	refletor	$\overline{N_{ph}}$	σ	FWHM
		(fótons)	(fótons)	(%)
frontal	Teflon	1555,7(4)	84,1(4)	12,73(6)
frontal	especular	1475,1(4)	79,2(4)	12,64(6)
traseira	Teflon	1556,4(4)	82,3(4)	12,45(6)
traseira	especular	1475,3(4)	77,6(3)	12,39(6)

 Tabela 7.6: Resolução em número de fótons detectados pela matriz de SiPMs para cada uma das configurações simuladas do bloco detector.

O número médio de fótons detectados para o Teflon é maior que o revestimento especular (ESR). Isso mostra que o uso do Teflon implica em uma coleção de luz de cintilação mais eficiente. Os valores de FWHM para leitura frontal são compatíveis entre si, usando tanto o revestimento de Teflon como o especular. Os valores de FWHM também são compatíveis para leitura traseira. Os valores de FWHM para leitura frontal e traseira somente são compatíveis considerando um intervalo de 3 σ . Essas diferenças são mínimas para resultados práticos, o que indica que qualquer um dos tipos de leitura podem ser usados no bloco detector.

O MAPD-3N é um componente desenvolvido recentemente e existe pouca literatura disponível para comparação da resolução em energia simulada neste trabalho com resultados experimentais. Um desses trabalhos (KOLB et al., 2010) usa um cristal cintilador LSO com $3 \times 3 \times 20 \text{ mm}^3$ envolvido em Teflon e acoplado a um MAPD-3N. Como observado na tabela 3.2, o cristal LSO, baseado em lutécio, apresenta características similares ao cristal LYSO. O trabalho reporta uma resolução de 14,7% para a energia de 511 keV, uma diferença de cerca de 2% do valor de FWHM simulado, com a matriz de MAPD-3N. Essa discrepância ocorre pois existem diferenças entre os aparatos simulado e experimental. As espessuras dos cristais simulado e experimental são, respectivamente, 10 e 20 mm. A superfície do cristal é corroída com ácido no experimento e o cristal simulado possui uma superfície polida mecanicamente. A matriz de MAPD-3Ns também possui regiões não-sensíveis nos interstícios entre os SiPMs. Considerando essas diferenças, é constatado que o valor de FWHM simulado está dentro do esperado em termos de ordem de grandeza.

7.4.2 Resolução espacial

A figura 7.14 mostra os gráficos de contorno dos valores de FWHM obtidos das simulações do bloco detector em diferentes posições de interação no plano XY usando o método de estimativa inicial (EI) com leituras frontal (FSR) e traseira (BSR) para revestimentos ópticos de Teflon e especular. Os pontos representam as posições reais da interação do gama no plano XY. As cruzes indicam a posição central de cada SiPM da matriz, conforme indicado nas mesmas.



Figura 7.14: Gráficos de contorno dos valores de FWHM obtidos das simulações do bloco detector em diferentes posições de interação no plano XY usando o método de estimativa inicial com leituras frontal (FSR) e traseira (BSR) para revestimentos ópticos de Teflon e especular.

O uso do método EI apresenta resultados similares para os dois tipos de revestimentos e mesmo tipo de leitura. Porém, os erros sistemáticos para eventos que ocorrem na borda do cristal são maiores para a leitura traseira, onde a maior parte dos eventos mais próximos das bordas são registrados em posições mais próximas do centro, com diferenças que variam de 2 a 4 mm. Esse tipo de distorção é inerente ao método e possui a mesma origem daquele da lógica Anger, mas com efeitos reduzidos por causa do uso da média truncada em vez da média ponderada. A distorção ocorre com maior intensidade quando o maior sinal coletado é aquele do SiPM mais próximo da borda. O método possui uma boa precisão para determinação da posição de eventos detectados que estão afastados da borda.

A figura 7.15 mostra os gráficos de contorno dos valores de FWHM obtidos das simulações do

bloco detector em diferentes posições de interação no plano XY usando o modelo de distribuição do sinal ajustado pelo método de máxima verossimilhança com leituras frontal (FSR) e traseira (BSR) para revestimentos ópticos de Teflon e especular, conforme indicado nas mesmas.



Figura 7.15: Gráfico de contorno dos valores de FWHM obtidos das simulações do bloco detector em diferentes posições de interação no plano XY usando o método de máxima verossimilhança (ML) com leituras frontal (FSR) e traseira (BSR) para revestimentos ópticos de Teflon e especular.

Assim como no método da estimativa inicial, os resultados para os dois tipos de revestimentos são similares e o modelo ajustado pelo método ML apresenta melhor acurácia para eventos que ocorrem nas bordas do cristal quando o detector opera com a leitura frontal. Isso indica que o método consegue determinar com melhor acurácia eventos próximos da matriz de SiPMs do que os mais distantes, apesar de alguns eventos que ocorrem nas bordas serem registrados com um deslocamento de 2 a 4 mm para o centro.

A figura 7.16 mostra os gráficos de contorno dos valores de FWHM obtidos das simulações do

bloco detector em diferentes posições de interação no plano XY usando o modelo de distribuição do sinal ajustado pelo método dos mínimos quadrados não-linear com leituras frontal (FSR) e traseira (BSR) para revestimentos ópticos de Teflon e especular, conforme indicado nas mesmas.



Figura 7.16: Gráfico de contorno dos valores de FWHM obtidos das simulações do bloco detector em diferentes posições de interação no plano XY usando o método dos mínimos quadrados não-linear (NLS) com leituras frontal (FSR) e traseira (BSR) para revestimentos ópticos de Teflon e especular.

Os resultados são semelhantes ao modelo ajustado pelo método ML, com as exceções de que os eventos que ocorrem nas bordas são registrados devidamente próximos à mesma e que alguns eventos são registrados com um deslocamento de cerca de 2 mm em direção à borda do cristal. Esse efeito inverso ao do modelo ajustado pelo método ML ocorre porque as condições do estimador de cada método são distintas, apesar de o modelo ser o mesmo.

A figura 7.17 mostra os mapas da distribuição da posição Z (ou profundidade de interação-

DOI) calculada em função da posição Z real usando o método ML com leituras frontal (FSR) e traseira (BSR) para revestimentos ópticos de Teflon e especular. A escala de intensidades de cinza indica a frequência de ocorrência dos eventos registrados e as cruzes indicam o valor médio do Z estimado para cada Z real.



Figura 7.17: Mapa da distribuição da posição Z (ou profundidade de interação-DOI) calculada em função da posição Z real usando o método ML com leituras frontal (FSR) e traseira (BSR) para revestimentos ópticos de Teflon e especular.

Os mapas apresentam comportamentos similares para o mesmo tipo leitura, mostrando que o tipo de revestimento usado não interfere significativamente nos resultados. Isso também ocorre quando o método NLS é empregado, conforme exibido na figura 7.18, que mostra os mapas da distribuição da posição Z (ou profundidade de interação-DOI) calculada em função da posição Z real para as mesmas leituras e revestimentos.

Em todos os mapas, a determinação da posição Z apresenta distorções não-lineares nas pro-



Figura 7.18: Mapa da distribuição da posição Z (ou profundidade de interação-DOI) calculada em função da posição Z real usando o método NLS com leituras frontal (FSR) e traseira (BSR) para revestimentos ópticos de Teflon e especular.

fundidades próximas das faces frontal e traseira do cristal, fazendo com que a posição Z seja superestimada para valores baixos de Z, de 0 a 4 mm, e seja subestimada para valores altos de Z, de 6 a 10 mm. A região intermediária é a que apresenta maior acurácia para todos os revestimentos e tipos de leitura. Um dos principais motivos da distorção para valores baixos de z é o fato de que o modelo não inclui o deslocamento das posições no plano XY devido à refração dos fótons de cintilação ao atravessarem a interface entre o cristal e a resina de epóxi do MAPD-3N, conforme ilustrado na figura 7.19. Esse efeito não foi incluído no modelo para manter a simplicidade do mesmo. Porém, ele aumenta a dispersão da distribuição de fótons no plano detector, fazendo com que o valor registrado da profundidade da interação seja maior que o real.

A distorção para valores altos ocorrem principalmente porque o ajuste dos dados do modelo



Figura 7.19: Refração da luz de cintilação ao atravessar a interface entre o cristal cintilador, com índice de refração n_1 e a resina de epóxi. com índice de refração n_2 , onde $n_1 > n_2$. u_0 é a posição observada pelo detector e a posição z_r é a posição real do eventro de cintilação na direção Z.

atinge um ponto de saturação com o aumento da largura da distribuição de fótons ópticos, onde a radiação de fundo fica muito próxima da distribuição. Outro motivo a ser considerado é que o modelo aproxima uma problema real em 3D para uma solução em 2D, usando a distribuição de Cauchy, o que também possui suas limitações.

Também pode ser verificada uma maior frequência de estimativa do valor máximo, 10 mm, para a leitura frontal e uma maior estimativa para o valor mínimo, 0 mm, para a leitura traseira. Isso ocorre pois algumas vezes o algoritmo não consegue fazer um ajuste atendendo as condições impostas pelo método e o valor retornado acaba sendo o valor inicial. A leitura frontal apresenta uma determinação de Z com maior acurácia para valores baixos de Z do que para a leitura traseira. Por outro lado, a leitura traseira apresenta menor dispersão para valores altos de Z.

A tabela 7.7 exibe os valores dos desvios padrão das posições nos eixos de coordenadas X, Y e Z, respectivamente, calculados em relação a posição real da interação dentro do cristal, e valores das diferenças absolutas média entre o valor médio da posição calculada e o seu valor verdadeiro. Os valores foram obtidos para leituras frontal e traseira, revestimentos ópticos de Teflon e especular, e usando os métodos de estimativa inicial (EI), máxima verossimilhança (ML) e mínimos quadrados não-linear (NLS). Diferentemente de um experimento, as simulações permitem a obtenção do valor real da posição da interação dentro cristal. Por isso, o desvio padrão foi calculado usando como referência o valor verdadeiro, e não o valor médio. Em um experimento real, devem ser consideradas incertezas inerentes ao procedimento de medição, como, por exemplo, mal posicionamento e dimensão da fonte radioativa e abertura angular do feixe de fótons gama incidindo na superfície do cristal. Essas incertezas não foram incluídas nos cálculos. O desvio padrão é útil para analisar a dispersão dos dados e a diferença absoluta média é importante para quantificar qualquer tendência de deslocamento da distribuição dos dados.

