UNIVERSIDADE TÉCNICA DE LISBOA

INSTITUTO SUPERIOR TÉCNICO

Simulação Monte Carlo de um Detector SPECT Protótipo de Alta Resolução

Catarina Moreira Figueira Ortigão
(Licenciada)

Dissertação para obtenção do grau de Mestre em Física

Orientador:
Doutor Luís Filipe Garcia dos Santos Peralta
Co–Orientador:
Doutor Mário João Martins Pimenta

Júri
Presidente:
Doutor Mário João Martins Pimenta
Vogais:
Doutora Maria Teresa Haderer de la Peña Stadler
Doutor Luís Filipe Garcia dos Santos Peralta

Lisboa, Fevereiro de 2003

Ao meu Irmão

Resumo

O objectivo deste trabalho consiste no estudo por simulação Monte Carlo de uma câmara–γ baseada num tubo ISPA (*Imaging Silicon Pixel Array*). Esta câmara pertence a uma nova geração de detectores para aplicações clínicas em Medicina Nuclear, sendo adequada para exames SPECT (*Single Photon Emission Computed Tomography*) à tiróide e a pequenos órgãos, requerendo uma menor dose de radiofármacos. A adaptação do tubo ISPA e de novos cristais cintiladores surge num contexto de transferência tecnológica da Física Nuclear e de Altas Energias, em particular do programa de investigação *Large Hadron Collider* (LHC) no CERN, para as aplicações médicas. Este tubo é constituído por um cilíndro fechado e sob vácuo com uma janela de YAP:Ce, na qual se encontra depositado o fotocátodo, e uma matriz de silício para leitura dos fotoelectrões, apresentando características de detecção ideais para uma câmara–γ de alta resolução.

As técnicas de simulação Monte Carlo são fundamentais para a definição do *design* e optimização da resolução em energia, resolução espacial e sensibilidade de uma câmara–γ em fase de protótipo. Para tal foi desenvolvido um módulo de simulação baseado no código GEANT3, dedicado à descrição da atenuação dos fotões em fantomas de Medicina Nuclear e colimadores de elevado número atómico Z. A geração e transporte de fotões ópticos de cintilação no cristal é também efectuada na simulação. Os resultados Monte Carlo obtidos para um cristal planar com 2.0mm de espessura e 3.1cm de diâmetro foram comparados com a informação experimental, confirmando uma resolução espacial intrínseca de 0.32mm FWHM, cerca de 10 vezes melhor que as obtidas em câmaras–γ de NaI:Tl, e resoluções em energia de 42.3% a 22keV e 26.4% a 59.5keV. O processo de optimização do sistema de detecção incluiu a avaliação das dimensões, grau de polimento e tipo de reflectores do cristal, bem como a geometria dos colimadores. De um estudo preliminar de obtenção de imagens planares de fantomas por Monte Carlo avaliaram-se a resolução espacial e os efeitos de contraste na imagem, permitindo antever as reais potencialidades desta nova câmara–γ.

Palavras chave: Tubo ISPA, Cristal YAP:Ce, Monte Carlo, Câmara–γ

Abstract

The purpose of this work is the study by Monte Carlo simulation of a γ–camera based on YAP–crystals coupled to an ISPA–tube (*Imaging Silicon Pixel Array*). This study will allow a deeper understanding of the performance and potential benefits of this new kind of detectors which will be used in Nuclear Medicine. Such γ–camera represents an excellent tool for improved thyroid gland and small organs imaging maintaining a low administered dose, being also suitable for Molecular Biology studies. The origins of the development of the ISPA–tube and inorganic scintillator crystals lies in the domain of Nuclear and High Energy Physics in the context of the Large Hadron Collider (LHC) research program at CERN. Basically, this tube consists of a vacuum-sealed cylinder with an optical entrance window (YAP:Ce crystal) on the inner face of which a photo-cathode is evaporated and using a silicon chip anode for photoelectrons readout.

A reliable Monte Carlo simulation study is of significant importance to evaluate the performance of YAP–ISPA γ–camera and search for compromises between energy, spatial resolution and sensitivity. The developed simulation package, based on GEANT3, has allowed an accurate radiation transport description including photon attenuation in Nuclear Medicine phantoms and in high–Z collimators. The tracking of optical photons due to scintillation inside the crystal is also taken in account by simulation. For a planar YAP:Ce crystal with 2.0mm thickness and 3.1cm diameter, Monte Carlo data was compared against experimental data. Results confirm an intrinsic spatial resolution of 0.32mm FWHM which is about 10 times better than conventional NaI:Tl imaging systems and energy resolutions of 42.3% at 22keV and 26.4% at 59.5keV. Alternative setup configurations were explored in order to optimize detector arrangement, namely different coatings and reflector properties, several crystal treatments and polish types and collimator designs. A preliminary study by Monte Carlo acquisition of phantom planar images allowed to evaluate the detector spatial resolution and was able to provide information about the real capabilities of an ISPA prototype γ–camera.

Key words: ISPA tube, YAP:Ce crystal, Monte Carlo, γ–camera.

Agradecimentos

Ao Professor Luis Peralta, por me ter dado a possibilidade de trabalhar neste projecto e no LIP.

Ao Professor Mário Pimenta pelos seus conselhos sempre tão oportunos.

À Professora Conceição Abreu pelo interesse neste projecto e pelos esclarecimentos.

Ao Patrick, que realizou as medidas experimentais apresentadas neste trabalho, pela disponibilidade e discussão de ideias. Ao Pedro Rato pelas sugestões na fase de revisão da tese.

Ao Carmelo D'Ambrosio, ao Ettore Rosso e ao Federico Cindolo pelas interessantes discussões e revisão dos resultados.

Ao Pedro e à Andreia, companheiros de aventuras, um especial agradecimento, pelo apoio, disponibilidade e inúmeras sugestões sem os quais este trabalho não teria sido possível.

Ao LIP pelo acolhimento e bom ambiente de trabalho.

À Fundação para a Ciência e Tecnologia, pelo apoio financeiro através da concessão de uma bolsa de Iniciação à Investigação Científica, no âmbito dos projectos CERN/P/FIS/40106/2000 e CERN/PAL/43672/2001.

Ao Gonçalo pela dedicação, incentivo e encorajamento permantes.

Aos meus pais, irmão e avós que, com todo o apoio e paciência, me ajudaram a percorrer esta travessia.

À Ana Keating e à Cristina pelo acompanhamento, deixo um último agradecimento.

Índice

Lista de Figuras

Lista de Tabelas

Introdução

A Imagiologia Nuclear é uma designação genérica que abrange um conjunto de técnicas de imagem funcional não–invasivas. Estas têm em comum a detecção de radiação ionizante proveniente do interior de um doente obtendo-se imagens da concentração de fontes radioactivas, com o objectivo de avaliar características fisiológicas ou anatómicas de um determinado órgão.

O corpo humano não contém substâncias radioactivas em concentrações significativas, pelo que as técnicas de imagem nuclear requerem que a radiação ionizante seja administrada ao paciente sob a forma de um fármaco. Este químico contém um nuclídeo radioactivo que se distribui e fixa no orgão de interesse, tornando-se este numa fonte emissora. Para a obtenção de imagens é necessária uma selecção prévia do radiofármaco a usar, sendo os radioisótopos mais utilizados emissores de raios gama, por decaimento β^- ou captura electrónica, ou de positrões, por β^+, que se aniquilam com electrões, resultando pares de fotões. Os isótopos utilizados emitem fotões com energias compreendidas entre 60keV e 511keV.

A técnica SPECT (*Single Photon Emission Computed Tomography*) recorre aos radioisótopos acima descritos, sendo o sistema de detecção mais comum o baseado na câmara Anger que tem o nome do seu inventor, Hal Anger. A tecnologia actualmente em uso, nos serviços hospitalares de medicina nuclear, utiliza sistemas baseados em detectores com cristais NaI:Tl e tem mais de 40 anos. A resolução espacial que se consegue obter, na melhor configuração, é de 3 milímetros. A qualidade destes sistemas é determinada, em primeira ordem, pela eficiência de detecção e sua resolução em energia e posição. O desenvolvimento de equipamentos de alta resolução e elevada sensibilidade apresenta-se como clinicamente significativo dado que a detecção precoce de tumores permite aumentar a probabilidade de cura.

Neste trabalho efectuaram-se estudos de simulação Monte Carlo, baseados no código GEANT3, de diferentes dispositivos experimentais de um protótipo SPECT baseado no tubo ISPA (*Imaging Silicon Pixel Array*). Os códigos Monte Carlo para simulação de transporte de radiação são o instrumento de escolha para estudar o funcionamento de detectores de radiação ionizante e dos processos físicos subjacentes à formação de imagem, minimizando as incertezas sistemáticas existentes nas experiências. O tubo ISPA foi inicialmente desenvolvido para a experiência LHCb, a ser instalada no contexto do programa de investigação LHC – *Large Hadron Collider* – do CERN. Consiste num cilindro sob vácuo de dimensões 40mm por 35mm, no interior do qual se encontra um detector de silício, e cuja janela de entrada é constituída por um cristal de YAP:Ce e um fotocátodo alcalino, com 18mm de diâmetro, depositado no lado interior.

A colaboração ISPA é uma colaboração internacional constituída pelo INFN – *Istituto Nazionale di Fisica Nucleare* (secção de Roma) e pelo LIP – Laboratório de Instrumentação e Física Experimental de Partículas (Núcleo de Lisboa e pólo de Faro), em parceria com o CERN. Tem como objectivo o desenvolvimento de um detector híbrido de cintilação, para radiação gama, com alta resolução espacial e boa resolução em energia, com futuras aplicações ao estudo da tiróide, ou a estudos de biologia molecular em animais de pequenas dimensões. Neste contexto, no qual esta tese de enquadra, realizaram-se diversos estudos de optimização do tubo, simulando as diferentes configurações experimentais que este podesse ter e avaliou-se o desempenho de cada uma delas.

No **capítulo 1** efectua-se uma breve caracterização da técnica de imagem, os seus objectivos, actuais limitações e são apresentados os elementos do detector protótipo SPECT de elevada resolução com base do tubo ISPA. No **capítulo 2** são definidos os principais processos de interacção dos fotões com a matéria, para a gama de energias de interesse e a sua simulação através do código Monte Carlo GEANT3. Nos **capítulos 3** e **4** apresentam-se os resultados obtidos pela simulação do protótipo existente e possíveis variantes, bem como resultados do estudo de diferentes colimadores. O **capítulo 5** reporta ao estudo por simulação da aplicação do protótipo desenvolvido, à obtenção de imagens de fantomas simples e da tiróide com recurso aos isótopos ^{123}I e ^{99m}Tc. Por último, são apresentadas breves **conclusões** desta tese, incluindo sugestões para futuro desenvolvimento deste trabalho.

Capítulo 1

Detectores SPECT em Medicina Nuclear

Uma das principais áreas de utilização das técnicas SPECT em Medicina é a Oncologia, no diagnóstico e identificação de tumores malignos. Estudos efectuados nesta área salientam a importância da detecção precoce de tumores como meio de maximizar a possibilidade de cura.

A câmara de cintilação, conhecida por Câmara Anger, foi inventada por Hal Anger em 1958 [Anger, 1958]. O primeiro dispositivo clínico, denominado ECT (do inglês *Emission Computed Tomography*) produzido por Kuhl e Edwards em 1963 consistia numa câmara Anger e que continha um conjunto de cristais de NaI:Tl agrupados numa forma rectangular e dispostos em torno da cabeça do doente. No entanto as primeiras aplicações resultaram em imagens impróprias para diagnóstico.

Com o desenvolvimento, em meados de 1970, das técnicas de crescimento de cristais de NaI:Tl, foi possível construir câmaras de cintilação com maiores campos de detecção. Em paralelo, com a introdução do ^{99m}Tc como radiofármaco, a técnica SPECT obteve um novo interesse pelo que, desde então, estas câmaras têm sido desenvolvidas e melhoradas tendo já atingido o limite de optimização considerado possível. Hoje em dia existem vários modelos ou versões consoante a área de aplicação clínica: Cardiologia, Neurologia ou Oncologia [Strand, 1998].

1.1 Principais Componentes da Técnica de Imagem SPECT

Um detector para radiação gama para SPECT (ver figura 1.1) é constituído pelos seguintes elementos: colimador, que permite efectuar a selecção angular dos fotões incidentes emitidos pela fonte ou "objecto"; cristal cintilador que, ao ser atingido por radiação gama, emite fotões na região do visível e do ultravioleta; tubos fotomultiplicadores (PMT's, do inglês *PhotoMultiplier Tubes*) que detectam a luz de cintilação, a convertem num sinal eléctrico e o amplificam; sistema electrónico apropriado à leitura do sinal de saída; e um computador para armazenamento e processamento de dados e reconstrução das imagens [Sorenson and Phelps, 1987].

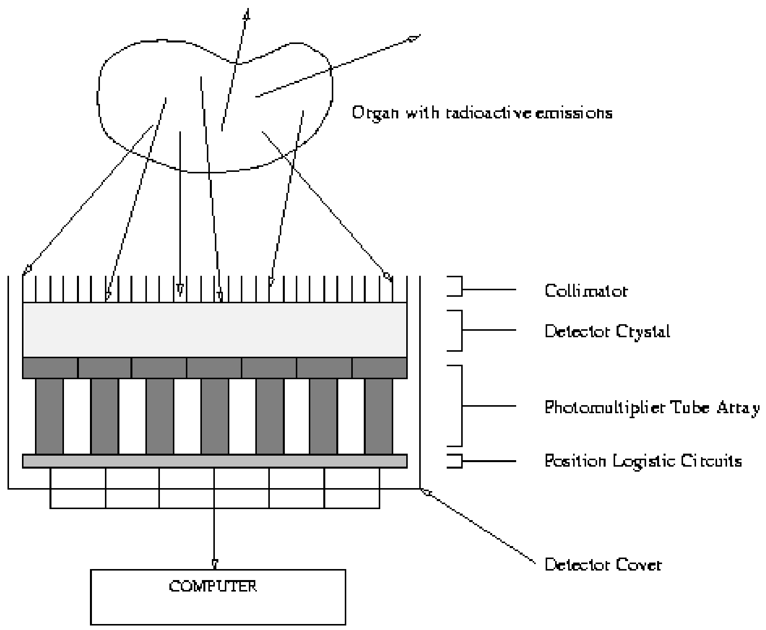


Figura 1.1: Elementos de um detector SPECT tradicional.

1.1.1 Cristais de Cintilação

Os cintiladores podem ser líquidos ou sólidos, orgânicos ou inorgânicos. Destes, os líquidos orgânicos e os plásticos são normalmente usados na detecção de partículas

β e neutrões rápidos [Melcher, 2000]. Os cristais inorgânicos são utilizados na detecção de fotões e raios–X porque têm densidade e número atómico mais elevados, pequeno comprimento de atenuação, grande luminosidade (número de fotões ópticos por quantidade de energia depositada) e um excesso considerável de ocorrência de efeito fotoeléctrico face ao efeito de Compton, ou seja, uma boa razão $\sigma_{fotoelectrico}$ / $\sigma_{Compton}$ [Moszynski et al., 1998]. Os cristais de cintilação constituem o elemento activo do detector, produzindo uma quantidade de luz de cintilação proporcional à energia depositada pelo fotão incidente.

Propriedades		Cristais			
		NaI:Tl	YAP:Ce	LuAP:Ce	LSO:Ce
Fórmula Química		NaI	$YAlO_3$	$LuAlO_3$	$Lu_2(SiO_4)O$
Dopante		Tl	Ce	Ce	Ce
Densidade (g/cm^3)		3.67	5.37	8.4	7.40
Higroscopicidade		sim	não	não	não
Índice de refração		1.85	1.93	1.97	1.82
c.d.o. máximo (nm)		410	370	365	420
Light yield	10^3 ph/MeV	41	10–26	12–15	23–34
	%	100	24–63	30–35	75–83
Tempo de decaimento (ns)		250	27	18	40
Comp. interacção (cm)	a 140 keV	0.408	0.697	0.097	0.107
	a 511 keV	3.05	2.24	1.05	1.23

Tabela 1.1: Características de cristais utilizados em SPECT. O mais comum é o NaI:Tl, que é apresentado nesta tabela como referência. Valores retirados de [Vittori et al., 2000] e de [van Eijk, 2002].

Na tabela 1.1 estão reunidas as principais características de alguns cristais usados em PET (*Positon Emission Tomography*) e SPECT. Nestas técnicas é requerido que o cristal apresente um elevado rendimento luminoso (*light yield*) e um tempo de decaimento da luz emitida o mais pequeno possível. As dimensões e formatos dos cristais são variáveis de acordo com a aplicação ou sistema para o qual são desenvolvidos.

O NaI:Tl é o cristal que possui maior rendimento luminoso, no entanto, é bastante frágil e fractura–se fácilmente, se exposto a variações brustas de temperatura ou de pressão. As fracturas podem não destruir o detector mas criam opacidades no cristal, reduzindo a quantidade de luz que chega ao fotocátodo. Refira-se que o NaI:Tl é higroscópico, não podendo ser utilizado sem estar hermeticamente selado.

1.1.2 Colimadores

A radiação gama, devido às suas propriedades, não pode ser deflectida usando campos eléctricos ou magnéticos. A sua energia é demasiado elevada para poder ser reflectida ou focada como a luz visível, mas pode ser atenuada sendo esse o princípio de funcionamento do colimador.

O colimador serve para previlegiar uma direcção de incidência dos fotões provenientes da fonte emissora de interesse, sendo uma componente fundamental para a formação da imagem. Uma vez que a radiação é emitida isotropicamente pela fonte, os colimadores permitem seleccionar os fotões com uma determinada direcção em relação à sua superficie e eliminar as outras direcções. Deste modo torna-se possível identificar a proveniência ou local de emissão dos fotões aceites.

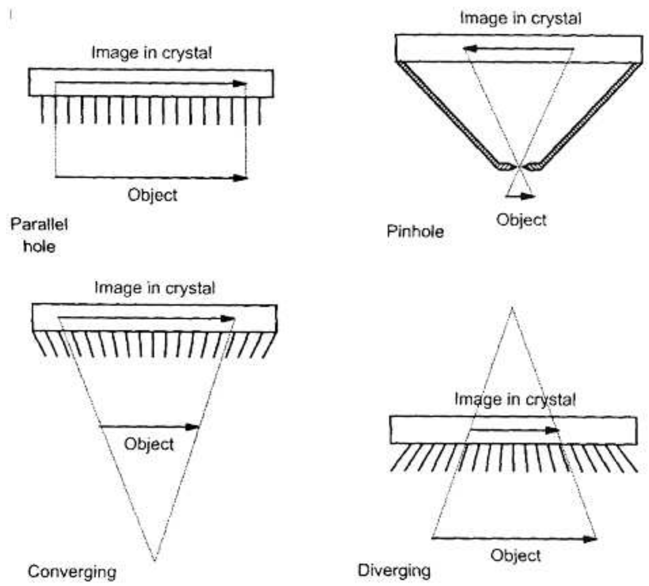


Figura 1.2: Colimadores usados na técnica de SPECT.

Os colimadores mais comuns são construídos com materiais de elevado número atómico, tais como chumbo ou tungsténio. A configuração mais utilizada consiste num colimador de canais múltiplos, que consiste numa matriz de buracos paralelos com um campo de visão ajustado ao campo de detecção do cristal, que aceitam os fotões com direcção de incidência normal à sua superfície. Os buracos, que podem apresentar formas circular, quadrada ou hexagonal, encontram-se separados por paredes do material absorvedor às quais se dá o nome de *septos*. Estes devem ser espessos o suficiente para garantir a absorção total dos fotões, minimizando a penetração septal, mas por outro lado devem ser o mais estreitos possível para não reduzir a eficiência de detecção. Para este tipo de colimadores a dimensão da imagem é igual à do objecto – figura 1.2.

Em alternativa, podem ser usados colimadores de focagem (ou *pinhole*), divergentes e convergentes. Os colimadores *pinhole* tem um só buraco e os fotões que atravessam a abertura formam uma imagem invertida do objecto. A dimensão da imagem em relação ao objecto depende da distância deste ao colimador, sendo igual quando a distância objecto–colimador igualar a distância colimador–detector (cristal). Os colimadores divergentes e convergentes são utilizados quando se pretente ampliar ou reduzir a dimensão da imagem em relaçao ao objecto, respectivamente.

De modo geral, os colimadores são escolhidos em função da aplicação clínica e do compromisso entre a eficiência de detecção e resolução espacial, que varia consoante a sua geometria e material [Strand, 1998].

1.1.3 Electrónica

Quando um evento de cintilação ocorre no cristal, a luz é colectada nos PMT's na proporção do ângulo sólido de emissão. A carga produzida no tubo depende da distância do ponto de emissão de luz ao PMT. Na matriz de PMT's esta informação pode ser usada para calcular a posição do evento. A carga é integrada num dado intervalo de tempo (tipicamente $1\mu s$) para criar um impulso que inclua a carga total produzida pelo sinal. Esta carga total é registada, somando a carga de cada PMT e é proporcional à energia depositada no cristal. No entanto, para providenciar esta informação como uma imagem, são necessários *hardware* e *software* apropriados que processem o sinal. Os sistemas de leitura das câmaras de cintilação são digitais ou analógicos, dependendo da electrónica do detector.

As técnicas mais utilizadas para a leitura de sinais luminosos consistem em dispositivos intensificadores de imagem, tubos fotomultiplicadores (PMT's) e fotodíodos.

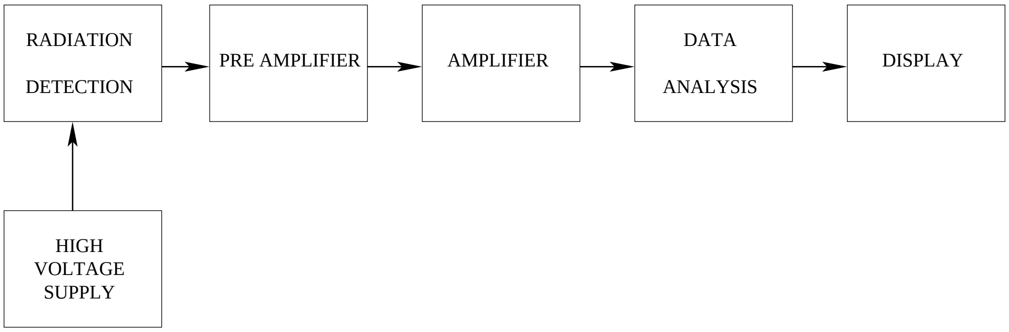


Figura 1.3: Representação esquemática dos componentes electrónicos de um sistema SPECT. Reproduzido de [Sorenson and Phelps, 1987].

Na figura 1.3 estão representados esquematicamente os componentes electrónicos básicos de um sistema SPECT. São eles: o pré–amplificador, para adaptar a impedância entre o detector e os componentes do sistema e para melhorar a razão sinal–ruído; o amplificador, para amplificar os sinais do pré–amplificador (de milivolt para volt) para que sejam lidos por outros equipamentos auxiliares; o analisador de dados, que pode ser composto por SCAs (*Single–Channel Analysers*) e MCA (*Multichannel Analyser*); e a fonte de alta tensão, que fornece a tensão necessária para a colecção de carga.

1.2 O Protótipo SPECT–ISPA

A situação actual da câmara gama, de elevado peso e grandes dimensões, com resolução espacial e qualidade de imagem pouco atraentes, levou à procura de novas câmaras, compactas e de alta resolução. Desenvolvimentos recentes permitiram aproveitar técnicas de detecção de radiação ionizante, utilizadas no âmbito da Física de Altas Energias, para aplicações médicas, como a câmara gama compacta, baseada na tecnologia do tubo ISPA [Gys et al., 1995, Gys et al., 1997, D'Ambrosio et al., 2000].

1.2.1 Elementos Constituintes

Um tubo ISPA – figura 1.4 – consiste num cilindro sob vácuo, de dimensões 40mm por 35mm, no interior do qual se encontra um detector de silício, com 2048 *pixels* e cuja janela de entrada é feita de um cristal de YAP:Ce e um fotocátodo alcalino, com 18mm de diâmetro, depositado no lado interior [Puertolas et al., 1995].

Figura 1.4: Fotografia do tubo ISPA (ref: CERN-EX-0206003).

O YAP:Ce ($YAlO_3$:Ce) é um monocristal com a estrutrura de perovskite – figura 1.5 –, sendo mecânica e quimicamente estável, não higroscópico e insolúvel em ácidos inorgânicos [Blazek et al., 1995]. As propriedades mecânicas deste cristal permitem que sejam depositadas camadas de espessura reduzida de material reflector, tendo a capacidade de ser usado em condições hostis, como sejam temperaturas elevadas e altas pressões [Baccaro et al., 1995].

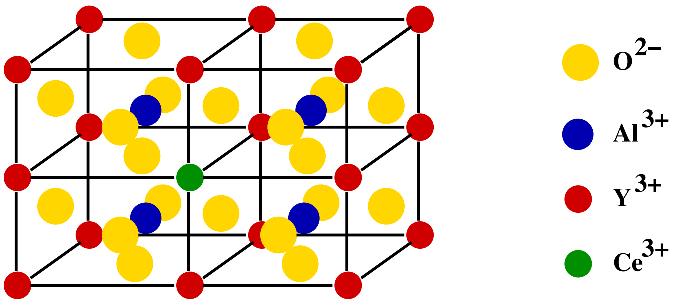


Figura 1.5: Estrutura da rede de YAP:Ce.

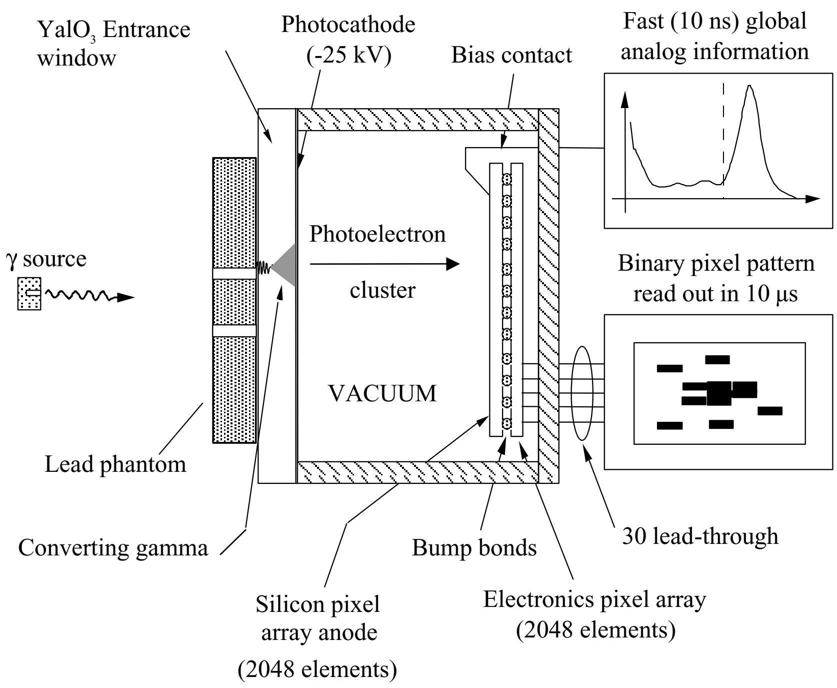


Figura 1.6: Diagrama funcional do tubo ISPA com um colimador de chumbo e uma fonte emissora de fotões [D'Ambrosio et al., 2003].

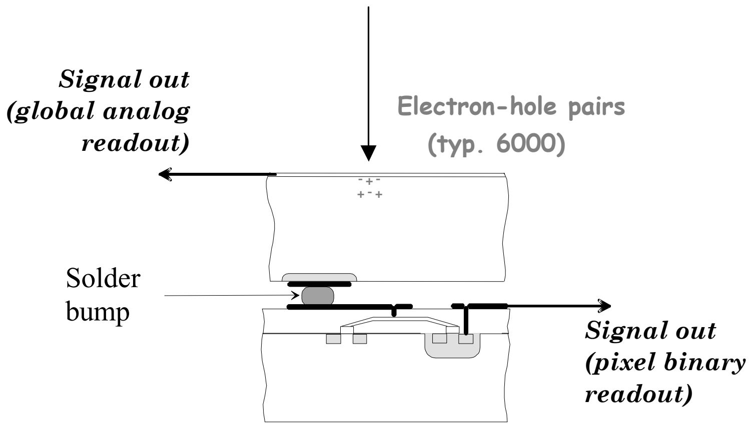


Figura 1.7: Detalhe do ânodo de silício [D'Ambrosio et al., 2003].

Como ilustrado na figura 1.6, quando um fotão interage na janela de YAP:Ce produz–se luz de cintilação no cristal. Estes fotões ópticos, ao atingirem o fotocátodo, vão ejectar electrões que são acelerados em direcção ao ânodo (ver pormenor na figura 1.7), um circuito *pixel* de silício, onde são detectados. O *chip* de silício, de $8.0{\times}6.4\text{mm}^2$, é formado por uma matriz de $128{\times}16$ *pixels* de $50{\times}500\mu\text{m}^2$ cada. Estes são lidos individualmente através de electrónica dedicada que inclui preamplificador, comparador com limiar de disparo regulável, linha de atraso, lógica de coincidência e elemento de memória [Gys et al., 1995]. O ganho do tubo ISPA é proveniente em parte pela diferença de potencial de 25kV entre o ânodo e o cátodo (7 000 pares electrão–buraco por fotoelectrão) e em parte pelo ganho dos preamplificadores do detector, associados à leitura da matriz de *pixels* [Puertolas et al., 1997]. Esta configuração permite minimizar as flutuações no ganho e aumentar a razão sinal–ruído.

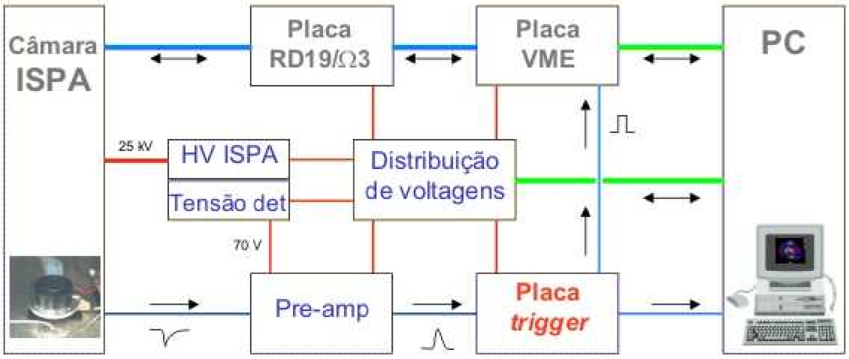


Figura 1.8: Arquitectura da electrónica do sistema de leitura. [Mendes et al., 2001]

A figura 1.8 mostra um esquema simplificado do sistema de aquisição do tubo ISPA. Esta arquitectura é constituída por duas linhas independentes, analógica e digital, que fornecem a informação sobre a energia da radiação incidente e sobre a posição, respectivamente. A informação analógica é utilizada para efectuar uma selecção da janela de energia da radiação incidente para a aquisição da imagem.

Uma interface PCI–VME é utilizada para fazer a ligação entre a electrónica associada ao tubo e um computador externo em ambiente LINUX.

