

Interação da Física das Radiações com o Cotidiano: uma prática multidisciplinar para o Ensino de Física

Interaction of the Radiation Physics in Daily Life: a multidisciplinary experimental setup for physics teaching

José Roberto Sá¹, Roberto Meigikos dos Anjos*¹, Renan Pereira Cardoso¹, Marcelo Costa Muniz¹, Alberto Silva Cid¹, Thiago Correa Lacerda¹

¹LARA - Laboratório de Radioecologia e Alterações Ambientais, Instituto de Física, Universidade Federal Fluminense, Av. Gal Milton Tavares de Souza, s/no, Gragoatá, 24210-346, Niterói, RJ, Brasil

Recebido em 28 Maio, 2016. Revisado em 20 de Agosto, 2016. Aceito em 22 de Agosto, 2016

Este trabalho aborda conceitos associados à interação da radiação eletromagnética com a matéria, através de uma aplicação experimental de baixo custo, capaz de gerar imagens digitais comumente utilizadas em áreas de medicina nuclear, radiodiagnósticos, ciências ambientais, indústria, etc. Além de aproximar ao funcionamento básico de tecnologias inovadoras, esta prática também tem por objetivo permitir ao aluno compreender as leis físicas associadas, que normalmente são apresentadas nas disciplinas teóricas, mas que o aluno geralmente tem dificuldade de compreensão. O kit é baseado na detecção da radiação gama, abordando fenômenos associados a interação de fótons com a matéria, leis do inverso do quadrado da distância e de atenuação de um feixe de fótons, ângulo sólido e resolução de imagens.

Palavras-chave: interação de fótons com a matéria, radiação gama, contador Geiger-Müller, geração de imagens

This work addresses concepts associated with the interaction of electromagnetic radiation with matter, through a low cost experimental application able to generate digital images commonly used in nuclear medicine, radiodiagnosics, environmental science, industry, etc. Besides approaching the basic concepts of innovative technologies, this practice also aims to enable students to understand the physical laws associated, which are usually presented in theoretical subjects, but students often have difficulty understanding. The kit is based on the gamma detection, addressing phenomena associated with the interaction of photons with matter, laws of the inverse square and attenuation of photons, solid angle and imaging resolution.

Keywords: Interaction of photons with matter, gamma detection, Geiger-Müller counter, imaging

1. Introdução

Aspectos da Física das Radiações são indispensáveis para permitir que estudantes de diversas áreas adquiram uma compreensão mais abrangente de conceitos físicos necessários para o entendimento do avanço de pesquisas científicas e tecnologias inovadoras. O mais elementar dos casos talvez seja o uso de conceitos provenientes da interação da radiação com a matéria na construção de modelos de transferência de energia para o meio e na elaboração de processos

analíticos na indústria e na medicina. Os resultados dessas interações permitem descrever, por exemplo, forças resultantes que atuam em sistemas quânticos: a interação de fótons pela ação de campos eletromagnéticos, atuando sobre partículas carregadas do meio; partículas carregadas que têm sua ação em elétrons do meio aproximada por interações Coulombianas consecutivas; nêutrons que atuam sobre prótons e nêutrons de núcleos atômicos pela força nuclear forte [1]. Por outro lado, estes mesmos conceitos fazem parte da vida cotidiana dos alunos, sendo vastamente aplicados nas áreas de radioter-

*Endereço de correspondência: meigikos@if.uff.br.

pia, medicina nuclear, radiodiagnósticos, ciências ambientais, indústria, etc [2].

Este trabalho apresenta, portanto, o uso de alguns dos principais fenômenos associados à interação da radiação eletromagnética com a matéria, que através de uma abordagem experimental possibilita a geração de imagens comumente usadas em radiodiagnósticos e na indústria, ao mesmo tempo que permite ao aluno compreender de forma prática as leis físicas associadas, que normalmente são apresentadas nas disciplinas teóricas. Assim, este trabalho tem como objetivo apresentar um kit gerador de imagens digitais, baseado na aplicação da técnica de detecção de radiação gama (utilizando um contador Geiger Müller) e que utiliza conceitos provenientes das leis do inverso do quadrado da distância e de atenuação de um feixe de fótons, seção de choque, ângulo sólido e resolução de imagens. Para tanto, escolheu-se a utilização de fótons com energia acima de 12 eV, que inclui os raios X e gama.

2. Referencial teórico

2.1. Interações de fótons com a matéria

Devido ao caráter ondulatório, ausência de carga e massa de repouso, radiações eletromagnéticas podem penetrar em um material, percorrendo grandes espessuras antes de sofrer a primeira interação. Este poder de penetração depende do modo como o fóton atravessa o material. Ele pode penetrar o material sem interagir. Pode interagir e ser completamente absorvido pela deposição de sua energia. Pode, ainda, interagir e ser espalhado de sua direção original, possivelmente depositando parte de sua energia. Como tais processos são randômicos, é necessário, então, falar em termos de probabilidade de ocorrência das interações [1, 3].

A penetrabilidade dos raios X e gama é muito maior que a das partículas carregadas, onde a probabilidade de ocorrência e o modo de interação dependem muito do valor de sua energia incidente. Se a energia dos fótons, por exemplo, for maior que o valor da energia de ligação dos prótons e nêutrons (cerca de 8,5 MeV) podem ocorrer alterações no núcleo dos átomos, chamadas de reações nucleares. Abaixo desta região de energia, as principais interações com os núcleos atômicos podem ser do tipo diretas fóton-núcleo ou interações do fóton com o campo eletrostático nuclear, como a produção de pares elétron/pósitron. Nesta região, também po-

dem ocorrer interações entre os fótons e os elétrons orbitais [4-6].

Os fenômenos mais comuns que podem ocorrer para a interação de fótons na faixa de energia entre poucos keV até alguns MeV são o *espalhamento coerente* (ou efeito Rayleigh, que corresponde à absorção e reemissão da radiação pelo átomo, em uma direção diferente de sua incidência), *efeito fotoelétrico* (o fóton é absorvido pelo átomo e um elétron atômico é liberado para se mover no material), *efeito Compton* (ou espalhamento inelástico, que corresponde ao espalhamento de um fóton por um elétron livre do meio) e a *produção de pares elétron-pósitron* (o fóton é absorvido e toda sua energia é convertida em massa de repouso e energia cinética de um par partícula/antipartícula) [3-6].