Os valores obtidos dos desvios padrão variam de 1,99 até 2,25 mm no plano XY e de 2,19 até 2,56 mm na direção Z. Os valores de desvio padrão no plano XY são aproximadamente 2/3 do

Tabela 7.7: Valores dos desvios padrão σ_x , σ_y e σ_z das posições X, Y e Z, respectivamente, calculados em relação a posição real da interação dentro do cristal, e valores das diferenças absolutas média ($\overline{bias_x}$, $\overline{bias_y}$ e $\overline{bias_z}$) entre o valor médio da posição calculada e o seu valor verdadeiro. Os valores foram obtidos para leituras frontal e traseira, revestimentos ópticos de Teflon e especular, e usando os métodos de estimativa inicial (EI), máxima verossimilhança (ML) e mínimos quadrados não-linear (NLS).

leitura	refletor	método	σ_x	σ_y	σ_z	$\overline{bias_x}$	$\overline{bias_y}$	$\overline{bias_z}$
			(mm)	(mm)	(mm)	(mm)	(mm)	(mm)
frontal	Teflon	EI	1,99(1)	2,03(1)	_	0,39(8)	0,39(8)	_
frontal	Teflon	ML	2,00(1)	2,00(1)	2,19(1)	0,33(7)	0,32(7)	1,17(19)
frontal	Teflon	NLS	2,03(1)	2,01(1)	2,39(1)	0,32(6)	0,31(6)	1,05(18)
frontal	especular	EI	2,14(1)	2,11(1)	_	0,43(8)	0,43(8)	_
frontal	especular	ML	2,15(1)	2,11(1)	2,22(1)	0,36(7)	0,34(7)	1,08(19)
frontal	especular	NLS	2,12(7)	2,11(7)	2,46(1)	0,35(6)	0,33(6)	0,99(18)
traseira	Teflon	EI	2,12(1)	2,13(1)	_	0,50(10)	0,50(10)	_
traseira	Teflon	ML	2,11(1)	2,10(1)	2,38(1)	0,39(8)	0,39(8)	1,06(17)
traseira	Teflon	NLS	2,13(1)	2,11(1)	2,51(1)	0,34(7)	0,34(7)	0,94(16)
traseira	especular	EI	2,24(1)	2,23(1)	_	0,55(10)	0,56(10)	_
traseira	especular	ML	2,22(1)	2,23(1)	2,39(1)	0,42(9)	0,43(9)	0,94(17)
traseira	especular	NLS	2,23(1)	2,25(1)	2,56(1)	0,39(8)	0,40(8)	0,85(16)

comprimento de um SiPM na direção X ou Y (3 mm). A diferença absoluta média varia de 0,31 até 0,56 mm no plano XY e de 0,85 até 1,17 mm na direção Z. Esses resultados indicam que a determinação das posições no plano XY é feita com mais precisão e acurácia do que na direção Z.

Nenhum dos dois métodos de ajuste (NLS e ML) melhoram a dispersão dos valores das posições no plano XY, fornecidos em primeira aproximação pelo método EI. No entanto, o uso dos métodos NLS e ML diminuem o valor da diferença absoluta média e fornecem a informação da profundidade da interação dentro do cristal. A dispersão dos dados e a tendência de deslocamento da distribuição deles usando o método ML são compatíveis, para uma incerteza, com o uso do método NLS. Isso mostra que os dois métodos apresentam qualidades de ajuste semelhantes.

Os menores valores de desvio padrão e de diferença absoluta média são obtidos com o uso do Teflon com leitura frontal e os maiores valores ocorrem com um revestimento especular e leitura traseira.

Fazendo uma comparação entre os mesmos métodos e revestimentos, o uso da leitura frontal apresenta uma dispersão dos dados aproximadamente 5% menor que a leitura traseira, conforme pode ser observado pelos valores dos desvios padrão obtidos. Para este mesmo tipo de comparação, os valores de diferença absoluta média são compatíveis, dentro de uma incerteza, entre si. Os

valores do desvio padrão também são menores com o uso do Teflon do que com revestimento especular. A diferença é de aproximadamente 6% para o mesmo tipo de leitura.

7.4.3 Eficiência computacional dos métodos de ajuste

Foi feita uma análise da eficiência computacional dos métodos de ajuste empregados para estimar os parâmetros do modelo de distribuição de fótons ópticos detectados. Foi constatado que a estimativa dos parâmetros do modelo usando o método de máxima verossimilhança processa cerca de 334 eventos de fótons gama detectados por segundo, enquanto que, com o uso do método dos mínimos quadrados, o processamento é de 145 eventos por segundo. O processador do computador usado para a análise foi um Intel Core i7-920. O processador possui 4 núcleos de processamento, cada um operando na frequência de 2,67 GHz. Porém, somente um dos núcleos do processador foi usado para medir a eficiência computacional.

7.5 Conclusões

Foi feita a caracterização de um bloco detector para ser usado em tomografia por emissão de pósitrons. O bloco, que consiste de um cristal cintilador monolítico acoplado a uma matriz de fotodetectores, foi caracterizado por meio de dados simulados.

A resolução energética do bloco detector proposto não apresenta a deterioração assimétrica, devida à atenuação de fótons ópticos, que pode ocorrer em blocos detectores que usam matriz de cristais, como é o caso do tomógrafo DoPET/Q-PEM, estudado no capítulo 6.

Comparando os resultados obtidos para os revestimentos de Teflon e especular, foi verificado que as resoluções em número de fótons ópticos coletados, representada pelo FWHM, são compatíveis entre si, apesar da melhor eficiência de fótons ópticos com o uso do Teflon. Os valores obtidos da diferença absoluta média são também compatíveis entre si. Já o desvio padrão da posição estimada no plano XY é aproximadamente 6% menor com o uso do Teflon do que usando o revestimento especular. Além disso, o Teflon é um tipo de material fornecido por diversos fabricantes, enquanto que o revestimento especular usado é fabricado por somente uma empresa. Por isso, apesar de ambos os tipo de revestimentos simulados apresentarem resultados adequados para uso em um bloco detector de um tomógrafo PET, o Teflon ainda é o material mais indicado para uso no bloco detector deste trabalho.

Apesar do modelo ter sido deduzido para um revestimento especular, isto é, assumindo a presença de fontes virtuais, os resultados indicam que o modelo fornece bons resultados para um revestimento difuso, no caso o Teflon. Isso ocorre pois a maior parte da contribuição dos fótons ópticos responsáveis pela determinação da posição da interação do fóton gama é daqueles que

incidem diretamente na matriz de fotodetectores, sem sofrer nenhuma reflexão. No entanto, a inclusão das fontes virtuais no modelo é importante pois elas representam, em parte, as reflexões relacionadas ao ângulo crítico, que ocorrem em todas as faces do cristal.

O uso da leitura frontal fornece resultados de resolução energética equivalentes estatisticamente ao emprego da leitura traseira. Os valores das diferenças absolutas média também são compatíveis entre si. Comparando os valores de desvio padrão das posições estimadas, foi observado que a leitura frontal apresenta valores de desvio padrão cerca de 5% menores que a traseira. No entanto, essa diferença não é tão significativa e ambas apresentam resultados apropriados para serem usadas no bloco detector.

O efeito das distorções que ocorrem na determinação da informação DOI podem ser reduzidos de diversas formas. Uma delas seria o uso de uma resina de epóxi mais fina ou ainda com a ausência total dela, de forma a fazer com que o deslocamento dos fótons ópticos no plano XY devido à refração seja mínimo e a distorção seja desprezível para o modelo. Isso implica em encontrar um componente que possua essa configuração. O fabricante FBK faz protótipos de SiPM sem essa resina com um objetivo diferente, que é o de melhorar a coleção de fótons ultra-violeta, o quais são atenuados por essa resina. No entanto, cuidados extras devem ser tomados para manipular o componente sem essa resina protetora, para não danificar a área sensível à detecção de fótons ópticos. Outra possibilidade seria incluir uma resposta a esse efeito por meio de uma calibração da posição z determinada pelo método em função da posição z real. A calibração pode ser feita por meio de dados simulados ou experimentais.

A análise da eficiência computacional dos métodos de ajuste mostra que o algoritmo do método de máxima verossimilhança empregado é mais de duas vezes mais eficiente do que o algoritmo do método dos mínimos quadrados não-linear. Como a resolução espacial é compatível para ambos os métodos, um critério de desempate para a escolha de um deles é a eficiência computacional, onde o método de máxima verossimilhança leva vantagem. A eficiência computacional de ambos os métodos pode ser melhorada consideravelmente com o uso de processamento paralelo de dados.

8 Modelagem do tomógrafo PEM: detectores planos equidistantes

A geometria do sistema de detecção é baseada na aplicação definida para o tomógrafo PET. No presente trabalho, a aplicação escolhida foi a mamografia por emissão de pósitrons, por causa do seu impacto clínico e pelo fato de ser uma técnica de vanguarda, com motivadores estudos clínicos em andamento (BERG et al., 2011; MACDONALD et al., 2009). O desempenho do tomógrafo foi avaliado por meio da resolução energética, resolução espacial e sensibilidade.

8.1 Definição da geometria do tomógrafo PEM

Existem dois fatores que devemos levar em consideração para definir a geometria do sistema de detecção de um tomógrafo PET:

- Eficiência de detecção;
- Eficiência geométrica.

A eficiência de detecção é influenciada basicamente pela espessura do cristal cintilador adotado. Para o caso do LYSO, valores de espessura entre 10 e 20 mm fornecem uma eficiência de detecção adequada para o tomógrafo PET. Já para a eficiência geométrica, é importante considerar a adequabilidade da geometria para a aplicação em questão. A figura 8.1 mostra algumas geometrias de sistemas de detecção que podem ser usadas em PET. Para volumes fixos, as configurações que possuem as melhores eficiências geométricas são a de anel completo (c) e a hexagonal (e), pois possuem geometria fechada. No entanto, o volume de detecção não é constante para a aplicação deste trabalho, pois a mama pode variar consideravelmente de tamanho. Para mamas pequenas, essas configurações não teriam uma boa eficiência geométrica.

Outras duas geometrias de sistema de detecção seriam a plana (d) e a de anel parcial (b), que permitem um ajuste da distância entre os módulos detectores, o que minimiza a variação da eficiência geométrica para mamas de diferentes dimensões. Ambas possibilitam a aquisição de dados em diferentes projeções com a rotação dos dois módulos detectores. O tomógrafo com geometria plana é o mais utilizado até agora. Nessas duas configurações também é possível o uso de uma



Figura 8.1: Bloco detector e exemplos de geometrias de sistemas de detecção mais utilizadas em PET. Figura adaptada de Lerche (LERCHE, 2006).

técnica de leve compressão da mama para melhorar a eficiência geométrica, que foi sugerida em um trabalho anterior (THOMPSON et al., 1995). Essa compressão é bem menos dolorosa para a paciente do que a da mamografia convencional, que é motivo de queixas constantes entre as pacientes. A configuração de anel parcial também possui uma eficiência geométrica superior a plana, mas seria preciso definir um raio para o anel para ser possível quantificar essa eficiência. Um raio ideal seria o mínimo no qual ainda seria possível fazer a leve compressão de uma mama pequena. Porém, a eficiência geométrica tende a se aproximar daquela de um tomógrafo plano com o aumento do raio.

Uma geometria de tomógrafo PET muito interessante proposta (HABTE et al., 2007) consiste em uma caixa com FOV axial fixo e um FOV transaxial ajustável, como mostra a figura 8.2. Nessa geometria, o FOV pode ser ajustado de acordo com a dimensão do objeto a ser analisado, o que permite a compressão e ainda faz com que a eficiência geométrica seja melhor que a de placas paralelas. No entanto, o custo dessa geometria é maior, pois usa um volume maior de cristais cintiladores. Isso pode ser justificado caso exista uma compensação razoável na redução do tempo de exame.

Por fim, foi decidido adotar a geometria plana, por causa da sua simplicidade na construção e por usar um volume apropriado de cristais cintiladores, quesitos esses que já permitem estudar a viabilidade clínica da técnica. A disposição dos blocos é mostrada na figura 8.3, representando uma leitura traseira (BSR). Cada bloco detector possui área total de 33×33 mm² e volume sensível de $28, 2 \times 28, 2 \times 10$ mm³. Foi escolhido para cada plano detector o uso de 6×5 blocos detectores, o que compreende uma área total de 198×165 mm².



Figura 8.2: Geometria de tomógrafo PET em caixa proposta. Figura adaptada de Habte e colaboradores (HABTE et al., 2007).



Figura 8.3: Geometria de tomógrafo PEM adotado para este trabalho, com leitura traseira (BSR).