1.2.2 Protocolo Experimental

A aquisição de dados experimentais segue o procedimento específico que aqui se descreve: o cristal de YAP:Ce é limpo com álcool para evitar que qualquer resíduo de gordura ou pó possa provocar descargas eléctricas, uma vez que o mesmo irá estar sujeito a alta tensão. O tubo ISPA, com o cristal previamente inserido, é colocado dentro de um tubo de protecção, de modo a isolar da alta tensão e evitar a entrada de luz indesejável. Como esta protecção não apresenta uma absorção completa na fase de testes, o dispositivo é montado dentro de uma caixa preta. Posteriormente, esta protecção terá uma alta resistividade, de forma a que seja possível manusear o aparelho em segurança. Este segundo tubo é acoplado à placa de electrónica, ou PCB (do inglês *Printed Circuit Board*), que permite estabelecer a ligação física e electrónica do detector aos módulos de análise e processamento de sinal. A alta tensão é aplicada, de forma gradual, no fotocátodo até um máximo de 25kV e, em simultâneo, na matriz de sílicio até um máximo de 90V. Em caso de dúvida de funcionamento do detector, a corrente do detector pode também ser medida. A fonte radioactiva é colocada, com ou sem colimador, de modo a estar orientada com a janela de YAP:Ce.

O sistema permite leituras analógica, obtendo-se a carga total depositada, e digital, obtendo-se a imagem bidimensional. Para a leitura analógica os módulos de visualização e condicionamento do sinal (pré-amplificador, amplificador e *shaper*, osciloscópio, e analisador multicanal) são ligados possibilitando a aquisição do espectro da fonte radioactiva. Tal permite seleccionar uma janela de discriminação, em torno do valor de energia mais provável, para condicionar e estabelecer o intervalo de energia da leitura digital. A leitura digital envolve a utilização do *crate* VME, sendo colocada a *motherboard* do detector sob tensão. Na primeira fase de aquisição, são utilizadas rotinas, em linguagem C, de testes de leitura e escrita no *chip* para certificar o bom funcionamento de toda a electrónica digital, fazendo–se o ajuste de tensões e níveis de amplificação, discriminação, formatação do sinal directo do *chip*, com rotinas próprias do *software*, desenvolvidas especificamente para este protótipo, de modo a obter a eficiência máxima do sistema. Por último, executa-se o programa de aquisição, introduzindo–se o número de eventos a adquirir e o nome do ficheiro de saída, que contém, por evento, as coordenadas de cada *pixel* onde foi depositada energia pelos fotoelectrões.

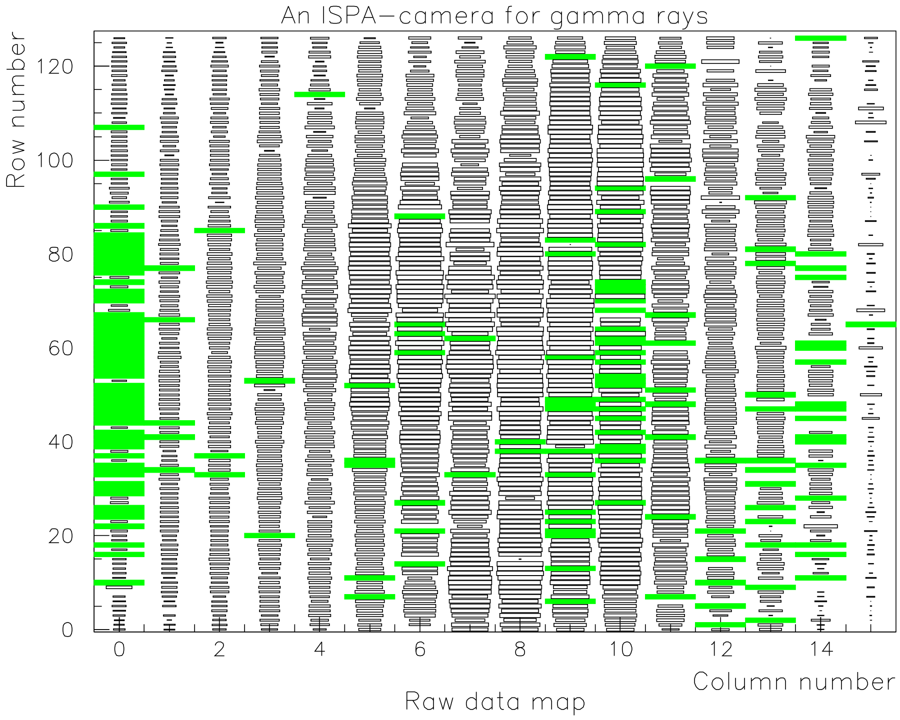


Figura 1.9: Padrão final produzida na matriz de 128×16 *pixels*, para uma aquisição da fonte de ^{241}Am. Os *pixels* a verde são os *pixels* ruidosos. Figura apresentada em [Sousa et al., 2002]

Dado que a matriz de silício do sistema de leitura pode apresentar *pixels* com elevado nível de ruído – figura 1.9 –, é necessário identificá-los, fazendo-se uma aquisição sem fonte radioactiva e, posteriormente, colocar uma máscara por *software*, ou seja, uma rotina que lê o ficheiro, contendo os canais danificados, impedindo a sua utilização para a formação da imagem e subsequente análise.

A visualização do ficheiro de saída da análise é efectuada com o sistema *PAW* (*Physics Analysis Workstation*) [PAW, 1999]. Na figura 1.10 apresenta-se uma imagem efectuada no *PAW* de uma aquisição feita com uma fonte de ^{241}Am num alvo de chumbo com 3 furos de 1mm de diâmetro cada.

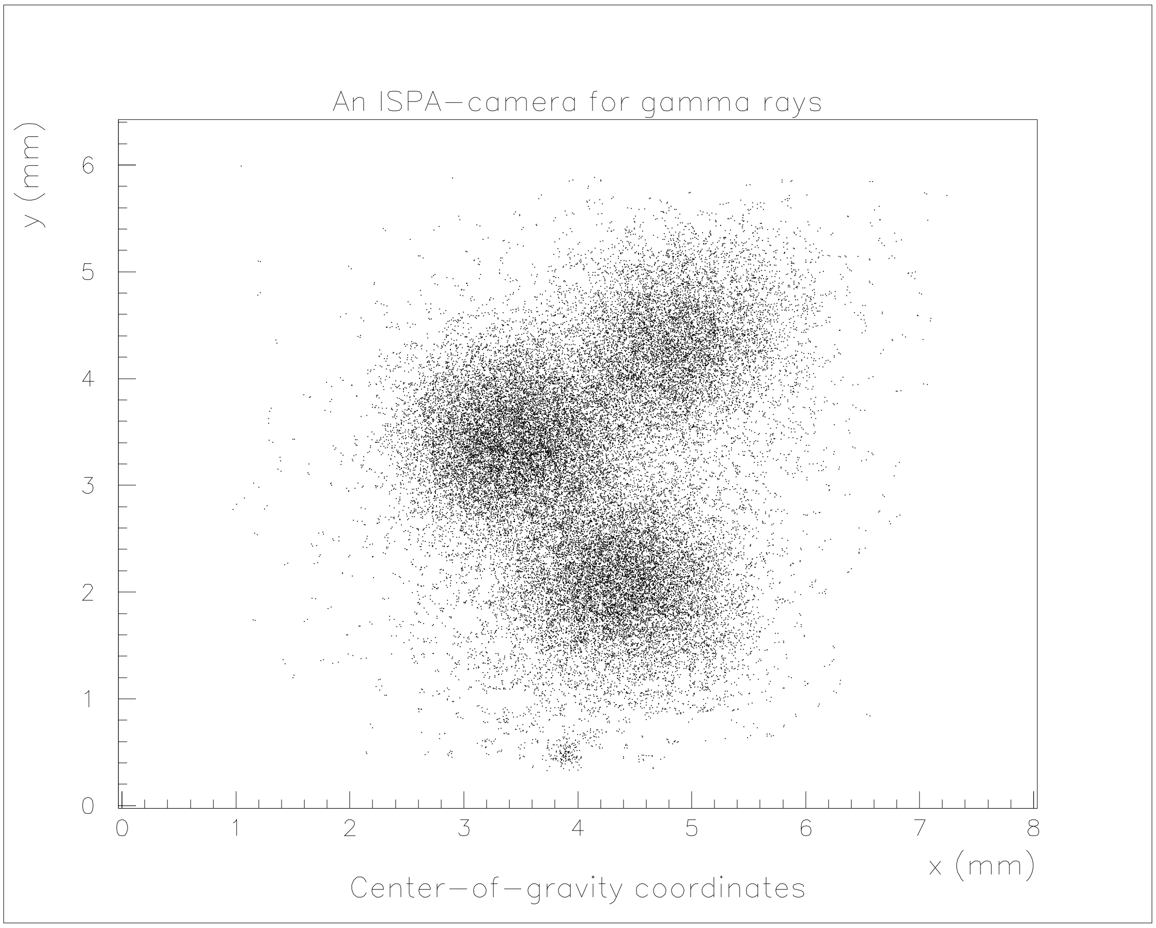


Figura 1.10: Exemplo de uma imagem de saída, efectuada no *PAW*, para uma aquisição de uma fonte de ^{241}Am com um colimador de chumbo com 3 furos. Furos com 1mm de diâmetro. Figura apresentada em [Sousa et al., 2002]

Referências

[Anger, 1958] Anger, H. O. (1958). Scintillation Camera. *Rev. Sci. Instruments*, 29(1):27–33.

[Baccaro et al., 1995] Baccaro, S., Blazek, K., Notaristefani, F., Maly, P., Mares, J. A., Pani, R., Pellegrini, R., and Soluri, A. (1995). Scintillation properties of YAP:Ce. *Nucl. Instrum. Methods A*, 361:209–15.

[Blazek et al., 1995] Blazek, K., Notaristefani, F., Maly, P., Pani, R., Pelegrini, R., Pergola, A., Scopinaro, F., and Soluri, A. (1995). YAP Multi–Crystal Gamma Camera Prototype. *IEEE Trans. Nuc. Sci.*, 42(5):1474–82.

[D'Ambrosio et al., 2003] D'Ambrosio, A., Leutz, H., Piedigrossi, D., Rosso, E., Cencelli, V., De Notaristefani, F., Masini, G. L., Puertolas, D., Cindolo, F., Mare, J. M., Nikl, M., Abreu, M., Mendes, P. R., and Sousa, P. (2003). Gamma spectroscopy and optoelectronic imaging with hybrid photon detector. *Nucl. Instrum. Methods A*, (497):186–197.

[D'Ambrosio et al., 2000] D'Ambrosio, C., Notaristefani, F., Gys, T., Leutz, H., Piedigrossi, D., Puertolas, D., and Rosso, E. (2000). Recent developments on ISPA-cameras for gamma ray imaging: gamma imaging with an electrostatic crossed focussed ISPA-tube. *Nucl. Instrum. Methods A*, 442:279–84.

[Gys et al., 1997] Gys, T., D'Ambrosio, C., Heijne, E., Leutz, H., Piedigrossi, D., Puertolas, D., and Rosso, E. (1997). Position-sensitive single-photon detection with a hybrid silicon pixel array tube. *Nucl. Instrum. Methods A*, 387:131–3.

[Gys et al., 1995] Gys, T., D'Ambrosio, C., Leutz, H., Piedigrossi, D., and Puertolas, D. (1995). A new position-sensitive photon detector based on an imaging silicon pixel array (ISPA-tube). *Nucl. Instrum. Methods A*, 355:386–9.

[Melcher, 2000] Melcher, C. (2000). Scintillation Crystals for PET. *J Nucl Med*, (41):1051–1055.

[Mendes et al., 2001] Mendes, P. R., Abreu, M. C., and Sousa, P. E. (2001). A high resolution imaging detector for nuclear medicine. Apresentado na BioEng2001, 11–12 Junho, Faro, Portugal.

[Moszynski et al., 1998] Moszynski, M., Kapusta, M., Wolshi, D., Klamra, W., and Cederwall, B. (1998). Properties of the YAP:Ce scintillator. *Nucl. Instrum. Methods A*, 404:157–65.

[PAW, 1999] PAW (1999). *Physics Analysis Workstation.* CERN – European Organization for Nuclear Research. Long writeup.

[Puertolas et al., 1997] Puertolas, D., Piedigrossi, D., Leutz, H., Gys, T., Notaristefani, F., and D'Ambrosio, C. (1997). An ISPA–Camera for Gamma Rays with Improved Energy Resolution. *IEEE Trans. Nuc. Sci.*, 44(5):1747–52.

[Puertolas et al., 1995] Puertolas, D., Piedigrossi, D., Pani, R., Leutz, H., Gys, T., Notaristefani, F., and D'Ambrosio, C. (1995). An ISPA–Camera for Gamma Rays. *IEEE Trans. Nuc. Sci.*, 42(6):2221–8.

[Sorenson and Phelps, 1987] Sorenson, J. A. and Phelps, M. E., editors (1987). *Physics in Nuclear Medicine.* W.B. Saunders Company.

[Sousa et al., 2002] Sousa, P., Abreu, M., D'Ambrosio, C., Cindolo, F., Ortigão, C., Peralta, L., Mendes, P. R., and Rosso, E. (2002). A compact, high resolution camera for nuclear medicine. In *EPS-12: General Conference - Trends in Physics*, page 297.

[Strand, 1998] Strand, S. E. (1998). *Monte Carlo Calculations in Nuclear Medicine*, chapter 6–*The Scintillator Camera–Basic Principles*. Medical Science Series. Institute of Physics Publishing.

[van Eijk, 2002] van Eijk, C. W. E. (2002). Inorganic scintillators in medical imaging. *Phys. Med. Biol.*, (47):R85–R106.

[Vittori et al., 2000] Vittori, F., Notaristefani, F., Malatesta, T., and Puertolas, D. (2000). A study on light collection of small scintillating crystals. *Nucl. Instrum. Methods A*, 452:245–51.

Capítulo 2

Simulação Monte Carlo de Transporte de Fotões

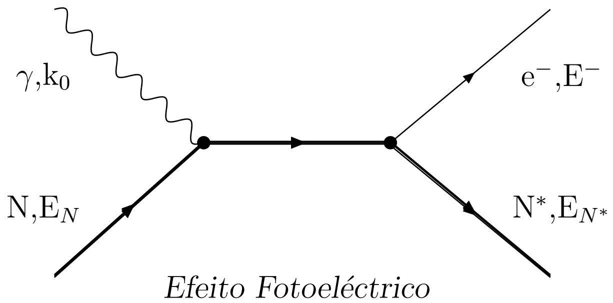
O método de Monte Carlo é um esquema numérico estatístico ou estocástico, que, no contexto do transporte de radiação, simula a trajectória individual de cada partícula numa dada geometria, recorrendo a um gerador de números aleatórios que produz sequências uniformemente distribuídas, não correlacionadas e com um longo período de reproductibilidade, para o cálculo das distribuições das probabilidades que governam os processos físicos, envolvidos na interacção da radiação com a matéria. Desde a sua primeira aplicação em Física de Altas Energias, este método tem sido aplicado, em inúmeras áreas de estudo, como uma alternativa às abordagens experimentais. Nos últimos anos, tem-se verificado um maior interesse pela aplicação do método de Monte Carlo à Medicina e Física Médica [Andreo, 1991], destacando-se a simulação de detectores em Medicina Nuclear, particularmente em PET e SPECT, permitindo avaliar o desempenho de uma câmara gama, encontrar compromissos entre resolução e sensibilidade, optimizar sistemas de aquisição de imagem, avaliar técnicas de reconstrução e estudar a viabilidade de novos detectores.

2.1 Interacção de Fotões com a Matéria para Energias Inferiores a 200keV

A radiação gama, quando interage com a matéria, pode depositar toda ou apenas parte da sua energia por diferentes processos. Para energias inferiores a 200keV, os processos relevantes são o efeito fotoeléctrico e a dispersão de Compton. Embora não conduza directamente à deposição de energia, a dispersão elástica de Rayleigh é responsável pela alteração da direcção inicial do fotão e consequente atenuação. A produção de pares fica fora deste contexto, uma vez que, para criar um par electrão–positrão, o fotão incidente necessita de ter uma energia de, pelo menos, duas vezes a energia do electrão em repouso.

2.1.1 Efeito Fotoeléctrico

No efeito fotoeléctrico, dominante para estas energias, um átomo do meio absorve um fotão incidente emitindo um electrão, com energia igual à do fotão a menos da energia de ligação deste à camada orbital.



Efeito Fotoeléctrico

O átomo, deixado num estado excitado, regressa ao estado fundamental emitindo fotões de fluorescência (para a maioria dos átomos, na região dos raios–X) ou electrões de Auger e Coster–Kronig [Balashov, 1997]. Acima da energia das camadas mais internas, a secção eficaz de absorção de um fotão, com energia suficiente para ejectar um electrão, é dada pela aproximação não–relativista de Born [Grupen, 1996]:

$$\sigma_{fotoelétrico} = \left(\frac{32}{\varepsilon^7}\right)^{\frac{1}{2}} \alpha^4 \cdot Z^n \cdot \sigma^e_{Th} \qquad [cm^2/átomo] \tag{2.1}$$

onde $\varepsilon \equiv E_\gamma/m_e c^2$ é a energia reduzida do fotão, $\alpha = \frac{1}{137}$, Z é o número atómico, $\sigma^e_{Th} = \frac{8}{3}\pi r_e^2$ é a secção eficaz de Thompson (dispersão elástica de fotões por electrões livres) e $r_e = e^2/m_e c^2 = 2.8179\times10^{-13}$cm é o raio clássico do electrão.

A equação 2.1 evidencia uma dependência em Z, que indica que a interacção do fotão não ocorre, apenas, com um electrão atómico isolado. Existem correcções à σ_{fotoel} em função de Z resultando, para 0.1MeV< E_γ <5MeV uma variação do expoente n entre 4 e 5 [Bielajew, 2000]. Na região de interesse, com E_γ <200keV, a expressão dada em 2.1 escreve-se então:

$$\sigma_{fotoelétrico} = \left(\frac{32}{\varepsilon^7}\right)^{\frac{1}{2}} \alpha^4 \cdot Z^4 \cdot \sigma^e_{Th} \qquad [cm^2/átomo] \tag{2.2}$$

Escape de Raios–X Característicos

No processo de absorção fotoeléctrico, é frequente a emissão de raios–X característicos pelo átomo do meio. Na maioria dos casos, esta energia é re-absorvida próximo do local de interacção. No entanto, se a interacção ocorrer perto da fronteira do detector, essa energia pode escapar-se. Neste caso, a energia depositada no detector será menor – figura 2.1 –, dando origem a um pico de escape, que conforme a energia do raio–X e a resolução do detector, pode ou não estar separado do pico principal.

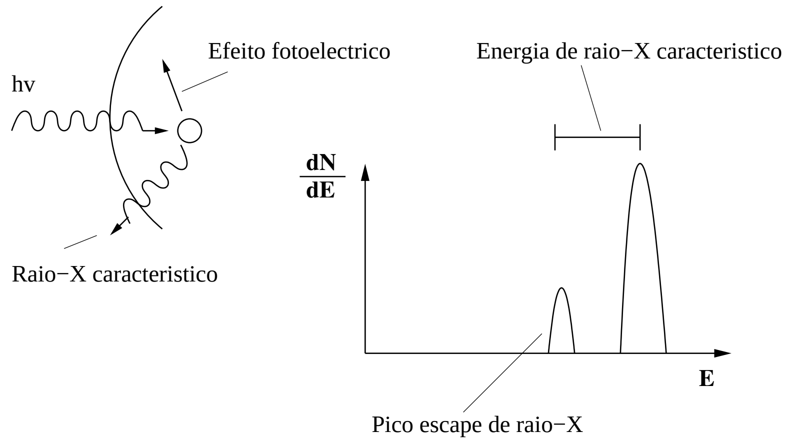
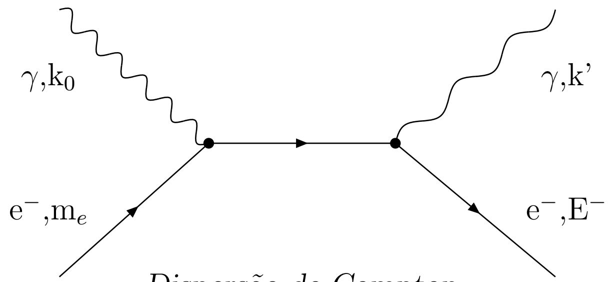


Figura 2.1: Esquema do escape de raios–X característicos devido a interacções próximas da fronteira do detector e consequente deposição menor de energia (pico de menor energia no espectro). Adaptado de [Knoll, 1999].

2.1.2 Dispersão de Compton

A dispersão de Compton resulta da interacção de um fotão com um electrão atómico. Uma vez que a energia do fotão é, em geral, mais elevada que a energia de ligação do electrão, esta interacção pode ser interpretada como uma colisão entre um fotão e um electrão livre.



Dispersão de Compton

Neste processo, o fotão muda de direcção, num ângulo θ relativo à sua direcção inicial e perde parte da sua energia para o electrão orbital que se liberta. A energia cinética máxima, que este electrão pode ter, define o chamado *limiar de Compton*:

$$T_{max} = mc^2 \frac{\varepsilon^2(1-\cos\theta)}{1+\varepsilon(1-\cos\theta)} \tag{2.3}$$

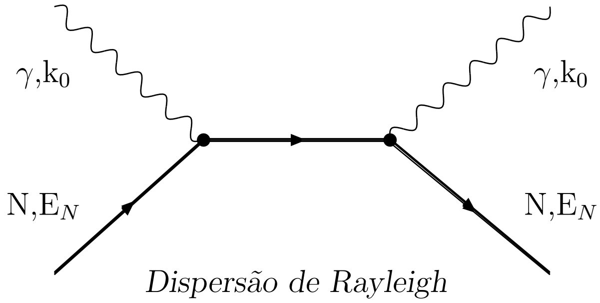
A distribuição angular do fotão disperso não polarizado, ou a secção eficaz diferencial em ângulo sólido, é descrita pela fórmula de *Klein-Nishina* [Knoll, 1989]:

$$\frac{d\sigma_C}{d\Omega} = \frac{Z}{2} r_e^2 \frac{1+cos^2\theta}{[1+\varepsilon(1-\cos\theta)]^2} \left(1 + \frac{\varepsilon^2\,(1-\cos\theta)^2}{(1+\cos^2\theta)[1+\varepsilon(1-\cos\theta)]} \right) \tag{2.4}$$

onde ε é a energia reduzida do fotão e r_e é, como anteriormente, o raio clássico do electrão.

2.1.3 Dispersão de Rayleigh

A dispersão elástica de Rayleigh ocorre quando a radiação incide num átomo ou molécula cujo diâmetro seja inferior ao comprimento de onda da radiação. Neste processo não há transferência de energia para o meio nem alteração do comprimento de onda (c.d.o.) da radiação, verificando-se apenas a alteração da direcção do fotão incidente.



Dispersão de Rayleigh

A secção eficaz diferencial em ângulo sólido da dispersão de Rayleigh para fotões não polarizados é dada por [Hirayama, 2000]:

$$\frac{d\sigma_R}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2}\,(1+\cos^2\theta)\,[F(q,Z)]^2 \tag{2.5}$$

onde $[F(q,Z)]$ é um factor de forma atómico. O quadrado deste factor é a probabilidade de que Z electrões de um átomo obtenham um momento de recuo, q, sem absorverem qualquer energia. Neste processo $q = 2\varepsilon \sin\frac{\theta}{2}$, impondo-se que para as energias do fotão antes e depois da declinação se tenha $\varepsilon - \varepsilon' = 0$.

2.1.4 Atenuação de um feixe de fotões

O feixe de fotões, ao atravessar um meio de espessura x variável, sofre atenuação na sua intensidade, de acordo com:

$$I = I_0\, e^{-\mu x} \tag{2.6}$$

em que I_0 é a intensidade inicial do feixe de fotões e μ é o coeficiente linear de atenuação do material através do qual se propaga o feixe. Este coeficiente μ traduz a soma das probabilidades de ocorrência de cada processo de interacção de fotões que, para energias abaixo dos 200keV, é:

$$\mu = \mu_{fotoelétrico} + \mu_{Compton} + \mu_{Rayleigh} \tag{2.7}$$

Na figura 2.2 encontram-se as secções eficazes experimentais dos diferentes processos no YAP, para energias do fotão incidente entre 1keV e 1000keV. Estes resultados foram extraídos da biblioteca de secções eficazes XCOM [Berger, 1999].

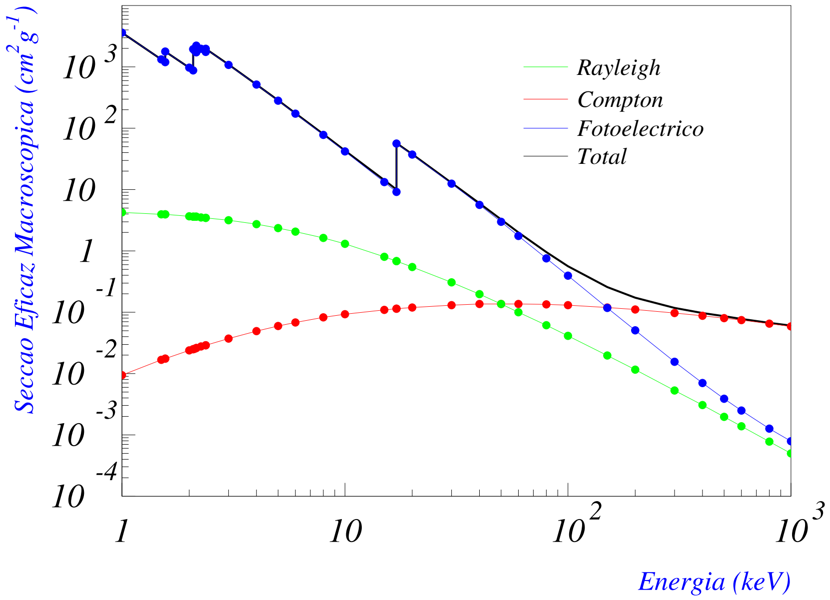


Figura 2.2: Secções eficazes macroscópicas em YAP: total, efeito fotoeléctrico, dispersão de Compton e dispersão de Rayleigh.

Até 100keV o efeito dominante é o fotoeléctrico, verificando-se que a secção eficaz de Compton é igual à do fotoeléctrico para 200keV. Até 50–60keV a dispersão elástica de Rayleigh é superior à de Compton.

2.1.5 Perdas de Energia para Electrões Secundários

As interacções de fotões no cristal produzem electrões secundários, que originam ionizações dos átomos no interior do cristal e consequente processo de cintilação. Estes electrões dissipam a sua energia cinética ao longo do seu percurso segundo uma taxa média $(-\ dE/dx)$, decomponível em termo de colisão e radiativo:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{tot} = \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{col} + \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{rad} \tag{2.8}$$

O termo radiativo, a baixas energias (até 200keV) e Z baixo ou intermédio, é desprezável. Para um dado material, a taxa média de perda de energia por unidade de percurso é dada pela fórmula de *Bethe–Bloch* [Leo, 1987]:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c\rho \frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\left[ln\frac{\tau^2(\tau+2)}{2(I/m_e c^2)^2} + F(\tau) + \delta - 2\frac{C}{Z}\right] \tag{2.9}$$

onde τ é a energia cinética do electrão em unidades de $m_e c^2$; N_A o número de Avogadro; I é a energia média de excitação no material de densidade ρ; δ e C são funções de correcção de densidade e de energia de ligação das camadas orbitais, respectivamente. Para electrões com velocidade $\beta = v/c$ a função $F(\tau)$ é dada por:

$$F(\tau) = 1 - \beta^2 + \frac{\tau^2/8 - (2r_e + 1)ln2}{(\tau+1)^2} \tag{2.10}$$

2.1.6 Processos de Cintilação

A banda de valência, de energia mais baixa, representa os electrões que estão associados à rede cristalina e a banda de condução representa os electrões que têm energia suficiente para se movimentarem no cristal. Um electrão pode ser transferido da banda de valência para a de condução através de absorção de energia depositada por uma partícula carregada incidente, deixando uma lacuna na banda de valência normalmente preenchida – ver figura 2.3. Com o regresso do electrão à banda de valência são emitidos um ou mais fotões ópticos. Este processo é, em geral, ineficiente do ponto de vista de detecção devido ao facto da energia E_g, que separa a banda de valência da banda de condução, ser demasiado elevada para que a emissão de fotões se dê no domínio do visível.

A diferença energética entre as bandas do cristal pode ser alterada pela introdução de impurezas, ou activadores, criando níveis intermédios de energia e, consequentemente, aumentando a probabilidade de ocorrência do processo de emissão de luz de cintilação [Baccaro et al., 1995]. A formação de pares electrão-buraco é provocada pela incidência de radiação ionizante no cristal, promovendo electrões da banda de valência para a banda de condução. A lacuna sofre um processo de migração para o local onde se encontra um activador, ionizando-o. O electrão, livre na rede, desloca-se até encontrar um activador ionizado, produzindo um estado eléctrico neutro. Se o activador se encontrar num estado excitado, a passagem ao estado fundamental ocorrerá, com a emissão de fotões de cintilação que, para os cintiladores dopados com cério é tipicamente 4eV, correspondentes a luz na gama do

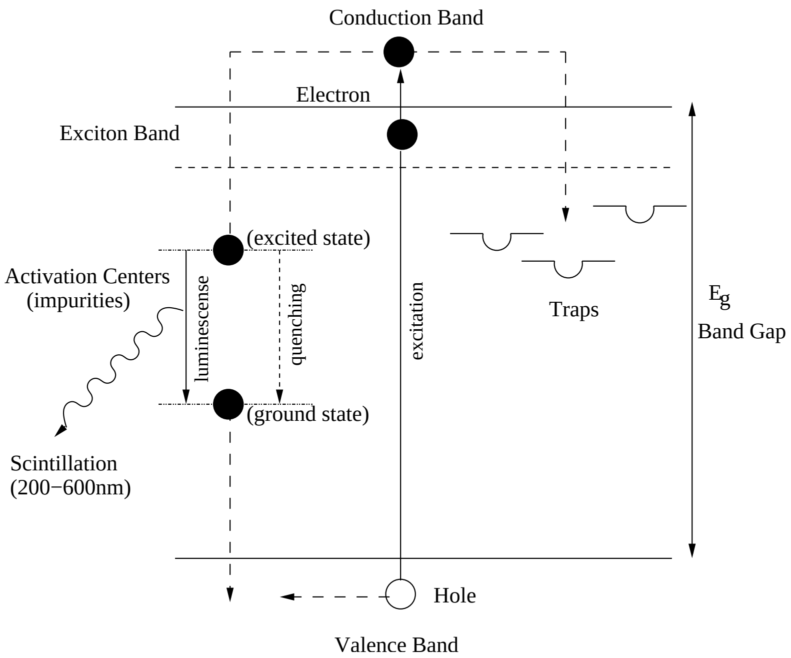


Figura 2.3: Estrutura de bandas de energia de um cristal dopado com impurezas ou activadores. Adaptado de [Jordam, 2001].

visível. A estrutura dos activadores na rede determina o espectro de emissão do cristal e o tempo de decaimento dos seus estados caracteriza o tempo de emissão da luz de cintilação [Moszynski et al., 1998].

Uma importante consequência da luminiscência induzida por activadores é o cristal tornar-se transparente à luz de cintilação. Num cristal sem impurezas, os fotões emitidos têm essencialmente a mesma energia que a necessária para formar um par electrão–buraco, sendo, por isso, facilmente reabsorvidos. Nestas condições, os espectros de emissão e absorção do cristal apresentam elevada sobreposição. Com a introdução de activadores o espectro de emissão do cristal é desviado para comprimentos de onda maiores [Knoll, 1999].

Em conjunto com o processo de cintilação verificam-se outros mecanismos competitivos que reduzem a quantidade de luz produzida. O electrão pode encontrar impurezas e, em vez de um estado neutro, formar-se um estado excitado em que a transição para o estado fundamental seja proibida. Estes estados requerem um incremento de energia para que o estado atinja um patamar onde a transição para o estado fundamental seja possível. A captura do electrão pelo centros activadores pode não resultar na emissão de fotões visíveis, devido a transições entre estados intermédios. A este útimo processo dá-se o nome de *quenching*.