Assim, fótons podem ser considerados como partículas indiretamente ionizantes que, ao atravessarem a matéria, podem depositar sua energia através de processos de transferência de energia para uma partícula carregada (elétron ou pósitron) e posterior deposição da energia transferida à partícula carregada no meio. Há, portanto, uma dependência correlacionada entre a energia do fóton e o número atômico e a densidade do meio na probabilidade para que o fóton realize um dos processos possíveis de interação. Esta probabilidade pode ser expressa como uma grandeza chamada seção de choque.

A Tabela 1 apresenta um resumo das principais formas de interação. A Figura 1 apresenta a probabilidade de ocorrência dos efeitos fotoelétrico, Compton e produção de pares em função da energia incidente do fóton e do número atômico do meio. O efeito fotoelétrico ocorre com maior probabilidade para fótons de baixas energias que incidem sobre meios com números atômicos elevados. A absorção fotoelétrica se dá com a interação entre um fóton e um elétron ligado a um átomo do meio absorvedor, na qual o fóton transfere toda sua energia ao elétron. Em exames radiográficos, o feixe de fótons é transmitido através do paciente, impressionando o filme radiográfico, o qual, uma vez revelado, proporciona uma imagem que permite distinguir estruturas e tecidos com propriedades diferenciadas. A distinção de tais estruturas se dá devido à ocorrência da absorção fotoelétrica, que apresenta variações em sua probabilidade de ocorrência quando há mudança da densidade ou número atômico do meio [4].

O efeito Compton, por sua vez, predomina para todos os elementos da tabela periódica se as ener-

Tabela 1: Interações possíveis de ocorrer para radiação eletromagnética ionizante (raios X, raios gama e fótons de aniquilação) e consequências das interações. Modificado de [4].

Interação e símbolo da seção de choque	O que muda no meio	O que muda na radiação incidente	Radiação ionizante produzida
Espalhamento Coerente - σ_r (espalhamento da radiação pelo átomo)		Direção de propagação, (mantém energia)	Espalhada de mesma energia
Fotoelétrico - τ (ejeção de elétron ligado)	Ionização e excitação do átomo, recuo do núcleo	Fóton é absorvido	Elétron rápido, raios X característicos, elétrons Auger
Compton - σ_e (espalhamento do fóton por um elétron)	Ionização do átomo	Fóton perde energia e muda de direção	Elétron rápido, fóton com menor energia, espalhado
Produção de Par - κ (energia do fóton é consumida na criação do par ($e^- e^+$))	Recuo do núcleo; aniquilação do pósitron	Fóton é absorvido	Elétron e pósitron rápidos, raios X de aniquilação

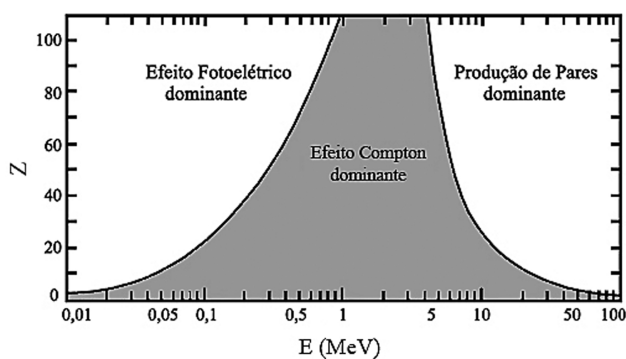


Figura 1: Importância relativa dos diversos processos de interação dos fótons com a matéria em função da energia do fóton e do número atômico do meio material. Modificado de [1].

gias de fótons estão entre algumas centenas de keV e alguns MeV, e predomina para todas as energias se os números atômicos são baixos (região sombreada na Figura 1). Neste efeito, o fóton incidente é espalhado por um elétron periférico, que recebe apenas parcialmente a energia do fóton incidente. O fóton espalhado terá uma energia menor e uma direção diferente da incidente e, portanto, não contribui em nada para a formação da imagem. Na realidade, ele tem uma contribuição negativa para a unidade de imagem, propiciando a formação de sombras ou distorções [2].

Para que a produção de pares ocorra, o fóton incidente deve possuir ao menos uma energia incidente de 1022 keV (equivalente ao dobro da massa de repouso do elétron), a fim de que toda sua energia se converta em massa de repouso e energia cinética do par ($e^- e^+$). Portanto, interações fotonucleares são significativas apenas para energias de fótons acima de alguns milhões de elétron-volts.

Com isso, apenas os três primeiros processos apresentados na Tabela 1 (Rayleigh, fotoelétrico e Compton) podem ser considerados relevantes para a produção de imagens para radiodiagnósticos por raios-X, por exemplo. Contudo, uma vez que o espalhamento Rayleigh é elástico, o fóton é meramente redirecionado através de um pequeno ângulo de abertura, sem perda de energia.

Portanto, pensando-se em probabilidade da ocorrência da interação da radiação eletromagnética com a matéria, obtêm-se imagens radiográficas ou digitais que, mostram tonalidades de cores (que podem ser tonalidades da cor cinza em radiografias) diferenciadas, conforme a densidade da estrutura do meio material. Maiores detalhes destes processos de interação podem ser consultados em [1, 3-6].

2.2. Leis de atenuação de um feixe de fótons

A fim de facilitar a compreensão da atenuação de fontes de radiação eletromagnética, é necessário inicialmente compreender matematicamente e/ou geometricamente o conceito de seção de choque de uma dada fonte de radiação em relação um alvo (meio material). A Figura 2 ilustra um feixe monoenergético de fótons, de fluxo Φ_f , incidindo sobre um alvo de área A , espessura d e densidade n_b . O número de átomos no alvo é $N_b = n_b Ad$. Ao incidir um feixe monoenergético de fótons sobre o alvo, o número de núcleos por unidade de tempo que irão interagir com o alvo (N) é proporcional ao número de fótons por unidade de tempo no feixe e o número de átomos no alvo por unidade de área. A constante de proporcionalidade depende dos processos físicos envolvidos na interação e é chamada de seção de choque atômica total, dada por [1]:

$$\sigma_b = \frac{N}{\Phi_f N_b} \tag{1}$$

Portanto, ela pode ser representada pela área aparente que um centro de interação (núcleo, elétron, átomo) apresenta para que haja uma interação com a radiação que o atinge. A dimensão da seção de choque é [L²] e a unidade no SI é o [m²]. Como, nesse caso, ela é utilizada para dimensões da ordem do raio do núcleo, é adotada uma unidade especial, o *barn* (*b*), que vale 10⁻²⁸ m².