8.2 Desempenho do tomógrafo PEM

O estudo do desempenho do tomógrafo PEM foi feito por meio da simulação de um conjunto de aquisições. Foram avaliadas a resolução em energia, a resolução espacial e a sensibilidade do tomógrafo. As simulações foram feitas usando o pacote GATE versão 5.0.p1 e o Geant4 versão 9.1.p02. O modelo físico escolhido para interações com fótons gama foi o Low Energy e os processos físicos selecionados foram o efeito fotoelétrico, espalhamento Compton e espalhamento Rayleigh. O corte para produção de elétrons secundários foi definido em 30 cm. Os processos ópticos, fornecidos pelo Geant4, também foram ativados para o estudo da resolução energética e da resolução espacial, conforme procedimento descrito no capítulo 7. Os processos ópticos não foram ativados para o estudo da sensibilidade, pois não havia necessidade de processamento dos fótons ópticos coletados. Somente era preciso identificar a contagem de um evento simples e saber se o mesmo era coincidente com outro ou não. As partículas ou fótons primários simulados dependeram do parâmetro estudado.

O bloco detector simulado possui revestimento óptico de Teflon, conforme definido em análise descrita no capítulo 7. Foram feitas simulações para o bloco com leituras frontal e traseira. Para as aquisições em coincidência, foi definida uma janela de tempo de 10 ns. Os resultados do estudo do desempenho do tomógrafo PEM são apresentados a seguir.

8.2.1 Sensibilidade

Para avaliar a sensibilidade de detecção do tomógrafo simulado, foi usada uma fonte pontual hipotética no ar que emite dois fótons de 511 keV em direções exatamente opostas. Inicialmente, a fonte foi colocada no centro do campo de visão, usando o módulo GPS do Geant4, e a sensibilidade de detecção foi determinada por meio de uma varredura em várias posições da fonte ao longo do eixo Y, com 6 blocos detectores em linha, e no plano central do campo de visão. A fonte emitia 50.000 pares de fótons para cada posição. A sensibilidade de detecção também foi calculada para três diferentes distâncias entre os planos detectores, 4, 10 e 16 cm. A figura 8.4 exibe os gráficos dos perfis das sensibilidades de detecção obtidas para aquisições em modos simples e de coincidências, respectivamente. Os resultados são idênticos tanto para leitura frontal como para a traseira, pois o volume de detecção sensível é o mesmo.



Figura 8.4: Perfis da sensibilidade, em modo simples e coincidências, ao longo de um dos eixos do detector no plano do centro do campo de visão para diferentes distâncias entre os planos detectores.

As flutuações de valores observadas para os perfis são devidas aos espaços não-detectáveis presentes entre os blocos detectores, mostrados na figura 8.3. Para os dois tipos de aquisição, a sensibilidade tende a diminuir com o afastamento da fonte do centro do campo de visão e conforme a distância entre os planos detectores aumenta. Os perfis da aquisição em modo simples mostram que a sensibilidade de detecção pode alcançar até 64%, o que é um valor dentro do esperado para a escolha da geometria e do valor de espessura de cristal, pois, conforme observado no capítulo anterior, a espessura de 10 mm usada para o cristal cintilador consegue absorver 57% dos fótons gama de 511 keV que incidem perpendicularmente na sua superfície. Os valores de pico para os três perfis de sensibilidade em coincidência são: 15,1(1)% para uma distância entre os planos detectores de 4 cm, 8,0(1)% para uma distância de 10 cm e 4,7(1)% para uma distância de 16 cm. Esses valores são 1,4% e 0,3% superiores ao do protótipo Clear-PEM, onde um estudo da sensibilidade de detecção (ABREU et al., 2006) informa valores de sensibilidade de detecção de 6,6% e 4,4% para distâncias entre planos detectores de 10 cm e 16 cm, respectivamente.

8.2.2 Resolução em energia

A figura 8.5 exibe os espectros de energia simulados das aquisições em modos simples e de coincidência, respectivamente, de uma fonte esférica de ²²Na localizada no centro do campo de visão do PEM. A fonte possui 1 mm de diâmetro e é envolvida por um suporte de lucite. As leituras simuladas foram frontal e traseira. Os espectros não dependem do método de ajuste empregado. A distância entre os planos detectores é de 10 cm. A calibração em energia foi feita linearmente usando o pico de 511 keV, que corresponde a 1.350 fótons ópticos detectados para as aquisições simuladas. Aproximadamente 130.000 eventos foram armazenados em modo simples e 30.000 eventos em coincidência. Como já constatado no capítulo 7 para os espectros em números de fótons ópticos coletados, os espectros de energia com leituras frontal e traseira também são estatisticamente semelhantes. O espectro em modo simples compreende a soma de todos os eventos detectados pelos dois planos detectores. É possível verificar que o pico do fóton gama de 1.275 keV está indicado corretamente no espectro em modo simples, o que mostra que a calibração linear é adequada. Os espectros em coincidência dos canais 1 e 2 representam o primeiro e segundo eventos registrados para cada coincidência, respectivamente. Os eventos correspondentes ao fóton gama de 1.275 keV é sempre registrado no segundo evento, pois o decaimento que origina esse fóton gama ocorre depois do decaimento beta positivo do ^{22}Na , que origina os fótons gama de 511 keV.

A tabela 8.1 exibe a resolução em energia, representada pelo FWHM, para o pico de 511 keV dos espectros da figura 8.5. Os valores de FWHM para leituras frontal e traseira são compatíveis entre si. O valor de FWHM do espectro do primeiro canal em coincidência é menor que o do segundo. Isso ocorre porque mais eventos correspondentes aos fótons de 511 keV são registrados no canal 1 do que no canal 2, o que faz com que o pico do canal 1 seja melhor resolvido estatisticamente. Enquanto isso, no canal 2, esses fótons de 511 keV podem ser registrados juntos com os fótons de 1.275 keV, registrando esses eventos no canal correspondente à energia de 1.785 keV.

	FWHM(%)			
leitura	simples	coincidência 1	coincidência 2	
frontal	12,5(4)	11,5(5)	12,6(7)	
traseira	12,1(3)	11,6(5)	12,6(7)	

Tabela 8.1: Resolução em energia para o pico de 511 keV.

Os valores de FWHM obtidos para os dois tipos de leitura são próximos daquele fornecido pelo PEMFlex, único PEM disponível comercialmente, que é de 13%. O tomógrafo Clear-PEM informa uma resolução em energia de 15,9%.



Figura 8.5: Espectros de energia simulados em modos simples e coincidências para revestimento óptico de Teflon com leituras frontal (FSR) e traseira (BSR).

8.2.3 Resolução espacial

A resolução espacial 3D do tomógrafo PEM foi determinada de forma semelhante àquela empregada no tomógrafo DoPET/Q-PEM, isto é, usando o FWHM de uma imagem reconstruída de uma fonte pontual de ^{22}Na posicionada no centro do campo de visão. Os dados simulados consideram todos os possíveis efeitos de degradação da resolução espacial inerentes à aniquilação de pósitrons, incluindo a distância percorrida pelo pósitron até ser aniquilado e a não-colinearidade dos fótons de aniquilação. Esse também é o mesmo aparato simulado para o estudo da resolução em energia, descrito na seção anterior. Foi convencionado que o plano XY é paralelo aos planos detectores, com X ao longo da linha de 5 blocos detectores e Y ao longo da linha de 6 blocos detectores. O eixo Z é perpendicular aos planos dos detectores. A distância entre os planos detectores é de 10 cm. Os dados foram simulados para um revestimento de Teflon, usando o método de máxima verossimilhança (ML) e o método dos mínimos quadrados não-linear (NLS) com leituras frontal (FSR) e traseira (BSR). As imagens reconstruídas são exibidas na figura 8.6.

O limite inferior de energia foi definido em 350 keV e o superior em 650 keV. Em torno de 80.000 eventos de coincidência foram registrados para a simulação de uma única projeção. Os



Figura 8.6: Cortes centrais dos planos YX e YZ da imagem reconstruída de uma fonte pontual de ²²Na no centro do campo de visão. Os dados foram simulados usando o método de máxima verossimilhança (ML) e o método dos mínimos quadrados (NLS) com leituras frontal (FSR) e traseira (BSR). Imagens reconstruídas usando algoritmo do tipo OSEM, desenvolvido por G. Sportelli, Universidad Politécnica de Madrid.

dados obtidos da simulação foram usados para fazer a reconstrução da imagem utilizando um algoritmo iterativo de reconstrução do tipo MLEM 3D, desenvolvido na Universidad Politécnica de Madrid. O volume dos voxels das imagens reconstruídas é de $1 \times 1 \times 1 \text{ mm}^3$ e o campo de visão possui $17 \times 17 \times 17$ voxels. O algoritmo iterativo foi interrompido na nona iteração.

As imagens reconstruídas não apresentam diferenças que possam ser percebidas visualmente, o que indica a necessidade de uma análise quantitativa. A tabela 8.2 mostra os valores dos FWHMs das três coordenadas espaciais, obtidos das imagens reconstruídas da figura 8.6.

Tabela 8.2:	Valores de FWHM das imagem reconstruída, representando a resolução e	spacial 3D
	no centro do FOV do tomógrafo PEM simulado.	

leitura	método	FWHM		
		x (mm)	y (mm)	z (mm)
frontal	ML	1,33(1)	1,25(1)	1,99(2)
frontal	NLS	1,34(1)	1,27(1)	2,08(2)
traseira	ML	1,34(1)	1,26(1)	2,04(2)
traseira	NLS	1,35(1)	1,27(1)	2,19(2)

Os valores de FWHM obtidos não consideram a possível degradação que pode ocorrer na resolução espacial devido à eletrônica usada para fazer a soma dos sinais em linha e coluna. Tal

degradação é dependente do sistema eletrônico a ser utilizado, que não faz parte do escopo desse trabalho. Por isso, os resultados compreendem uma soma ideal de sinais em linha e coluna e não podem ser melhores do que os valores apresentados. A leitura frontal com ajuste do modelo pelo método ML é a situação com melhor resolução espacial para as três coordenadas, onde os valores do FWHM para as coordenadas dos eixos X, Y e Z são 1,33(1) mm, 1,25(1) mm e 1,99(2) mm, respectivamente. Os maiores valores de FWHM no plano XY são obtidos para a leitura traseira com o ajuste pelo método NLS, sendo 1,35(1) mm para a coordenada do eixo X e 1,27(1) mm para a coordenada do eixo Y. Para o eixo Z, a pior resolução, de 2,19(2) mm, ocorre também com a leitura traseira e o ajuste pelo método NLS. Os dois métodos de estimativa de parâmetros apresentam resultados compatíveis para os valores de FWHM no plano XY, quando comparados para o mesmo tipo de leitura. O valor de FWHM da coordenada do eixo Z, obtido com o método ML e leitura frontal, é cerca de 4,5% menor que o método NLS para a mesma leitura e, para o caso da leitura traseira, o valor de FWHM calculado com o método ML é aproximadamente 7% menor que o método NLS. A coordenada do eixo Y apresenta menor valor de FWHM que aquela do eixo X, pois o tomógrafo possui maior número de blocos detectores no eixo Y - 6 blocos - do que no eixo X - 5 blocos -, o que implica numa maior cobertura de ângulo sólido de detecção para o eixo Y.

Os valores de FWHM determinados para o PEM proposto são próximos dos fornecidos pelos tomógrafos PEM com geometria plana e que usam cristais baseados em lutécio. Tais tomógrafos possuem uma resolução espacial de 1,5 mm para o Clear-PEM e 2,4 mm para o PEMFlex.