2.2 GEANT3 – *GEometry ANd Tracking*

Os códigos de Monte Carlo utilizados em aplicações médicas tiveram a sua origem na Física de Altas Energias, para simulação da resposta de detectores à interacção de partículas de elevadas energias produzidas em aceleradores e na Física Nuclear, na simulação do funcionamento de reactores nucleares. Os esquemas de transporte destes códigos foram mais tarde extendidos para a gama de energias de interesse clínico ($<$ 250MeV). Os estudos de simulação tornaram-se essenciais no desenvolvimento e optimização de detectores, programas de reconstrução e de análise de dados experimentais. Estes são caracterizados por um intervalo de validade de energias alargado, apresentando uma descrição rigorosa da modelação dos processos físicos e contendo geralmente ferramentas robustas de codificação de geometrias.

O código GEANT, versão 3.21, usado para simulação deste prótotipo, foi desenvolvido no CERN, em linguagem FORTRAN, para experiências de Física de Altas Energias. Actualmente o GEANT3 é usado para aplicações em áreas como a Medicina, Biologia e Astrofísica, simulando os processos físicos dominantes que podem ocorrer de 10keV a 10TeV [Gianni et al., 1994]. Este código pode ser usado no âmbito das aplicações clínicas pois toda a Física envolvida, desde a emissão do radioisótopo até à formação da imagem na câmara gama, está descrita no GEANT ou pode ser adicionada. Neste contexto, o código permite um tratamento realista da atenuação da radiação no corpo, bem como a geração e transporte de fotões ópticos dentro do cristal. A história de cada fotão é seguida evento a evento, sendo a energia depositada registada desde o início de vida do fotão até um mínimo de energia ou valor de corte. Neste conjunto de simulações o valor de corte foi colocado a 10keV. Os processos secundários são também assegurados no GEANT3, o que permite determinar a energia depositada no cristal [Karamanis et al., 2002].

Para as interacções electromagnéticas são considerados no código os processos de dispersão coerente e incoerente, absorção fotoeléctrica (com possilibidade de simular a emissão de fotões de fluorescência) e produção de pares. São também considerados os processos de aniquilação, produção de *Bremsstrahlung*, ionização de partículas carregadas, dispersão múltipla e fotões ópticos de Čerenkov. As secções eficazes para os diferentes processos físicos são obtidos por parameterizações e resultados experimentais contidos nas bibliotecas SANDIA [Biggs and Lighthill, 1987] e NIST [Seltzer and Berger, 1985], bem como em distribuições teóricas.

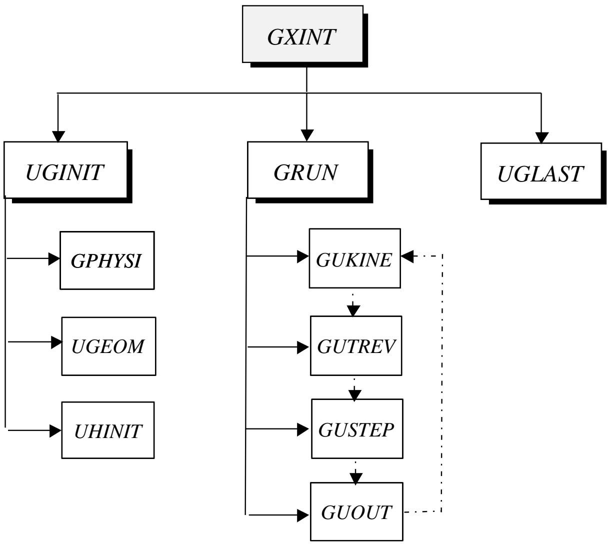


Figura 2.4: Representação da estrutura das principais sub-rotinas do código de Monte Carlo GEANT3 [Trindade, 2002].

Na figura 2.4 encontra-se o esquema da estrutura das principais sub-rotinas do código GEANT3. A inicialização do programa é feita na subrotina `UGINIT` controlada pelo utilizador, que tem a responsabilidade de chamar as sub-rotinas necessárias. É nesta fase que se codifica a geometria, na sub-rotina de utilizador `UGEOM`, e se definem os parâmetros de transporte para cada material. As secções eficazes e tabelas de perda de energia, associadas aos diferentes materiais, são construídas na sub-rotina `GPHYSI`. Na sub-rotina `UHINIT`, definem–se as condições para a histogramação da informação de interesse. É na sub-rotina `GRUN` que se inicia a fase de processamento. Para cada evento processado, é controlado um conjunto de sub-rotinas entre as quais a `GUKINE`, responsável pela geração e armazenamento da informação cinemática de cada evento primário, a `GUTREV`, que inicia o processo de transporte das partículas controlando a propagação acedendo à geometria através da estrutura `GUTRACK/GTRACK`, e a sub-rotina `GUSTEP`, onde fica armazenada a informação sobre os eventos no final de cada vértice de interacção da partícula e a que o utilizador tem acesso. Uma outra sub-rotina, `GUOUT`, contabiliza a informação do processo de simulação no final de cada evento. A fase de finalização é controlada na sub-rotina `GULAST`, que através da sub-rotina `GLAST` contabiliza a informação estatística relacionada com o processo de simulação.

O módulo de geometria do GEANT3 dispõe de 16 formas básicas pré–definidas com as quais se descreve o dispositivo experimental por onde as partículas são transportadas. Cada volume, posicionado relativamente ao sistema de referência *mother volume*, ou universo, tem possibilidade de rotação, replicação e divisão em volumes menores. Para codificar geometrias complexas, este código permite a importação de informação CAD (*Computer Aided Designed*) através da interface *CADINT*. O código GEANT3 contém ainda uma interface gráfica interactiva para visualização da geometria–3D definida e do transporte de partículas em tempo "real". As opções dos módulos de análise da biblioteca CERNLIB (ver [CERNLIB, 1996]) encontram-se também disponíveis, permitindo efectuar a histogramação de resultados durante a execução do programa (ver [Brun, 1994]). O gerador de números aleatórios, RANECU, implementado neste código de simulação, é caracterizado por um período de repetição de 10^{18} extracções.

Referências

[Andreo, 1991] Andreo, P. (1991). Monte Carlo techniques in medical radiation physics. *Phys. Med. Biol.*, 36(7):861–920.

[Baccaro et al., 1995] Baccaro, S., Blazek, K., Notaristefani, F., Maly, P., Mares, J. A., Pani, R., Pellegrini, R., and Soluri, A. (1995). Scintillation properties of YAP:Ce.

[Balashov, 1997] Balashov, V. V. (1997). *Interaction of Particles and Radiation with Matter*. Springer.

[Berger, 1999] Berger, M. J. (1999). XCOM: Photon Cross Sections Database-NIST Standard Reference Database 8 (XCAM). *Tecnical report, NIST-National Institute of Standards and Technology.* http://physics.nist.gov.

[Bielajew, 2000] Bielajew, A. F. (2000). *Fundamentals of the Monte Carlo Method for Neutral and Charged Transport*, chapter 12, Photon Monte Carlo Simulation, pages 35–52. The University of Michigan.

[Biggs and Lighthill, 1987] Biggs, F. and Lighthill, R. (1987). Analytical approximations for x-ray cross sections. Technical report, Sandia National Laboratory. SAND87–0070 UC–34.

[Brun, 1994] Brun, R. (1994). *HBOOK – Statistical Analysis and Histogramming.* CERN – European Organization for Nuclear Research. CERN Program Library-Long Writeup Y250.

[CERNLIB, 1996] CERNLIB (1996). *CERN Program Library.* CERN – European Organization for Nuclear Research. Short Writeups.

[Gianni et al., 1994] Gianni, S., Ravndal, S., and Maire, M. (1994). *GEANT – Detector Description and Simulation Tool.* CERN – European Organization for Nuclear Research, October edition. CERN Program Library Long Writeup W5013.

[Grupen, 1996] Grupen, C. (1996). *Particle Detectors.* Cambrigde Monographs on Particle Physics, Nuclear Physics and Cosmology. Cambridge University Press.

[Hirayama, 2000] Hirayama, H. (2000). Lecture note on Photon Interactions and Cross Sections. *Technical Report Internal 2000-10.* KEK, Japan.

[Jordam, 2001] Jordam, C. (2001). Particle Detectors. CERN Summer Student Lectures 2001.

[Karamanis et al., 2002] Karamanis, D., Lacoste, V., Andriamonje, S., Barreau, G., and Pedit, M. (2002). Experimental and simulated efficiency of a HPGe detector with point–like and extended sources. *Nucl. Instrum. Methods A*, 487:477–487.

[Knoll, 1989] Knoll, G. F. (1989). *Radiation Detection and Measurment.* John Wiley and Sons, 2nd edition edition.

[Knoll, 1999] Knoll, G. F. (1999). *Radiation Detection and Measurment.* John Wiley and Sons, 3nd edition edition.

[Leo, 1987] Leo, W. (1987). *Techiques for Nuclear and Particle Physics Experiments.* Springer–Verlag.

[Moszynski et al., 1998] Moszynski, M., Kapusta, M., Wolshi, D., Klamra, W., and Cederwall, B. (1998). Properties of the YAP:Ce scintillator. *Nucl. Instrum. Methods A*, 404:157–65.

[Seltzer and Berger, 1985] Seltzer, S. M. and Berger, M. J. (1985). Bremsstrahlung spectra from electron interactions with screened atomic nuclei and orbital electrons. *Nucl. Instrum. Methods B*, 12:95–134.

[Trindade, 2002] Trindade, A. (2002). Optimização do Cálculo de Dose por Simulação Monte Carlo em Radioterapia Externa com feixe de Electrões. Master's thesis, Faculdade de Ciências da Universidade de Lisboa, Lisboa, Portugal.

Capítulo 3

Simulação Monte Carlo do Protótipo SPECT–ISPA

Este capítulo apresenta um estudo de simulação Monte Carlo, tendo como principal objectivo a determinação da melhor configuração de um detector de radiação gama acoplado a um tubo ISPA, para aplicações SPECT. Medições experimentais realizadas com um protótipo já existente, permitiram a validação dos resultados obtidos por simulação. Posteriormente, foram alterados alguns parâmetros do protótipo, como o revestimento do cristal, o tipo de tratamento da superfície do cristal, as suas dimensões, e avaliadas as suas diferenças em termos de desempenho do detector. Utilizaram-se como critérios de selecção: a resolução em posição, com vista à sua aplicação clínica em imagiologia de pequenos órgãos e SPECT animal; a sensibilidade, de modo a minorar a dose de radiação administrada ao doente; e a resolução em energia, permitindo seleccionar, de forma eficaz, a região de interesse, correspondente ao fotopico.

Numa primeira fase o estudo centrou-se na compreensão do comportamento do dispositivo existente, suas capacidades e limitações, nomeadamente no que diz respeito ao cristal utilizado. O desenvolvimento de cintiladores inorgânicos, como o YAP:Ce, é constante e consequentemente aumenta a oferta de melhores propriedades. O cristal simulado apresenta um rendimento luminoso compreendido entre 8 000 e 12 000 fotões ópticos/MeV, que reproduz o existente no protótipo com o qual se realizaram os testes experimentais. Este cristal data de 1995 [Blazek et al., 1995], tendo sido posteriormente obtidos cristais com maior rendimento luminoso, entre 18 000 e 26 000 fotões ópticos/MeV.

Antes de serem apresentados os resultados de simulação Monte Carlo (MC), são explicados resumidamente a implementação do código MC e os métodos de análise utilizados para avaliar a informação em energia e posição fornecida pela simulação.

3.1 Implementação do código Monte Carlo

A implementação do código Monte Carlo passou por definir a geometria (materiais e volumes) do detector, os histogramas de saída da simulação, as condições iniciais da partícula primária incidente (tipo de partícula, posição, momento e energia cinética iniciais), o transporte das partículas primárias (fotão) e secundárias (electrão, fotão óptico) no detector e a introdução de sub-rotinas dedicadas à produção de fotões ópticos e à variação do grau de polimento do cristal. Na geometria – figura 3.1 – definiu-se o cristal de YAP:Ce com 3.1cm de diâmetro e 0.2cm de espessura, e posicionou-se no centro ($X = 0; Y = 0; Z = 0$) do volume–mãe (*mother volume*) constituído por ar. Todas as outras estruturas, nomeadamente colimadores e revestimentos, são posicionadas em função do cristal. A partícula primária, neste caso um fotão, parte de uma posição negativa, $Z < 0$, dependendo das estruturas que estão antes do cristal e da distância fonte–detector que se pretende, e com energias cinéticas variáveis, consoante a fonte que se pretende simular (122keV para ^{57}Co ou 140keV para ^{99m}Tc, por exemplo).

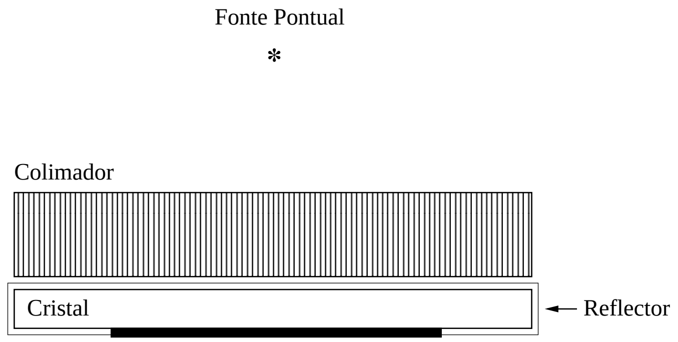


Figura 3.1: Esquema da geometria simulada (as dimensões não estão à escala). No centro do universo é colocado o cristal, onde o fotocátodo está depositado (região a preto). Entre a fonte pontual e o cristal pode ou não ser colocado um colimador, dependendo do estudo que se pretende.

A produção de fotões ópticos num detector é, essencialmente, devida ao processo de cintilação e ao efeito de Čerenkov. O GEANT3 efectua, por defeito, o transporte dos fotões produzidos por efeito de Čerenkov, que se encontra implementado no código. A produção de fotões de cintilação, pelo contrário, não se encontra implementada [Gianni et al., 1994], mas pode ser forçada com a introdução de uma sub-rotina dedicada à geração destes fotões (`UGSCIN`). De acordo com o rendimento luminoso do cristal de cintilação e com a energia depositada neste, produzem-se fotões de cintilação, impondo que, para o YAP:Ce, a energia cinética de cada um seja de 4eV. Isto é, a sub-rotina `GUSTEP`, cada vez que há deposição de energia no cristal, chama a sub-rotina `UGSCIN`, que produz um número de fotões de 4eV, correspondente à energia depositada e ao rendimento do cristal. O número de fotões é gerado segundo uma distribuição gaussiana, de valor médio igual ao número de fotões produzidos e largura dada pela raiz quadrada do valor médio.

Depois de produzidos, os fotões de cintilação são transportados como se fossem fotões de Čerenkov, uma vez que após a sua produção não existem diferenças entre estes dois tipos de fotões. As características dos fotões ópticos que emergem da janela de YAP:Ce, e que são absorvidos pelo fotocátodo, são guardados para futura conversão e seguimento de fotoelectrões, de acordo com a eficiência quântica do fotocátodo.

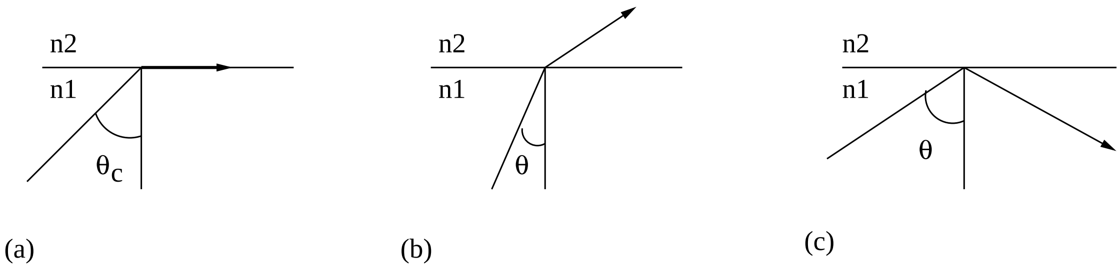


Figura 3.2: Condições na fronteira de dois meios ópticos em que n1>n2. (a) ângulo crítico; (b) $\theta < \theta_c$ parte da luz é transmitida; (c) $\theta > \theta_c$ reflexão interna.

Dado que a luz de cintilação é emitida isotrópicamente, parte dela, para ser colectada, tem de ser reflectida nas paredes do cristal. Duas situações podem ocorrer (figura 3.2): se o ângulo de incidência, θ, for maior que o ângulo crítico, θ_c, ocorrerá reflexão total interna; se θ for menor que θ_c, ocorrerá a chamada reflexão de *Fresnel*, em que parte da luz é reflectida e parte é transmitida. A percentagem de luz transmitida depende do ângulo de incidência. O ângulo crítico é determinado pelos índices de refracção do cintilador, n_1, e do material que o envolver, n_2 [Knoll, 1999]:

$$\theta_c \;=\; arcsin\,\frac{n_2}{n_1}$$

Normalmente o cristal é revestido por um reflector, que pode ser *especular* ou *difuso*. No caso *especular* o ângulo de reflexão é igual ao de incidêcia. No caso *difuso* o ângulo de reflexão é praticamente independente do ângulo de incidência, seguindo a distribuição dada pela lei de Lambert:

$$I(\psi) \;=\; I_0\;\cos\psi$$

onde ψ é o ângulo de reflexão, relativamente à normal à superfície. A figura 3.3 ilustra os tipos de refexão que podem ocorrer na superficie do cristal. O GEANT3 só simula a reflexão especular. Para simular a reflexão lambertiana, teve de se associar rugosidade à superfície.

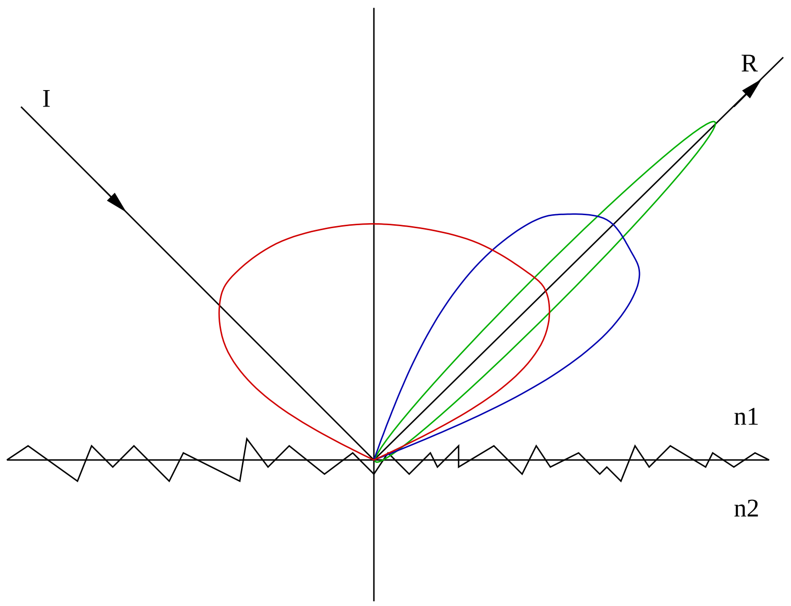


Figura 3.3: Esquema das reflexões na fronteira do cristal. A verde, o caso da reflexão especular, para a fronteira polida; a azul e a vermelho, reflexão difusa lambertiana para superfícies parcialmente polida e rugosa, respectivamente.

Para definir o tipo de tratamento da superfície do cristal o GEANT3 possui a subrotina `GUPLSH`, que simula o perfil da fronteira entre dois meios que a partícula atravessa. No caso da superfície ser perfeitamente polida ($polish = 1$), então a normal produzida pelo programa é a normal à superfície definida pela fronteira dos meios; nos outros casos ($polish < 1$), o programa gera um ponto aleatório da esfera de raio $1 - polish$, e adiciona o vector correspondente ao vector normal. A nova normal é aceite se a onda reflectida ainda estiver contida no volume original.

3.2 Método de Análise

3.2.1 Informação em Posição e Energia

O módulo de simulação desenvolvido nesta tese permite obter a informação desejada, combinando diferentes variáveis. Na figura 3.4 estão dois dos histogramas essenciais à determinação das resoluções em posição e em energia. São eles, o espectro de fotões ópticos à saída do cristal e a respectiva imagem reconstruída por um algorítmo de centróide [Landi, 2002], em que as coordenadas (X, Y) do ponto de saída do fotão do cristal são reconstruídas com base da deposição de energia E_i no pixel de coordenadas (x_i, y_i), de acordo com:

$$X = \frac{\sum_i x_i E_i}{\sum_i E_i} \qquad ; \qquad Y = \frac{\sum_i y_i E_i}{\sum_i E_i}$$

O espectro de fotões ópticos é uma medida da energia, dado que a energia depositada no cristal é proporcional ao número de fotões emitidos. Através deste espectro é possível obter o número de fotoelectrões produzidos no fotocátodo, sabendo que a sua eficiência quântica é, para o c.d.o. de 370nm, cerca de 22% – figura 3.5 –, ou seja, por cada 100 fotões ópticos contabilizados à saída do cristal, são produzidos no fotocátodo S20, evaporado na parte interior da janela de YAP:Ce, em média, 22 fotoelectrões [Baccaro et al., 1997].

3.2.2 Resoluções e Sensibilidade

A resolução em posição foi determinada a partir da imagem reconstruída pelo algorítmo de centróide, recorrendo para isso ao ajuste de uma função gaussiana

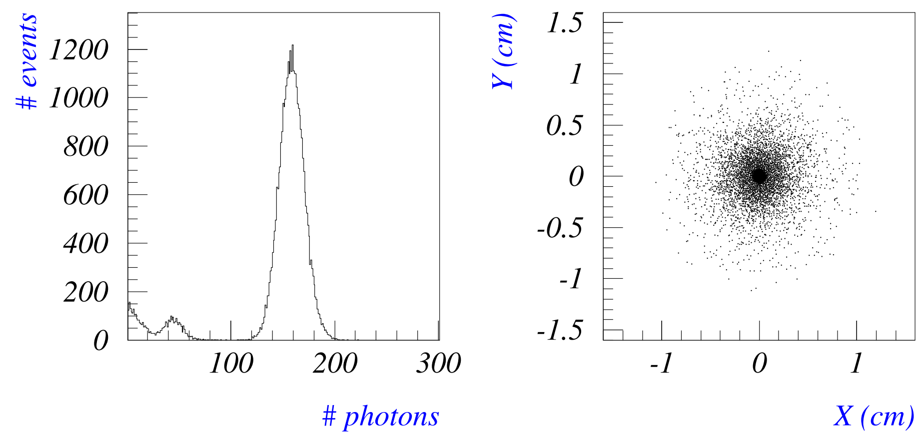


Figura 3.4: Espectro típico de simulação do número de fotões ópticos (esquerda), e respectiva imagem reconstruída (direita) de uma fonte pontual de 122keV.

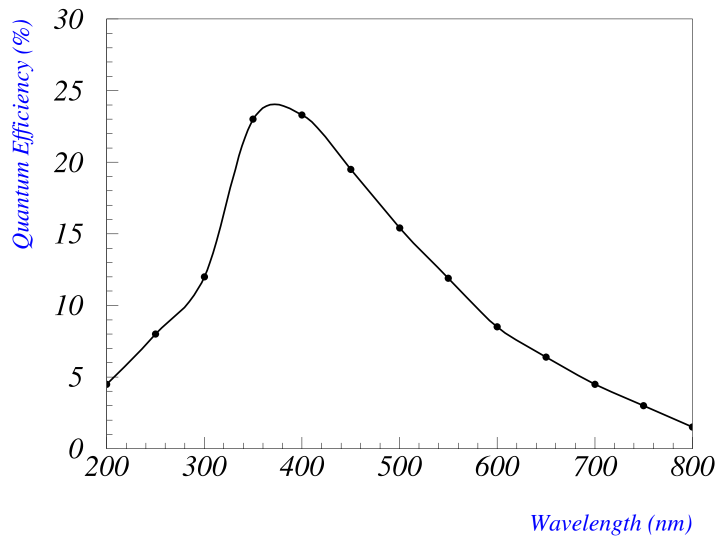


Figura 3.5: Eficiência Quântica do fotocátodo S20 evaporado na janela de YAP:Ce. Extraído de [D'Ambrosio et al., 1999].

à projecção de uma banda em X, limitando a direcção perpendicular, Y, entre -0.01cm e 0.01cm (figura 3.6).

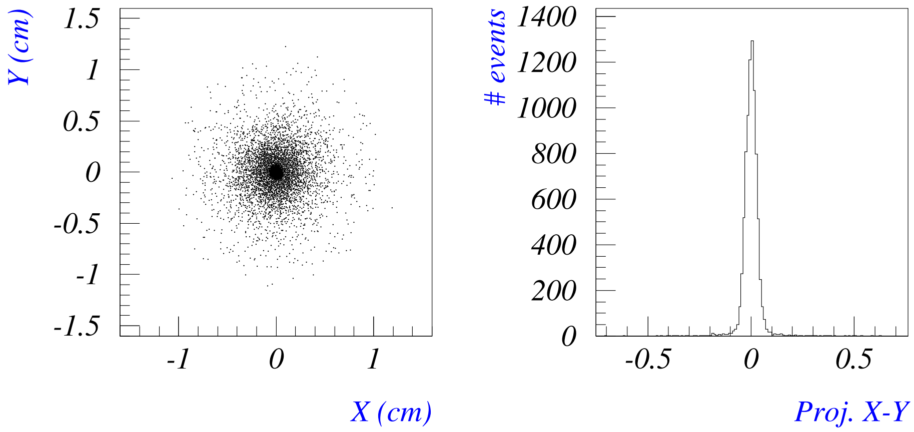


Figura 3.6: Projecção de uma banda da imagem $X - Y$ reconstruída.

A resolução espacial é obtida pelo valor da largura a meia altura, FWHM (do inglês, *Full Width at Half Maximum*), da distribuição da projecção desta banda, que se relaciona com o desvio padrão, σ, de uma função gaussiana da seguinte forma [Leo, 1987]:

$$FWHM \;=\; 2\sigma\sqrt{2\ln 2} \;=\; 2.35\sigma \tag{3.1}$$

A resolução em número de fotões ópticos é determinada através do ajuste de uma distribuição gaussiana ao fotopico do espectro de fotões e calculada de acordo com a expressão [Knoll, 1989]:

$$\delta(nfot) \;=\; \frac{FWHM}{\overline{nfot}} \tag{3.2}$$

onde $\overline{nfot}$ é o valor médio da distribuição normal. A resolução em energia, δE, relaciona-se com a resolução em número de fotões ópticos, $\delta(nfot)$, através de uma relação linear. Para tal, procedeu–se à calibração do número de fotões ópticos em função da energia – figura 3.7. Esta calibração consiste em medir o número médio de fotões ópticos obtidos para as energias de fotões incidentes de 22keV, 59.5keV e 122keV, correspondentes às fontes de ^{109}Cd, ^{241}Am e ^{57}Co respectivamente. A partir dos parâmetros do ajuste determinou-se a recta de calibração que relaciona as resoluções δE e $\delta(nfot)$.

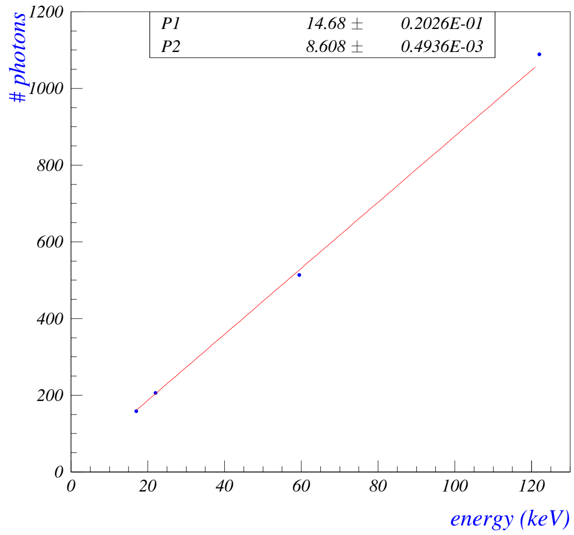


Figura 3.7: Calibração MC do número de fotões ópticos em função da energia do fotão incidente.

Sabendo que a relação entre a energia e o número de fotões ópticos é:

$$\overline{nfot} = P_2 E + P_1 \Leftrightarrow E = \frac{\overline{nfot} - P_1}{P_2} \tag{3.3}$$

Então, a resolução intrínseca em energia é dada por:

$$\delta E = \frac{\Delta(nfot)}{\overline{nfot} - P_1} \Leftrightarrow \delta E = \frac{FWHM}{\overline{nfot} - P_1} \tag{3.4}$$

onde P_1 e P_2 são os parâmetros do ajuste da figura 3.7.

A resolução total em energia resulta da contribuição de dois termos, a resolução intrínseca, δE, e a contribuição estatística de fotoelectrões, RI [Kapusta et al., 1999]:

$$(RE)^2 = (\delta E)^2 + (RI)^2 \Leftrightarrow RE = \sqrt{(\delta E)^2 + (RI)^2} \tag{3.5}$$

A contribuição estatística de fotoelectrões, ou resolução instrumental, pode ser escrita por:

$$RI \;=\; \frac{2.36}{\sqrt{nphel}}\,\sqrt{1\;+\;\varepsilon} \quad ;\; nphel \;=\; 0.22\,\overline{nfot} \;\;;\;\; \varepsilon \;=\; 0.05 \tag{3.6}$$

em que *nphel* é o número de fotoelectrões calculados através da eficiência quântica do fotocátodo alcalino e ε a variância do ganho do tubo.

A eficiência, ou sensibilidade de detecção, é obtida recorrendo à expressão:

$$Sensibilidade \;=\; \frac{\int fotopico}{N^o \; de \; eventos \; gerados} \tag{3.7}$$

em que se integram apenas os eventos correspondentes ao fotopico, identificada como a região de interesse.

3.3 Validação Experimental

A validação experimental da simulação Monte Carlo do protótipo ISPA foi efectuada por comparação dos resultados de simulação com dados experimentais existentes. Para tal, simulou-se um dos dispositivos experimentais existente no CERN [D'Ambrosio et al., 1999, D'Ambrosio et al., 2000] (ver fig 1.6), e com o qual se efectuaram medidas. Simulou-se ainda o colimador usado, de chumbo com 5mm de espessura e um furo de 3mm de diâmetro. Os dados experimentais são resultantes de calibrações em energia, realizadas entre Outubro de 2001 e Março de 2002. Ver por exemplo [Abreu et al., 2002].