Uma fonte radioativa puntual é capaz de se propagar isotropicamente em um espaço tridimensional, contudo ela obedece a lei do inverso do quadrado de sua distância radial [1]. A origem desta lei vem de tais considerações geométricas, que de acordo com a Figura 3, sua intensidade a uma dada distancia *r* é a quantidade conservada na superfície de uma esfera (fluxo de partículas incidentes) dividida pela área da esfera:

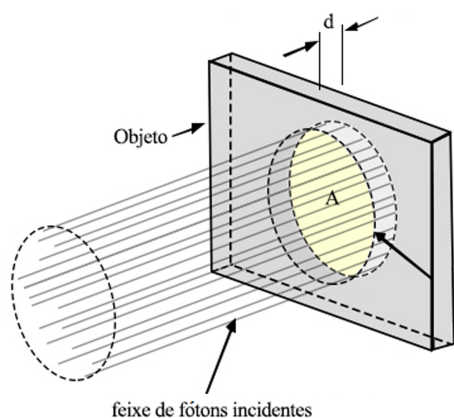


Figura 2: Representação geométrica para determinação da seção de choque de fótons com o centro de interação (núcleo, elétron, átomo).

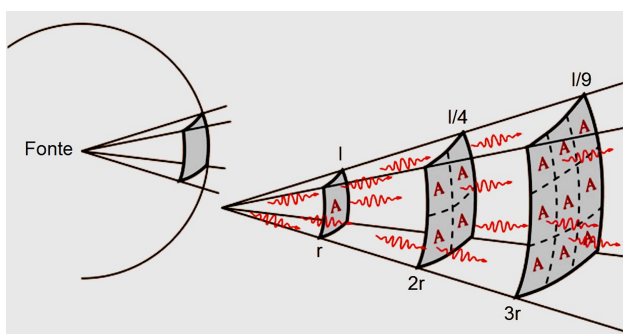


Figura 3: Representação geométrica da lei do inverso do quadrado.

$$I = \frac{\Phi_f}{4\pi r^2} \tag{2}$$

Mais adiante (Item 3) será visto que estas mesmas considerações geométricas serão utilizadas para definir o conceito de ângulo sólido subentendido por um detector de radiação.

Quando um feixe monoenergético de *N*₀ fótons, proveniente de uma fonte de radiação X ou gama, atravessa uma placa plana de material de espessura *d* (como ilustrado na Figura 2), o número *N* de fótons transmitidos é dado por [4-6]:

$$N = N_0 e^{-\mu d} \tag{3}$$

Esta equação é geralmente chamada de lei exponencial da atenuação, onde μ é a probabilidade do feixe sofrer atenuação devido a eventos de espalhamento Compton, absorção fotoelétrica ou formação de pares, sendo denominado de coeficiente de atenuação linear total. Em outras palavras, μ representa a seção de choque de interação entre cada fóton e o meio que atravessa, por unidade de volume. Este pode ser escrito como a soma de coeficientes parciais (veja os símbolos na Tabela 1) para cada uma das interações, consideradas de forma independente, ou seja,

$$\mu = \sigma_r + \tau + \sigma_e + \kappa \tag{4}$$

Uma vez que os valores de τ , σ , e κ além de dependerem da energia incidente da radiação eletromagnética, dependem também das propriedades do meio material (tais como estado físico ou fase), costuma-se dividir os valores dos coeficientes de atenuação pela densidade do material (ρ), a fim de torná-los independentes das propriedades do material. Uma vez que essas contribuições são geralmente calculadas em termos de seções de choque atômica total, a Equação (4) pode ser reescrita como:

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\sigma_r}{\rho} + \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma_e}{\rho} + \frac{\kappa}{\rho} = \sigma_b \frac{N_A}{A} \tag{5}$$

onde μ/ρ é uma quantidade usualmente tabelada e recebe o nome de coeficiente de atenuação de massa. $N_A = 6,0221367 \times 10^{23}$ átomos/mol é o número de Avogadro e *A* é o peso atômico relativo (em

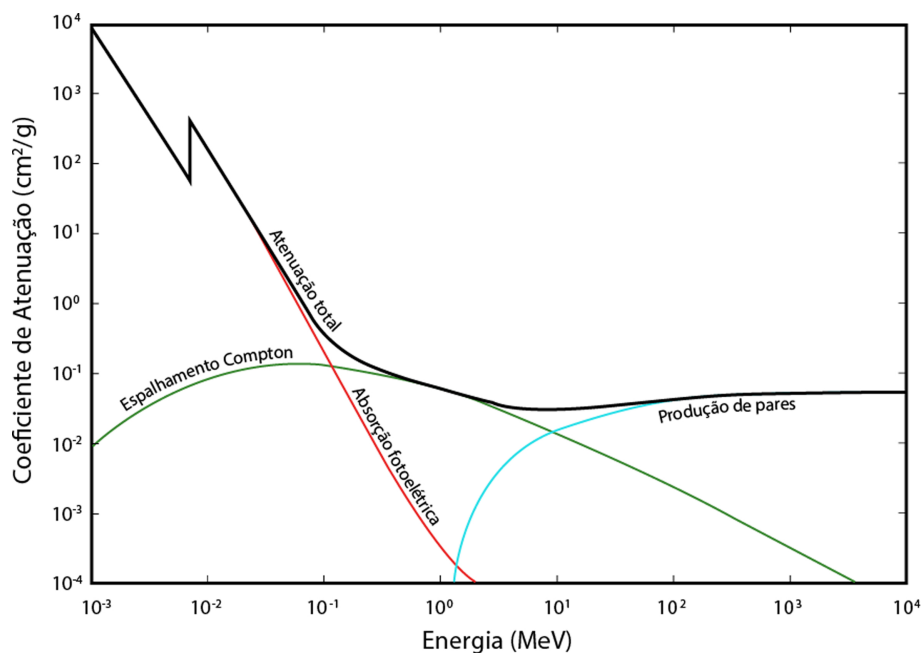


Figura 4: Coeficientes de atenuação do chumbo em função da energia. A curva em azul representa o coeficiente de atenuação por efeito fotoelétrico. Em vermelho, devido ao espalhamento Compton e, em verde, para a produção de pares. Modificado de [1].