8.2.4 Custo comparativo esperado

Uma estimativa feita pelo grupo do IPEN indica que 30% do custo de um tomógrafo PEM é de cristais cintiladores, considerando um equipamento que usa matriz de cristais, em vez de cristais monolíticos. Para esse equipamento cotado, o preço de uma matriz de 9 x 9 elementos de cristais LYSO com $3 \times 3 \times 15$ mm³ é de \$9.720,00. Porém, um bloco de cristal monolítico com aproximadamente o mesmo volume sensível, $33 \times 33 \times 10$ mm³, custa \$1.650,00. Os preços das duas cotações consideram polimento em todas as faces dos cristais. Assim, o preço por volume é de \$0,89/mm³ para a matriz de cristais e \$0,15/mm³ para o cristal monolítico, isto é, usar o cristal monolítico é cerca de 6 vezes mais econômico que o emprego da matriz de cristais. Portanto, considerando que o sistema eletrônico e os fotodetectores tenham o mesmo custo para os dois tipos de sistema, é esperado que o custo de um tomógrafo PEM caia até 25% com a adoção de cristais cintiladores monolíticos.

8.3 Conclusões

Foi proposto um tomógrafo PET, com aplicação na mamografia por emissão de pósitrons. O desempenho do sistema de detecção do tomógrafo foi determinado por meio de dados simulados, onde os parâmetros avaliados foram a resolução energética, resolução espacial e sensibilidade.

A tabela 8.3 resume um panorama das características do tomógrafo PEM proposto, comparando com dados de outros dois tomógrafos desenvolvidos anteriormente. Os resultados mostram que a geometria proposta para o sistema de detecção possui desempenho compatível ou até mesmo superior aos já existentes, além de ter um custo menor, por ser baseado em cristais cintiladores monolíticos.

Tabela 8.3: Comparação das características de alguns tomógrafos PEMs desenvolvidos com o PEM proposto neste trabalho. A resolução espacial R_{esp} é a FWHM do CFOV e a sensibilidade absoluta (S) é medida no CFOV para uma fonte pontual. A resolução energética R_{ene} é o valor da FWHM para a energia de 511 keV. n.d. significa não divulgado.

nome	PEMFlex	Clear-PEM	PEM proposto
FOV-A(cm)	16,4	16	16,5
FOV-T(cm)	24	18	19,8
$R_{esp}(mm)$	2,4	1,5	1,26(1)
S(%)	n.d.	4,4	4,7(1)
$R_{ene}(\%)$	13	15,9	12,1(3)

Com respeito à sensibilidade de detecção do tomógrafo, foi verificado que os valores encontrados são 1,4% e 0,3% superiores ao do protótipo Clear-PEM, o qual usa cristais LYSO com $2 \times 2 \times 20 \text{ mm}^3$. Isso indica que o sistema PEM proposto consegue ter uma melhor sensibilidade de detecção mesmo usando cristais com espessura menor, de 10 mm, pois existe uma compensação maior com a utilização de cristais monolíticos, o que elimina os espaços não detectáveis que existem com o uso de matriz de cristais.

A resolução energética deve ter um valor adequado para não aumentar em demasia a contribuição dos eventos espalhados na imagem final e, assim, aumentar o ruído da mesma. A resolução energética calculada para o PEM proposto é próxima daquela do PEMFlex e melhor que a do Clear-PEM. Isso indica que a resolução em energia do tomógrafo é apropriada para a técnica e está de acordo com os tomógrafos existentes.

A resolução espacial obtida também está de acordo com os valores típicos fornecidos pelos tomógrafos PEM com geometria plana e que usam cristais baseados em lutécio.

Considerando os valores dos parâmetros de desempenho encontrados, tanto a leitura frontal com a traseira podem ser usadas para a montagem do protótipo. A decisão pela escolha do tipo de leitura deve ser baseada mais em aspectos construtivos do tomógrafo, o que indica que uma leitura traseira seria mais prática, pelo fato de toda a eletrônica associada ser colocada também atrás do plano detector.

Os métodos de estimativa de parâmetros também apresentaram resultados muito próximos entre si. Por isso, é mais importante considerar o algoritmo mais eficiente do ponto de vista computacional, o que nesse caso é o método de máxima verossimilhança.

9 Conclusões e discussões

Neste trabalho, um conceito de sistema de detecção para ser usado em um PET dedicado foi proposto, caracterizado e avaliado por meio de simulações computacionais. Os principais fatores considerados para a modelagem do sistema foram: resolução energética, resolução espacial, sensibilidade e custo do sistema. O pacote computacional GATE foi escolhido para as simulações computacionais.

Como forma de acompanhar os avanços da tecnologia PET, foi firmada uma colaboração entre o IPEN e o Grupo de Instrumentação e Formação de Imagens Funcionais (FIIG) da Universidade de Pisa, Itália. Durante a visita de intercâmbio de 1 ano, foi realizada a simulação do tomógrafo DoPET/Q-PEM, desenvolvido pelo grupo italiano, e a comparação entre os dados simulados e os dados experimentais obtidos com esse equipamento.

Foi mostrado que o uso de códigos de transporte de radiação é muito importante tanto para a validação de resultados experimentais como para o projeto de novos experimentos e equipamentos. Todos os processos físicos relevantes foram incluídos nas simulações. Até mesmo os processos ópticos, computacionalmente intensos, foram incluídos diretamente ou ainda por meio de modelo analítico, como descrito no capítulo 6.

O tomógrafo PET proposto neste trabalho é composto por blocos detectores, cuja disposição foi feita de acordo com a geometria definida. O bloco detector escolhido é composto de um cristal cintilador monolítico acoplado a uma matriz de fotodetectores, baseados na tecnologia das fotomultiplicadoras de silício. A posição da interação do fóton gama dentro do cristal foi determinada usando um método baseado na estimativa de parâmetros de um modelo que descreve a distribuição da intensidade dos sinais dos fótons ópticos coletados pela matriz de fotodetectores, de acordo com o local da interação. O método possui a capacidade de determinar a profundidade da interação do fóton gama dentro do cristal, o que diminui consideravelmente os erros de paralaxe. O uso de cristais cintiladores inorgânicos acoplados a fotomultiplicadoras de silício é um conceito muito promissor para a área de instrumentação em medicina nuclear. O bloco detector proposto também pode ter aplicação em outras áreas da física e afins que fazem uso da instrumentação nuclear e que necessitam de detectores sensíveis à posição.

A geometria do sistema de detecção é baseada na aplicação do tomógrafo PET. No presente

trabalho, a aplicação escolhida foi a mamografia por emissão de pósitrons, por causa do seu potencial impacto clínico e pelo fato de ser uma técnica de vanguarda, com motivadores estudos em andamento (BERG et al., 2011; MACDONALD et al., 2009). Essa aplicação pode aperfeiçoar significativamente a capacidade da tecnologia PET de visualizar, quantificar e caracterizar tumores de mama.

Comparado com tomógrafos semelhantes em desenvolvimento ou comerciais, a presente proposta apresenta desempenho equivalente em relação à sensibilidade e às resoluções energética e espacial. Entretanto, o conceito apresentado deve ter custo significativamente menor devido ao emprego de blocos monolíticos associados a matrizes de fotossensores com soma de sinais em linhas e colunas, que tornam menores os custos tanto dos cintiladores quanto da eletrônica associada ao processamento dos sinais.

10 Considerações finais e direções futuras

A técnica PEM é considerada muito promissora e muitos grupos de pesquisa estão trabalhando para a avaliação e aperfeiçoamento dessa técnica. Sobre o DoPET/Q-PEM, o grupo FIIG está trabalhando para expandir o número de blocos detectores por plano para quatro e, posteriormente, para nove. Para isso, um novo sistema de aquisição está sendo desenvolvido.

Com respeito ao tomógrafo PEM proposto neste trabalho, uma possibilidade de direcionamento do trabalho seria o estudo da viabilidade de aproveitamento da informação dos eventos de espalhamento Compton que ocorrem dentro dos cristais cintiladores, o que poderá melhorar a sua resolução espacial.

O método de determinação da posição da interação não leva em consideração o deslocamento das posições x e y no plano da matriz de SiPMs, que são devidos à refração dos fótons que incidem na resina óptica de acoplamento e no epóxi do SiPM. Buscar soluções eficientes e práticas para esse problema seria uma outra opção de continuidade de trabalho. Algumas delas já foram discutidas na seção de conclusões do capítulo 7.

Outro efeito a ser considerado é o "crosstalk" eletrônico, que é um ruído devido à interferência entre os canais de aquisição. Esse ruído não foi levado em consideração e o mesmo depende do circuito a ser projetado para fazer a soma dos sinais em linha e em coluna.

Outras geometrias do sistema de detecção, diferentes daquelas propostas nesse trabalho, também podem ser estudadas para a mesma aplicação. Até o momento, a geometria plana é a única disponível comercialmente.

O bloco detector básico pode ser usado em outras aplicações PET, como, por exemplo, a de formação de imagem de pequenos animais para investigações pré-clínicas. Para esta aplicação, uma geometria em anel completo seria mais indicada, pois os volumes a serem estudados não apresentam variações significativas.

O sistema eletrônico de aquisição dos dados não fez parte do escopo desse trabalho e os fatores que dependem dele não foram considerados. O estudo do ruído da imagem, por exemplo, depende do tempo morto do sistema que, por sua vez, depende da eletrônica de aquisição empregada. As contagens perdidas e as coincidências aleatórias também dependem da eletrônica do sistema de

aquisição. Com a definição da eletrônica de amplificação do sinal e do sistema de aquisição, uma análise da resolução temporal do sistema de detecção também poderá ser feita. As fotomultiplicadoras de silício disponíveis possuem resoluções temporais semelhantes ou até superiores às das fotomultiplicadoras convencionais. Por isso, é esperado que os sistemas que usam esses componentes sejam mais rápidos que os atuais, desde que a eletrônica de aquisição seja adequada para essa nova tecnologia. É conveniente fazer algumas consideração a respeito dessa eletrônica associada. O pulso analógico proveniente do fotodetector precisa ser processado para a obtenção das informações de tempo inicial, posição correspondente à interação do fóton gama dentro do detector e energia depositada. A abordagem mais indicada para o tomógrafo PEM modelado seria aquela totalmente digital (FONTAINE et al., 2007), representada na figura 10.1.



Figura 10.1: Eletrônica de amplificação do sinal para uma abordagem totalmente digital.

Cada canal do bloco detector é associado a um pré-amplificador, cujo pulso de saída passa por um filtro passa-baixa e é transformado em sinal digital por um conversor analógico-digital (ADC - "Analog to Digital Converter") em modo "free-running", isto é, em amostragem automática, o qual é processado em um FPGA. O filtro passa-baixa possui a função de remover o ruído de alta frequência do pulso analógico.

Referências Bibliográficas

ABREU, M.; AGUIAR, D.; ALBUQUERQUE, E.; ALMEIDA, F.; ALMEIDA, P.; AMARAL, P.; AUFFRAY, E.; BENTO, P.; BRUYNDONCKX, P.; BUGALHO, R.; CO, B. C.; CORDEIRO, H.; FERREIRA, M.; FERREIRA, N.; CALVES, F. G.; LECOQ, P.; LEONG, C.; LOPES, F.; A, P. L.; LUYTEN, J.; MARTINS, M.; MATELA, N.; MENDES, P.; MOURA, R.; NOBRE, J.; OLIVEIRA, N.; AO, C. O.; PERALTA, L.; REGO, J.; RIBEIRO, R.; RODRIGUES, .; SANTOS, A.; SILVA, J.; SILVA, M.; TAVERNIER, S.; TEIXEIRA, I.; TEIXEIRA, J.; TRINDADE, A.; TRUMMER, J.; VARELA, J. Clear-PEM: A PET imaging system dedicated to breast cancer diagnostics. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 571, p. 81–84, 2007.