Simularam-se espectros de fotões ópticos para energias compreendidas entre 15keV e 125keV. Através de um factor de 22%, correspondente à eficiência quântica média do fotocátodo para o c.d.o. de 370 nm, obtiveram-se os valores mais prováveis de emissão de fotoelectrões. Na figura 3.8 são comparadas as rectas de calibração do número de fotelectrões em função da energia, obtidas experimentalmente e por simulação. Os parâmetros resultantes do ajuste com uma recta são:

$$\begin{aligned} nphel &= (1.72 \pm 0.07)\; E \;+\; (1.710 \pm 1.622) \qquad MC\ data \\ nphel &= (1.72 \pm 0.03)\; E \;-\; (0.109 \pm 0.119) \qquad EXP\ data \end{aligned}$$

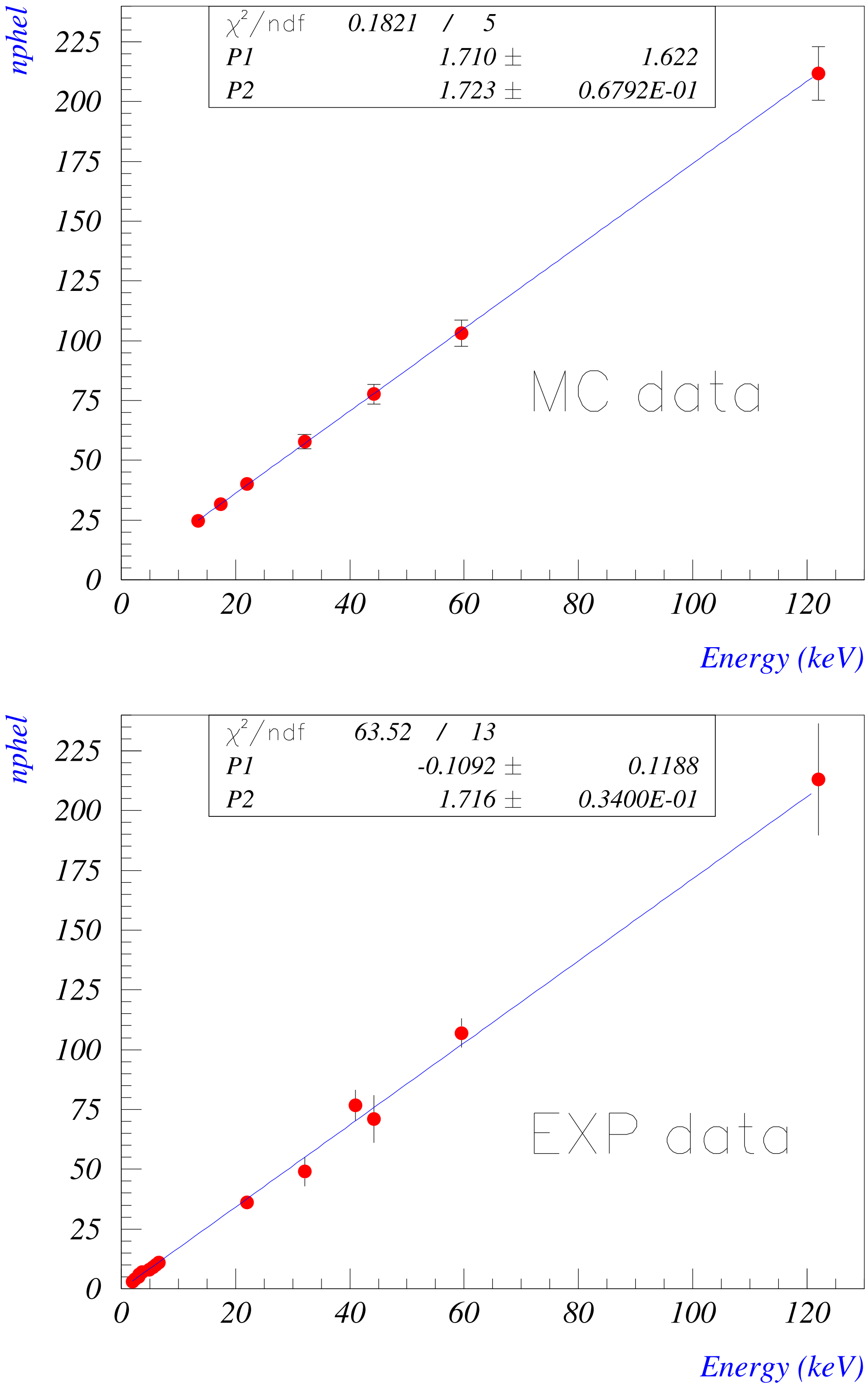


Figura 3.8: Calibração do número de fotelectrões em energia, por simulação (em cima) e experimental (em baixo).

De observar o excelente acordo entre a razão fotoelectrões/keV experimental e de simulação. Estes resultados são ainda compatíveis com os descritos para um tubo idêntico [Puertolas, 2000], que obtiveram:

$$nphel \; = 1.75 \; E \; - \; 0.20$$

Na figura 3.9 apresenta-se o ajuste para a resolução em energia para os da-

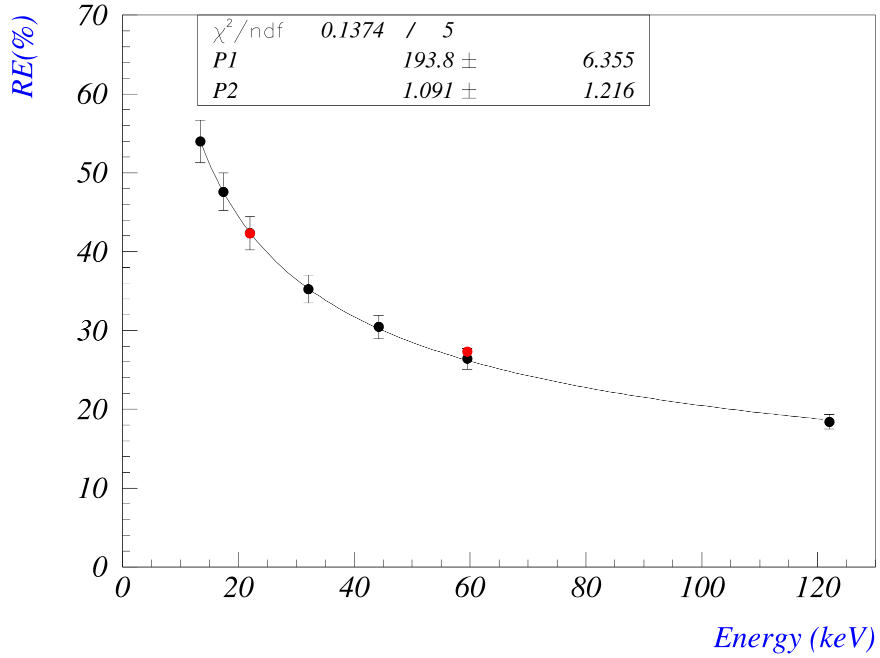


Figura 3.9: Resolução em energia em função da energia do fotão incidente. Cristal com rendimento luminoso de 10 000 fotões/MeV. Foram sobrepostos, a vermelho, valores experimentais para as energias 22keV (^{109}Cd) e 59.5keV (^{241}Am).

dos de simulação, tendo sido sobrepostos valores experimentais para as energias 22keV (^{109}Cd) e 59.5keV (^{241}Am). A expressão utilizada no ajuste é dada por [Knoll, 1989]:

$$RE(\%) \; = \; \frac{\alpha}{\sqrt{E}} \; + \; \beta$$

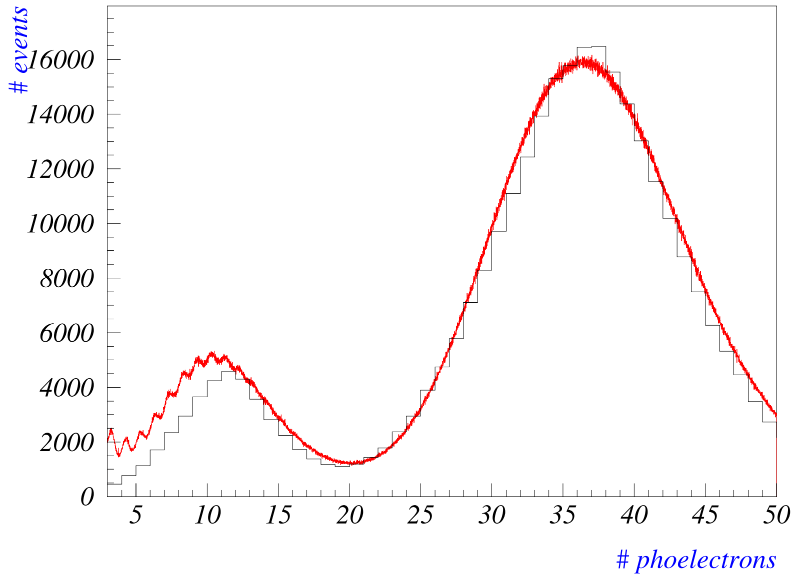
com $\alpha = 193.8 \pm 6.4 \sqrt{keV}$ e $\beta = 1.091 \pm 1.216$ para a simulação. As barras de erro apresentadas na figura são os maiores desvios possiveis em relação a esta simulação, tendo sido calculados com base em outras simulações em que se variou o rendimento luminoso do cristal (de 10 000 para 9 500 fotões/MeV) e a sua eficiência quântica (de 20% a 24%). Estas variações foram escolhidas de acordo com a incerteza associada a cada uma destas grandezas.

A sobreposição das curvas experimentais com as curvas obtidas por simulação é apresentada na figura 3.10. Para a fonte real de ^{109}Cd, foi simulada uma fonte de fotões incidentes com a energia de 22keV, e para a fonte real de ^{241}Am foi simulada uma fonte de fotões incidentes com 59.5keV. As aquisicões experimentais foram realizadas com um colimador de chumbo com um furo de 300μm de diâmetro e 5mm de espessura. A introdução de resolução experimental à curva de simulação é efectuada por convolução do espectro de fotoelectrões, contido num histograma unidimensional, com uma função gaussiana, cujo desvio padrão segue a expressão da contribuição estatística do número de fotoelectrões já apresentada (equação 3.6). O método de convolução recorre à leitura sequencial de cada canal i do histograma, de conteúdo N_i, sendo amostrados N_i números aleatórios, segundo a distribuição gaussiana cujo desvio padrão é proporcional a $1/\sqrt{N_i}$ ($\sim 1/\sqrt{nphel}$).

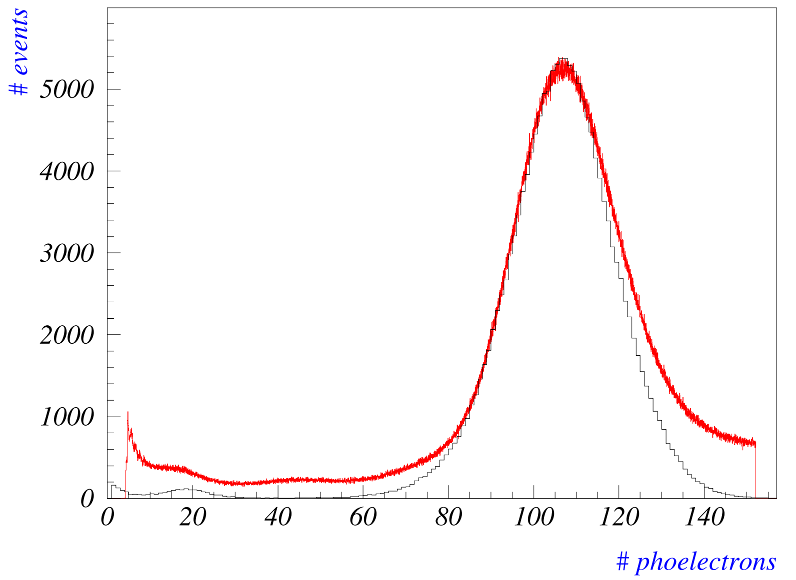
As diferenças observáveis na sobreposição da curva experimental com a de simulação da fonte de ^{109}Cd – figura 3.10 (a) – encontram-se na região de baixas energias, em que a produção de fotões ópticos já não segue uma distribuição normal mas uma distribuição de Poisson. No código de simulação foi implementada apenas a distribuição gaussiana e, para além disso, o código encontra-se no limite da energia para o qual foi desenvolvido (10keV). No entanto, para a região do fotopico as diferenças não ultrapassam 1%.

Na figura 3.10 (b) também se observam diferenças, uma vez que a curva experimental não apresenta uma distribuição gaussiana no fotopico. A razão deve-se ao facto da fonte usada na experiência ser muito intensa (1mCi), e ter um espectro com várias emissões de raios–X (energias de 13.9keV e 17.7keV, nas emissões com maior probabilidade), podendo resultar na soma de eventos.

Foram ajustadas duas distribuições gaussianas à curva experimental da fonte de ^{241}Am – figura 3.11 – para se visualizar a contribuição de cada uma delas. Os parâmetros largura e posição da distribuição normal, correspondentes à curva de simulação, foram fixados, de acordo com o resultado obtido por simulação. A cons-



(a)



(b)

Figura 3.10: Sobreposição da curva experimental (a vermelho) com a curva obtida por simulação (a preto): (a) fonte de ^{109}Cd, onde se pode ver também o pico de escape do ítrio ($\approx$ 10 fotoelectrões); (b) fonte de ^{241}Am.

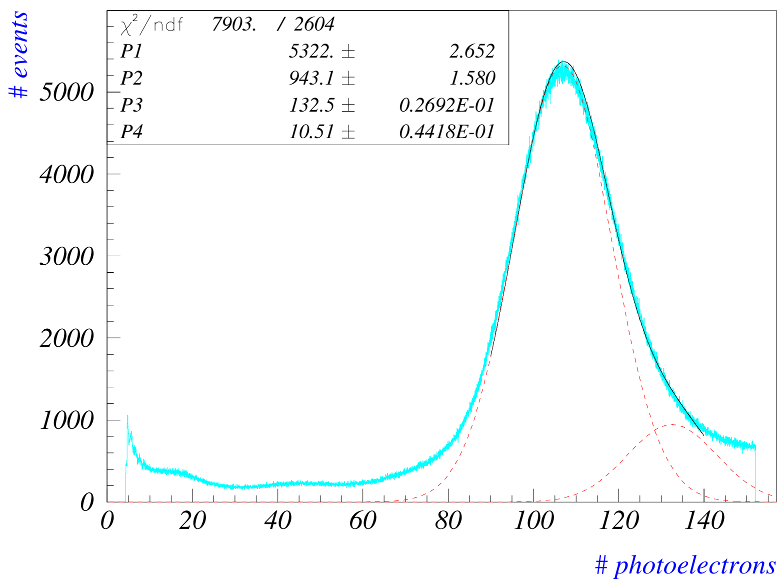


Figura 3.11: Ajuste de duas distribuições gaussianas à curva experimental da fonte de ^{241}Am.

tante foi deixada livre ficando sugeita a normalização com a curva experimental. Os parâmetros da distribuição responsável pela sobreposição foram deixados livres. O ajuste posicionou a curva de sobreposição em 132 fotoelectrões, correspondentes a 76.7keV, resultado que está de acordo com a hipótese levantada.

3.4 Colecção de Luz em Cristais Planares

3.4.1 Comportamento do Cristal

Um dos elementos mais importantes nos sistemas de detecção é o cristal de cintilação, pelo que se iniciou o processo de caracterização e compreensão do seu comportamento. Para tal, foram realizadas simulações nas quais se consideraram diferentes posições pré-determinadas de uma fonte pontual de fotões monoenergéticos com energia de 122keV, ao longo de um dos eixos do cristal (X), tendo-se reconstruído a localização da fonte através da imagem à saída. O cristal é do tipo planar, com as mesmas dimensões que as do prótotipo, e propriedades de acordo com as especificações do fabricante (Crytur Ltd, República Checa). As coordenadas da posição reconstruída em função da posição gerada são apresentadas na figura 3.12, tendo-se efectuado um ajuste com uma recta. Na região central o cristal demonstra um comportamento linear, no entanto, nessa zona, o declive é 0.84±0.01, o que poderá implicar a introdução de correcções geométricas na reconstrução da posição. O gráfico evidencia ainda a simetria do cristal.

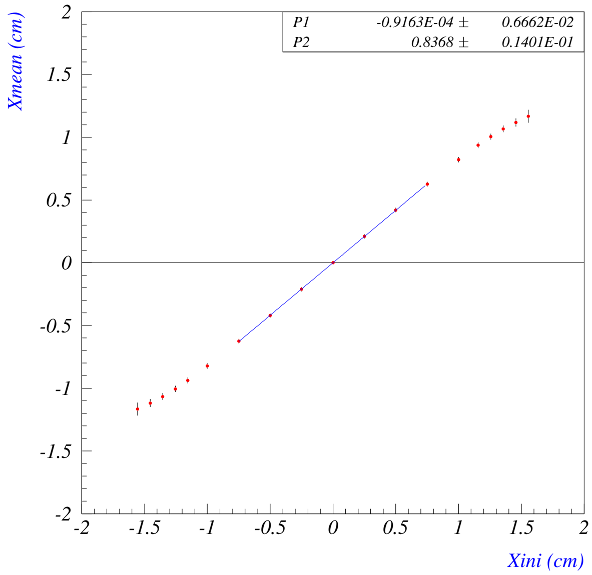


Figura 3.12: Comportamento do cristal. Variação da posição inicial da fonte pontual (*Xini*) e registo da posição média da imagem reconstruída (*Xmean*).

Os efeitos de fronteira do cristal na reconstrução da posição podem ser visualizados na figura 3.13, onde se sobreposeram várias imagens relativas a diferentes posições iniciais da fonte pontual. A região limítrofe do cristal encontra-se assinalada pela circunferência.

Este tipo de resultados permite definir a área útil do cristal. Na fronteira observa-se uma deterioração da imagem, evidenciada pela forma elíptica, em contraste com a forma circular da imagem central. Para uma fonte pontual colocada no limite do cristal, observa-se ainda um deslocamento da imagem em direcção ao centro do cristal, não permitindo definir com exatidão a posição inicial da fonte. Estes

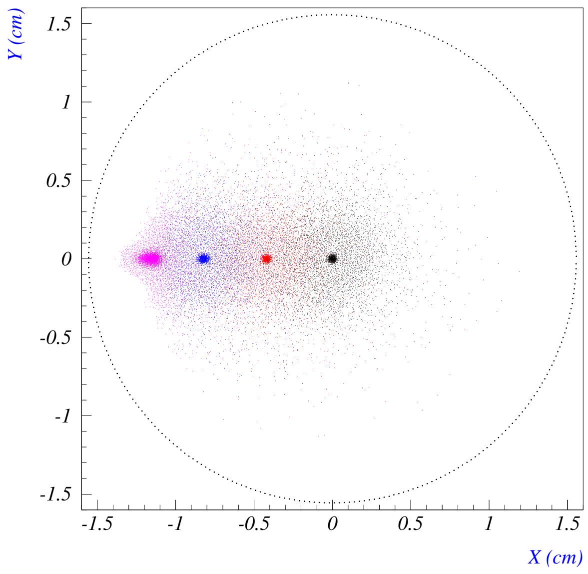


Figura 3.13: Sobreposição de imagens correspondentes a diferentes posições radiais simuladas e onde se podem visualizar efeitos de fronteira para $Xini <$ -1.3cm.

efeitos devem ser considerados quando se utilizarem fontes extensas que abranjam a totalidade da área exposta do cristal.

Para cada simulação, correspondente a diferentes distâncias radiais, obteve-se a resolução espacial (apresentada sob a forma de desvio padrão, σ). Na figura 3.14 apresenta-se a variação da resolução em função da posição da fonte ao centro do cristal. Verifica-se que na região central a resolução espacial é inferior a 200μm, sendo o melhor valor obtido no centro com uma resolução de 150μm. Para distâncias da fonte ao centro superiores a 1.0cm, a resolução espacial deteriora-se rapidamente, aumentando de 300μm, a 1.4cm, para 400μm, a 1.6cm.

Na figura 3.15 mostram-se os resultados da análise da sensibilidade e da resolução em posição, apresentada sob a forma de largura a meia altura, em função da espessura do cristal. Para este conjunto de simulações, em que a fonte pontual de fotões incide no centro do cristal, verifica-se que a resolução espacial melhora com a diminuição da espessura do cristal, obtendo-se uma resolução FWHM de cerca de 165μm (σ=70μm) para um cristal com 500μm de espessura. No entanto, para estes cristais, a energia não é totalmente depositada, resultando numa menor colecção

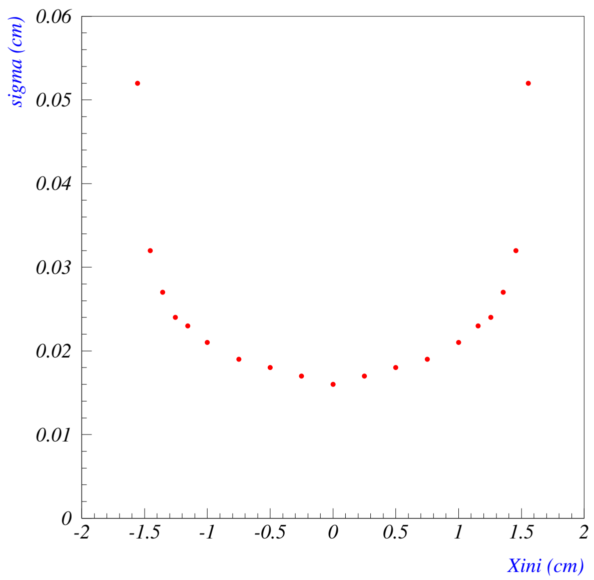


Figura 3.14: Resolução espacial (*sigma*) em função da posição inicial (*Xini*) da fonte.

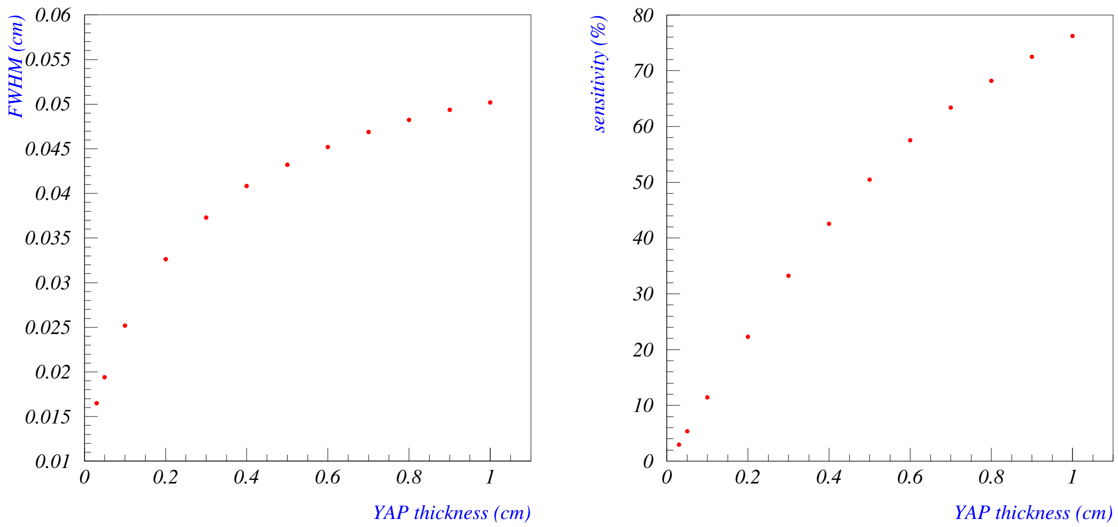


Figura 3.15: Resolução em posição (esquerda) e sensibilidade (direita) em função da espessura do cristal, para a energia de 122keV do fotão incidente.

de luz, tornando-se somente eficientes para detecção de raios–X. De notar que a diminuição da espessura do cristal induz a uma maior fragilidade e dificuldade de manuseamento.

3.4.2 Tipo de Revestimento

Um dos maiores desafios no desenvolvimento de um detector de elevada resolução consiste em se obter a maior quantidade de luz possível sem comprometer ou degradar significativamente a resolução espacial. Com esse objectivo em vista foram simulados diferentes tipos de revestimento do cristal: Alumínio (reflectividade especular), material preto (absorção completa), material branco (reflectividade difusa), comparados com o caso de ausência de revestimento.

Para uma pintura do cristal com tinta preta (bm – de *black material*) definiu-se um material com espessura típica de 5μm, ao qual não foram atribuídas propriedades ópticas. Por defeito, o GEANT3 considera todos os materiais que não tenham propriedades ópticas associadas como sendo *black material*. Existe porém outra alternativa de simular um material preto que consiste em atribuir ao metal uma reflectividade de 0%, ou seja, uma absorção de 100%. Foi esta última abordagem a adoptada neste trabalho, uma vez que possibilita um maior controlo do processo. A vantagem de pintar um cristal de preto, neste caso somente nas faces frontal e laterais, é que esta configuração favorece os fotões emitidos com um ângulo $\theta = 0^o$, isto é, emitidos paralelamente às paredes laterais do cristal, sendo as restantes absorvidas ao interagirem com as paredes. Nesta configuração, a razão diâmetro–espessura do cristal influencia na resolução em posição.

De modo semelhante, definiram-se materiais reflectores especulares e difusores, aos quais foram associadas diferentes propriedades ópticas. No caso do Alumínio, o material foi definido como um metal com reflectividade de 85% (Al85) e de 95% (Al95); o difusor, ou pintado de branco, para além de ser definido como um metal, associou-se à interface cristal–material branco uma rugosidade para simular o efeito de difusão lambertiana, não contemplado nesta versão do GEANT3. As reflectividades definidas para o difusor foram de 80% (wm80) e de 98% (wm98), se bem que, para c.d.o. inferiores a 400nm, não sejam geralmente consideradas reflectividades tão elevadas [Heinrichs et al., 2002]. No entanto, foi recentemente desenvolvido [Pichler et al., 2000] um material especial, *teflon modificado*, com uma reflectividade de 98% na região dos pequenos comprimentos de onda, que foi utilizado por estes autores para maximizar a colecção de luz de pequenos cristais de LSO. Por este motivo, simularam-se os dois casos distintos.

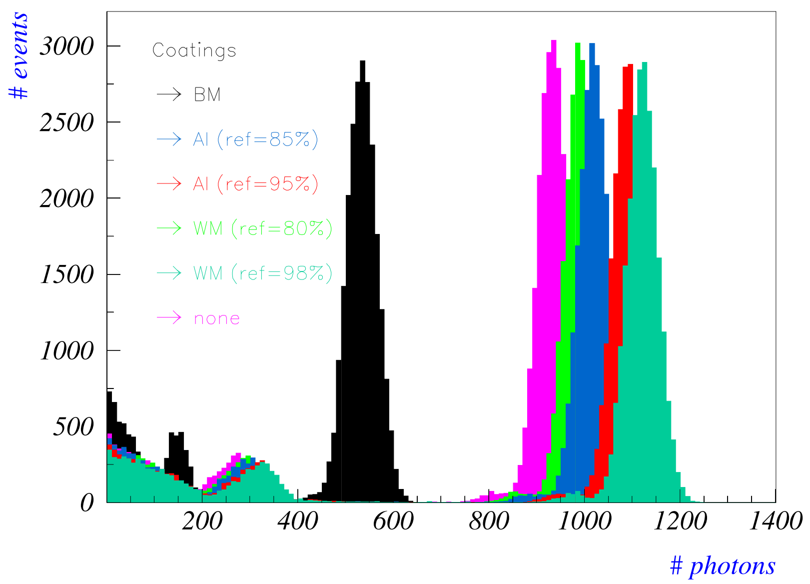


Figura 3.16: Espectro de fotões colectados para diferentes tipos de revestimento do cristal.

Na figura 3.16 mostram-se os espectros de fotões ópticos obtidos por simulação dos diferentes materiais para a energia de 122keV do fotão incidente. Na tabela 3.1 apresentam-se os resultados finais correspondentes, de acordo com a metodologia exposta na secção de análise.

Nestas configurações a resolução em energia, RE, é dominada pela resolução instrumental, RI [Kapusta et al., 1999]. Para estes revestimentos o melhor compromisso entre resolução espacial e a resolução em energia foi encontrado para o revestimento a Alumínio, com 95% de reflectividade, que apresenta os valores de resolução em energia RE=17.08±1.79% e uma resolução espacial de δX=0.319±0.003mm.

Mat.	FWHM	$\overline{nfot}$	δE (%)	RI (%)	RE (%)	δX (mm)
none	70.10±0.38	932.9±0.1	7.58±0.04	16.880±0.001	18.51±1.67	0.332±0.003
bm	74.40±0.48	534.8±0.2	14.14±0.09	22.295±0.005	26.40±4.93	0.290±0.003
wm80	71.51±0.55	990.7±0.2	7.28±0.06	16.380±0.002	17.93±2.27	0.364±0.004
Al85	75.07±0.47	1019.0±0.2	7.13±0.05	16.151±0.001	17.66±1.87	0.327±0.003
Al95	75.15±0.47	1091.0±0.2	6.94±0.04	15.609±0.001	17.08±1.79	0.319±0.003
wm98	75.22±0.41	1122.0±0.2	6.75±0.04	15.392±0.001	16.81±1.50	0.351±0.004

Tabela 3.1: Resoluções em posição, energia e em número de fotões ópticos para os diferentes tipos de revestimento do cristal: bm - preto; wm - branco; Al - Aluminio.

3.4.3 Tipo de Polimento

Efectuaram-se diversos testes para o tratamento da superficie do cristal: perfeitamente polido, no caso ideal de 100%; polido a 90%; semi rugoso, ou polido a 50%; e completamente rugoso, com um polimento de 0.5%. A variação da rugosidade fez-se através da interface cristal–revestimento, tendo sido escolhido como revestimento o Alumínio, resultado do estudo anterior, e por o cristal do protótipo possuir o mesmo tipo de revestimento. As indicações do fabricante serviram de referência. Mediu-se a quantidade de luz colectada e calculou-se a respectiva resolução espacial.

No gráfico da figura 3.17 são apresentados os espectros de fotões ópticos obtidos por simulação dos diferentes polimentos. Na tabela 3.2 apresentam-se os resultados finais correspondentes, calculados de acordo com o procedimento exposto na secção de análise.

Tendo como único critério de selecção a colecção de luz, os resultados não revelam nenhuma combinação preferível, e a escolha recairia no cristal completamente rugoso, com 16.99±1.95% de resolução em energia. De referir novamente que a resolução intrínseca é inferior (6.44–6.93%) à contribuição introduzida pela componente instrumental, RI (15.5–15.6%). A análise da resolução espacial confere ao cristal totalmente polido a melhor configuração, com uma resolução espacial de 0.313±0.003mm. No entanto, as diferenças não são significativas, podendo a escolha depender somente de factores económicos. Neste caso, o cristal despolido apresentaria uma vantagem dado que poderia evitar o dispendioso processo de polimento.

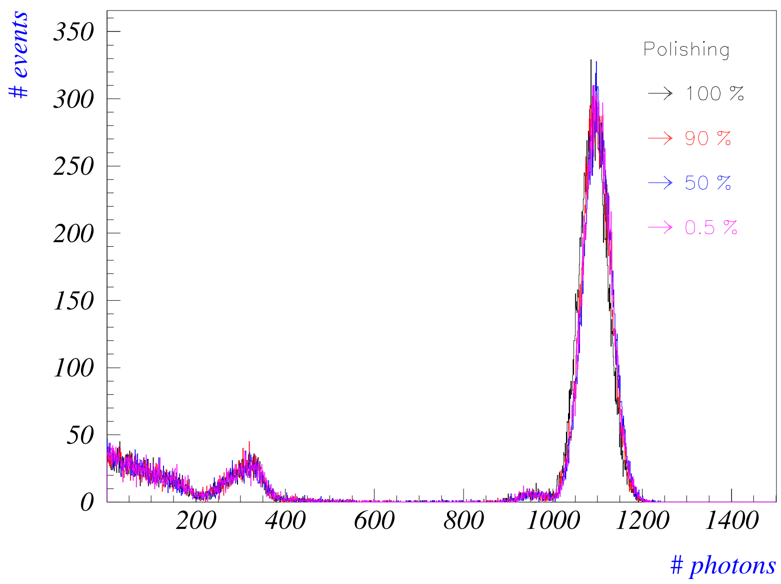


Figura 3.17: Colecção de luz para os diferentes polimentos do cristal.

P (%)	FWHM	$\overline{nfot}$	δE (%)	RI (%)	RE (%)	δX (mm)
100	74.98±0.83	1090.8±0.3	6.93±0.08	15.610±0.002	17.08±3.13	0.313±0.003
90	73.09±0.83	1096.9±0.1	6.72±0.07	15.567±0.001	16.95±2.96	0.332±0.002
50	73.59±0.81	1099.7±0.1	6.44±0.07	15.547±0.008	16.95±2.90	0.359±0.003
0.5	74.54±0.50	1098.9±0.5	6.84±0.05	15.553±0.001	16.99±1.95	0.372±0.003

Tabela 3.2: Resoluções em posição, energia e em número de fotões ópticos para os diferentes tipos de polimento do cristal.