g/mol). A Figura 4 apresenta curvas de coeficientes de atenuação do chumbo em função da energia. Nesta figura observa um pico denominado de pico de absorção K para o efeito fotoelétrico. Sua origem deve-se para que o processo fotoelétrico ocorra com um elétron em particular, a energia do fóton não pode ser menor que a energia de ligação B_e deste elétron no átomo. Para fótons com energia maior que B_e , a probabilidade decresce à medida que cresce essa energia, isto é, a probabilidade de interação é máxima quando a energia do fóton for igual a energia de ligação B_e . Quando a energia do fóton atinge a energia de ligação da camada K, há então uma descontinuidade na curva que descreve a probabilidade de interação em função da energia, chamada de pico de absorção K. A probabilidade de interação, que vinha decrescendo com o aumento da energia do fóton, sofre um acréscimo repentino para depois cair novamente. Efeito similar ocorre com a camada L [6].

3. O experimento proposto

Para a elaboração de imagens a partir do uso de conceitos da interação de fótons com a matéria, a partir de um arranjo experimental de baixo custo, é proposto a utilização de fontes de radiação gama, um contador Geiger-Müller (GM) e um meio mate-

rial a ser amostrado. O meio material, em princípio, pode ser qualquer objeto disposto entre os dois, tal que possua uma espessura capaz de permitir uma taxa de transmissão da radiação eletromagnética incidente significativa, ou seja, as medidas da intensidade resultante (ou número de eventos) do feixe monoenergético de fótons sejam estatisticamente satisfatórias em um intervalo de tempo condizente com práticas didáticas.

Como ilustração para este trabalho, foi adotado um objeto um pouco mais elaborado, capaz de simular o corte de uma seção transversal do tórax de um indivíduo, a partir do uso de materiais comerciais e que apresentem diferentes valores de densidade e número atômico entre si. A Figura 5 ilustra este objeto, bem como a disposição do arranjo utilizado para a realização do experimento. O objeto (Figura 5a) é composto de placas de isopor (simulando demais tecidos moles ao redor do pulmão – parte avermelhada); ossos de tíbia bovina (como ossos da costela humana); borracha de silicone (como tecidos do pulmão); concreto celular autoclavado (Pumex), que se trata de uma mistura composta por cimento, cal e alumínio em pó (como coração) e; peça de chumbo (como um possível implante metálico). Estes itens foram dispostos no interior de uma caixa composta de placas de acrílico de 2,0 mm de espessura cada, com 36 cm de altura e 46 cm de

comprimento. A caixa possui uma largura de 3,0 cm. Contudo, os materiais que representam o corte de uma seção transversal do tórax possuem diversos valores de espessuras, indo de 1,0 a 2,6 cm. A Figura 5b ilustra a disposição do arranjo experimental para a realização das medidas.

Como fontes pontuais de radiação gama, podem ser utilizadas ^{241}Am ($t_{1/2} = 433$ anos e $E_\gamma = 59,5$ keV), ^{133}Ba ($t_{1/2} = 10,5$ anos, $E_\gamma = 81,0, 302,9$ e $356,0$ keV), ^{137}Cs ($t_{1/2} = 30,2$ anos e $E_\gamma = 661,6$ keV), ^{60}Co ($t_{1/2} = 5,2$ anos e $E_\gamma = 1173$ e 1332 keV). De forma aproximada, ao usar fontes de ^{241}Am , ^{133}Ba , ^{137}Cs e ^{60}Co é possível observar o efeito da variação da energia do fóton para valores de E_o (onde $E_0 \approx 60\text{keV}$), $\approx 6E_o$, $\approx 11E_o$ e $\approx 20E_o$, respectivamente. Estas são posicionadas junto a parte frontal do objeto com o auxílio de suportes, conforme ilustrado na Figura 5c. Cabe lembrar que estas fontes são construídas especialmente para uso em laboratórios didáticos, sendo, portanto, seladas e com atividades que não ultrapassam $5,0 \mu\text{Ci}$.

O LARA possui dois contadores Geiger-Müller (GM), cujos sensores possuem geometria cilíndrica e de mesma eficiência de detecção. A parte sensível à radiação possui diâmetros de 1,5 cm e 7,5 cm, respectivamente. Estes são posicionados na parte posterior do objeto, como ilustrado na Figura 5d. Embora o contador GM possua algumas limitações (muita radiação é espalhada ou tempo morto alto quando é colocado próximo ao objeto ou há grande variação de sua eficiência na faixa de energia dos fótons utilizada), ele é um equipamento razoavelmente barato e facilmente encontrado em kits didáticos, além de ser de simples manuseio. A fim de minimizar estes efeitos, ele foi disposto a uma distância de 1,5 cm do objeto.

Como o objeto é composto por vários materiais de características diferentes, é necessário fazer medidas do fluxo de radiação gama em regiões específicas do objeto, ou seja, obter o maior número possível de medidas dos fótons emergentes em cada material, a fim de obter uma imagem com a melhor definição ou resolução possível. Com este intuito, foi afixada uma folha de papel milimetrado na face posterior do objeto, permitindo identificar 1656 posições (quadrados) de $1,0 \text{ cm}^2$ cada. Isso permitiu realizar um conjunto de 1656 medidas, com duração de 60 s cada uma, para a montagem da imagem. É como se fosse obtida uma imagem digital composta de 1656 pixels. Para cada medida, o conjunto fonte-detector

foi posicionado no centro de cada um dos quadrados formados no papel milimetrado. Supondo-se a duração de uma aula típica como sendo de 2 h, pode-se selecionar um objeto menor e obter sua imagem de 120 pixels, por exemplo, através de 120 medidas ao utilizar exatamente a mesma configuração deste arranjo experimental.