ABREU, M.; AGUIAR, J.; ALMEIDA, F.; ALMEIDA, P.; BENTO, P.; CARRICO, B.; FERREIRA, M.; FERREIRA, N.; GONCALVES, F.; LEONG, C.; LOPES, F.; LOUSA, P.; MARTINS, M.; MATELA, N.; MENDES, P.; MOURA, R.; NOBRE, J.; OLIVEIRA, N.; ORTIGAO, C.; PERALTA, L.; PEREIRA, R.; REGO, J.; RIBEIRO, R.; RODRIGUES, P.; SAMPAIO, J.; SANTOS, A.; SILVA, L.; SILVA, J.; SOUSA, P.; TEIXEIRA, I.; TEIXEIRA, J.; TRINDADE, A.; VARELA, J. Design and evaluation of the Clear-PEM scanner for positron emission mammography. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, v. 53, n. 1, p. 71 – 77, 2006.

AGOSTINELLI, S.; ALLISON, J.; AMAKO, K.; APOSTOLAKIS, J.; ARAUJO, H.; ARCE, P.; ASAI, M.; AXEN, D.; BANERJEE, S.; BARRAND, G.; BEHNER, F.; BELLAGAMBA, L.; BOUDREAU, J.; BROGLIA, L.; BRUNENGO, A.; BURKHARDT, H.; CHAUVIE, S.; CHUMA, J.; CHYTRACEK, R.; COOPERMAN, G.; COSMO, G.; DEGTYARENKO, P.; DELL'ACQUA, A.; DEPAOLA, G.; DIETRICH, D.; ENAMI, R.; FELICIELLO, A.; FERGUSON, C.; FESEFELDT, H.; FOLGER, G.; FOPPIANO, F.; FORTI, A.; GARELLI, S.; GIANI, S.; GIANNITRAPANI, R.; GIBIN, D.; CADENAS, J. G.; GONZÁLEZ, I.; ABRIL, G. G.; GREENIAUS, G.; GREINER, W.; GRICHINE, V.; GROSSHEIM, A.; GUATELLI, S.; GUMPLINGER, P.; HAMATSU, R.; HASHIMOTO, K.; HASUI, H.; HEIKKINEN, A.; HOWARD, A.; IVANCHENKO, V.; JOHNSON, A.; JONES, F.; KALLENBACH, J.; KANAYA, N.; KAWABATA, M.; KAWABATA, Y.; KAWAGUTI, M.; KELNER, S.; KENT, P.; KIMURA, A.; KODAMA, T.; KOKOULIN, R.; KOSSOV, M.; KURASHIGE, H.; LAMANNA, E.; LAMPÉN, T.; LARA, V.; LEFEBURE, V.; LEI, F.; LIENDL, M.; LOCKMAN, W.; LONGO, F.; MAGNI, S.; MAIRE, M.; MEDERNACH, E.; MINAMIMOTO, K.; FREITAS, P. M. de; MORITA, Y.; MURAKAMI, K.; NAGAMATU, M.; NARTALLO, R.; NIEMINEN, P.; NISHIMURA, T.; OHTSUBO, K.; OKAMURA, M.; O'NEALE, S.; OOHATA, Y.; PAECH, K.; PERL, J.; PFEIFFER, A.; PIA, M.; RANJARD, F.; RYBIN, A.; SADILOV, S.; SALVO, E. D.; SANTIN, G.; SASAKI, T.; SAVVAS, N.; SAWADA, Y.; SCHERER, S.; SEI, S.; SIROTENKO, V.; SMITH, D.; STARKOV, N.; STOECKER, H.; SULKIMO, J.; TAKAHATA, M.; TANAKA, S.; TCHERNIAEV, E.; TEHRANI, E. S.; TROPEANO, M.; TRUSCOTT, P.; UNO, H.; URBAN, L.; URBAN, P.; VERDERI, M.; WALKDEN, A.; WANDER, W.; WEBER, H.; WELLISCH, J.; WENAUS, T.; WILLIAMS, D.; WRIGHT, D.; YAMADA, T.; YOSHIDA, H.; ZSCHIESCHE, D. Geant4 – a simulation toolkit. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, v. 506, p. 250-303, 2003.

ALLIER, C.; LOEF, E. van; DORENBOS, P.; HOLLANDER, R.; EIJK, C. van; KRAMER, K.; GUDEL, H. Readout of a LaCl3(Ce3+) scintillation crystal with a large area avalanche photodiode. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, v. 485, n. 3, p. 547 – 550, 2002.

ALLISON, J.; AMAKO, K.; APOSTOLAKIS, J.; ARAUJO, H.; DUBOIS, P. A.; ASAI, M.; BARRAND, G.; CAPRA, R.; CHAUVIE, S.; CHYTRACEK, R.; CIRRONE, G. A. P.; COOPERMAN, G.; COSMO, G.; CUTTONE, G.; DAQUINO, G. G.; DONSZELMANN, M.; DRESSEL, M.; FOLGER, G.; FOPPIANO, F.; GENEROWICZ, J.; GRICHINE, V.; GUATELLI, S.; GUMPLINGER, P.; HEIKKINEN, A.; HRIVNACOVA, I.; HOWARD, A.; INCERTI, S.; IVANCHENKO, V.; JOHNSON, T.; JONES, F.; KOI, T.; KOKOULIN, R.; KOSSOV, M.; KURASHIGE, H.; LARA, V.; LARSSON, S.; LEI, F.; LINK, O.; LONGO, F.; MAIRE, M.; MANTERO, A.; MASCIALINO, B.; MCLAREN, I.; LORENZO, P. M.; MINAMIMOTO, K.; MURAKAMI, K.; NIEMINEN, P.; PANDOLA, L.; PARLATI, S.; PERALTA, L.; PERL, J.; PFEIFFER, A.; PIA, M. G.; RIBON, A.; RODRIGUES, P.; RUSSO, G.; SADILOV, S.; SANTIN, G.; SASAKI, T.; SMITH, D.; STARKOV, N.; TANAKA, S.; TCHERNIAEV, E.; TOME, B.; TRINDADE, A.; TRUSCOTT, P.; URBAN, L.; VERDERI, M.; WALKDEN, A.; WELLISCH, J. P.; WILLIAMS, D. C.; WRIGHT, D.; YOSHIDA, H. Geant4 developments and applications. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, v. 53, p. 270, 2006.

AMARAL, P.; BRUYNDONCKX, P.; CO, B. C.; FERREIRA, M.; LUYTEN, J.; MOURA, R.; AO, C. O.; RODRIGUES, P.; SILVA, J. da; TRINDADE, A.; VARELA, J. Long-term stability of the Clear-PEM detector modules. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 571, p. 488–492, 2007.

AMARAL, P.; CO, B. C.; FERREIRA, M.; MOURA, R.; AO, C. O.; RODRIGUES, P.; SILVA, J. D.; TRINDADE, A.; VARELA, J. Performance and quality control of Clear-PEM detector modules. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 580, p. 1123–1126, 2007.

AMERICA, O. S. of. *Fundamentals, Techniques, and Design.* 2. ed. New York: McGraw-Hill, 1995. 42.9–42.13 p.

ANFIMOV, N.; CHIRIKOV-ZORIN, I.; DOVLATOV, A.; GAVRISHCHUK, O.; GUSKOV, A.; KHOVANSKIY, N.; KRUMSHTEIN, Z.; LEITNER, R.; MESHCHERYAKOV, G.; NAGAYTSEV, A.; OLCHEVSKI, A.; REZINKO, T.; SADOVSKIY, A.; SADYGOV, Z.; SAVIN, I.; TCHALYSHEV, V.; TYAPKIN, I.; YARYGIN, G.; ZERROUK, F. Beam test of Shashlyk EM calorimeter prototypes readout by novel MAPD with super high linearity. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, v. 617, n. 1-3, p. 78 – 80, 2010. 11th Pisa Meeting on Advanced Detectors.

ANGER, H. O. Scintillation camera. Review of Scientific Instruments, v. 29, n. 1, p. 27-33, 1958.

ANGER, H. O.; ROSENTHAL, D. J. Scintillation camera and positron camera. In: *IAEA Medical Radioisotope Scanning*. [S.1.: s.n.], 1959. p. 59–75.

ASSIé, K.; BRETON, V.; BUVAT, I.; COMTAT, C.; JAN, S.; KRIEGUER, M.; LAZARO, D.; MOREL, C.; REY, M.; SANTIN, G.; SIMON, L.; STAELENS, S.; STRUL, D.; VIEIRA, J.; WALLE, R. V. de. Monte Carlo simulation in PET and SPECT instrumentation using GATE. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 527, p. 180, 2004.

AURICCHIO, N.; DOMENICO, G.; MILANO, L.; MALAGUTI, R.; AMBROSI, G.; IONICA, M.; FIANDRINI, E.; ZAVATTINI, G. Characterization of silicon detectors for the SiliPET

project: A small animal PET scanner based on stacks of silicon detectors. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, v. 57, n. 5, p. 2424 –2436, 2010.

BAILEY, D. L. Positron Emission Tomography: Basic Sciences. 1. ed. [S.1.]: Springer, 2005.

BALCERZYK, M.; KONTAXAKIS, G.; DELGADO, M.; GARCIA-GARCIA, L.; CORRECHER, C.; GONZALEZ, A.; GONZALEZ, A.; RUBIO, J.; BENLLOCH, J.; POZO, M. Initial performance evaluation of a high resolution Albira small animal positron emission tomography scanner with monolithic crystals and depth-of-interaction encoding from a user's perspective. *Measurement Science and Technology*, v. 20, n. 10, p. 104011 (6pp), 2009.

BELCARI, N.; CAMARDA, M.; GUERRA, A. del; HERBERT, D.; MOTTA, A.; VAIANO, A.; DOMENICO, G. di; ZAVATTINI, G. Detector development for a novel positron emission mammography scanner based on YAP:Ce crystals. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 525, p. 258–262, 2004.

BELCARI, N.; GUERRA, A. D.; CAMARDA, M.; SPONTONI, L.; VECCHIO, S.; BIANCHI, D. Performance of a four-output front-end electronics for multi-anode PMTS readout of scintillator arrays. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, v. 572, n. 1, p. 335–337, 2007.

BERG, W.; MADSEN, K.; SCHILLING, K.; TARTAR, M.; PISANO, E.; LARSEN, L.; NARAYANAN, D.; OZONOFF, A.; MILLER, J.; KALINYAK, J. Breast cancer: Comparative effectiveness of positron emission mammography and MR imaging in presurgical planning for the ipsilateral breast. *Radiology*, v. 258, n. 1, p. 59–72, 2011.

BERG, W.; WEINBERG, I. N.; NARAYANAN, D.; LOBRANO, M. E.; AMODEI, L.; TAFRA, L.; ADLER, L. P.; UDDO, J.; III, W. S.; LEVINE, E. A. High-resolution fluorodeoxyglucose positron emission tomography with compression (positron emission mammography) is highly accurate in depicting primary breast cancer. *The Breast Journal*, v. 12, n. 4, p. 309–323, 2006.

BIZARRI, G.; HAAS, J. T. M. de; DORENBOS, P.; EIJK, C. W. E. van. Scintillation properties of Ø 1 x 1 Inch³ LaBr₃:5 Ce³⁺ crystal. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, v. 53, p. 615, 2006.