3.5 Colecção de Luz em Cristais Segmentados

Foram também estudadas diversas configurações com cristais segmentados, isto é, conjuntos de cristais dispostos em matrizes, por terem apresentado melhores resoluções espaciais [Vittori et al., 2000] e permitirem que se construam detectores com áreas maiores de exposição sem perda de qualidade dos cristais. Deste modo evitam-se igualmente deformações, frequentes em cristais de grandes dimensões. Escolheram-se pilares de secções eficazes 0.5×0.5mm^2, 0.6×0.6mm^2 e 1.0×1.0mm^2, com comprimentos de 1, 10 e 28mm, totalizando uma área de exposição de 2.0×2.0cm^2. Os resultados de simulação foram comparados com os de outros trabalhos publicados ([Malatesta et al., 1998, Huber et al., 1999]). Avaliou-se também qual o revestimento que estes segmentos deviam ter, de entre os já referidos, tendo-se concluído que a melhor opção seria um material difusor com a maior reflectividade possível, como o *Teflon modificado*. Tal configuração permitiu tornar os cristais segmentados mais eficientes, maximizando a sua colecção de luz.

As tabelas 3.3, 3.4 e 3.5 reunem os resultados, de sensibilidade e resolução em energia, obtidos para cada configuração. Na figura 3.18 são apresentados os espectros de fotões ópticos de cada matriz simulada.

Dz(mm)	Sens.(%)	$FWHM$	$\overline{nfot}$	δE (%)	RI (%)	RE (%)
1	5.29	115.01±0.81	909.3±0.4	12.66±0.09	17.098±0.003	21.28±5.30
10	18.77	64.06±0.29	283.1±0.1	22.72±0.10	30.643±0.007	38.15±6.17
28	27.88	16.98±0.06	35.8±0.1	49.07±0.20	86.170±0.034	99.16±10.01

Tabela 3.3: Sensibilidade, resolução em energia e em número de fotões ópticos para o cristal de segmentos de secção eficaz de 0.5×0.5mm^2.

Dz(mm)	Sens.(%)	$FWHM$	$\overline{nfot}$	δE (%)	RI (%)	RE (%)
1	4.74	114.06±0.86	924.0±0.4	12.36±0.09	16.961±0.004	20.99±5.53
10	17.79	68.36±0.32	348.0±0.1	19.71±0.09	27.638±0.005	33.947±5.37
28	23.22	20.99±0.08	56.2±0.1	38.18±0.15	68.678±0.020	78.68±7.59

Tabela 3.4: Sensibilidade, resolução em energia e em número de fotões ópticos para o cristal de segmentos de secção eficaz de 0.6×0.6mm^2.

Dz (mm)	Sens. (%)	$FWHM$	$\overline{nfot}$	δE (%)	RI (%)	RE (%)
1	5.56	104.32±0.75	957.0±0.2	10.91±0.08	16.666±0.002	19.92±4.29
10	18.98	83.54±0.51	534.8±0.2	15.66±0.10	22.295±0.005	27.24±5.57
28	27.72	38.31±0.17	159.4±0.1	24.03±0.11	40.837±0.006	47.47±5.47

Tabela 3.5: Sensibilidade, resolução em energia e em número de fotões ópticos para o cristal de segmentos de secção eficaz de 1.0×1.0mm^2.

Verificou-se, para todas as matrizes de cristais, que, aumentando a espessura dos segmentos, se colectava menos luz (correspondendo nas tabelas ao valor médio do número de fotões ópticos colectados, $\overline{nfot}$), resultando uma pior resolução em energia. No entanto, a sensibilidade de detecção melhora significativamente em todos os casos. Estes resultados estão de acordo com os trabalhos experimentais publicados. Para uma melhor colecção de luz, o comprimento dos cristais pode ser diminuído, mas isso afectaria a sensibilidade de detecção. Da avaliação das tabelas, a matriz que reúne melhor compromisso entre sensibilidade e resolução em energia é a de $1.0\times1.0\times10\text{mm}^3$, com 19% de sensibilidade e 27.24±5.57% de resolução em energia.

A perda de luz nos cristais, em que o comprimento é bastante maior que a sua área de exposição, ocorre maioritariamente por perdas nas paredes com ângulos de incidência inferiores ao ângulo crítico, a não ser que se promova a reflexão interna. A fracção máxima de luz que se consegue colectar depende essencialmente do índice de refracção ($f \approx 1 - 1/n^2$), sendo por isso fundamental que se deduzam as mellhores condicões de interface com o cristal. A situação ideal seria com cristais perfeitamente polidos, com uma camada de ar entre os cristais e o reflector. Esta configuração promove a reflexão interna [Levin, 2003].

A resolução espacial em cristais segmentados não tem o mesmo significado que nos cristais planares [Blazek et al., 1995] uma vez que, na reconstrução do centróide, há descontinuidades na posição. A figura 3.19 apresenta o tipo de imagem reconstruída que se obtém com os cristais segmentados, sem colimador, e a projecção de uma banda em X limitando a direcção perpendicular, Y, entre -0.01cm e 0.01cm.

Realizaram-se várias medidas de resolução espacial, para todas as matrizes, para diferentes segmentos ao longo de uma banda. Os valores médios da resolução espacial encontrados estão reunidos na tabela 3.6.

δX (mm)	$0.5\times0.5\text{mm}^2$	$0.6\times0.6\text{mm}^2$	$1.0\times1.0\text{mm}^2$
1mm	0.079±0.005	0.076±0.006	0.099±0.012
10mm	0.078±0.005	0.068±0.006	0.063±0.005
28mm	0.086±0.004	0.087±0.015	0.073±0.002

Tabela 3.6: Resolução espacial das matrizes simuladas.

As matrizes $0.5\times0.5\text{mm}^2$ e $0.6\times0.6\text{mm}^2$ apresentam melhores resoluções que a

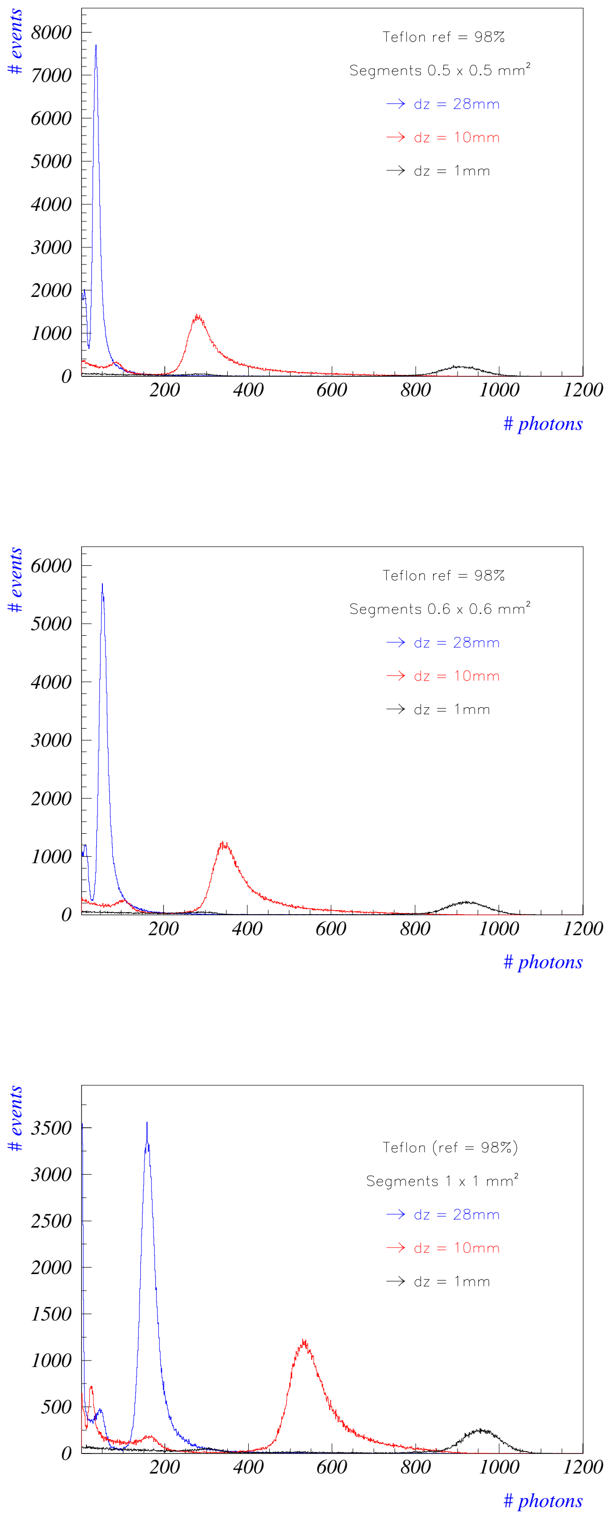


Figura 3.18: Colecção de luz para cristais segmentados com $0.5\times0.5\text{mm}^2$(em cima), $0.6\times0.6\text{mm}^2$ (ao centro) e $1.0\times1.0\text{mm}^2$ (em baixo) de secção eficaz e diferentes comprimentos, para fotões incidentes de 122keV.

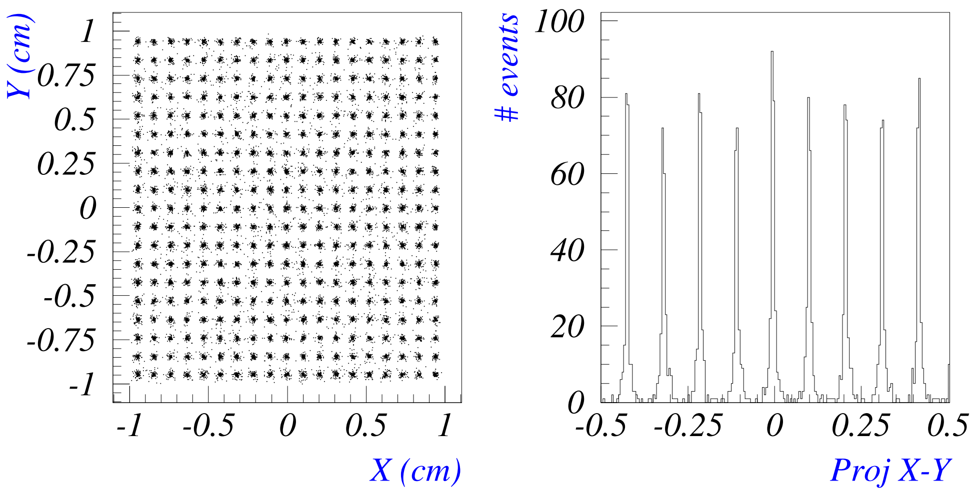


Figura 3.19: Imagem reconstruída sem colimador dos cristais segmentados e respectivo perfil.

matriz $1.0{\times}1.0\text{mm}^2$, excepto no caso dos segmentos mais longos, com 28mm de comprimento, devido a terem piores colecções de luz. Todas os valores obtidos são inferiores a 100μm, o que significa que, para as dimensões estudadas, com cristais segmentados, se consegue uma melhor resolução do que com o cristal planar.

Ainda para a matriz de cristais de $1.0{\times}1.0{\times}10\text{mm}^3$, estudou-se a resposta em posição, comparando a posição inicial de uma fonte pontual, com a posição da imagem reconstruída – figura 3.20, um estudo idêntico ao do comportamento do cristal planar. O ajuste a uma recta permitiu determinar o declive, de $0.975{\pm}0.015$. A importância desta característica reflecte-se no processo de reconstrução da imagem. Neste caso não seriam necessárias correcções geométricas na reconstrução da posição.

Verificou-se que os cristais segmentados têm um comportamento mais linear que os cristais planares e que a sua resolução em posição depende essencialmente do tamanho dos elementos da matriz. No entanto, os cristais planares não contêm zonas mortas, pelo que, na região central, possuem melhores respostas na colecção de luz, continuidade da imagem e uniformidade espacial [Levin, 2003]. Um dispo-

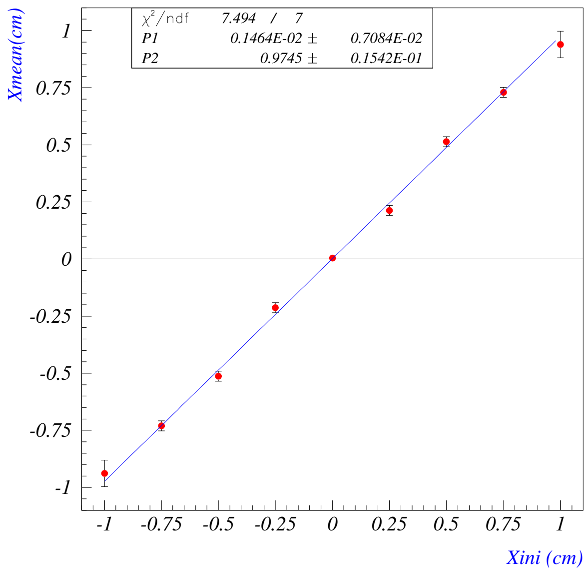


Figura 3.20: Comportamento da matriz de cristais segmentados de $1.0 \times 1.0 \times 10mm^3$.

sitivo em que se tenha um fotodetector por cristal segmentado da matriz, possibilita uma relação unívoca entre cristal e canal de leitura, podendo ser usado em configurações PET, sendo utilizadas duas matrizes de cristais, cada uma lida por um fotomultiplicador ISPA [Del Guerra et al., 2000, Del Guerra et al., 2002].

3.6 Janela de Berílio

Por razões de ordem prática, considerou-se a hipótese de colocar uma janela de entrada em berílio. Tal opção permite que o cristal se encontre sob vácuo, evitando que esteja exposto ao potencial de 25kV, que ocorram deformações no cristal devido ao gradiente de pressão e, ainda, que entre luz. A presença da janela de berílio introduz também vantagens de ordem mecânica, pois possibilita a implementação de cristais segmentados ou de cristais planares mais finos.

O comprimento de interação do berílio para a energia de 40keV é de 3.3cm, para 122keV é de 4.3cm e para 160keV é de 4.6cm. Consideraram-se espessuras até

2cm, sendo no entanto a de interesse experimental inferior a 3mm. Os resultados foram sobrepostos num único gráfico (figura 3.21), onde se verifica que para 3mm a janela de Be não influencia a quantidade de luz colectada. Não houve alteração significativa na resolução espacial nem na resolução em energia, para energias compreendidas entre 40keV e 160keV.

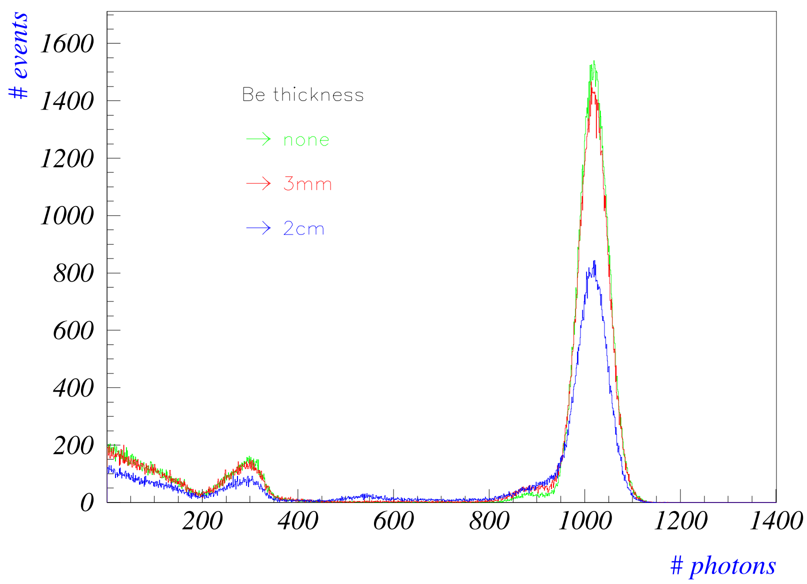


Figura 3.21: Influência da janela de berílio na colecção de luz, para fotões incidentes de energia 122keV.

Estes resultados são indicativos de que a janela de berílio pode ser introduzida no dispositivo experimental sem interferir no desempenho do detector e, consequentemente, na qualidade da imagem.

3.7 Comparação com Outros Sistemas de Detecção de Luz de Cintilação

Os detectores SPECT tradicionais, com cristais NaI:Tl, recorrem a sistemas de colecção de luz diferentes, nos quais são utilizados fotomultiplicadores acoplados ao cristal de cintilação. Este acoplamento pode ser efectuado através de uma cola óptica (*optical grease*) ou simplesmente ar. Com o objectivo de comparar o protótipo ISPA, em que o fotocátodo é depositado, a estes sistemas, simulou-se uma configuração de acoplamento cristal–ar–PMT, mas sustituindo o cristal de NaI:Tl por YAP:Ce.

Neste acoplamento, o comportamento do cristal – figura 3.22 – apresenta-se linear e numa área útil maior que a apresentada pelo protótipo testado. No entanto, na periferia do cristal verificam-se efeitos de distorção e deterioração da resolução espacial semelhantes – figura 3.23.

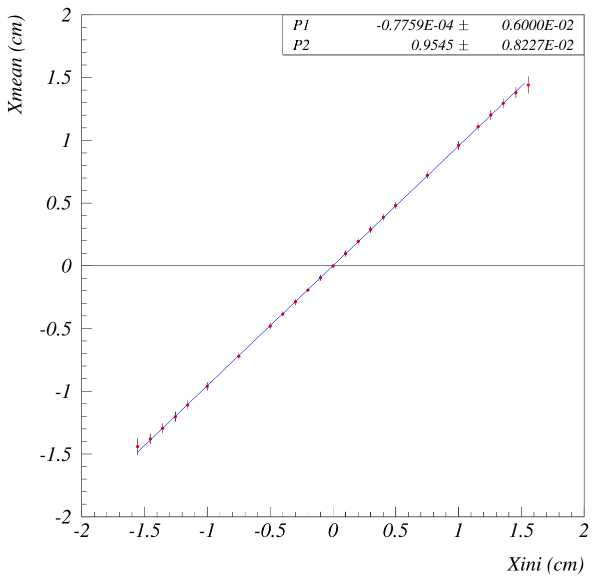


Figura 3.22: Comportamento do cristal. Variação da posição inicial da fonte pontual (*Xini*) e registo da posição média da imagem reconstruída (*Xmean*).

A figura 3.24 mostra o estudo da variação da resolução em posição e da sensibilidade em função da espessura do cristal. Novamente, neste conjunto de simulações, a fonte pontual de fotões com 122keV incide no centro do cristal. Verifica-se que a melhor resolução espacial é obtida para espessuras do cristal entre 2 e 3mm. Para valores inferiores a resolução é degradada por falta de luz e, para valores superiores, também, porque o aumento da espessura do cristal permite que o cone de emissão de luz se vá alargando.

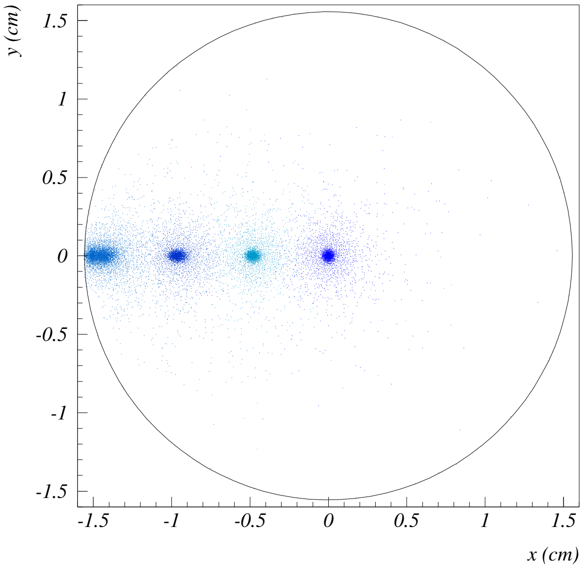


Figura 3.23: Sobreposição de imagens no cristal: efeitos de fronteira.

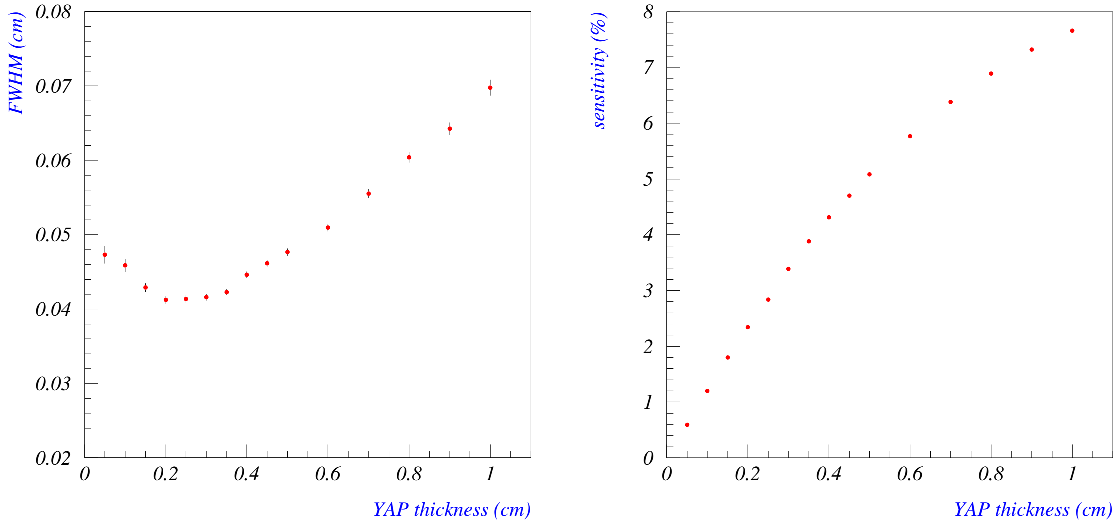


Figura 3.24: Resolução em posição (esquerda) e sensibilidade (direita) em função da espessura do cristal, para a energia de 122keV do fotão incidente.

De modo análogo ao já descrito, refizeram-se os estudos de colecção de luz, em termos de revestimento (figura 3.25 e tabela 3.7) e polimento (figura 3.26 e tabela 3.8) do cristal.

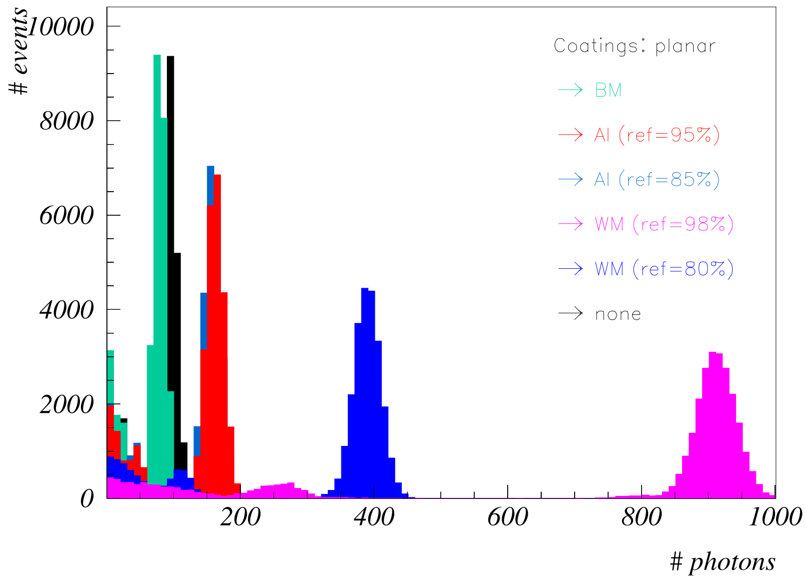


Figura 3.25: Colecção de luz para diferentes revestimentos do cristal.

Mat.	FWHM	$\overline{nfot}$	δE (%)	RI (%)	RE (%)	δX (mm)
none	21.67±0.11	77.33±0.06	28.46±0.15	58.63±0.02	65.17±6.95	0.99±0.02
bm	21.74±0.15	79.91±0.07	27.62±0.19	57.68±0.02	63.95±8.38	0.60±0.01
Al85	30.71±0.16	158.90±0.09	19.48±0.10	40.90±0.01	45.30±4.59	0.44±0.01
Al95	31.16±0.18	162.80±0.09	19.28±0.11	40.41±0.01	44.77±4.84	0.40±0.01
wm80	46.72±0.30	389.80±0.15	12.02±0.08	26.11±0.01	28.75±3.26	0.79±0.12
wm98	68.62±0.46	911.90±0.12	7.53±0.05	17.07±0.01	18.66±2.03	0.64±0.01

Tabela 3.7: Resoluções em posição, energia e em número de fotões ópticos para os diferentes tipos de revestimento do cristal: bm - preto; wm - branco; Al - Aluminio.

No estudo dos revestimentos verificou-se que a melhor resolução em energia é obtida para o revestimento com maior índice de reflectividade. No entanto, a melhor resolução em posição é atingida para o alumínio com reflectividade de 95%.

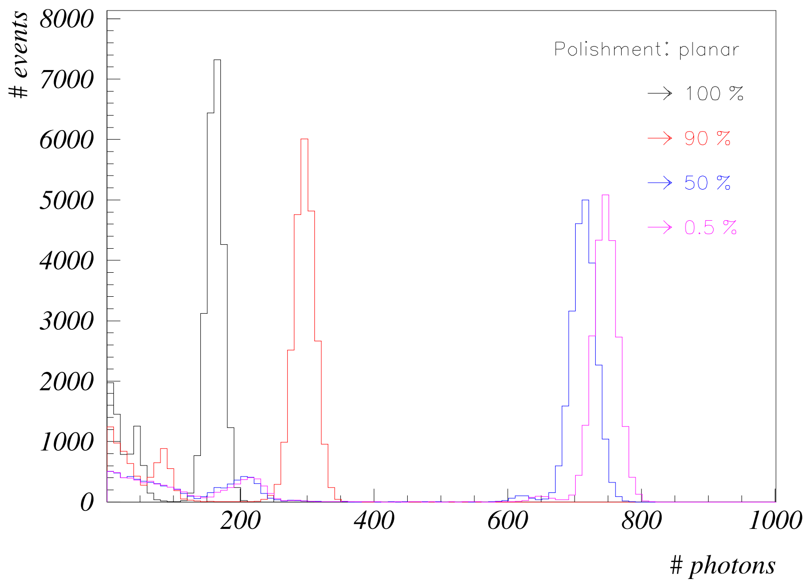


Figura 3.26: Colecção de luz para os diferentes polimentos do cristal.

P(%)	FWHM	$\overline{nfot}$	δE (%)	RI (%)	RE (%)	δX (mm)
100	29.56±0.14	162.50±0.08	18.32±0.08	40.43±0.01	44.39±3.63	0.44±0.03
90	37.27±0.20	296.00±0.11	12.64±0.07	29.97±0.01	32.53±2.66	0.75±0.04
50	42.61±0.25	713.50±0.09	5.98±0.04	19.30±0.01	20.21±1.06	0.70±0.04
0.5	42.25±0.24	745.90±0.13	5.67±0.03	18.88±0.01	19.71±0.95	0.73±0.04

Tabela 3.8: Resoluções em posição, energia e em número de fotões ópticos para os diferentes tipos de polimento do cristal.

Nestes sistemas o melhor compromisso entre as resoluções em energia e posição encontra-se para o cristal sem nenhum polimento.

Verifica-se, considerando estes sistemas de aquisição, um decréscimo na quantidade de luz colectada, resultando em piores resoluções em energia e em posição que no caso em que o fotocátodo é depositado no cristal.

Por último simulou-se o sistema cristal–cola óptica–PMT, para um cristal polido e revestido a alumínio com 95% de reflectividade. O índice de refracção atribuído à cola foi $n = 1.55$. O resultado é apresentado na tabela 3.9, juntamente com os resultados dos outros sistemas de aquisição estudados, para a mesma configuração.

Sistema de Detecção	δE (%)	RI (%)	RE (%)	δX (mm)
Fotocátodo depositado	6.94±0.04	15.609±0.001	17.08±1.79	0.319±0.003
Cristal–Ar–PMT	19.28±0.11	40.41±0.01	44.77±4.84	0.40±0.01
Cristal–Cola óptica–PMT	22.39±0.13	10.918±0.003	24.91±11.38	0.320±0.002

Tabela 3.9: Resoluções em posição e em energia para os sistemas de aquisição estudados, para a mesma configuração: cristal planar, totalmente polido e revestido a Al (95%).

Por comparação dos valores reunidos na tabela 3.9, o sistema de detecção com o fotocátodo depositado apresenta a melhor resolução em posição e em energia. No caso dos sistemas que recorrem ao uso de PMT's, a interface de cola óptica melhora significativamente o desempenho do detector.

3.8 Configuração Ideal

Ao longo deste capítulo estudaram-se várias configurações possíveis do detector. De acordo com os resultados obtidos, a melhor configuração encontrada foi a que incluiu um cristal do tipo planar, revestido a alumínio. O polimento do cristal não revela melhorias significativas em relação ao cristal despolido. A vantagem de introduzir uma janela de berílio deve-se, essencialmente, a salvaguardar o cristal, possibilitando o uso de cristais mais finos e evitando deformações. Para detectores de grandes dimensões ou áreas de exposição, o recurso a matrizes de pequenos segmentos, revestidos por um material difusor, poderá ser o mais viável.

3.8.1 Outros Cristais: YAP, LSO, LuAP, NaI

Por último considerou-se oportuno comparar vários cristais com interesse para as técnicas de PET e SPECT, nomeadamente os apresentados na tabela 1.1. Neste estudo escolheu-se o melhor rendimento luminoso de cada cristal e, de acordo com o c.d.o. mais provável de cada um, considerou-se a eficiência quântica do fotocátodo correspondente (figura 3.5).

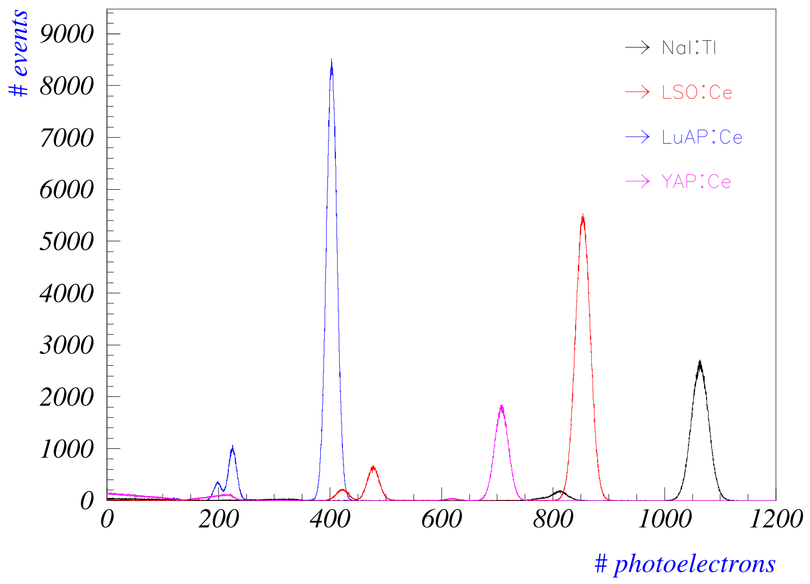


Figura 3.27: Fotoelectrões colectados para os diferentes cristais.

Na figura 3.27 sobreposeram-se os espectros de fotoelectrões colectados e na tabela 3.10 apresentam-se a sensibilidade, resolução em energia e posição de cada um deles.