Fixando-se a distância entre a fonte e objeto como nula (ou seja, a fonte é colocada diretamente na parede frontal do objeto), é necessário determinar a distância mínima a qual o detector deve ser posicionado em relação à fonte, a fim de que o feixe de fótons transmitidos fique contido no quadrado de área de $1,0 \text{ cm}^2$ na parede posterior do objeto. Caso contrário, o detector poderia armazenar eventos transmitidos em outras regiões do objeto (lembrando-se que o sensor ainda assim estaria detectando fótons espalhados em outras partes do objeto, devido a ocorrência de espalhamento Compton). Para tanto, é necessário usar argumentos de seção de choque e ângulo sólido subentendido pelo detector. A Figura 2 e a Equação (1) permitem compreender que fluxo de fótons é medido por unidade de área aparente. Como o detector possui geometria cilíndrica, esta área aparente seria um círculo de raio $R = 0,5$ cm contido no quadrado formado pelo papel milimetrado na parte posterior do objeto. Para determinar a distância r entre o detector a fonte de radiação é necessário determinar inicialmente o ângulo sólido ω para esta geometria, através da relação:

$$\omega = \frac{A}{r^2} \quad (6)$$

onde A é a área aparente e r é a sua distância à fonte de radiação. Um círculo de $R = 0,5$ cm distante de $r = 3,0$ cm da fonte, resultará em $\omega = 0,35$ sr. Mantendo-se este valor fixo, então, um detector de 1,5 cm de diâmetro deve ser posicionado a 4,5 cm da fonte. Se for usado o detector de 7,5 cm de diâmetro, ele deve ser posicionado a 22,5 cm (Figura 6).

Finalmente, é importante enfatizar que uma vez escolhido o arranjo experimental, a distância entre a fonte e detector deve permanecer rigorosamente fixa. Além disso, é importante que o detector fique disposto na posição de distância mínima, uma vez que a intensidade da radiação é regida pela lei do inverso do quadrado da distância (Equação 2). Assim, o fluxo será constante e possuirá valor máximo para essas condições. Essas características são im-

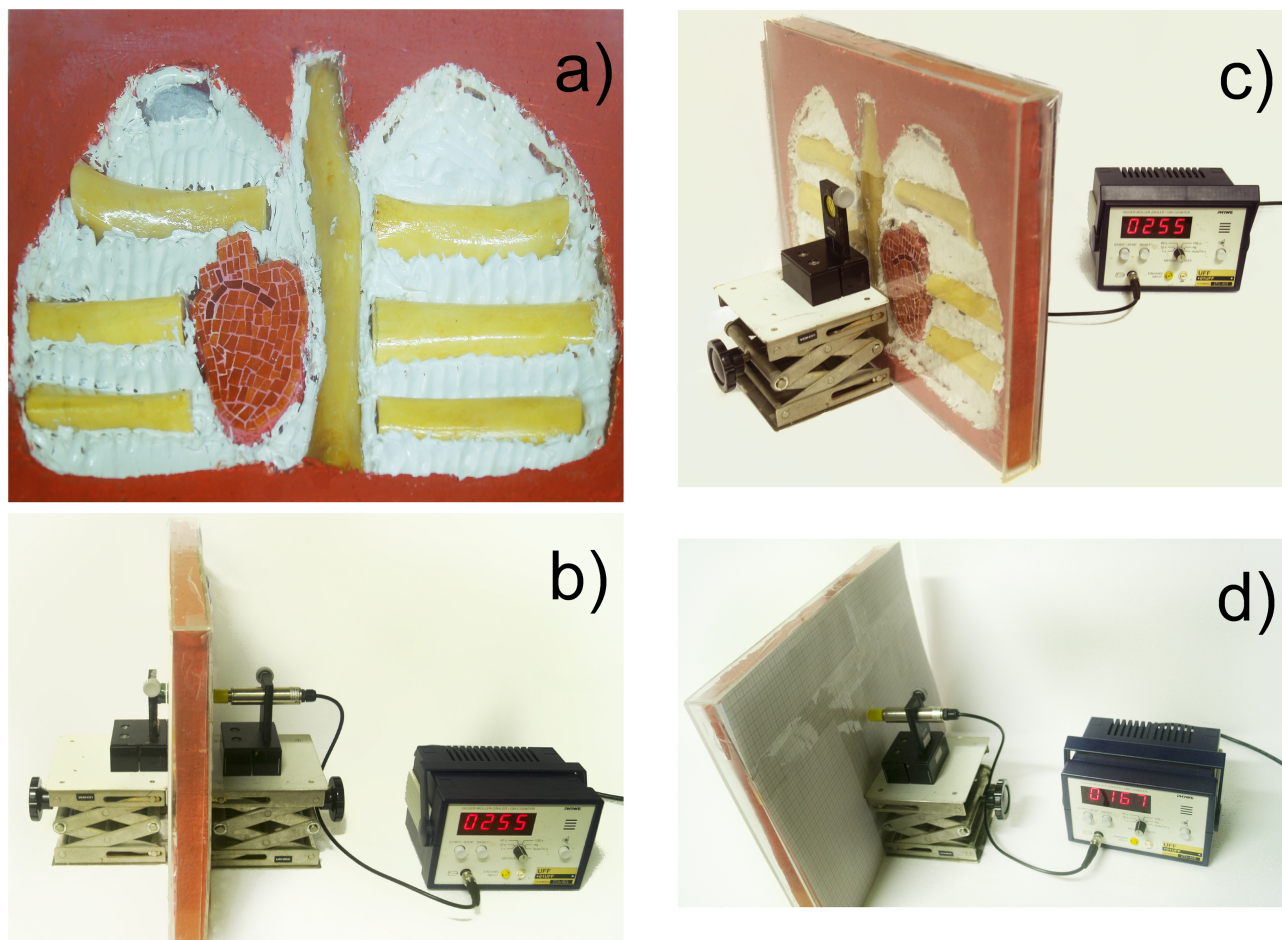


Figura 5: Ilustração do arranjo experimental: **a)** simulação corte de uma seção transversal do tórax de um indivíduo, composto de placas de isopor (representando tecidos moles tecidos moles ao redor do pulmão – parte avermelhada); ossos de tibia bovina (ossos da costela humana); borracha de silicone (tecidos pulmonares); concreto celular autoclavado (coração) e chumbo (implante metálico); **b)** vista frontal do arranjo; **c)** vista lateral esquerda do arranjo e; **d)** vista lateral direita.

portantes para que a Equação (3) possa ser aplicada com o intuito de determinar os coeficientes de atenuação de cada material que compõem o objeto e para maximizar a construção da imagem resultante.