BONIFACIO, D.; BELCARI, N.; MOEHRS, S.; MORALLES, M.; ROSSO, V.; VECCHIO, S.; GUERRA, A. D. A time efficient optical model for GATE simulation of a LYSO scintillation matrix used in PET applications. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, v. 57, n. 5, p. 2483 – 2489, 2010.

BRUN, R.; RADEMAKERS, F. ROOT - an object oriented data analysis framework. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 389, p. 81–86, 1997.

BRUYNDONCKX, P.; LEONARD, S.; TAVERNIER, S.; LEMAITRE, C.; DEVROEDE, O.; YIBAO, W.; KRIEGUER, M. Neural network-based position estimators for PET detectors using monolithic LSO blocks. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, v. 51, n. 5, p. 2520, 2004.

BUZHAN, P.; DOLGOSHEIN, B.; ILYIN, A.; KANTSEROV, V.; KAPLIN, V.; KARAKASH, A.; PLESHKO, A.; POPOVA, E.; SMIRNOV, S.; VOLKOV, Y.; FILATOV, L.; KLEMIN, S.; KAYUMOV, F. The advanced study of silicon photomultiplier. *Advanced Technology Particle Physics Proceedings of the 7th International Conference on ICATPP7*, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., p. 717–728, 2002.

CERN. *Geant4 Physics Reference Manual*. Switzerland, 2006a. Versão: Geant4 9.1. Disponível em: http://cern.ch/geant4>. Acesso em: 21 abr. 2011.

CERN. *Geant4 User's Guide – For Application Developers*. Switzerland, 2008b. Versão: Geant4 9.1. Disponível em: http://cern.ch/geant4>. Acesso em: 21 abr. 2011.

CHATZIIOANNOU, A.; CHERRY, S.; SHAO, Y.; SILVERMAN, R.; MEADORS, K.; FARQUHAR, T.; PEDARSANI, M.; PHELPS, M. Performance evaluation of microPET: a high-resolution lutetium oxyorthosilicate PET scanner for animal imaging. *Journal of Nuclear Medicine*, v. 40, n. 6, p. 1164, 1999.

CIRRONE, G. A. P.; CUTTONE, G.; LOJACONO, P. A.; NIGRO, S. L.; MONGELLI, V.; PATTI, I. V.; PRIVITERA, G.; RAFFAELE, L.; RIFUGGIATO, D.; SABINI, M.; SALAMONE, V.; SPATOLA, C.; VALASTRO, L. M. A 62-Mev proton beam for the treatment of ocular melanoma at Laboratori Nazionali del Sud-INFN. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, v. 51, n. 3, p. 860–865, 2004.

COOPER, R.; TURK, G.; BOSTON, A.; BOSTON, H.; CRESSWELL, J.; MATHER, A.; NOLAN, P.; HALL, C.; LAZARUS, I.; SIMPSON, J.; BERRY, A.; BEVERIDGE, T.; GILLAM, J.; LEWIS, R. Position sensitivity of the first SmartPET HPGe detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, v. 573, n. 1-2, p. 72 – 75, 2007.

CORSI, F.; FORESTA, M.; MARZOCCA, C.; MATARRESE, G.; GUERRA, A. D. ASIC development for sipm readout. *Journal of Instrumentation*, v. 4, n. 03, p. P03004, 2009.

CULLEN, D. E.; HUBBELL, J. H.; KISSEL, L. *EPDL97: the Evaluated Photon Data Library*. Livermore, CA, 1997. UCRL-50400-V.6-REV.5.

DAMBROSIO, C.; H.LEUTZ. Hybrid photon detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 501, p. 463–498, 2003.

DERENZO, S. E. Mathematical removal of positron range blurring in high-resolution tomography. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, v. 33, n. 3, p. 565–569, 1986.

DULUCQ, F.; FLEURY, J.; TAILLE, C. de L.; MARTIN-CHASSARD, G.; RAUX, L.; SEGUIN-MOREAU, N. 2nd generation asics for calice/eudet calorimeters. *Journal of Physics: Conference Series*, v. 160, p. 012028–12033, 2009.

EIJK, C. W. E. van. New inorganic scintillators - aspects of energy resolution. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 471, p. 244, 2001.

EVANS, R. D. The Atomic Nucleus. New York: McGraw-Hill, 1972.

FIRESTONE, R. B.; SHIRLEY, V. S. (Ed.). *Table of Isotopes*. 8. ed. New York: John Wiley Sons, 1996.

FONTAINE, R.; VISCOGLIOSI, N.; SEMMAOUI, H.; BÉLANGER, F.; LEMIEUX, F.; TÉTRAULT, M.; MICHAUD, J.; BÉRARD, P.; CADORETTE, J.; PEPIN, C. M.; LECOMTE, R. Digital signal processing applied to crystal identification in positron emission tomography dedicated to small animals. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, v. 571, n. 1-2, p. 385 – 388, 2007.

GALASSI, M.; DAVIES, J.; THEILER, J.; GOUGH, B.; JUNGMAN, G.; ALKEN, P.; BOOTH, M.; ROSSI, F. *GNU Scientific Library Reference Manual*. Third. Network Theory Ltd., 2009. Disponível em: .

GRAY, R.; MACOVSKI, A. Maximum a posteriori estimation of position in scintillation cameras. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, v. 23, n. 1, p. 849–852, 1976.

GREEN, M. A. Self-consistent optical parameters of intrinsic silicon at 300 K including temperature coefficients. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, v. 92, n. 11, p. 1305 – 1310, 2008.

GUERRA, A. D.; BARTOLI, A.; BELCARI, N.; HERBERT, D.; MOTTA, A.; VAIANO, A.; DOMENICO, G. di; SABBA, N.; MORETTI, E.; ZAVATTINI, G.; LAZZAROTTI, M.; SENSI, L.; LAROBINA, M.; UCCELLI, L. Performance evaluation of the fully engineered YAP-(S)PET scanner for small animal imaging. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, v. 53, p. 1078–1083, 2006.

GUERRA, A. D.; BELCARI, N. From man to mouse to cell ... and back again. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 572, p. 246–249, 2007.

GUERRA, A. D.; BELCARI, N. State-of-the-art of PET scanners for small animal and breast cancer imaging. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 580, p. 910–914, 2007.

GUERRA, A. D.; BELCARI, N. State-of-the-art of PET, SPECT and CT for small animal imaging. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 583, p. 119–124, 2007.

HABTE, F.; FOUDRAY, A. M. K.; OLCOTT, P. D.; LEVIN, C. S. Effects of system geometry and other physical factors on photon sensitivity of high-resolution positron emission tomography. *Physics in Medicine and Biology*, v. 52, n. 13, p. 3753–3772, 2007.

HAMAMATSU. H8500 PSPMT series Technical Information. 2009.

HAMAMATSU. R7600 PSPMT series Technical Information. 2010.

HAMILTON, D. Diagnostic Nuclear Medicine: A Physics Perspective. 1. ed. [S.l.]: Springer, 2004.

HECHT, E. Optics. 4. ed. San Francisco: Addison Wesley, 2002. Capítulo 4.

HECHT, E. Optics. 4. ed. San Francisco: Addison Wesley, 2002. Capítulo 3.

HEITLER, W. The Quantum Theory of Radiation. 3. ed. London: Oxford University Press, 1954.

HUBER, J.; CHOONG, W.; WANG, J.; MALTZ, J.; QI, J.; MANDELLI, E.; MOSES, W. Development of the LBNL positron emission mammography camera. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, v. 50, n. 5, p. 1650–1653, 2003.

HUBER, J.; MOSES, W.; WANG, G.; DERENZO, S.; HUESMAN, R.; QI, J.; VIRADOR, W. C. P.; MANDELLI, E.; BEUVILLE, E.; PEDRALI-NOY, M.; KRIEGER, B.; MEDDELER, G. A retrospective on the LBNL PEM project. *Physica Medica*, v. 21, 2006.

HUBER, J. S.; MOSES, W. W.; JONES, W. F.; WATSON, C. C. Effect of 176 Lu background on singles transmission for LSO-based PET cameras. *Physics in Medicine and Biology*, v. 47, n. 19, p. 3535, 2002.

HUDSON, H. M.; LARKIN, R. Accelerated image reconstruction using ordered subsets of projection data. *IEEE Transactions on Medical Imaging*, v. 13, p. 601 – 609, 1994.

HUMM, J.; ROSENFELD, A.; GUERRA, A. D. From PET detectors to PET scanners. *European journal of nuclear medicine and molecular imaging*, v. 30, p. 1574–1597, 2003.

HUNTER, W. C.; BARRET, H. H.; FURENLID, L. R. Calibration method for ML estimation of 3D interaction position in a thick gamma-ray detector. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, v. 56, n. 1, p. 189–196, 2009.

ISHII, K.; KIKUCHI, Y.; MATSUYAMA, S.; KANAI, Y.; KOTANI, K.; ITO, T.; YAMAZAKI, H.; FUNAKI, Y.; IWATA, R.; ITOH, M.; YANAI, K.; HATAZAWA, J.; ITOH, N.; TANIZAKI, N.; AMANO, D.; YAMADA, M.; YAMAGUCHI, T. First achievement of less than 1 mm FWHM resolution in practical semiconductor animal PET scanner. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 576, p. 435–440, 2007.

IVANCHENKO, V. Geant4: physics potential for instrumentation in space and medicine. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 525, p. 402–405, 2004.

JAN, S.; SANTIN, G.; STRUL, D.; STAELENS, S.; ASSIé, K.; AUTRET, D.; AVNER, S.; BARBIER, R.; BARDIèS, M.; BLOOMFIELD, P. M.; BRASSE, D.; BRETON, V.; BRUYNDONCKX, P.; BUVAT, I.; CHATZIIOANNOU, A. F.; CHOI, Y.; CHUNG, Y. H.; COMTAT, C.; DONNARIEIX, D.; FERRER, L.; GLICK, S. J.; GROISELLE, C. J.; GUEZ, D.; HONORE, P.-F.; KERHOAS-CAVATA, S.; KIROV, A. S.; KOHLI, V.; KOOLE, M.; KRIEGUER, M.; LAAN, D. J. van der; LAMARE, F.; LARGERON, G.; LARTIZIEN, C.; LAZARO, D.; MAAS, M. C.; MAIGNE, L.; MAYET, F.; MELOT, F.; MERHEB, C.; PENNACCHIO, E.; PEREZ, J.; PIETRZYK, U.; RANNOU, F. R.; REY, M.; SCHAART, D. R.; SCHMIDTLEIN, C. R.; SIMON, L.; SONG, T. Y.; VIEIRA, J.-M.; VISVIKIS, D.; WALLE, R. V. de; WIEëRS, E.; MOREL, C. GATE: a simulation toolkit for PET and SPECT. *Physics in Medicine and Biology*, v. 49, p. 4543–4561, 2004.

JOHNS, H. E.; CUNNINGHAM, J. R. *The Physics of Radiology*. 4. ed. [S.l.]: Charles C Thomas Publisher, 1983.

KAPUSTA, M.; CRESPO, P.; WOLSKI, D.; MOSZYńSKI, M.; ENGHARDT, W. Hamamatsu S 8550 APD arrays for high resolution scintillator matrix readout. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 504, p. 139–142, 2003.

KAYE, G. W. C.; LABY, T. H. *Tables of Physical & Chemical Constants*. 16. ed. Reino Unido: Longman Scientific and Technical, 1995. 2.5.9 Light reflection.

KIRN, T.; HAERING, M.; SCHMITZ, D.; SCHULZ, W. Absorption length, radiation hardness and ageing of different optical glues. Geneva, 1999.