Cristal	Sens (%)	δ(E) (%)	RI(%)	RE (%)	δ(X) (mm)
LuAP:Ce	82.50	5.51±0.01	12.579±0.001	13.73±0.21	0.292±0.004
YAP:Ce	22.93	4.14±0.01	9.493±0.001	10.36±0.32	0.211±0.004
LSO:Ce	81.54	3.67±0.01	8.276±0.001	9.05±0.13	0.219±0.003
NaI:Tl	43.54	3.40±0.01	7.580±0.001	8.31±0.16	0.182±0.003

Tabela 3.10: Sensibilidade, resolução em posição e em energia de cada cristal.

O NaI:Tl é o cristal com maior rendimento luminoso, mas tem a grande desvantagem de ser higroscópico, necessitando de estar hermeticamente fechado o que condiciona a sua utilização. Devido a ter uma relativa baixa densidade, o NaI:Tl tem uma eficiência de detecção satisfatória para fotões abaixo dos 200keV, mas, para energias mais elevadas, na detecção de fotões de 511keV, como em PET, os materiais usados têm densidade mais elevada e maior número atómico efectivo [Melcher, 2000]. Apresenta ainda um elevado tempo de decaimento o que dificulta a sua aplicação em sistemas SPECT com elevada sensibilidade.

Verificou-se que o LuAP:Ce é o cristal que apresenta melhor sensibilidade devido à sua elevada densidade (8.40gcm^{-3}). A actual tecnologia de produção destes cristais encontra-se ainda em desenvolvimento, sendo de esperar melhoramentos ao nível da quantidade de luz produzida.

O LSO:Ce é o cristal cintilador que reúne a melhor combinação de propriedades. Tem elevada densidade e número atómico efectivo para uma boa eficiência de detecção da radiação gama, tempo de decaimento da luz emitida de apenas 20ns e elevado rendimento luminoso. Para além disso, é de fácil fabricação. É radioactivo, devido à presença do ^{176}Lu e, embora de actividade desprezável [Melcher, 2000], é uma fonte de ruído a considerar para aplicações de baixas contagens.

O cristal de YAP:Ce é o cristal de menor sensibilidade, mas, para as aplicações SPECT (tipicamente 140keV), é uma boa alternativa aos outros cristais apresentados, pois não requer cuidados especiais uma vez que não é higroscópico nem radioactivo. O seu tempo de decaimento de 27ns torna este cristal muito competitivo com as soluções tradicionais com NaI:Tl. Actualmente avalia-se a introdução de co-dopantes que permitem um aumento do rendimento luminoso de 60% e uma redução do tempo de decaimento para valores inferiores a 20ns [Mares et al., 2003].

Uma boa alternativa ao YAP:Ce poderá ser os novos cristais de $Lu_{0.3}Y_{0.7}$AP:Ce. Estes cristais "mistos" têm, igualmente, uma estrutura de perovskite (ver secção 1.2.1), em que alguns dos átomos de ítrio são substituídos por lutécio, apresentam uma elevada densidade de 6.19gcm^{-3}, com tempo de decaimento entre 17–22ns e um aumento de 20% no rendimento luminoso em relação ao YAP:Ce. Têm uma sensibilidade mais elevada, devido à presença de lutécio e à redução do comprimento de interacção, ou ao aumento do coeficiente de atenuação linear de 1.3cm^{-1} para 3.3cm^{-1} (a 140keV) [Mares et al., 2003].

Referências

[Abreu et al., 2002] Abreu, M., Ortigão, C., Peralta, L., Mendes, P. R., and Sousa, P. (2002). Uma câmara gama de alta resolução para medicina nuclear. Apresentado na SPF 2002 - Sociedade Portuguesa de Fisica, Setembro 2002, Évora.

[Baccaro et al., 1997] Baccaro, S., Barone, L. M., Borgia, B., Castelli, F., Cavallari, F., Notaristefani, F., Diemoz, M., Faccini, R., Festinesi, A., Leonardi, E., Longo, E., Montecchi, M., Organtini, G., Pacciani, L., and Pirro, S. (1997). Precise determination of the light yield of scintillating crystals. *Nucl. Instrum. Methods A*, 385:69–73.

[Blazek et al., 1995] Blazek, K., Notaristefani, F., Maly, P., Pani, R., Pelegrini, R., Pergola, A., Scopinaro, F., and Soluri, A. (1995). YAP Multi–Crystal Gamma Camera Prototype. *IEEE Trans. Nuc. Sci.*, 42(5):1474–82.

[D'Ambrosio et al., 2000] D'Ambrosio, C., Notaristefani, F., Gys, T., Leutz, H., Piedigrossi, D., Puertolas, D., and Rosso, E. (2000). Recent developments on ISPA-cameras for gamma ray imaging: gamma imaging with an electrostatic crossed focussed ISPA-tube. *Nucl. Instrum. Methods A*, 442:279–84.

[D'Ambrosio et al., 1999] D'Ambrosio, C., Notaristefani, F., Leutz, H., Puertolas, D., and Rosso, E. (1999). Improvement light transitions from scintillators to new photocathode windows. *Nucl. Instrum. Methods A*, 431:455–9.

[Del Guerra et al., 2002] Del Guerra, A., Belcari, N., Bencivelli, W., Motta, A., Righi, S., and Vaiano, A. (2002). Monte Carlo Study and Experimental Measurements of Breast Tumor Detectability with the YAP–PEM prototype. *IEEE Trans. Nuc. Sci.* proceedings.

[Del Guerra et al., 2000] Del Guerra, A., Damiani, C., Di Domenico, G., Motta, A., Giganti, M., and Marchesini, R. (2000). An Integrated PET–SPECT Small Animal Imager: preliminary results. *IEEE Trans. Nuc. Sci.*, 47(4):1537–1540.

[Gianni et al., 1994] Gianni, S., Ravndal, S., and Maire, M. (1994). *GEANT – Detector Description and Simulation Tool*. CERN – European Organization for Nuclear Research, October edition. CERN Program Library Long Writeup W5013.

[Heinrichs et al., 2002] Heinrichs, U., Blume, A., BuBmann, N., Engels, R., Kemmerling, G., and Webber, K. (2002). Statistical studies on the light output and energy resolution of small lso single crystals with different surface treatments combined with varous reflector materials. *Nucl. Instrum. Methods A*, 486:60–66.

[Huber et al., 1999] Huber, J. S., Moses, W. W., Andreaco, M. S., Loope, M., Melcher, C. L., and Nutt, R. (1999). Geometry and surface treatment dependence of the light collection from LSO crystals. *Nucl. Instrum. Methods A*, 437:374–80.

[Kapusta et al., 1999] Kapusta, M., Balcerzyk, M., Moszynski, M., and Pawelke, J. (1999). A high-energy resolution observed from a YAP:Ce scintillator. *Nucl. Instrum. Methods A*, pages 610–3.

[Knoll, 1989] Knoll, G. F. (1989). *Radiation Detection and Measurment*. John Wiley and Sons, 2nd edition edition.

[Knoll, 1999] Knoll, G. F. (1999). *Radiation Detection and Measurment*. John Wiley and Sons, 3nd edition edition.

[Landi, 2002] Landi, G. (2002). Properties of the center of gravity as an algorithm for position measurments. *Nucl. Instrum. Methods A*, 485:698–719.

[Leo, 1987] Leo, W. (1987). *Techiques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer–Verlag.

[Levin, 2003] Levin, C. S. (2003). Detector design issues for compact nuclear emission cameras dedicated to breast imaging. *Nucl. Instrum. Methods A*, (497):60–74.

[Malatesta et al., 1998] Malatesta, T., Vittori, F., Notaristefani, F., and Pani, R. (1998). Energy Response and Resolution of YAP:Ce Matrix for Imaging Applications in Nuclear Medicine. *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*, 61B:658–65.

[Mares et al., 2003] Mares, J., Nikl, M., Solovieva, N., D'Ambrosio, C., de Notaristefani, F., Blazek, K., Maly, P., Nejezchleb, K., Fabeni, P., Pazzi, G., de Haas, J., van Eijk, C., and Dorenbos, P. (2003). Scintillators and spectroscopic properties od Ce^{3+}-doped $YAlO_3$ and $Lu_x(RE)_{1-x}AlO_3$ (RE= Y^{3+} and Gd^{3+}). *Nucl. Instrum. Methods A*, (498):312–327.

[Melcher, 2000] Melcher, C. (2000). Scintillation Crystals for PET. *J Nucl Med*, (41):1051–1055.

[Pichler et al., 2000] Pichler, B. J., Lorenz, E., Mirzoyan, R., Weiss, L., and Ziegler, S. I. (2000). Production of a diffuse very high reflectivity material for light collection in nuclear detectors. *Nucl. Instrum. Methods A*, 442:333–6.

[Puertolas, 2000] Puertolas, D. (2000). ISPA–Tubes with YAP:Ce Active Windows for X and Gamma Ray Imaging. Pixel 2000.

[Vittori et al., 2000] Vittori, F., Notaristefani, F., Malatesta, T., and Puertolas, D. (2000). A study on light collection of small scintillating crystals. *Nucl. Instrum. Methods A*, 452:245–51.

Capítulo 4

Simulação Monte Carlo de Colimadores SPECT

4.1 Colimadores *Standard*

A utilização de colimadores em Medicina Nuclear deve-se à impossibilidade de focar, com sistemas de lentes, um feixe de raios–X (>20keV) ou radiação gama (conforme secção 1.1.2) e obedece ao compromisso entre a eficiência de detecção e a resolução espacial pretendida [Zaidi, 1999]. Este compromisso depende da geometria dos seus canais ou buracos, nomeadamente da sua forma, comprimento e diâmetro, bem como da espessura e material dos septos que os separam. Para o colimador *standard* de furos paralelos a resolução espacial é descrita aproximadamente pela expressão analítica:

$$R_{col} \;=\; d\,\frac{l_e + b + c}{l_e} \tag{4.1}$$

onde d é o diâmetro do buraco do colimador, b é a distância fonte–colimador, c é uma dependência na energia (normalmente desprezável). l_e é o comprimento efectivo do colimador definido por $l_e \;=\; l - 2\mu^{-1}$ [Sorenson and Phelps, 1987], onde μ é o coeficiente de atenuação linear (em cm^{-1}) do material. A eficiência geométrica do colimador, ou sensibilidade, é dada por:

$$g \;\approx\; K\left(\frac{d}{l_e}\right)^2\left(\frac{d}{d+t}\right)^2 \tag{4.2}$$

sendo t a espessura septal e K uma constante que depende da forma do buraco. A combinação das equações 4.1 e 4.2 resulta na relação [Sorenson and Phelps, 1987]:

$$g \propto (R_{col})^2 \tag{4.3}$$

Em geral, a resolução espacial só pode ser melhorada através da diminuição do diâmetro dos canais do colimador, o que se reflecte na redução da eficiência de detecção. Pelo contrário, o aumento da sensibilidade é conseguido em configurações nas quais a resolução espacial é degradada, através da utilização de colimadores com buracos de elevado diâmetro. Da equação 4.1 constata-se ainda que a resolução piora com o afastamento da fonte ao colimador, de forma linear. Para imagens planares, os objectos mais próximos do colimador terão melhor definição, pelo que se deverá manter a câmara SPECT o mais próximo possível do objecto de interesse.

Apesar das ilações retiradas do modelo exposto, não é possível descrever, analiticamente, todas as contribuições para a formação de imagem, como a dispersão de fotões no colimador e no detector. A simulação Monte Carlo é, portanto, uma ferramenta essencial uma vez que permite caracterizar e analisar realisticamente os vários colimadores existentes, bem como realizar estudos de optimização.

4.1.1 Geometrias e Materiais

O estudo do desempenho dos colimadores convencionais, ao qual reporta esta secção, dividiu-se em duas partes: geometrias e materiais. Numa primeira fase, foram simulados, para um colimador de um só furo, diferentes materiais de número atómico elevado: chumbo, tungsténio, ouro e urânio [Tenney et al., 2001]. Na tabela 4.1 estão reunidas algumas propriedades dos materiais utilizados neste capítulo.

Na segunda fase, deste estudo foram simuladas geometrias de colimadores de múltiplos furos, paralelos e hexagonais (em favo), para o mesmo material, tendo sido o tungsténio o escolhido. Na figura 4.1 são apresentadas imagens da geometria destes colimadores, obtidas directamente com o módulo de visualização da versão interactiva do GEANT3.

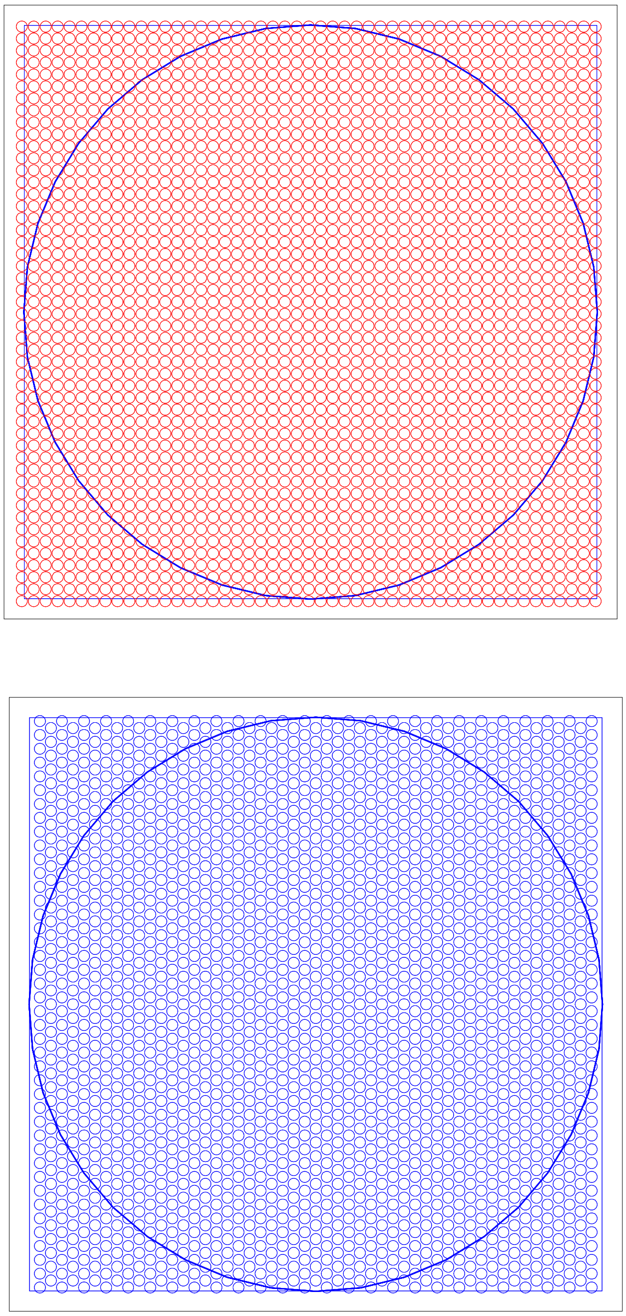


Figura 4.1: Plano (x–y) do colimador de furos paralelos (em cima) e do colimador em favo (em baixo). Imagem da geometria simulada, obtida com a versão interactiva do GEANT3. O círculo representa a área do cristal.

		W	**Au**	**Pb**	**U**
Z		74	79	82	92
ρ (g/cm^3)		19.4	19.3	11.34	18.85
μ (cm^{-1}) *	@ 122keV	51.80	60.22	38.22	84.64
	@ 140keV	36.29	42.54	27.13	57.99
Raios–X (keV)	K_α **	58.241	67.390	73.306	95.644
	K_β **	68.044	79.243	86.322	113.237

Tabela 4.1: Propriedades dos materiais usados no estudo dos colimadores: Pb–chumbo; W–tungsténio; Au–ouro; U–urânio. * valores retirados de [Berger, 1999]. ** valores médios.

4.1.2 Resultados

O estudo da sensibilidade e da resolução espacial para diferentes materiais foi efectuado com um colimador de geometria simples, contendo um único furo de 0.6mm de diâmetro. Para as espessuras de 0.5cm e 1.0cm, simularam-se os quatro materiais atrás referidos. Os resultados são apresentados nas tabelas 4.2 e 4.3.

	W	Au	Pb	U
Sens ($\times 10^{-5}$)	2.48	2.47	2.51	2.48
δX (mm)	0.530±0.007	0.527±0.007	0.518±0.007	0.507±0.006

Tabela 4.2: Sensibilidade e resolução em posição do conjunto colimador + cristal, para os colimadores dos diferentes materiais estudados. Colimadores com 0.5cm de espessura e um furo com 0.6mm de diâmetro.

	W	Au	Pb	U
Sens ($\times 10^{-5}$)	1.39	1.38	1.43	1.39
δX (mm)	0.508±0.008	0.527±0.009	0.528±0.009	0.514±0.008

Tabela 4.3: Sensibilidade e resolução em posição do conjunto colimador + cristal, para os colimadores dos diferentes materiais estudados. Colimadores com 1.0cm de espessura e um furo com 0.6mm de diâmetro.

A variação do material não revelou diferenças significativas na sensibilidade e na resolução espacial. O critério de selecção de um material para colimadores depende, em primeira ordem, das suas características de mercado, como o preço, a disponibilidade e a facilidade de maquinação; e das propriedades físicas, como a energia de excitação, introduzindo no espectro final raios–X de fluorescência, o peso e a densidade.

Foram realizadas, para colimadores de múltiplos furos de 0.6mm de diâmetro, simulações em que se manteve fixa a distância fonte–colimador e se variou a espessura do colimador, e outras em que se fixou a espessura, variando a distância da fonte ao colimador. Para as geometrias simuladas, de furos paralelos e em favo, verificou-se que, à medida que se afastava a fonte do colimador, a resolução espacial piorava. Mantendo-se a distância fonte–colimador fixa, o aumento da espessura do colimador traduziu-se numa melhor resolução em posição, mas com uma redução muito acentuada na sensibilidade. A título ilustrativo, na figura 4.2 encontra-se o resultado da simulação do colimador de furos paralelos de 2.0cm de espessura e distância fonte–colimador variável. Na figura 4.3 apresenta-se o resultado da simulação em que se fixou a distância fonte–colimador em 1.0cm e se variou a espessura do colimador.

Nos espectros de fotões podem visualizar-se, além do pico de absorção total, dois outros picos (entre 500 e 700 fotões ópticos), correspondentes às energias de raios–X de fluorescência do tungsténio. Na imagem reconstruída do colimador de 1.0cm de espessura, e cuja fonte se encontra a 1.0cm de distância, pode observar-se um efeito em cruz, provocado pela passagem de radiação nos septos do colimador sem ser completamente atenuada. Este efeito, chamado penetração septal, é significativo para colimadores finos e com a fonte emissora de energia elevada, muito próxima do colimador. Quando a fonte está muito afastada (5cm), o efeito do alargamento da imagem é mais significativo que o efeito de penetração septal.

Os resultados dos estudos efectuados para o colimador de furos paralelos estão reunidos nas tabelas 4.4 e 4.5, onde se mostram apenas alguns exemplos do comportamento típico deste colimador, uma vez que as simulações do colimador em favo levam a resultados semelhantes.

Na figura 4.4 compararam-se os valores calculados analiticamente, através da expressão 4.1, com os resultados obtidos por simulação. Observa-se um desacordo para os casos do colimador mais fino, com 1.0cm de espessura, e no da fonte

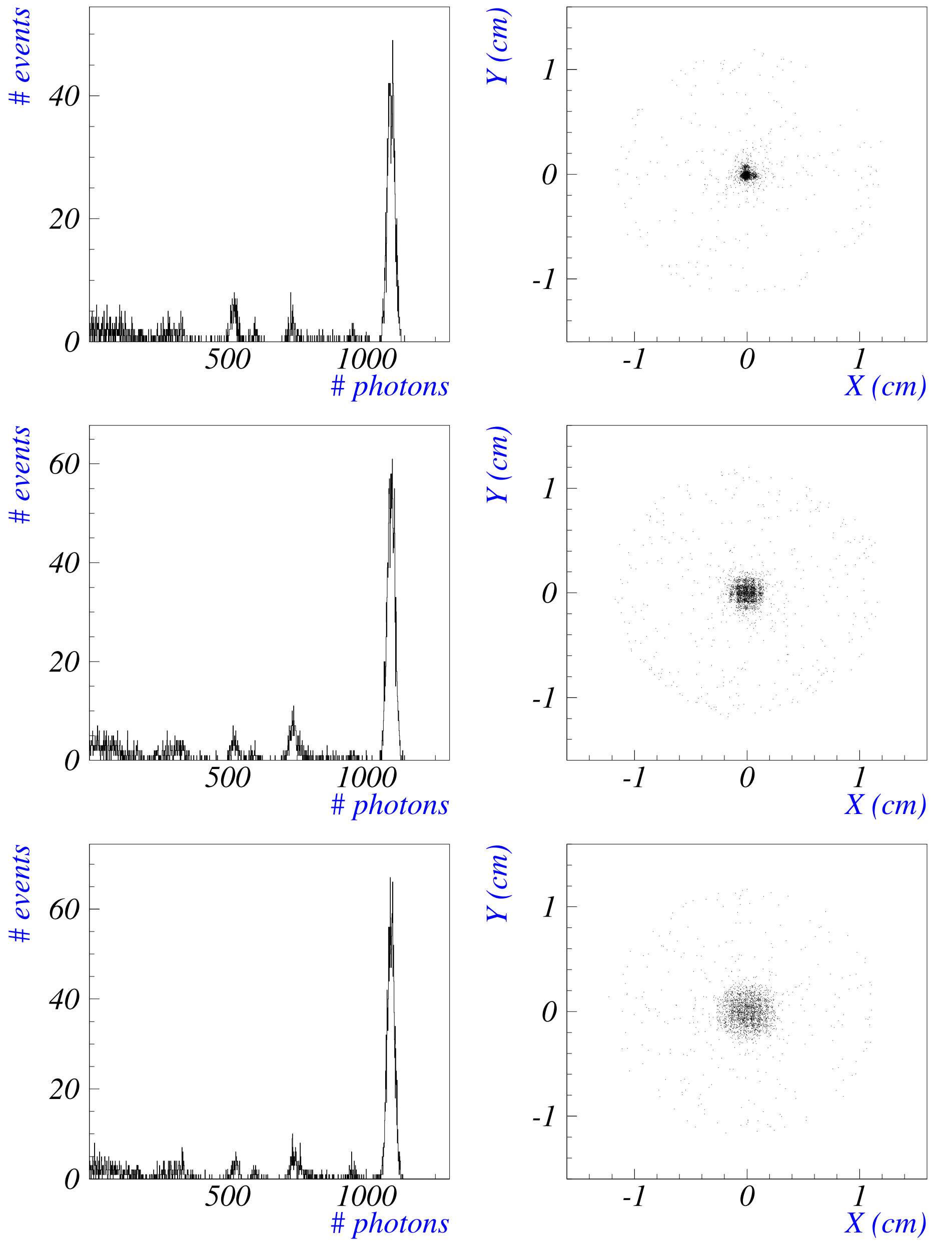


Figura 4.2: Espectro de fotões ópticos (coluna da esquerda) e imagem reconstruída (coluna da direita) do colimador, em tungsténio, de furos paralelos de 2.0 cm de espessura. Distância fonte–colimador variável: 1.0cm em cima; 5.0cm ao centro; 10.0cm em baixo.

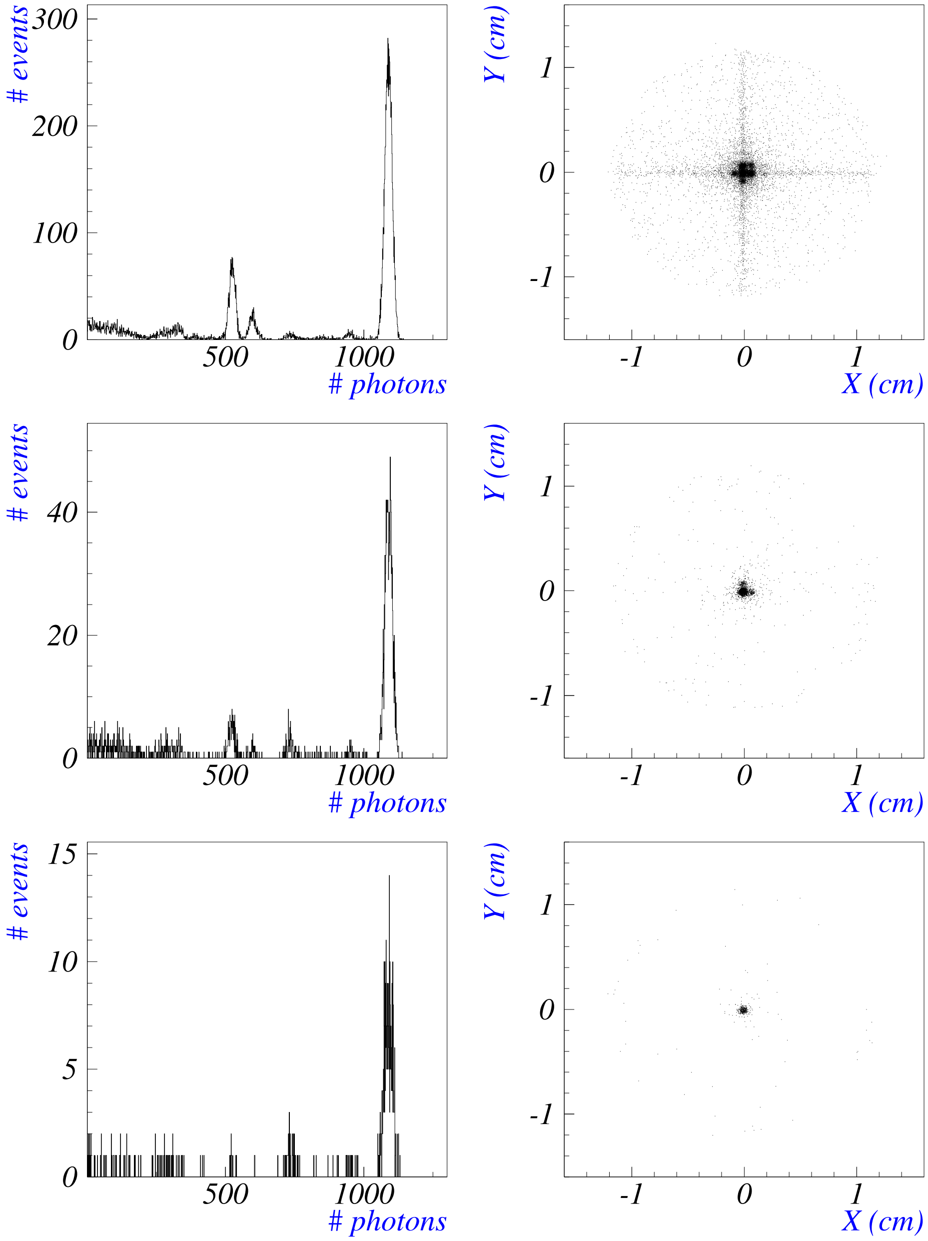


Figura 4.3: Espectro de fotões ópticos (coluna da esquerda) e imagem reconstruída (coluna da direita) do colimador em tungsténio de furos paralelos. Distância fonte–colimador fixa a 1.0cm. Espessura do colimador variável: 1.0cm em cima; 2.0cm ao centro; 5.0cm em baixo.

l (cm)	*Sens* ($\times 10^{-5}$)	δE (%)	*RI* (%)	*RE* (%)	δX (mm)
1.0	4.43	2.85±0.02	15.624±0.001	15.88±0.40	1.886±0.032
2.0	0.71	2.82±0.06	15.614±0.003	15.87±1.13	0.963±0.036
5.0	0.15	3.83±0.34	15.624±0.011	16.09±8.23	0.719±0.055

Tabela 4.4: Sensibilidade, resoluções em posição e em energia para o colimador em tungsténio de furos paralelos. Distância fonte–colimador fixada a 1.0cm. Espessura do colimador variável.

b (cm)	*Sens* ($\times 10^{-5}$)	δE (%)	*RI* (%)	*RE* (%)	δX (mm)
1.0	4.43	2.85±0.02	15.624±0.001	15.88±0.40	1.886±0.032
5.0	4.35	2.90±0.02	15.623±0.001	15.89±0.44	4.108±0.144
10.0	4.16	2.84±0.02	15.623±0.001	15.87±0.42	6.611±0.170

Tabela 4.5: Sensibilidade, resoluções em posição e em energia para o colimador em tungsténio de furos paralelos. Distância fonte–colimador variável. Espessura do colimador: 1.0cm.

próxima, distância fonte–colimador 1.0cm. Tal facto deve-se ao modelo teórico não prever o efeito da penetração septal, motivo pelo qual apenas se verificarem diferenças entre o valor esperado analiticamente e os valores de simulação nesses casos.

Nas tabelas 4.6 e 4.7 são apresentados os resultados do colimador em favo. Escolheram-se as mesmas configurações que no colimador de furos paralelos para que se pudesse proceder à comparação. Verificou-se que o comportamento deste colimador, face às configurações simuladas, esteve de acordo com o esperado.

l (cm)	*Sens* ($\times 10^{-5}$)	δE (%)	*RI* (%)	*RE* (%)	δX (mm)
1.0	3.62	3.43±0.04	16.167±0.002	16.53±0.78	1.398±0.025
2.0	0.60	3.22±0.09	16.614±0.002	16.49±1.71	0.693±0.026
5.0	0.15	3.83±0.35	16.175±0.012	16.62±8.18	0.682±0.053

Tabela 4.6: Sensibilidade, resoluções em posição e em energia para o colimador de tungsténio em favo. Distância fonte–colimador fixada a 1.0cm. Espessura do colimador variável.