4. Resultados e discussão

A Tabela 2 permite avaliar o efeito da energia incidente do fóton sobre a probabilidade de ocorrência de sua interação com o meio material. Nota-se que quanto menor for o valor da energia incidente sobre um dado tipo de material, por exemplo chumbo, maior será a atenuação ocorrida. Em outras palavras, menor será o número de fótons emergentes do material e, portanto, maior terá sido o efeito de absorção fotoelétrica. A medida que a energia incidente do fóton aumenta, a probabilidade de atenuação diminui, aumentando o número de fótons

emergentes, ou seja, diminui a probabilidade de absorção fotoelétrica e aumenta a de espalhamento Compton. Esta observação é coerente com a Figura 1, sendo que para os valores mais altos de energia (acima de 1022 keV), também começa a abrir o canal de produção de pares elétron/pósitron. Por outro lado, a Tabela 2 também permite observar o efeito do número atômico médio (\bar{Z}) do material sobre a probabilidade de interação do fóton com a matéria. A partir desta tabela nota-se que o aumento de \bar{Z} proporciona um aumento da probabilidade de interação da radiação com a matéria, ou seja, o número de fótons emergentes diminui, indicando um aumento na probabilidade de ocorrência da absorção fotoelétrica. Este efeito também é corroborado pela Figura 1.

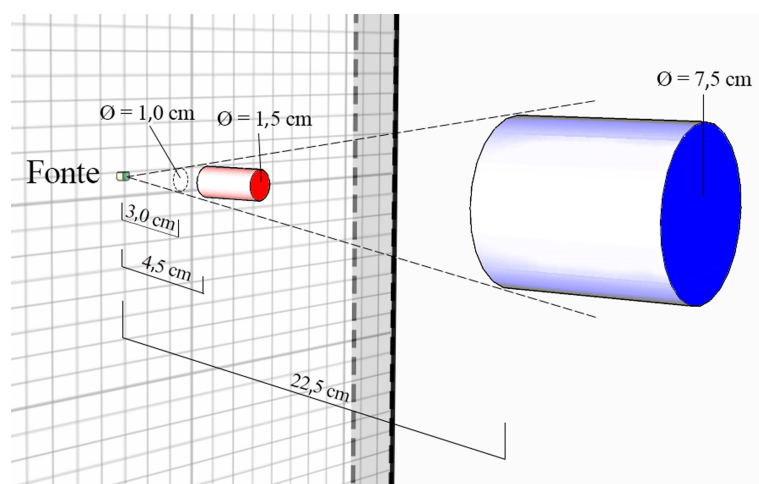
Tabela 2: Valores do número de fótons emergentes (N) de um dado material em função de sua energia incidente. \bar{Z} é o número atômico médio do material. Para os cálculos, foram considerados $N_0 = 1000$ e espessura $d = 1,5$ cm.

Material	\bar{Z}	N			
		$E_0 \approx 60$ keV	$6E_0 \approx 360$ keV	$11E_0 \approx 660$ keV	$20E_0 \approx 1200$ keV
Pb	82	0	0	152	364
Ossos	40	175	622	817	862
Pumex	15	731	884	936	952
Silicone (C_2H_6SiO) _n	9	779	860	910	932
Isopor (C_8H_8) _n	6	997	998	999	999

A Tabela 3 apresenta valores de coeficiente de atenuação de massa (μ/ρ) para diversos materiais ao serem bombardeados por fótons de diferentes energias incidentes. A partir desta tabela, fica mais uma vez evidente que a probabilidade do fóton interagir com a matéria, através de processos de transmissão, absorção/aniquilação e espalhamento, apresenta uma forte dependência com a sua energia incidente, número atômico e a densidade do meio.

A Figura 7 apresenta a imagem obtida para o objeto apresentando na Figura 5a. Para tanto, foi utilizada uma fonte de ^{137}Cs e um contador GM, cujo sensor possui um diâmetro de 1,5 cm (veja a Figura 5b). Este sensor foi escolhido para realizar o

experimento em detrimento do outro com 7,5 cm de diâmetro, uma vez que era mais fácil posicioná-lo nas 1656 diferentes posições na parte posterior do objeto, devido ao seu tamanho reduzido. Conforme descrito na Seção 3, o sensor foi posicionado a 1,5 cm do objeto (ou a 4,5 cm da fonte de ^{137}Cs) permitindo, portanto, a realização de um conjunto de 1656 medidas (com duração de 60 s cada uma) do número de fótons emergentes (N) do objeto. Com o auxílio de um editor gráfico, os valores obtidos de N foram associados a faixas de cores para a construção da imagem digital. A imagem resultante permite obter uma visualização satisfatória do objeto, ao mesmo tempo que possibilita ao observador associar

**Figura 6:** Possíveis posicionamentos de um dos dois sensores GM em relação à fonte de radiação e a parte traseira do objeto, a fim de obter um ângulo sólido $\omega = 0,35$ sr.**Tabela 3:** Valores de coeficiente de atenuação de massa (μ/ρ) para diversos materiais ao serem bombardeados por fótons de diferentes energias incidentes. \bar{Z} é o número atômico médio e ρ a densidade do material.