KNOLL, G. F. Radiation Detection and Measurement. 3. ed. NY: John Wiley & Sons, Inc., 1999.

KOLB, A.; LORENZ, E.; JUDENHOFER, M.; RENKER, D.; PICHLER, B. J. Development of a PET block detector based on G-APDs. In: German Society of Nuclear Medicine. *48th Annual DGN Conference, Leipzig.* [S.1.], 2010.

KORZHIK, M.; FEDOROV, A.; ANNENKOV, A.; BORISSEVITCH, A.; DOSSOVITSKI, A.; MISSEVITCH, O.; LECOQ, P. Development of scintillation materials for PET scanners. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 571, p. 122–125, 2007.

LAAN, D. van der; SCHAART, D.; MAAS, M.; BEEKMAN, F.; BRUYNDONCKX, P.; EIJK, C. van. Optical simulation of monolithic scintillator detectors using GATE/GEANT4. *Physics in Medicine and Biology*, v. 55, n. 6, p. 1659, 2010.

LAMARE, F.; TURZO, A.; BIZAIS, Y.; REST, C. C. L.; VISVIKIS, D. Validation of a Monte Carlo simulation of the Philips Allegro/GEMINI PET systems using GATE. *Physics in Medicine and Biology*, v. 51, p. 943–962, 2006.

LANGE, K.; CARSON, R. EM reconstruction algorithms for emission and transmission tomography. *Journal of Computer Assisted Tomography*, v. 8, p. 306 – 316, 1984.

LANGNER, J. Development of a Parallel Computing Optimized Head Movement Correction Method in Positron Emission Tomography. Dissertação (Master of Computer Science thesis) — University of Applied Sciences Dresden and Research Center Dresden-Rossendorf, 2003.

LAROBINA, M.; BRUNETTI, A.; SALVATORE, M. Small animal PET: A review of commercially available imaging systems. *Current Medical Imaging Reviews*, v. 2, p. 187–192, 2006.

LAURENTI, G.; LEVI, G.; FOSCHI, E.; GUANDALINI, C.; QUADRANI, L.; SBARRA, C.; ZUFFA, M. Time of flight detectors: From phototubes to sipm. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, v. 588, n. 1-2, p. 267 – 271, 2008. Proceedings of the First International Conference on Astroparticle Physics - RICAP 07.

LECOMTE, R.; PEPIN, C.; ROULEAU, D.; SAOUDI, A.; ANDREACO, M.; CASEY, M.; NUTT, R.; DAUTET, H.; WEBB, P. Investigation of gso, lso and yso scintillators using reverse avalanche photodiodes. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, v. 45, n. 3, p. 478–482, 1998.

LECOQ, P. Spin-off from particle detectors in the field of medicine and biology. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 581, p. 1–11, 2007.

LEDERER, C. M.; HOLLANDER, J. M.; PERLMAN, I. *Table of Isotopes*. 6. ed. New York: Wiley, 1967.

LEO, W. R. *Techniques for nuclear and particle physics experiments*. [S.l.]: Springer-Verlag, 1994.

LERCHE, C. W. *Depth of interaction enhanced gamma-ray imaging for medical applications*. Tese (Doutorado) — Universidade de Valencia, 2006.

LEWELLEN, T. Recent developments in PET detector technology. *Physics in Medicine and Biology*, v. 53, n. 17, p. R287, 2008.

LI, Z.; WEDROWSKI, M.; BRUYNDONCKX, P.; VANDERSTEEN, G. Nonlinear least-squares modeling of 3D interaction position in a monolithic scintillator block. *Physics in Medicine and Biology*, v. 55, n. 21, p. 6515, 2010.

LIMOUSIN, O. New trends in CdTe and CdZnTe detectors for X- and gamma-ray applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 504, p. 24–37, 2003.

LING, T.; BURNETT, T. H.; LEWELLEN, T. K.; MIYAOKA, R. S. Parametric positioning of a continuous crystal PET detector with depth of interaction decoding. *Physics in Medicine and Biology*, v. 53, n. 7, p. 1843–1863, 2008.

LUTZ, G. Semiconductor radiation detector: device physics. Berlim: Springer-Verlag, 1999.

MACDONALD, L.; EDWARDS, J.; LEWELLEN, T.; HASELEY, D.; ROGERS, J.; KINAHAN, P. Clinical Imaging Characteristics of the Positron Emission Mammography Camera: PEM Flex Solo II. *Journal of Nuclear Medicine*, v. 50, n. 10, p. 1666–1675, 2009.

MAO, R.; ZHANG, L.; ZHU, R. Optical and scintillation properties of inorganic scintillators in high energy physics. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, v. 55, n. 4, p. 2425–2431, 2008.

MOEHRS, S.; DEFRISE, M.; BELCARI, N.; GUERRA, A. D.; BARTOLI, A.; FABBRI, S.; ZANETTI, G. Multi-ray-based system matrix generation for 3D PET reconstruction. *Physics in Medicine and Biology*, v. 53, n. 23, p. 6925, 2008.

MOEHRS, S.; GUERRA, A. D.; HERBERT, D. J.; MANDELKERN, M. A. A detector head design for small-animal PET with silicon photomultipliers (SiPM). *Physics in Medicine and Biology*, v. 51, n. 5, p. 1113–1127, 2006.

MOISAN, C.; LEVIN, A.; LAMAN, H. Testing scintillation transport models with photoelectron yields measured under different surface finishes. In: *IEEE Nuclear Science Symposium*. [S.l.: s.n.], 1997. v. 1, p. 824 – 828.

MORALLES, M.; BONIFACIO, D.; BOTTARO, M.; PEREIRA, M. Monte Carlo and least-squares methods applied in unfolding of X-ray spectra measured with cadmium telluride detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 580, p. 270–273, 2007.

MOSES, W. Photodetectors for nuclear medical imaging. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 610, p. 11–15, 2009.

MOSES, W.; QI, J. Instrumentation optimization for positron emission mammography. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 527, p. 76–82, 2004.

MOSZYNSKI, M.; SZAWLOWSKI, M.; KAPUSTA, M.; BALCERZYK, M. Large area avalanche photodiodes in scintillation and X-rays detection. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 485, p. 504–521, 2002.

MOTTA, A.; RIGHIA, S.; GUERRAA, A. D.; BELCARIA, N.; VAIANOA, A.; DOMENICOB, G. D.; ZAVATTINIB, G.; CAMPANINIC, R.; LANCONELLIC, N.; RICCARDIC, A. A full Monte Carlo simulation of the YAP-PEM prototype for breast tumor detection. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 527, p. 201–205, 2004.

MOTTA, D.; SCHöNERT, S. Optical properties of bialkali photocathodes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, v. 539, n. 1-2, p. 217–235, 2005.

MUEHLLEHNER, G.; KARP, J. Positron emission tomography. *Physics in Medicine and Biology*, v. 51, n. 13, p. R117–R137, 2006.

MURRY, R. C.; DOWDEY, J. E.; CHRISTENSEN, E. E. *Christensen's physics of diagnostic radiology*. 4. ed. [S.l.]: Lippincott Williams & Wilkins, 1990. Capítulo 5.

MUSIENKO, Y. Advances in multipixel Geiger-mode avalanche photodiodes (silicon photomultiplies). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, v. 598, n. 1, p. 213–216, 2009.

MUSIENKO, Y.; AUFFRAY, E.; FEDOROV, A.; KORZHIK, M.; LECOQ, P.; REUCROFT, S.; SWAIN, J. SSPM readout of LSO, (Lu-Y)AP:Ce and PWO-II pixels for PET detector modules. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, v. 55, n. 3, p. 1352–1356, 2008.

MUSIENKO, Y.; REUCROFT, S.; SWAIN, J. The gain, photon detection efficiency and excess noise factor of multi-pixel Geiger-mode avalanche photodiodes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, v. 567, n. 1, p. 57–61, 2006. Proceedings of the 4th International Conference on New Developments in Photodetection - BEAUNE 2005.

NAKAMOTO, T.; FUKAZAWA, Y.; OHSUGI, T.; KAMAE, T.; KATAOKA, J. BGO readout with photodiodes as a soft gamma-ray detector at -30 C. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 536, p. 136, 2005.

NEMA. NEMA NU-2 Standards Publication NU2-2007: Performance Measurements of Positron Emission Tomographs. [S.1.], 2007.

NEVES, J. The Clear-PEM breast imaging scanner. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, v. 628, n. 1, p. 444 – 447, 2011. VCI 2010 - Proceedings of the 12th International Vienna Conference on Instrumentation.

PERKINS, S.; CULLEN, D.; SELTZER, S. Tables and graphs of Electron-Interaction Cross-Sections from 10 eV to 100 GeV Derived from the LLNL Evaluated Electron Data Library (EEDL), Z=1-100. Livermore, CA, 1997. UCRL-50400-V.31.

PERKINS, S. T.; CULLEN, D. E.; CHEN, M. H.; HUBBELL, J. H.; RATHKOPF, J.; SCOFIELD, J. Tables and Graphs of Atomic Subshell and Relaxation Data Derived from the LLNL Evaluated Atomic Data Library (EADL), Z=1–100. Livermore, CA, 1997. UCRL-50400-V.30.

POMPER, M. G. Molecular Imaging in Oncology. 1. ed. [S.l.]: Informa Healthcare, 2008.

POON, E.; SEUNTJENS, J.; VERHAEGEN, F. Consistency test of the electron transport algorithm in the Geant4 Monte Carlo code. *Physics in Medicine and Biology*, v. 50, p. 681–694, 2005.

POON, E.; VERHAEGEN, F. Accuracy of the photon and electron physics in Geant4 for radiotherapy applications. *Medical Physics*, v. 32, p. 1696–1711, 2005.

POZZO, L. Tomografia por emissão de pósitrons com sistemas PET/SPECT: um estudo da viabilidade de quantificação. Tese (Doutorado) — Instituto de Física da Universidade de São Paulo, 2005.

RAYLMAN, R.; MAJEWSKI, S.; KROSS, B.; POPOV, V.; PROFFITT, J.; SMITH, M.; WEISENBERGER, A.; WOJCIK, R. Development of a dedicated positron emission tomography system for the detection and biopsy of breast cancer. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, v. 569, n. 2, p. 291 – 295, 2006.

RAYLMAN, R.; MAJEWSKI, S.; SMITH, M.; PROFFITT, J.; HAMMOND, W.; SRINIVASAN, A.; MCKISSON, J.; POPOV, V.; WEISENBERGER, A.; JUDY, C.; KROSS, B.; RAMA-SUBRAMANIAN, S.; BANTA, L.; KINAHAN, P.; CHAMPLEY, K. The positron emission mammography/tomography breast imaging and biopsy system (PEM/PET): design, construction and phantom-based measurements. *Physics in Medicine and Biology*, v. 53, n. 3, p. 637–653, 2008.

RENKER, D.; LORENZ, E. Advances in solid state photon detectors. *Journal of Instrumentation*, v. 4, n. 04, p. P04004–P04004, 2009.

RIDDELL, C.; CARSON, R. E.; CARRASQUILLO, J. A.; LIBUTTI, S. K.; DANFORTH, D. N.; WHATLEY, M.; BACHARACH, S. L. Noise Reduction in Oncology FDG PET Images by Iterative Reconstruction: A Quantitative Assessment. *Journal of Nuclear Medicine*, v. 42, n. 9, p. 1316–1323, 2001.

RODRIGUES, P.; TRINDADE, A.; VARELA, J. Clear-PEM system counting rates: a Monte Carlo study. *Journal of Instrumentation*, v. 1, p. 1–16, 2007.