Os dois colimadores estudados têm sensibilidades semelhantes, sendo muito pouco eficientes, estando no entanto na mesma ordem de grandeza que o valor teórico de

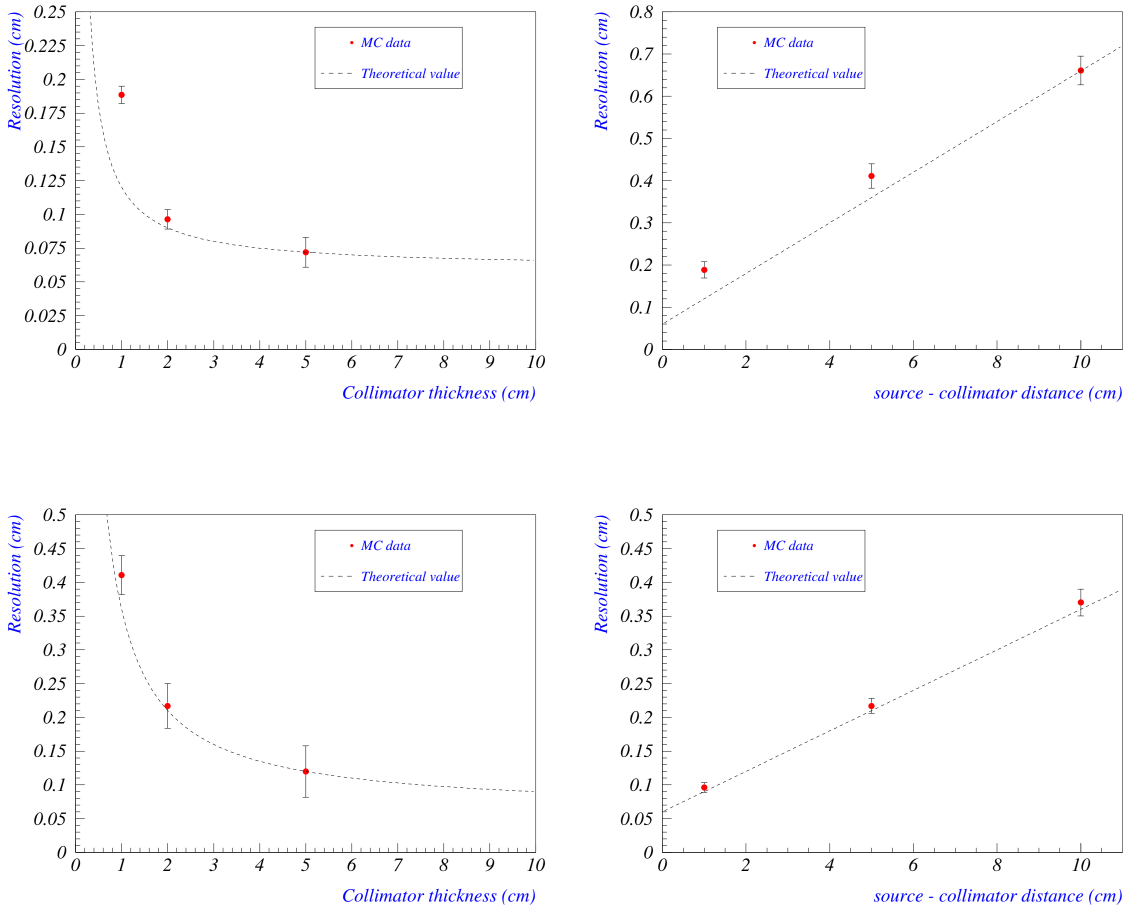


Figura 4.4: Comparação dos valores calculados com o modelo analítico com os resultados obtidos por simulação. Colimador em tungsténio de furos paralelos. Em cima: à esquerda, distância fonte–colimador a 1.0cm; à direita, colimador de 1.0cm de espessura. Em baixo: à esquerda, distância fonte–colimador a 5.0cm; à direita, colimador de 2.0cm de espessura.

b (cm)	*Sens* ($\times 10^{-5}$)	δE (%)	*RI* (%)	*RE* (%)	δX (mm)
1.0	3.62	3.43±0.04	16.167±0.002	16.53±0.78	1.398±0.025
5.0	3.62	3.40±0.04	16.167±0.001	16.52±0.74	3.067±0.081
10.0	3.76	3.49±0.04	16.167±0.002	16.54±0.82	5.545±0.195

Tabela 4.7: Sensibilidade, resoluções em posição e em energia para o colimador de tungsténio em favo. Distância fonte–colimador variável. Espessura do colimador: 1.0cm.

previsto e de acordo com os valores apresentados por [Cot et al., 2002]. Comparativamente, o colimador em favo apresenta melhores resoluções espaciais, resultado verificado por [Lowe et al., 2002].

Os colimadores de 2.0cm podem ser úteis quando se exigir uma melhor resolução espacial, desde que seja tolerável uma baixa sensibilidade, com implicações directas no tempo requerido para a aquisição da imagem. No caso de se pretender a máxima sensibilidade, os resultados apontam que a melhor resolução em posição é obtida quando a fonte está o mais próxima possível do colimador.

Dos dois colimadores simulados, a configuração em favo apresenta uma sensibilidade mais reduzida, compensada por uma resolução espacial melhorada.

Verificou-se não haver um ganho significativo na resolução espacial com o aumento da espessura do colimador de 2.0cm para 5.0cm, pelo que se concluiu não justificar o uso de colimadores de espessura superior a 2.0cm.

4.2 Colimador de Chapas Onduladas de Tungsténio

Colimador de chapas onduladas de tungsténio é um colimador não convencional, desenvolvido no âmbito da colaboração ISPA, que foi utilizado para efectuar algumas medidas experimentais de carácter preliminar. A vantagem de utilizar este colimador deve-se à dificuldade de construir colimadores de furos com diâmetros reduzidos. As técnicas tradicionais de construção de colimadores em tungsténio recorrem à electroerosão, que apresenta elevado custo e tempo de execução. Pretendeu-se verificar o desempenho deste novo tipo de colimadores e compará-lo com os colimadores tradicionais.

A geometria deste colimador foi simulada através das formas básicas pré-definidas do código GEANT3, definindo-se uma unidade e recolocando-a até preencher a área pretendida. A imagem obtida com a versão interactiva do GEANT3 pode ser visualizada na figura 4.5.

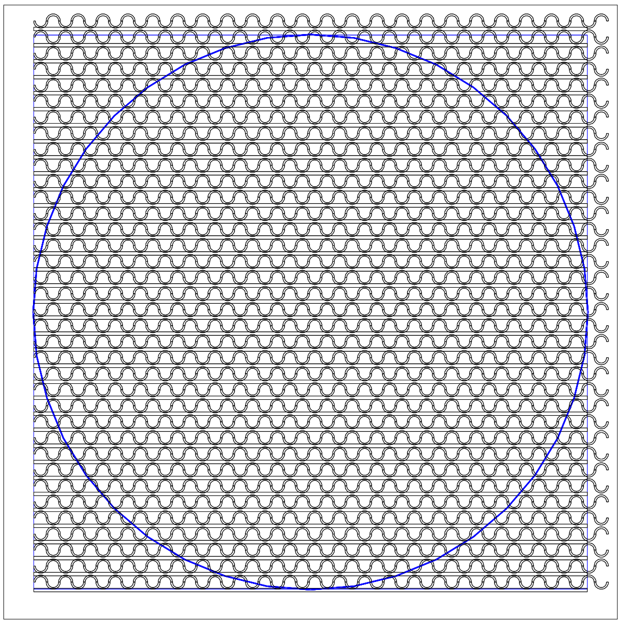


Figura 4.5: Plano (x–y) do colimador de chapas onduladas de tungsténio. Imagem da geometria simulada, obtida com a versão interactiva do GEANT3. Entre duas chapas onduladas existe uma plana. O círculo representa a área do cristal.

Para o estudo comparativo entre este colimador e os tradicionais, foram reunidos na figura 4.6 os espectros e respectivas imagens reconstruídas, dos três colimadores para a mesma configuração: furos de 0.6mm de diâmetro, septos de tungsténio, 1.0cm de espessura, fonte de fotões incidentes de 122.0keV colocada a 1.0cm de distância.

Os resultados dos estudos efectuados para este colimador estão reunidos nas tabelas 4.8 e 4.9, em que se manteve a mesma selecção que nos colimadores anteriores.

Verificou-se que este colimador apresenta uma melhor resolução em posição em todos os casos estudados. No entanto, a sua sensibilidade é significativamente inferior à dos colimadores convencionais, de acordo com a expressão 4.3, conseguindo-se

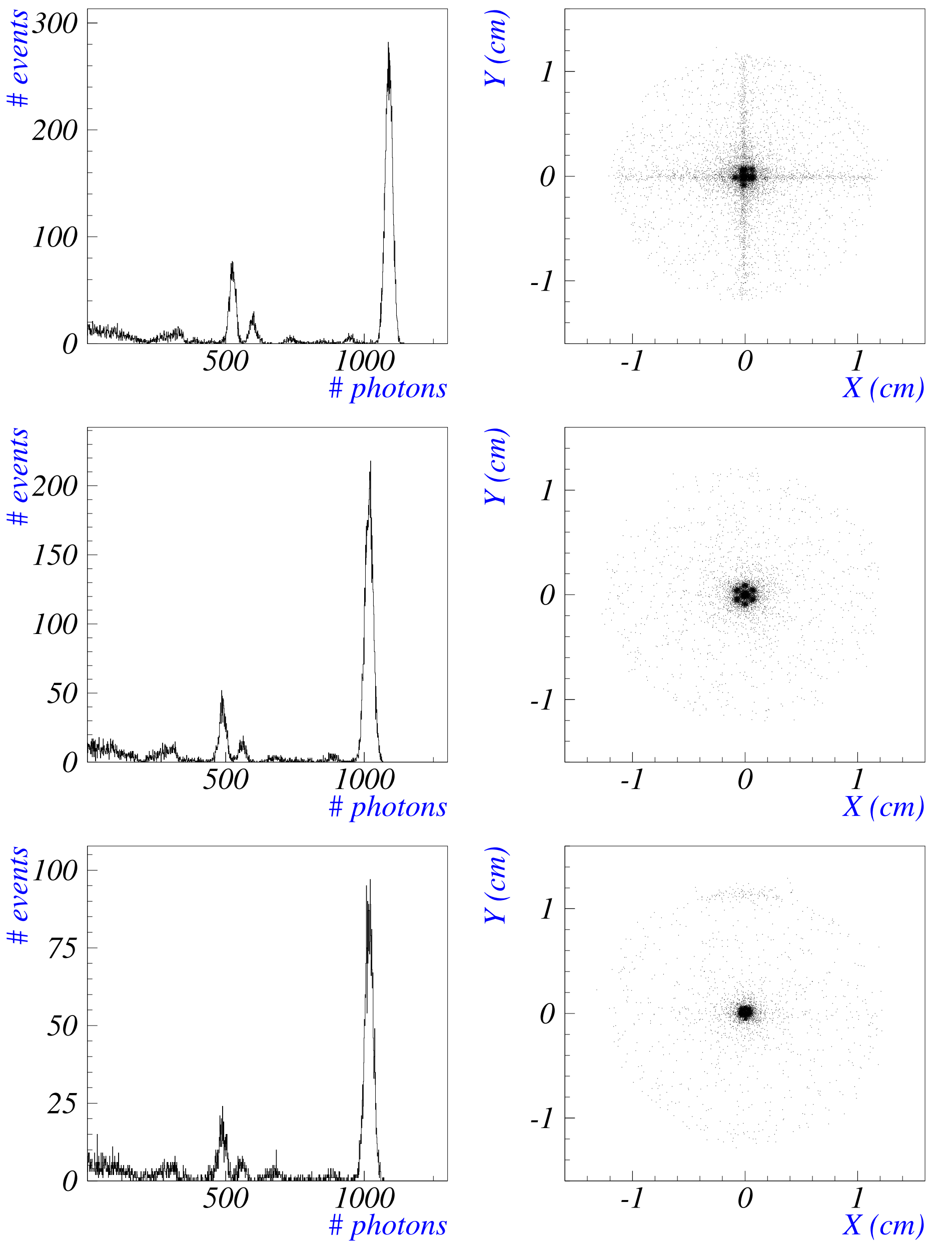


Figura 4.6: Espectro de fotões ópticos (coluna da esquerda) e imagem reconstruída (coluna da direita) de vários colimadores em tungsténio com espessura e distância fonte–colimador fixadas a 1.0cm. Colimador de furos paralelos, em cima; em favo, ao centro; e de chapas onduladas, em baixo.

l (cm)	*Sens* ($\times 10^{-5}$)	δE (%)	*RI* (%)	*RE* (%)	δX (mm)
1.0	1.63	3.42±0.07	16.159±0.001	16.52±1.38	1.050±0.026
2.0	0.26	3.27±0.17	16.175±0.004	16.50±3.38	0.676±0.040
5.0	0.15	3.79±0.74	16.143±0.018	16.58±7.11	0.495±0.063

Tabela 4.8: Sensibilidade, resoluções em posição e em energia para o colimador de chapas onduladas de tungsténio. Distância fonte–colimador fixada a 1.0cm. Espessura do colimador variável.

b (cm)	*Sens* ($\times 10^{-5}$)	δE (%)	*RI* (%)	*RE* (%)	δX (mm)
1.0	1.63	3.42±0.07	16.159±0.001	16.52±1.38	1.050±0.026
5.0	1.55	3.44±0.07	16.167±0.002	16.53±1.42	2.122±0.071
10.0	1.53	3.58±0.07	16.167±0.002	16.55±1.58	3.677±0.157

Tabela 4.9: Sensibilidade, resoluções em posição e em energia para o colimador de chapas onduladas de tungsténio. Distância fonte–colimador variável. Espessura do colimador: 1.0cm.

uma resolução de cerca de metade da obtida com os colimadores tradicionais.

Este colimador puderá ser de grande utilidade para estudos de elevada resolução espacial, como por exemplo em estudos de Biologia Molecular em SPECT animal, onde a redução de sensibilidade possa ser compensada com o aumento de actividade do radioisótopo utilizado.

Referências

[Berger, 1999] Berger, M. J. (1999). XCOM: Photon Cross Sections Database-NIST Standard Reference. *Tecnical report, NIST-National Institute of Standards and Technology*. http://physics.nist.gov.

[Cot et al., 2002] Cot, A., Sempau, J., Bullich, S., Pavía, J., Calviño, F., and Ros, D. (2002). Evaluation of the Geometric, Scatter, and Septal Penetration Components in Fan–Beam Collimators Using Monte Carlo Simulations. *IEEE Trans. Nuc. Sci.*, 49(1):12–16.

[Lowe et al., 2002] Lowe, D., Truman, A., Kwok, H., and Bergman, A. (2002). Optimisation of the design of round–hole parallel collimators for ultra–compact nuclear medicine imaging. *Nucl. Instrum. Methods A*, 488:428–440.

[Sorenson and Phelps, 1987] Sorenson, J. A. and Phelps, M. E., editors (1987). *Physics in Nuclear Medicine*. W.B. Saunders Company.

[Tenney et al., 2001] Tenney, C., Tornai, M., Smith, M., Turkington, T., and Jaszak, R. (2001). Uranium Pinhole Collimators for 511–keV Photon SPECT Imaging od Small Volumes. *IEEE Trans. Nuc. Sci.*, 48(4):1483–1489.

[Zaidi, 1999] Zaidi, H. (1999). Relevance of Accurate Monte Carlo Modeling in Nuclear Medical Imaging. *Med. Phys.*, 26(4):574–608.

Capítulo 5

Estudos de Imagem em Fantomas

A análise de imagens de Medicina Nuclear é composta por estudos qualitativos e quantitativos da concentração de radioisótopos fixada nos tecidos e nas dimensões de estruturas ou órgãos. Os critérios de qualidade de uma imagem SPECT baseiam-se na resolução espacial (no detalhe ou precisão), no contraste (diferença na intensidade da imagem entre áreas correspondentes a diferentes concentrações de radioactividade) e no ruído (ruído estatístico relativo a flutuações aleatórias do decaimento radioactivo ou ruído instrumental) [Sorenson and Phelps, 1987].

A resolução espacial refere–se ao detalhe da imagem, ou à capacidade de um sistema alcançar um determinado nível de discriminação. Existem diversos factores que contribuem para uma deterioração do detalhe. A resolução do colimador é uma das principais limitações da resolução do detector, uma vez que para se conseguir uma eficiência de detecção adequada, os furos do colimador têm de apresentar um diâmetro considerável (conforme capítulo 4). Tal induz a formação de manchas (ou *bluring*) na imagem. Outro factor é a resolução instrumental, ou a contribuição da variação estatística do número de fotoelectrões. Esta componente é, na maioria das configurações, significativamente superior à resolução intrínseca do cristal. Para cristais segmentados a resolução depende igualmente do tamanho dos elementos da matriz de cristais. Um outro factor que afecta o detalhe é o movimento do doente, devido nomeadamente à respiração e aos batimentos cardíacos. Por último, o próprio sistema de aquisição e registo pode introduzir artefactos na imagem.

O contraste refere-se a diferenças na densidade, ou na intensidade, em regiões da imagem correspondentes a zonas de diferentes concentrações de actividade no interior do corpo humano. Parte do problema do contraste de uma imagem está relacionado com a escolha do radiofármaco a usar. Em geral, é preferível utilizar um agente que produza a maior razão lesão/fundo (ou sinal/ruído). Os factores que degradam o contraste são físicos, como a dispersão de Compton, a atenuação e a penetração septal, ou instrumentais, como variações na linearidade e na uniformidade da resposta em energia.

O ruído pode ser aleatório ou estrutural. O primeiro está associado ao ruído estatístico devido a variações na taxa de contagens registada, ou seja, na densidade de informação, definida como o número de contagens por unidade de área de imagem. Esta densidade de informação tem influência na determinação da dimensão mínima detectável, bem como no contraste, de uma lesão. Este tipo de ruído é um dos maiores limitadores à obtenção de alta resolução em detectores SPECT convencionais. Por seu lado, o ruído estrutural, está associado a variações na taxa de contagens por contaminação de outras estruturas radioactivas, por exemplo, de outros órgãos próximos do órgão de interesse. Este tipo de ruído pode, igualmente, causar artefactos na imagem.

5.1 Simulação Monte Carlo de Imagens Planares

Neste capítulo são apresentados estudos de formação de imagem com base nos resultados de caracterização dos diferentes módulos constituíntes da câmara ISPA, obtidos por simulação Monte Carlo. O objectivo centrou-se na avaliação do impacto da escolha de uma determinada configuração (tipo de cristal, geometria do colimador e radioisótopo utilizado) na formação de imagem em fantomas desenvolvidos para aplicações em Medicina Nuclear.

A técnica de simulação Monte Carlo permitiu efectuar o transporte de radiação, desde o ponto de emissão, no objecto, até à sua detecção, no cristal, após passagem pelo colimador. Fenómenos como penetração septal e emissão de raios–X de fluorescência do material constituínte do colimador foram descritos, permitindo contabilizar todos os processos físicos relevantes para estudos de imagem. No entanto, como verificado no capítulo 4 deste trabalho, a necessidade da utilização de colimadores em SPECT reduz drasticamente a sensibilidade de detecção da radiação gama ($\approx 10^{-5}$). Para a simulação de imagens com baixo ruído aleatório, sensibilidades desta ordem introduzem tempos de computação demasiados elevados. Uma abordagem alternativa a este processo, bastante menos demorada e escolhida neste trabalho, recorre à simulação Monte Carlo para a obtenção de distribuições de radioisótopos nos fantomas e de *Point Spread Functions* (PSFs), que descrevem a função de resposta da câmara ISPA para cada configuração considerada (explicação detalhada mais adiante).

5.1.1 Módulo de Simulação de Fantomas

O módulo utilizado na simulação dos fantomas baseia-se na nova versão do código GEANT, GEANT4 – versão 4.5.0. [GEA, 2002]. Foram codificados dois fantomas cilíndricos preenchidos com água e nos quais se definiram regiões "frias" ou "quentes" com diferentes actividades. As especificações dos fantomas são apresentadas nas figuras 5.1 e 5.2. No fantoma *Cold*, às regiões identificadas como "frias" não foi atribuída qualquer actividade. No fantoma *Hot* cada região têm uma actividade definida.

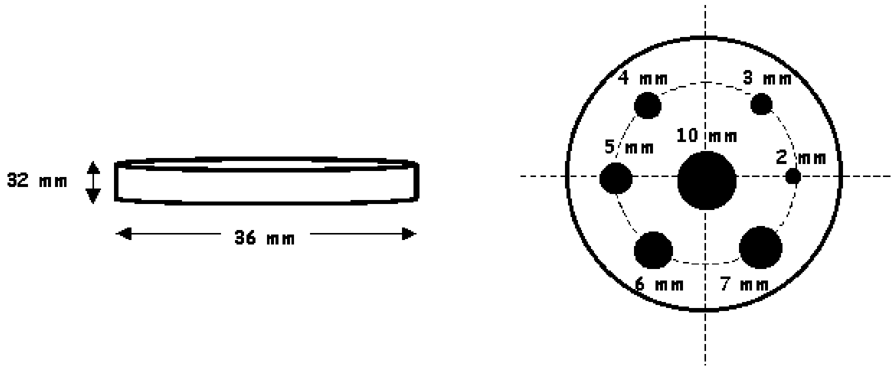


Figura 5.1: Fantoma cilíndrico *Cold*.

Este tipo de fantomas são, preferencialmente, utilizados para avaliação da resolução espacial do detector e efeitos de contraste na imagem [Schramm et al., 2000]. Foram adquiridos espaços de fases para os diferentes fantomas nos quais se registaram a energia, as coordenadas espaciais e cosenos directores dos fotões emitidos, tipo de processo de interacção no objecto (Compton ou Rayleigh) e coordenadas espaciais de origem do evento. Estas variáveis foram armazenadas em distribuições

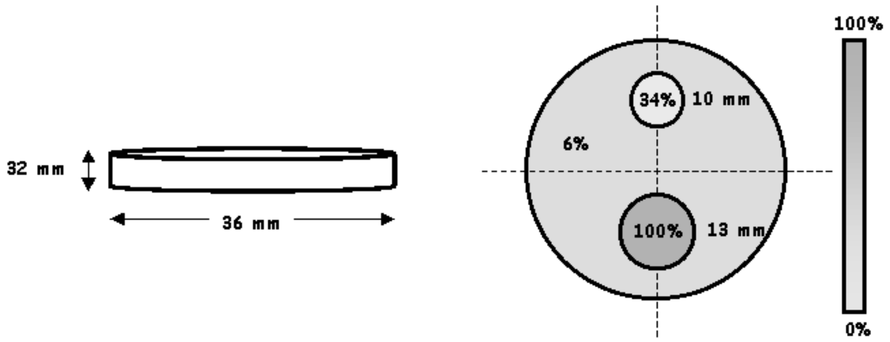


Figura 5.2: Fantoma cilíndrico *Hot*.

N–dimensionais (*Ntuples*), permitindo caracterizar o estado cinemático dos fotões no fantoma, bem como detalhes na história dos fotões ao longo do seu percurso. O programa de análise de dados *PAW* foi utilizado para a visualização das distribuições espaciais dos radioisótopos nos fantomas simulados.

Os radioisótopos de referência em SPECT, considerados neste estudo, foram o ^{123}I e o ^{99m}Tc cujos esquemas de decaimento se encontram na figura 5.3.

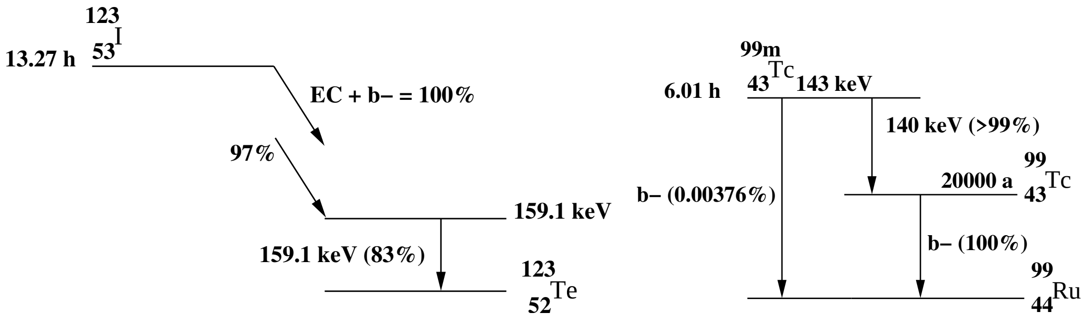


Figura 5.3: Esquemas de decaimento do ^{123}I (esquerda) e do ^{99m}Tc (direita).

Point Spread Function – PSF

Uma distribuição PSF, obtida para uma determinada configuração (definida por espectro de decaimento do radioisótopo, distância da fonte ao detector, geometria e material do colimador, geometria e tipo de cristal), reflecte a forma como a radiação gama, emitida por uma fonte pontual, interage nos diferentes componentes, fornecendo informação sobre a resposta espacial do detector, necessária à formação da imagem (ver figura 5.4).

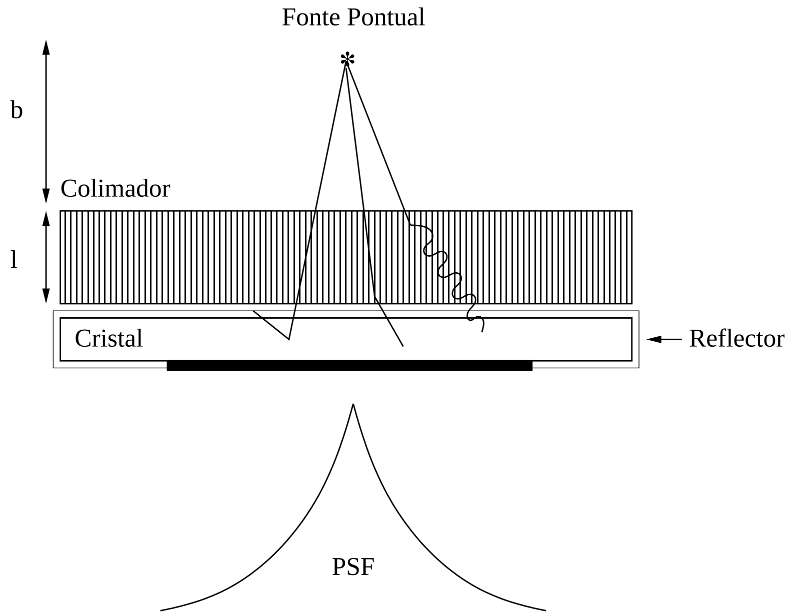


Figura 5.4: Esquema ilustrativo de uma distribuição PSF obtida para um detector SPECT.

As PSFs utilizadas neste estudo de imagem de fantomas foram obtidas por Monte Carlo, no módulo de simulação SPECT–ISPA, baseado no código GEANT3. Estas distribuições são análogas às utilizadas no capítulo 4 para a caracterização de colimadores (ver figura 5.5).

Obtiveram-se duas PSFs correspondentes à energia mais provável dos radioisótopos ^{123}I (159keV) e ^{99m}Tc (140keV), tendo-se considerado o colimador de chapas onduladas de tungsténio, de elevada resolução, com 1.5cm de espessura. Neste caso simulou-se um cristal planar de YAP:Ce com 5.0cm de diâmetro[1], tendo-se fixado uma distância fonte–colimador em 1.0cm. As elevadas dimensões do cristal permitem garantir a uniformidade na imagem, evitando efeitos de fronteira (ver capítulo 3) e a validade da utilização de uma única PSF em todo o campo de visão. Para a configuração relativa à energia do ^{99m}Tc procedeu-se, ainda, à simulação de uma distribuição PSF para uma fonte pontual no interior de uma caixa de água, com uma espessura de 32mm, igual à dos fantomas, de forma a poder contabilizar-se o efeito da dispersão de Compton no objecto.

[1] Estão de facto a ser produzidos cristais planares destas dimensões.

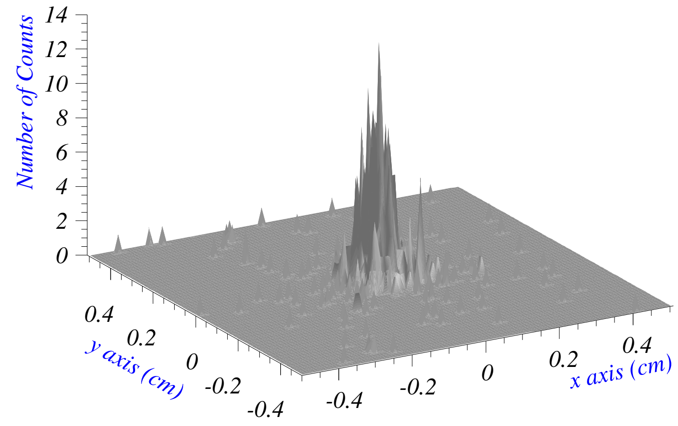
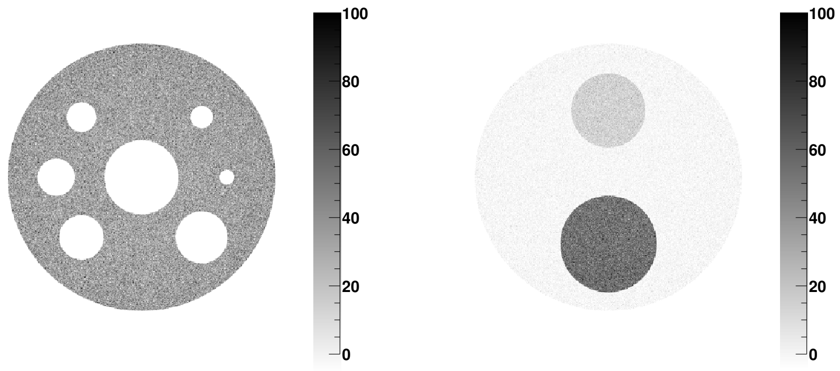


Figura 5.5: Exemplo de uma distribuição PSF.

As distribuições de radioisótopos – figura 5.6 – para os fantomas *Cold* e *Hot*, foram obtidas e armazenadas em histogramas bidimensionais com uma resolução de $100\mu\mathrm{m}^2$.



(a) (b)

Figura 5.6: Distribuições de radioisótopos para os fantomas (a) *Cold* e (b) *Hot*.

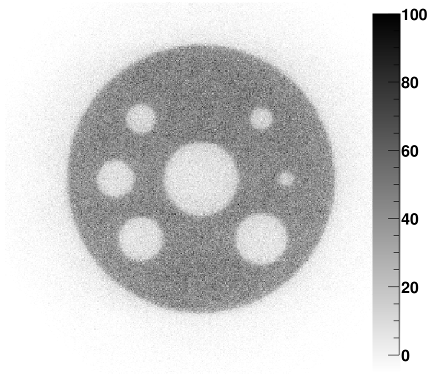
A geração das imagens dos fantomas fez-se convolvendo estes histogramas com as

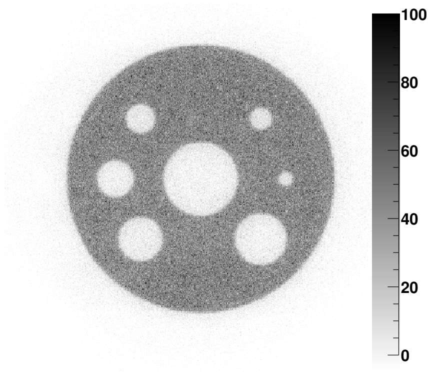
PSFs obtidas para as diferentes energias dos isótopos considerados. O método de convolução utilizado recorre à leitura sequencial do conteúdo N_i de cada canal i do histograma bidimensional, contendo a distribuição real do radioisótopo. Para cada canal, são amostrados N_i números aleatórios, segundo a distribuição PSF, e posteriormente guardados num novo histograma bidimensional com igual resolução [Brun, 1994].

5.2 Fantoma *Cold*

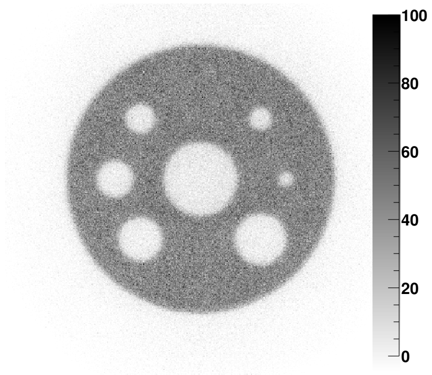
O fantoma *Cold* permite estudar as capacidades de resolução do detector protótipo. As distribuições obtidas da convolução das várias PSFs com este fantoma são apresentadas na figura 5.7. As configurações escolhidas foram: (a) e (b) – radiosótopo ^{123}I sem e com janela de energia; (c) e (d) – radiosótopo ^{99m}Tc sem e com janela de energia; (e) e (f) – radiosótopo ^{99m}Tc sem e com janela de energia mas considerando dispersão de Compton no objecto. Foram necessárias seis PFSs diferentes, sendo quatro correspondentes, de acordo com o anteriormente exposto, às simulações dos dois radioisótopos com e sem uma janela de energia, igual para ambos os isótopos, feita por aceitação dos eventos com mais de 100kev (800 fotões ópticos). Esta rejeição dos eventos de menor energia permite seleccionar os eventos do pico de absorção total, eliminando parte da dispersão de Compton ocorrida no cristal e a emissão de raios–X de fluorescência do material de que o colimador é feito. A comparação com/sem janela, tanto no caso do ^{123}I como no do ^{99m}Tc, evidencia que a imagem sem janela é ligeiramente mais difusa. No entanto, comparando as imagens obtidas para o ^{123}I com as obtidas para o ^{99m}Tc, constata-se que, de um modo geral, estas últimas apresentam melhor definição. Isto deve-se essencialmente ao facto do colimador ter menos penetração septal a energias mais baixas. A introdução de Compton no objecto, realizada apenas com o isótopo do ^{99m}Tc, não degradou muito a imagem, sendo a contribuição pequena devido ao facto da espessura do fantoma de água ser de apenas 32mm. Contudo, das configurações apresentadas esta última é mais realista, podendo ser melhorada com uma selecção em energia (na figura, com o índice (f)). De um modo geral, tem uma boa razão sinal/ruído, conseguindo-se discriminar bem todas as regiões.