Material	\bar{Z}	$\rho(\text{g}/\text{cm}^3)$	$\mu/\rho(\text{cm}^2/\text{g})$			
			$E_0 \approx 60$ keV	$6E_0 \approx 360$ keV	$11E_0 \approx 660$ keV	$20E_0 \approx 1200$ keV
Pb	82	11,4	5.120	0.939	0.110	0.059
Ossos	40	1,74	0.670	0.182	0.078	0.057
Pumex	15	0,59	0.354	0.139	0.075	0.055
Silicone (C_2H_6SiO) _n	9	0,86	0.193	0.117	0.073	0.054
Isopor (C_8H_8) _n	6	0,012	0.176	0.119	0.077	0.055

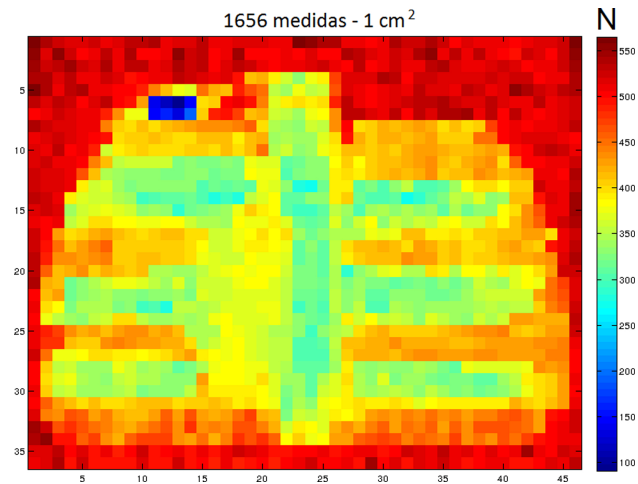


Figura 7: Imagem do objeto obtida para o objeto (veja Figura 5a), a partir de um conjunto de 1656 medidas (com duração de 60 s cada uma) do número de fótons emergentes (N) do objeto.

as faixas de cores aos distintos valores de Z e ρ dos materiais que constituem o objeto.

Este experimento também permite ao aluno compreender os limites para a montagem ou manuseio de um arranjo experimental, ou seja, aprender os cuidados que deve ter em mente para observar fenômenos físicos de forma experimental. Neste sentido, pode ser abordada a relação entre resolução da imagem e a viabilidade experimental para se observar um dado fenômeno. Para tanto, são enfatizados o uso de conceitos de seção de choque, ângulo sólido subtendido pelo detector e lei do inverso do quadrado da distância.

Um primeiro exercício neste sentido pode ser o de obter uma imagem alternativa do mesmo objeto, mas de forma mais rápida. A imagem obtida na Figura 7, levou 1656 min ou 27,6 h de medições. Isto sem levar em conta o tempo gasto para alinhar a fonte e o detector GM em cada posição a ser medida. Uma outra forma de obter essa imagem de modo mais rápido seria diminuir o número de medidas, contudo mantendo o mesmo fluxo de fótons por unidade de tempo (medidas de 60 s cada). Neste caso, seria necessário aumentar a área de detecção (tamanho do quadrado) na face posterior do objeto. Isto corresponde a diminuir a número de pixels e, portanto, a resolução da imagem. Supondo-se que o quadrado fosse aumentado para 2,0 cm de largura, o número de medidas (ou de pixels) diminuiria de 1656 para 414 para formar a mesma imagem, ou seja, a resolução diminuiria de um fator 4. Como o

primeiro sensor GM produz uma abertura máxima de 1,5 cm, então, deve-se usar o segundo sensor de 7,5 cm de diâmetro para obter a configuração geométrica desejada.

A fim de manter o mesmo fluxo de partículas emergentes por unidade de área (ou seja, a mesma seção de choque σ_b , Equação 1), é necessário manter o mesmo ângulo sólido ω subtendido pelo detector, Equação 6). Portanto, a parte traseira do objeto deve ser posicionada a 6,0 cm da fonte, enquanto o sensor GM de 7,5 cm de diâmetro deve permanecer a 22,5 cm da fonte de ^{137}Cs . A imagem resultante é obtida na Figura 8a, com um tempo de aquisição total de 414 min ou 6,9 h. Nota-se que há uma piora na resolução da imagem, uma vez que ela é formada por um número menor de pixels. Esta resolução torna-se cada vez pior a medida que o número de pixels diminui. A Figura 8b apresenta a imagem do mesmo objeto composta de 80 pixels de 4,5 cm x 4,5 cm. Nesta situação, o objeto foi posicionado a 13,5 cm da fonte de ^{137}Cs . Para esta situação, não é mais possível discriminar os diferentes materiais que compõe o objeto.

Uma segunda alternativa de se obter uma imagem de forma mais rápida, seria manter o número de pixels de 1656, mas diminuindo o tempo de aquisição das medidas. Por exemplo, medindo-se as 1656 posições (ou pixels) do objeto por 15 s cada medida. O tempo total também seria de 6,9 h, como na Figura 8a para 414 pixels. Contudo, é importante recordar que o decaimento radioativo é um processo estatístico em que o número de eventos obedece uma distribuição de Poisson. Desse modo, a incerteza percentual do número de fótons emergentes N é dada por [1]:

$$\Delta N = \frac{\sqrt{N}}{N} \quad (7)$$

Assim, diminuindo-se o intervalo de tempo de 60 s para 15 s, N diminuirá, o erro estatístico ΔN aumentará, fazendo com que a imagem também perca sua definição.

Por último, também é possível pensar em aumentar a resolução da imagem obtida na Figura 6. Se o tamanho do pixel for diminuído, por exemplo, para um quadrado de 0,5 cm x 0,5 cm, seriam obtidos 6624 pixels. Reposicionando o sensor GM a fim de formar um quadrado de 0,5 cm x 0,5 cm na parte posterior do objeto, o ângulo sólido seria de 0,087 sr, ou seja, teria um valor 4 vezes menor que an-