ROLDAN, P.; CHEREUL, E.; DIETZEL, O.; MAGNIER, L.; PAUTROT, C.; RBAH, L.; SAPPEY-MARINIER, D.; WAGNER, A.; ZIMMER, L.; JANIER, M.; TARAZONA, V.; DIETZEL, G. Raytest ClearPET, a new generation small animal PET scanner. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 571, p. 498–501, 2007.

SAHA, G. B. Basics of PET imaging: physics, chemistry, and regulations. 1. ed. [S.l.]: Springer, 2005.

SALVAT, F.; FERNÁNDEZ-VAREA, J. M.; ACOSTA, E.; SEMPAU, J. PENELOPE: A code system for Monte Carlo simulation of electron and photon transport. In: OECD NUCLEAR ENERGY AGENCY. *Workshop Proceedings*. Issyles-Moulineaux, 2001.

SCHAART, D.; DAM, H. van; SEIFERT, S.; VINKE, R.; DENDOOVEN, P.; LOHNER, H.; BEEKMAN, F. A novel, SiPM-array-based, monolithic scintillator detector for PET. *Physics in Medicine and Biology*, v. 54, n. 11, p. 3501–3512, 2009.

SCHMIDTLEIN, C. R.; KIROV, A.; NEHMEH, S.; ERDI, Y.; HUMM, J.; AMOLS, H.; BIDAUT, L.; GANIN, A.; STEARNS, C.; MCDANIEL, D.; HAMACHER, K. Validation of GATE Monte Carlo simulations of the GE Advance/Discovery LS PET scanner. *Medical Physics*, v. 33, p. 198–208, 2006.

SCHäFERS, K. P.; READER, A. J.; KRIENS, M.; KNOESS, C.; SCHOBER, O.; SCHäFERS, M. Performance evaluation of the 32-module quadHIDAC small-animal PET scanner. *Journal of Nuclear Medicine*, v. 46, n. 6, p. 996–1004, 2005.

SHEPP, L. A.; VARDI, Y. Maximum likelihood reconstruction for emission tomography. *IEEE Transactions on Medical Imaging*, MI-1, p. 113–122, 1982.

SIMON, L.; STRUL, D.; SANTIN, G.; KRIEGUER, M.; MOREL, C. Simulation of time curves in small animal PET using GATE. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 527, p. 190–194, 2004.

SORENSON, J. A.; PHELPS, M. E. *Physics in Nuclear Medicine*. 3. ed. [S.l.]: Grune Stratton Inc., 1987.

SPIEGEL, M. R. *Theory and Problems of Probability and Statistics*. 2. ed. New York: McGraw-Hill, 1992. 114 – 115 p.

SPINELLIA, A. E.; DAMBROSIOA, D.; PETTINATOA, C.; TRESPIDIB, S.; NANNIB, C.; AMBROSINIB, V.; BALDAZZIC, G.; BERGAMINIA, C.; MARENGOA, M. Performance evaluation of a small animal PET scanner. spatial resolution characterization using ${}^{18}F$ and ${}^{11}C$. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 571, p. 215–218, 2007.

STEINMAN, A. A Simulator for Small Positron Emission Tomography Cameras. Dissertação (Mestrado) — University of Toronto, 1997.

SURTI, S.; KARP, J.; PERKINS, A.; FREIFELDER, R.; MUEHLLEHNER, G. Design evaluation of A-PET: A high sensitivity animal PET camera. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, v. 50, n. 5, p. 1357–1363, 2003.

SéGUINOT, J.; BRAEM, A.; CHESI, E. G.; JORAM, C.; MATHOT, S.; WEILHAMMER, P.; CHAMIZO-LLATAS, M.; CORREIA, J. G.; SILVA, M. Ribeiro da; GARIBALDI, F.; LEO, R. D.; NAPPI, E.; CORSI, F.; DRAGONE, A.; SCHOENAHL, F.; ZAIDI, H. Novel geometrical concept of a high performance brain PET scanner: Principle, design and performance estimates. *Nuovo Cimento C*, v. 029, n. CERN-PH-EP-2004-050, p. 429–463, 2004.

TAI, Y. C.; RUANGMA, A.; ROWLAND, D.; SIEGEL, S.; NEWPORT, D. F.; CHOW, P. L.; LAFOREST, R. Performance evaluation of the microPET focus: a third-generation microPET scanner dedicated to animal imaging. *Journal of Nuclear Medicine*, v. 46, n. 3, p. 455–463, 2005.

THOMPSON, C.; MURTHY, K.; PICARD, Y.; WEINBERG, I.; MAKO, R. Positron emission mammography (PEM): a promising technique for detecting breast cancer. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, v. 42, n. 4, p. 1012 – 1017, 1995.

THRALL, J.; ZIESSMAN, H. *Medicina Nuclear*. 2. ed. Rio de Janeiro: Guanabara Kooga, 2003. 13 p.

URBÁN, L. Multiple scattering model in Geant4. In: CERN Open 70. Switzerland: [s.n.], 2002.

VALAIS, I.; MICHAIL, C.; DAVID, S.; NOMICOS, C.; PANAYIOTAKIS, G.; KANDARAKIS, I. A comparative study of the luminescence properties of LYSO:Ce, LSO:Ce, GSO:Ce and BGO single crystal scintillators for use in medical X-ray imaging. *Physica Medica*, v. 24, n. 2, p. 122 – 125, 2008.

VECCHIO, S.; ATTANASI, F.; BELCARI, N.; CAMARDA, M.; CIRRONE, G.; CUTTONE, G.; ROSA, F. D.; LANCONELLI, N.; MOEHRS, S.; ROSSO, V.; RUSSO, G.; GUERRA, A. D. A PET prototype for "In-Beam" monitoring of proton therapy. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, v. 56, n. 1, p. 51–56, 2009.

VILARDI, I.; BRAEM, A.; CHESI, E.; CIOCIA, F.; COLONNA, N.; CORSI, F.; CUSANNO, F.; LEO, R. D.; DRAGONE, A.; GARIBALDI, F.; JORAM, C.; LAGAMBA, L.; MARRONE, S.; NAPPI, E.; SEGUINOT, J.; TAGLIENTE, G.; VALENTINI, A.; WEILHAMMER, P.; ZAIDI, H. Optimization of the effective light attenuation length of YAP:Ce and LYSO:Ce crystals for a novel geometrical PET concept. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 564, n. 1, p. 506–514, 2006.

VINOGRADOV, S.; VINOGRADOVA, T.; SHUBIN, V.; SHUSHAKOV, D.; SITARSKY, C. Efficiency of solid state photomultipliers in photon number resolution. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, v. 58, n. 1, p. 9–16, 2011.

WANG, Y.; SEIDEL, J.; TSUI, B. M.; VAQUERO, J. J.; POMPER, M. G. Performance Evaluation of the GE Healthcare eXplore VISTA Dual-Ring Small-Animal PET Scanner. *Journal of Nuclear Medicine*, v. 47, n. 11, p. 1891–1900, 2006.

WATANABE, M.; SHIMIZU, K.; OMURA, T.; TAKAHASHI, M.; KOSUGI, T.; YOSHIKAWA, E.; SATO, N.; OKADA, H.; YAMASHITA, T. A new high resolution PET scanner dedicated to brain research. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, v. 49, p. 634–639, 2002.

WEBER, D.; ECKERMAN, K.; DILLMAN, L.; RYMAN, J. *MIRD: Radionuclide Data and Decay Schemes*. New York: Society of Nuclear Medicine, 1989.

WEBER, M. J. Scintillation: mechanisms and new crystals. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 527, p. 9, 2004.

WEINBERG, I. N.; BEYLIN, D.; ZAVARZIN, V.; YARNALL, S.; STEPANOV, P. Y.; ANASHKIN, E.; NARAYANAN, D.; DOLINSKY, S.; LAUCKNER, K.; ADLER, L. P. Positron emission mammography: High-resolution biochemical breast imaging. *Technology in Cancer Research and Treatment*, v. 4, n. 1, p. 55–60, 2005. WERNICK, M. N.; AARSVOLD, J. N. *Emission Tomography: The Fundamentals of PET and SPECT*. 1. ed. London: Elsevier Academic Press, 2004.

YAMAMOTO, S.; IMAIZUMI, M.; SHIMOSEGAWA, E.; KANAI, Y.; SAKAMOTO, Y.; MINATO, K.; SHIMIZU, K.; SENDA, M.; HATAZAWA, J. A compact and high sensitivity positron detector using dual-layer thin GSO scintillators for a small animal PET blood sampling system. *Physics in Medicine and Biology*, v. 55, n. 13, p. 3813, 2010.

YAMAYA, T.; YOSHIDA, E.; INANIWA, T.; SATO, S.; NAKAJIMA, Y.; WAKIZAKA, H.; KOKURYO, D.; TSUJI, A.; MITSUHASHI, T.; KAWAI, H.; TASHIMA, H.; NISHIKIDO, F.; INADAMA, N.; MURAYAMA, H.; HANEISHI, H.; SUGA, M.; KINOUCHI, S. Development of a small prototype for a proof-of-concept of OpenPET imaging. *Physics in Medicine and Biology*, v. 56, n. 4, p. 1123, 2011.

YANAGIDA, T.; YOSHIKAWA, A.; YOKOTA, Y.; KAMADA, K.; USUKI, Y.; YAMAMOTO, S.; MIYAKE, M.; BABA, M.; KUMAGAI, K.; SASAKI, K.; ITO, M.; ABE, N.; FUJIMOTO, Y.; MAEO, S.; FURUYA, Y.; TANAKA, H.; FUKABORI, A.; SANTOS, T. dos; TAKEDA, M.; OHUCHI, N. Development of Pr:LuAG scintillator array and assembly for positron emission mammography. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, v. 57, n. 3, p. 1492–1495, 2010.

YANG, Y.; DOKHALE, P.; SILVERMAN, R.; SHAH, K.; MCCLISH, M.; FARRELL, R.; ENTINE, G.; CHERRY, S. Depth of interaction resolution measurements for a high resolution PET detector using position sensitive avalanche photodiodes. *Physics in Medicine and Biology*, v. 51, p. 2131–2142, 2006.

YANG, Y.; TAI, Y.; SIEGEL, S.; NEWPORT, D.; BAI, B.; LI, Q.; LEAHY, R.; CHERRY, S. Optimization and performance evaluation of the microPET II scanner for in vivo small-animal imaging. *Physics in Medicine and Biology*, v. 49, p. 2527–2545, 2004.

ZAIDI, H. Relevance of accurate Monte Carlo modeling in nuclear medical imaging. *Medical Physics*, AAPM, v. 26, n. 4, p. 574 – 608, 1999.

ZIEMONS, K.; AUFFRAY, E.; BARBIER, R.; BRANDENBURG, G.; BRUYNDONCKX, P.; CHOI, Y.; CHRIST, D.; COSTES, N.; DECLAIS, Y.; DEVROEDE, O.; DUJARDIN, C.; FEDOROVD, A.; HEINRICHS, U.; KORJIK, M.; KRIEGUER, M.; KUNTNER, C.; LARGERON, G.; LARTIZIEN, C.; LARUE, H.; LECOQ, P.; LEONARD, S.; MARTEAU, J.; MOREL, C.; MOSSET, J.; PARL, C.; PEDRINI, C.; PETROSYAN, A.; PIETRZYK, U.; REY, M.; SALADINO, S.; SAPPEY-MARINIER, S.; SIMON, L.; STREUN, M.; TAVERNIER, S.; VIEIRA, J. The ClearPET(TM) project: development of a 2nd generation high-performance small animal PET scanner. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 537, p. 307–311, 2005.