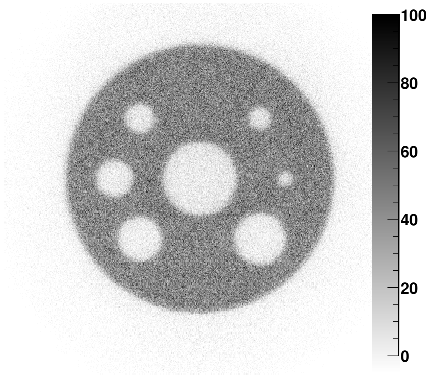
A figura 5.8 apresenta os perfis das configurações (a),(b) e (d) para a zona central



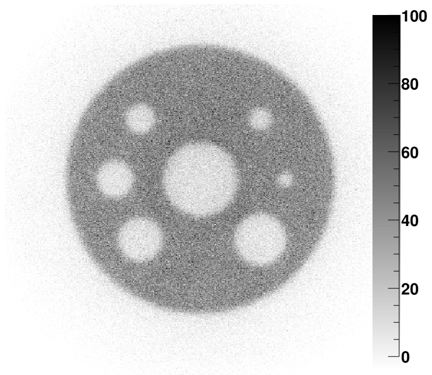


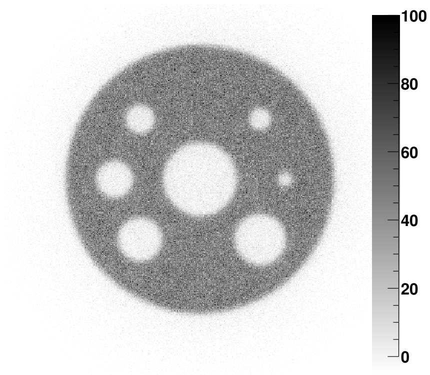
(a) (b)





(c) (d)





(e) (f)

Figura 5.7: Imagens do fantoma *Cold*: (a) ^{123}I sem janela de energia; (b) ^{123}I com janela de energia; (c) ^{99m}Tc sem janela de energia; (d)^{99m}Tc com janela de energia; (e) ^{99m}Tc com Compton no objecto e sem janela de energia; (f)^{99m}Tc com Compton no objecto e com janela de energia.

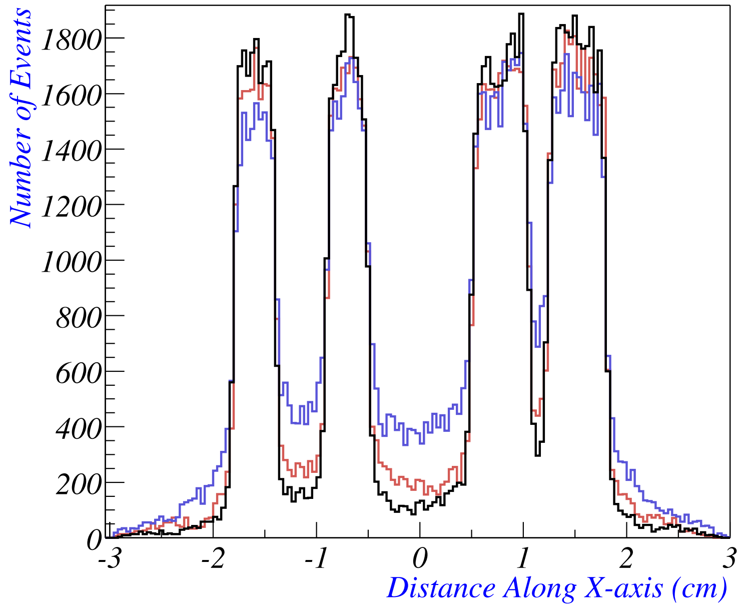


Figura 5.8: Sobreposição de perfis do fantoma *Cold*, incluindo as 3 regiões "frias" da zona central, para configurações sem Compton no objecto. A azul, configuração **a**, a vermelho, configuração **b** e a preto, configuração **d**.

do fantoma *Cold*. Da comparação dos perfis do ^{123}I, verifica-se que a introdução da janela de energia melhora o contraste, fazendo com que a região "fria" de 2mm se identifique mais facilmente e com maior precisão. É, no entanto, no perfil do ^{99m}Tc (com janela de energia) que se obtém a melhor razão sinal/ruído, pelo facto de o colimador se ter verificado mais eficiente, com menos penetração septal e, ainda, por se ter menos dispersão de Compton no cristal.

De igual modo se traçaram os perfis das configurações mais realistas, com dispersão de Compton no objecto – figura 5.9 –, comparando-as com o melhor caso apresentado, a configuração (d), de ^{99m}Tc com janela de energia sem dispersão de Compton. Mais uma vez se concluiu que a selecção dos eventos do fotopico (janela de energia a 100keV) melhora consideravelmente a razão sinal/ruído. Em qualquer dos casos se consegue discriminar a região "fria" de 2mm de diâmetro. A comparação com a configuração referente à ausência de Compton no objecto justifica o desenvolvimento e aplicação de algoritmos, numéricos ou analíticos, de correcção de Compton que eliminem em grande parte esta contribuição indesejável.

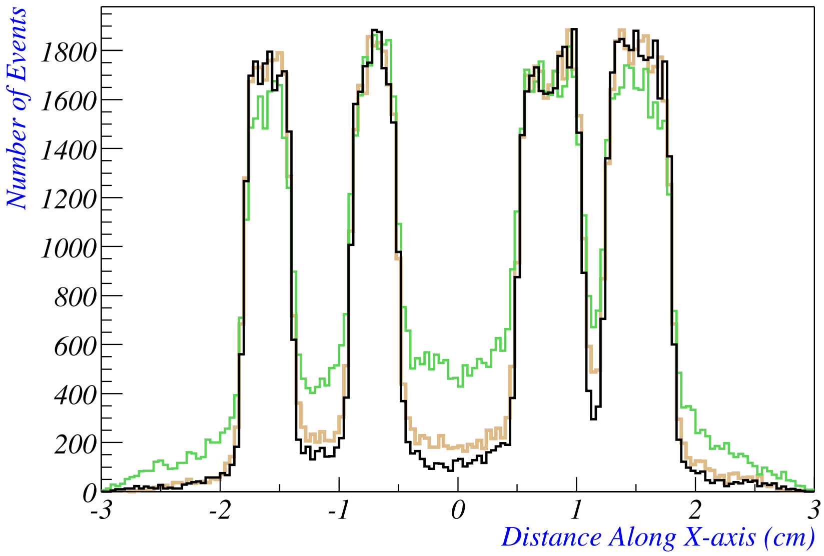


Figura 5.9: Sobreposição de perfis do fantoma *Cold*, incluindo as 3 regiões "frias" da zona central, para configurações com Compton no objecto. A verde, configuração **e**, a amarelo, configuração **f** e a preto, como referência, a configuração **d**.

5.3 Fantoma *Hot*

O fantoma *Hot* permite avaliar regiões de diferentes intensidades relativas. Os histogramas obtidos da convolução das várias PSFs com este fantoma são apresentados na figura 5.10. As configurações escolhidas foram as mesmas que as do fantoma *Cold*. De um modo geral não se registaram grandes diferenças de umas configurações para as outras, apesar de se visualizar alguma deteorioração das imagens sem janela de energia. De igual modo se conclui que a melhor configuração apresentada é a de ^{99m}Tc com janela de energia (na figura com o índice (d)), sendo no entanto mais realista a configuração que contempla dispersão de Compton no objecto (na figura com o índice (e)) que, uma vez mais, pode ser melhorada com a presença de uma janela de energia (na figura com o índice (f)).

De forma a quantificar as concentrações relativas, definiram-se quatro regiões de interesse, ou ROIs (*Region Of Interest*), – figura 5.11 –, duas na região de menor concentração e uma contida em cada região "quente". Cada ROI tem 25×25 *pixels*, tendo-se medido o conteúdo de cada um. Calculou-se o valor médio através

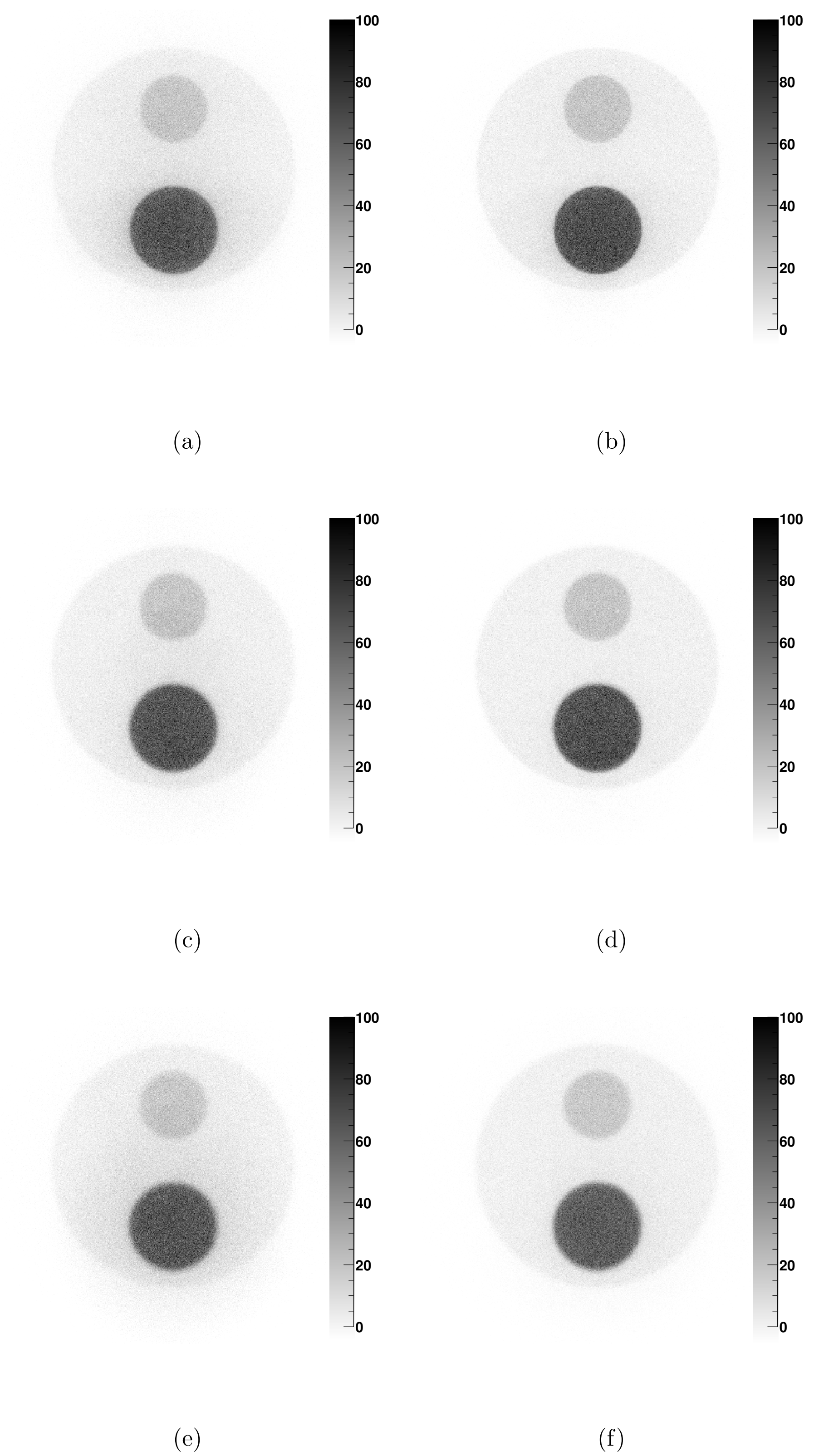


Figura 5.10: Imagens do fantoma *Hot*: (a) ^{123}I sem janela de energia; (b) ^{123}I com janela de energia; (c) ^{99m}Tc sem janela de energia; (d)^{99m}Tc com janela de energia; (e) ^{99m}Tc com Compton no objecto e sem janela de energia; (f)^{99m}Tc com Compton no objecto e com janela de energia.

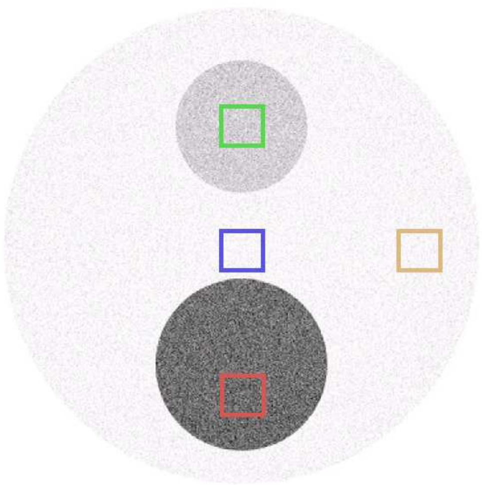


Figura 5.11: ROIs definidas para a medição das concentrações relativas: I–amarelo; II–azul ; III–verde ; IV–vermelho.

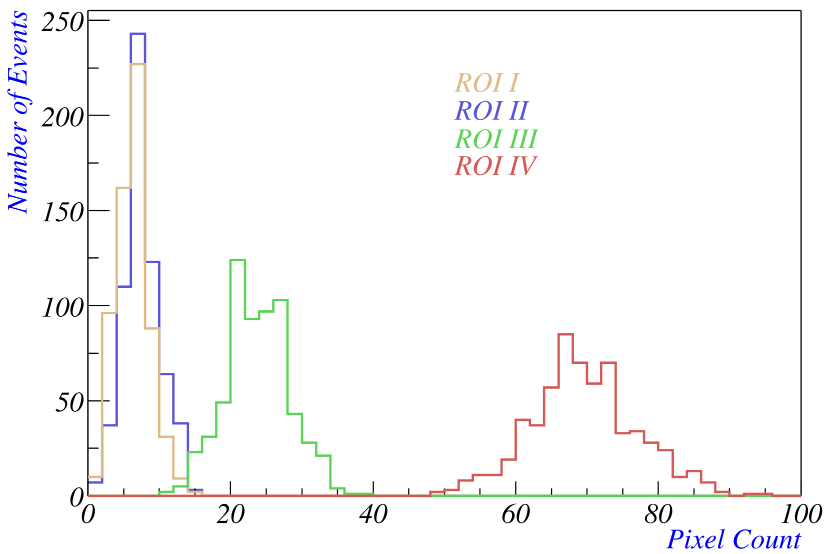


Figura 5.12: Distribuições de contagens em cada ROI: I–amarelo; II–azul ; III–verde ; IV–vermelho.

do ajuste gaussiano à distribuição de contagens para cada ROI (ver figura 5.12).

Na tabela 5.1 são apresentados os valores medidos nas ROIs para as configurações de (a) a (d). As concentrações foram normalizadas à concentração mais elevada, na ROI IV, contida na maior região "quente".

ROI	Concent. Real (%)	Concent. Medida (%)		Concent. Medida (%)	
		Config. **a** (^{123}I s/ JE)	Config. **b** (^{123}I c/ JE)	Config. **c** (^{99m}Tc s/ JE)	Config. **d** (^{99m}Tc c/ JE)
I	6.0	9.2 ± 0.5	8.3 ± 0.5	9.5 ± 0.5	8.9 ± 0.5
II	6.0	17.2 ± 0.6	11.5 ± 0.7	16.5 ± 0.6	10.6 ± 0.6
III	34.0	35.2 ± 0.6	33.4 ± 0.6	37.1 ± 0.6	34.0 ± 0.6
IV	100.0	100.0 ± 0.5	100.0 ± 0.4	100.0 ± 0.5	100.0 ± 0.5

Tabela 5.1: Concentrações relativas medidas nas ROIs, para as configurações sem Compton no objecto.

A região onde se verificaram maiores diferenças foi na ROI II, uma vez que esta é contaminada com decaimentos provenientes das regiões "quentes" vizinhas. As configurações com selecção em energia têm concentrações relativas mais aproximadas da concentração real. Para as configurações com Compton no objecto os valores

ROI	Concent. Real (%)	Concent. Medida (%)	
		Config. **e** (^{99m}Tc C. s/ JE)	Config. **f** (^{99m}Tc C. c/ JE)
I	6.0	12.3 ± 0.5	9.0 ± 0.5
II	6.0	19.3 ± 0.7	13.2 ± 0.5
III	34.0	35.7 ± 0.7	33.7 ± 0.5
IV	100.0	100.0 ± 1.0	100.0 ± 0.5

Tabela 5.2: Concentrações relativas medidas nas ROIs, para as configurações com Compton no objecto.

medidos são apresentados na tabela 5.2. Novamente, as maiores discrepâncias são observadas na ROI II. De um modo geral, as concentrações medidas afastam-se mais das reais, o que reforça a importância de não desprezar a dispersão de Compton no objecto.

5.4 Avaliação e Perspectivas de Utilização

Os resultados apresentados neste capítulo permitem antever as capacidades de utilização de um detector com base num cristal planar de YAP:Ce acoplado a um novo tipo de colimador, em aplicações que requerem uma elevada resolução espacial.

Nos últimos anos verificou-se que a técnica SPECT se tornou a escolha para estudos de localização de radiofármacos *in vivo* em SPECT animal em Biologia Molecular e Genética [Beekman et al., 2002, Goertzen et al., 2002], bem como em Medicina Nuclear. Em conjungação com o desenvolvimento de novos radiofármacos, a introdução de técnicas SPECT para avaliação quantitativa pode ser usada para a obtenção de medidas não–invasivas de fluxo sanguíneo, funcionamento metabólico, fixação e distribuição de fármacos [Zaidi, 1999]. No âmbito das aplicações clínicas, surge o interesse de estudar a glândula tiroideia (ver figura 5.13), através de exames funcionais e estruturais, sendo uma das possíveis aplicações do protótipo SPECT–ISPA.

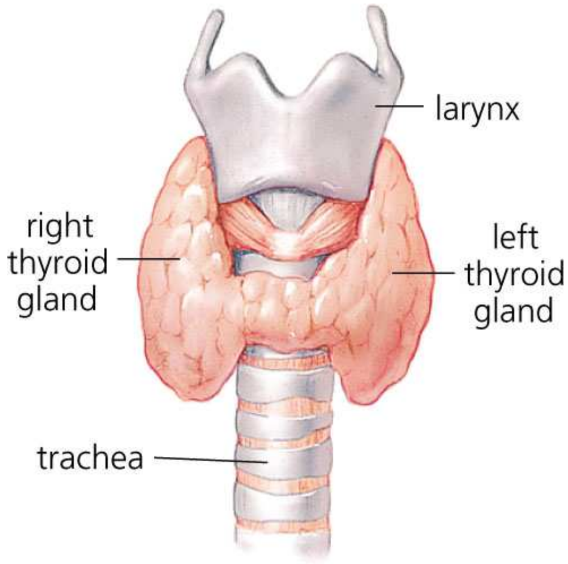


Figura 5.13: Esquema da forma da glândula tiroideia. Imagem disponível na *Web* em http://education.yahoo.com/reference/dictionary/illus/thyroi.html (2002).

Nesta área de aplicações efectuou-se um estudo preliminar, recorrendo à simulação da distribuição do radioisótopo ^{99m}Tc num fantoma da tiróide, cujas especificações geométricas se encontram na figura 5.14, correspondendo a dimensões médias de um adulto[2]. A tiróide é uma glândula de secreção interna rodeada por tecidos com baixa actividade metabólica e que incorpora eficazmente iões de iodeto (I^-) e outras moléculas de carga similar tal como o $^{99m}TcO_4^-$. Por motivos de simplicidade do processo de simulação o campo de visão abrange uma área de imagem de 10cm^2, tendo-se simulado um cristal com área de exposição com 10cm de diâmetro, embora talvez isso não seja possível devido a limitações técnicas de produção de cristais YAP com estas dimensões. No entanto pode-se assumir que a imagem planar obtida resulta da soma de várias imagens de menores dimensões. Como alternativa, poder-se-ia considerar a hipótese de substituir o cristal planar por matrizes de cristais segmentados.

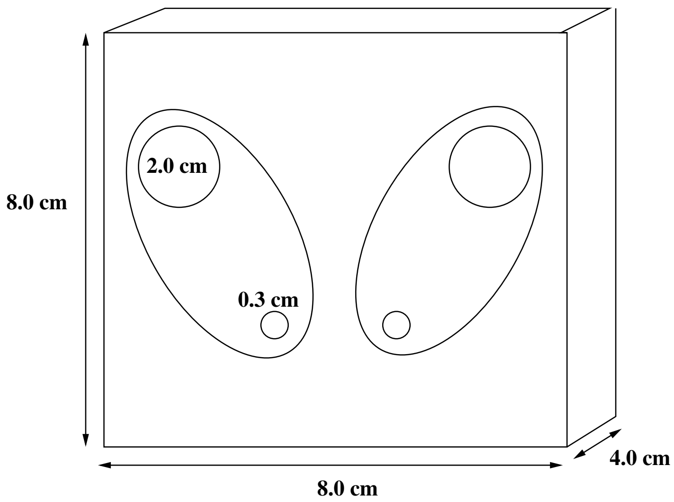


Figura 5.14: Fantoma da tiróide.

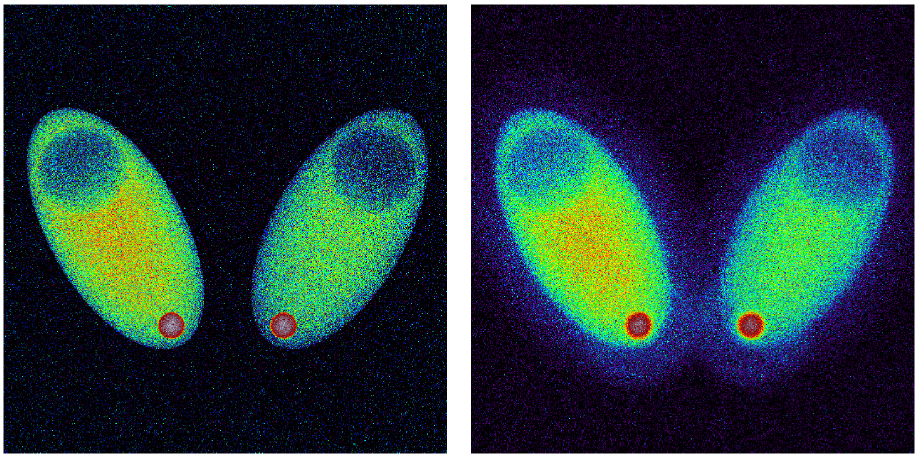
As especificações implementadas neste fantoma estão reunidas na tabela 5.3, atribuindo a cada lóbulo regiões "frias", "quentes" e fundo, devido à incorporação de iões pelo tecido circundante à glandula. As distribuições dos radioisótopos no fantoma foram convoluídas com a PSF para configuração (f) segundo o método descrito anteriormente.

Comparando a distribuição das coordenadas do ponto de emissão no fantoma com

[2] As dimensões deste fantoma foram extraídas de fantomas comercialmente disponíveis. Ver por exemplo http://www.biodex.com/radio/phantoms/phantoms.htm

Sólido	Intens.Relativa	Volume (cm^3)
“pescoço”	0.10	63.398
lóbulo esquerdo	0.30	23.699
lóbulo direito	0.50	23.699
região “quente” 1	0.05	0.133
região “quente” 2	0.05	0.133
região “fria” 1	0.0	4.188
região “fria” 2	0.0	4.188

Tabela 5.3: Intensidades relativas por sólido do fantoma da tiroide implementado.



(a) (b)

Figura 5.15: (a) Imagem obtida a partir das coordenadas de origem do evento no fantoma; (b)Imagem obtida para a configuração **f**.

a obtida por simulação Monte Carlo, verifica-se que existe uma correcta definição das regiões de diferentes intensidades. Na imagem é possível distinguir a maior intensidade do lóbulo esquerdo, relativamente ao lóbulo direito e, em cada lóbulo, identificar as regiões “quentes” e “frias”.

Estes resultados preliminares do estudo de imagem permitem demonstrar o desempenho do protótipo SPECT–ISPA e a sua possibilidade de substituir as actuais tecnologias, baseadas na câmara Anger. No entanto, estudos de quantificação de imagem mais completos requerem um futuro aperfeiçoamento do módulo de simulação descrito. Este passaria por efectuar uma modelação mais rigorosa das distribuições PSF, de modo a serem contabilizados vários efeitos que, agora, não foram incluídos, como, por exemplo, o espectro de emissão completo dos radioisótopos, a variação de eficiência de detecção do colimador e a não-uniformidade da resposta dos cristais planares (efeitos de fronteira).

Referências

[GEA, 2002] (2002). *GEANT4 User's Guide – Physics Reference Manual*. CERN – European Organization for Nuclear Research, GEANT4.5.0 edition.

[Beekman et al., 2002] Beekman, F. J., McElroy, D. P., Berger, F., Gambhir, S. S., Hoffman, E. J., and Cherry, S. R. (2002). Towards in vivo nuclear microscopy: iodine-125 imaging in mice using micro-pinholes. *Europ. Journ. Nuc. Med.*, 29(7):933–938.

[Brun, 1994] Brun, R. (1994). *HBOOK – Statistical Analysis and Histogramming*. CERN – European Organization for Nuclear Research. CERN Program Library-Long Writeup Y250.

[Goertzen et al., 2002] Goertzen, A. L., Meadors, A. K., Silverman, R. W., and Cherry, S. R. (2002). Simultaneous molecular and anatomical imaging of the mouse *in vivo*. *Phys. Med. Biol.*, (47):4315–4328.

[Schramm et al., 2000] Schramm, N., Wirrwar, A., Sonnenberg, F., and Halling, H. (2000). Compact High Resolution Detector for Small Animal SPECT. *IEEE Trans. Nuc. Sci.*, 47(3):1163–1167.

[Sorenson and Phelps, 1987] Sorenson, J. A. and Phelps, M. E., editors (1987). *Physics in Nuclear Medicine*. W.B. Saunders Company.

[Zaidi, 1999] Zaidi, H. (1999). Relevance of Accurate Monte Carlo Modeling in Nuclear Medical Imaging. *Med. Phys.*, 26(4):574–608.

Conclusões

No trabalho realizado procedeu-se ao estudo, por simulação Monte Carlo, de um protótipo de uma câmara gama com cristais de YAP:Ce, com o objectivo de definir o *design*, optimizar a resolução em energia, resolução espacial e sensibilidade.

O sistema de simulação em GEANT3 desenvolvido foi utilizado para a simulação de diferentes configurações, num processo de optimização do sistema de detecção que incluiu a avaliação das dimensões, grau de polimento e tipo de reflectores do cristal. Este módulo de simulação foi validado para a configuração de um cristal planar polido com 31.1mm de diâmetro e 2.0mm de espessura, com um rendimento luminoso de 10 000±500 fotões ópticos por MeV e reflector de alumínio. Compararam-se resultados experimentais de número de fotoelectrões e FWHM do espectro de fotões ópticos para as energias compreendidas entre 15keV e 130keV. Para a razão de número de fotoelectrões por keV, o valor obtido por simulação (1.72±0.07 fotoelectrões/keV) apresenta um excelente acordo com o valor experimental (1.72±0.03 fotoelectrões/keV). Para as energias de 22keV (^{109}Cd) e 59.5keV (^{241}Am) verificaram-se, para a resolução intrínseca do cristal combinada com a resposta instrumental, desvios, em relação a espectros de energia medidos com o protótipo, de 0.3% e 0.7%, respectivamente. Tais resultados indicam a correcta descrição dos processos de interacção da radiação com a matéria, e processo de transporte de fotões ópticos, pelo sistema Monte Carlo desenvolvido para simulação do protótipo. Os resultados da simulação MC para a resolução espacial estão compreendidos entre 290μm e 364μm em função do revestimento do cristal de YAP:Ce, sendo consistentes com os resultados experimentais publicados por outros autores. A resolução em energia (intrínseca + instrumental), para o cristal revestido a alumínio, é de 17.08±1.79%.

Foram também estudados os cristais segmentados com dimensões $0.5\times0.5\text{mm}^2$, $0.6\times0.6\text{mm}^2$ e $1.0\times1.0\text{mm}^2$, e comprimentos de 1, 10 e 28 mm. Os resultados indicaram que as melhores configurações, para a resolução espacial e resolução em energia, são obtidas quando os cristais são envoltos em material reflector difusor com reflectividade de 98% para um c.d.o. de 370nm, como por exemplo o *Teflon modificado*. Nestas condições, é possível obter, para a matriz de $1.0\times1.0\text{mm}^2$, uma resolução em energia a 122keV, de 20% (1mm),27% (10mm) e 47%(28mm). Para todas as matrizes estudadas as resoluções espaciais intrínsecas obtidas foram inferiores a 100μm.

Da comparação com outros sistemas de detecção de luz de cintilação, verificou-se que a abordagem fotocátodo S20 depositado no cristal YAP:Ce se apresentou como a configuração de escolha. Para um acréscimo da eficiência do detector, porém, concluiu-se que deveriam usar-se cristais de LSO:Ce. Tal possibilita um aumento na sensibilidade de cerca de 20% para aproximadamente 82% em relação ao YAP:Ce. Para além deste cristal estão em desenvolvimento novas janelas de $Lu_{0.3}Y_{0.7}$AP:Ce que poderão ser também uma boa solução.

Por simulação MC procedeu-se ao estudo de colimadores para escolha da melhor opção para aplicações com o tubo ISPA. Concluiu-se que o colimador de chapas onduladas de tungsténio é uma alternativa, de mais baixo custo, aos colimadores convencionais, podendo ser utilizado em aplicações de elevada resolução. Apresenta uma resolução espacial 676μm e sensibilidade de 0.26×10^{-5}, para 2cm de espessura, a 122keV.

Da aplicação de uma técnica alternativa de caracterização da resposta do conjunto colimador–cristal, realizaram-se testes preliminares de formação de imagem de dois fantomas simples, comummente usados em estudos SPECT. Estes fantomas permitiram avaliar o detector, em termos de resolução espacial (visualização de regiões frias de 2mm de diâmetro), bem como a necessidade da introdução de janelas de rejeição de eventos de baixa energia (<100keV) e de algoritmos de correcção de Compton no objecto. Foi ainda simulado um fantoma da tiróide, com vista a futuras aplicações do protótipo SPECT–ISPA, que indicaram um bom desempenho deste na aquisição de imagens planares.

O sistema Monte Carlo desenvolvido pode, numa fase posterior, incluir a geração explícita de fotoelectrões, o seu transporte no campo electrostático existente no interior do tubo ISPA e a interacção destes com o *chip* de silício. Tal permitirá um estudo aprofundado de fenómenos, como o *crosstalk* entre *pixels* adjacentes, devido à retrodifusão de electrões e a sua influência no processo de formação de imagem e nos espectros em energia. A identificação e contabilização de efeitos como a soma de eventos ou de empilhamento, poderão ser incluídos através da simulação da resposta da electrónica presente no tubo ISPA.

O protótipo SPECT–ISPA encontra-se em fase de desenvolvimento e pensa-se que estará completamente operacional até ao final de 2003. Os primeiros testes em animais poderão vir a ser realizados em colaboração com o ITN (Instituto Tecnológico e Nuclear). Seguir-se-ão testes clínicos no Serviço de Medicina Nuclear do Hospital Garcia da Orta, em Almada.