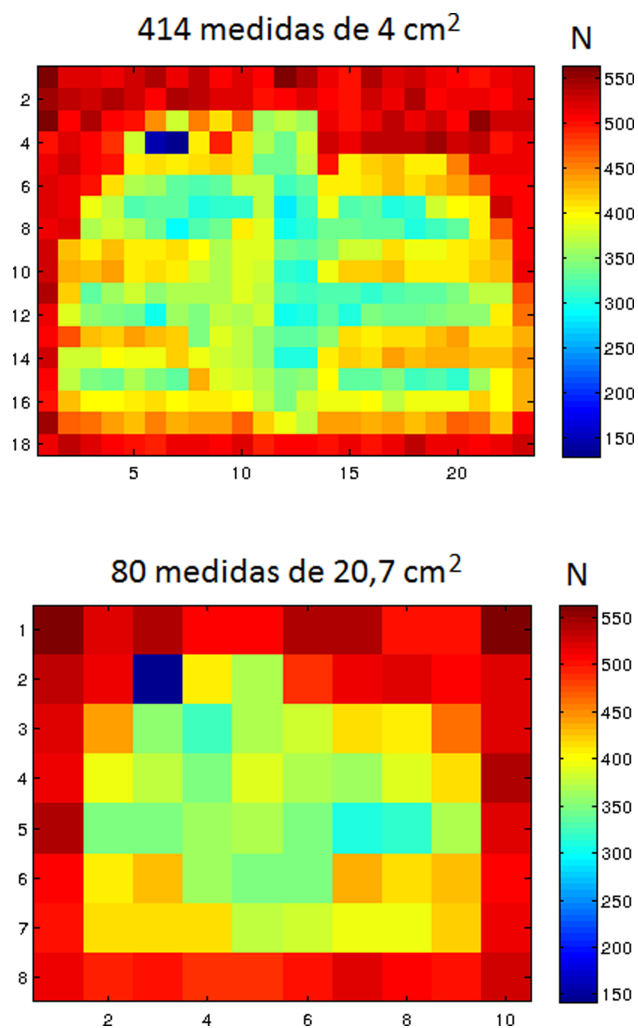


Figura 8: Imagem do objeto obtida para o objeto (veja Figura 5a), a partir de um conjunto de **a)** 414 medidas com pixels de $4,0 \text{ cm}^2$ e **b)** 80 medidas com pixels de $20,7 \text{ cm}^2$. A duração de cada medida é de 60 s.

teriormente usado. Neste caso, a distância entre a fonte e o sensor GM deveria ser dobrada, a fim de se obter a configuração geométrica desejada. Para manter a mesma incerteza estatística, o tempo de aquisição de cada medida deveria, então, ser multiplicado por 4. Assim, esta nova figura levaria 16 vezes mais tempo para ser formada, o que inviabiliza ainda mais sua obtenção para fins didáticos, uma vez que uma imagem deste objeto com 414 pixels já permitiria ter uma ideia do objeto em estudo.

5. Conclusões

A formação de imagens a partir da interação de raios gama com a matéria é uma ferramenta experimental interessante, que permite a compreensão de diversos fenômenos físicos, que são abordados

em aulas teóricas, mas que os alunos apresentam grande dificuldade de compreensão. Além disso, esta prática também permite a compreensão de técnicas inovadoras, que utilizam da formação de imagens vastamente aplicadas nas áreas de medicina nuclear, radiodiagnósticos, ciências ambientais, indústria, etc. Por exemplo, este é um método não destrutivo que permite a localização de objetos arqueológicos em paredes, detectar falhas na construção de peças de precisão, identificação corpos estranhos em recipientes na indústria, dentre os diversos meios de aplicação de imagens em nosso mundo moderno.

O experimento proposto por este artigo foi realizado de maneira detalhada, a fim de mostrar o potencial que esta técnica pode atingir, porém sua utilização como uma prática didática em um curso de física das radiações pode ser inviável. Seria necessário um tempo muito longo para a realização do experimento. Embora o tempo de medição possa ser reduzido, há a perda de resolução da imagem e, conseqüentemente, diminuição do detalhamento da imagem obtida. Para contornar este problema, nós desenvolvemos um kit alternativo de tamanho reduzido e de objetivos mais específicos: formar uma imagem simples e verificar o comportamento do coeficiente de atenuação μ com a variação da energia gama incidente. O objeto apresenta dimensões $20 \text{ cm} \times 20 \text{ cm}$ e contém apenas dois tipos de materiais de densidades e número atômicos distintos: chumbo e argila. A própria argila serve de molde para a confecção do objeto de chumbo. Este pode ainda ser complementado com o uso de uma tela de material fluorescente logo após o objeto e uma câmara fotográfica.

Este kit (objeto reduzido + fonte de ^{137}Cs + GM) já foi utilizado na disciplina de Fundamentos de Física Moderna do Programa de Pós-graduação em Ensino de Ciências da Natureza (PPECN) da UFF, voltado para o mestrado profissional de professores de Ensino Médio. Ele teve como objetivo simular a imagem interna de uma maleta contendo objetos desconhecidos, como se uma pessoa passasse por um aparelho de raio X em um aeroporto. Foi elaborada uma imagem composta de 96 pixels, que ao final era possível observar a Tabelasura de uma arma de fogo em seu interior. Para a ilustração da variação de μ com a energia, foi utilizado um pedaço de chumbo, de espessura fixa, bombardeado por fontes de ^{60}Co e ^{137}Cs . O resultado foi extremamente satisfatório,

despertando o interesse e a compreensão do tema entre os alunos.

Agradecimentos

Os autores agradecem ao CNPq, FAPERJ e a CAPES pelo apoio financeiro.

Os autores dedicam este trabalho ao Prof. Paulo Gomes, *in memoriam*.

Referências

- [1] G.F. Knol, *Radiation Detection and Measurement* (John Wiley & Sons, Hoboken, 2011), 4^a ed.
- [2] H. Aichinger, J. Dierker, S. Joite-Barfuß and M. Säbel, *Radiation Exposure and Image Quality in X-Ray Diagnostic Radiology. Physical Principles and Clinical Applications* (Springer, Alemanha, 2012), 1^a ed.
- [3] E. Okuno e E.M. Yoshimura, *Física das Radiações* (Oficina de Textos, São Paulo, 2010), 1^a ed.
- [4] E.M. Yoshimura, *Revista Brasileira de Física Médica* **3**, 57 (2009).
- [5] L. Tauhata, I. Salati, R. Di Prinzio e A.R. Di Prinzio, in: *INIS Collection 45* (IAEA, Áustria, 2013). Disponível em http://www.iaea.org/inis/collection/NCLCollectionStore/_Public/45/073/45073465.pdf?r=1.
- [6] P.R. Costa, *Apostila do Laboratório de Física Moderna (4300377): Interação da Radiação γ com a Matéria* (DFN/IFUSP, São Paulo, 2011), 1^a ed. Disponível em http://portal.if.usp.br/labdid/sites/portal.if.usp.br/labdid/files/Apostila_interacao_da_radiacao_com_a_materia_L.pdf.
- [7] T.B. Levin, *Seção de Choque* (DFN/IFUSP, São Paulo, 2011), 1^a ed. Disponível em http://disciplinas.stoa.usp.br/pluginfile.php/347714/course/section/105241/Secao_de_Choque_Borello.pdf.