

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE-FURG
Instituto de Matemática, Estatística e Física-IMEF
Programa de Pós-Graduação em Física

***ESTUDO DA DOSE ABSORVIDA EM MAMOGRAFIA
USANDO O MÉTODO MONTE CARLO – PENELOPE.***

Matheus Leidens

Rio Grande/RS – Brasil

2014

MATHEUS LEIDENS

***ESTUDO DA DOSE ABSORVIDA EM MAMOGRAFIA
USANDO O MÉTODO MONTE CARLO – PENELOPE.***

Dissertação apresentada para obtenção do Título de Mestre em Física pelo Programa de Pós-Graduação em Física do Instituto de Matemática, Estatística e Física (IMEF) da Universidade Federal do Rio grande-FURG.

Orientador: Prof. Dr. Evamberto Garcia de Góes.

Rio Grande/RS – Brasil

2014

FICHA CATALOGRÁFICA

Leidens, Matheus.

ESTUDO DA DOSE ABSORVIDA EM MAMOGRAFIA USANDO O MÉTODO
MONTE CARLO – PENELOPE.

Rio Grande/RS, Brasil, 2014.

68p.:il.; 30cm.

Dissertação de mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Instituto de Matemática, Estatística e Física (IMEF) da Universidade Federal do Rio grande-FURG.

Orientador: Prof. Dr. Evamberto Garcia de Góes.

Dedico este trabalho aos meus pais Eloci e Paulo, a minha irmã Danusa, a minha namorada Bruna e a todos que estiveram ao meu lado nesta caminhada.

AGRADECIMENTOS

Agradeço:

À Universidade Federal do Rio Grande (FURG), ao Instituto de Matemática, Estatística e Física (IMEF) e ao Programa de Pós-Graduação em Física;

Ao Prof. Dr. Evamberto Garcia de Góes pela orientação, dedicação, atenção, paciência, amizade e por essa oportunidade de poder trabalhar neste trabalho;

À Prof.^a Dr.^a Patrícia Nicolucci pelos ensinamentos, que às vezes de longe, foram muito importantes para que este trabalho pudesse ser realizado;

Aos professores do Instituto de Matemática, Estatística e Física (IMEF), especialmente ao professor Renato Glauco de Souza Rodrigues pela sua colaboração neste trabalho;

Aos técnicos do laboratório de Física pelo suporte técnico;

Aos meus colegas do mestrado pela força e companheirismo;

Aos meus amigos Neve, Carol, Mineiro, Manu, aos amigos do futebol e a todos que participaram desta minha caminhada pelo convívio, amizade, paciência, por ouvirem minhas angústias e por estarem sempre presentes;

À CAPES pelo apoio financeiro;

A minha namorada Bruna, pela compreensão, amizade, força, por ouvir as minhas angústias e por ser essa pessoa tão especial;

E, finalmente, agradeço aos meus pais Paulo e Eloci, e a minha irmã Danusa, que sempre estiveram ao meu lado, dando todo o apoio possível e impossível para que os meus sonhos se realizassem.

RESUMO

Estudo da Dose Absorvida em Mamografia Usando o Método Monte Carlo-PENELOPE

A principal motivação para a realização do exame da mama através do uso de raios X é a detecção precoce do câncer de mama. No entanto, a dose absorvida decorrente desse tipo de exame não tem sido bem estabelecida. Assim, considerando-se a importância do exame mamográfico para o diagnóstico do câncer de mama, realizou-se um estudo com o objetivo de se determinar a dose absorvida pela tireóide, coração, pulmão e medula óssea, através do uso do método Monte Carlo-PENELOPE, que inclui um modelo matemático de objeto simulador antropomórfico. A mama foi simulada sob compressão, de acordo com a rotina usada para a execução desse tipo de exame. A mama foi considerada composta por tecido adiposo e a irradiação foi realizada considerando-se incidência crânio-caudal. A simulação foi realizada utilizando-se tensões de 25, 28, 30 e 35 kVp. Neste estudo, considerou-se a determinação da distribuição da dose absorvida na superfície de entrada da mama e a dose absorvida em diferentes profundidades da mama. De acordo com as energias usadas neste estudo, determinou-se as camadas semi-redutoras e comparou-se com os dados experimentais disponíveis na literatura, a fim de validar a metodologia utilizada neste estudo. Com relação à dose absorvida pela mama, observou-se que a tireóide absorveu a maior dose relativa (0,061 %), enquanto que a medula óssea absorveu a dose mais baixa (0,0007 %). A distribuição de dose obtida na superfície de entrada da mama mostrou variação entre 86 e 103%. Considerando-se a profundidade da mama, as doses absorvidas variaram entre 14 e 100%, para 25 kVp, e entre 23 e 100%, para 35 kVp. De acordo com a metodologia utilizada para validar o método de determinação da dose absorvida usado aqui, observou-se um erro relativo inferior a 3,0 % referente aos valores de dose determinados neste estudo. A dose de radiação absorvida pela glândula da tireóide decorrente da mamografia é considerada baixa quando comparada com a dose absorvida pela mama, conforme os resultados obtidos neste estudo. Por outro lado, estudos recentes têm sugerido que o aumento da incidência de câncer da tireóide em mulheres pode ser devido à exposição aos raios X decorrente da realização dos exames de mamografia. Assim, os resultados obtidos neste estudo podem ser importantes em estudos epidemiológicos sobre o uso de radiação ionizante na área da saúde.

ABSTRACT

Study of the absorbed dose in mammography Using PENELOPE Monte Carlo Code

The main motivation to the radiographic examination of the breast is the early detection of breast cancer. However, the absorbed dose from these examinations has not been well established. A study was performed by us in order to obtain an estimate of the dose absorbed by thyroid, heart, lung, and bone marrow using PENELOPE Monte Carlo toolkit, that included a mathematical anthropomorphic phantom. The breast was simulated under compression considering the presence of adipose tissue and cranio-caudal view. The simulation was carried out using 25, 28, 30 and 35 kVp beams. The distribution of the absorbed dose in the entrance surface of the breast, as well the absorbed dose at different depths in the breast, were considered by us. Regarding the beams used here, half-value layers were determined by us and compared with experimental data available in the literature in order to validate the methodology used by us. With respect to the dose absorbed by the breast, the thyroid absorbed the higher dose of radiation (0,061%) while the bone marrow the lowest dose (0,0007%). The dose distribution obtained in the entrance surface of the breast showed variation between 86 e 103%. While considering the depth of the breast, the absorbed doses ranging between 14 and 100%, for 25 kVp beam, and between 23 e 100%, for 35 kVp. According to the methodology used to validate the method used here, we observed a relative error less than 3,0%. The radiation dose absorbed by the thyroid gland from breast imaging studies is considered low when compared to the dose absorbed by the breast. On the other hand, recent reports have suggested that an increase in the incidence of thyroid cancer in women could be due to exposure to x-rays during breast imaging studies. Thus, our findings may be important in epidemiological studies concerning the use of ionizing radiation.

LISTA DE FIGURAS

- Figura 1.** Tipos de interação entre um elétron incidente e os átomos de um material (ATTIX, 1986).....5
- Figura 2.** Exemplo de um espectro típico de raios X gerado com 100 kVp, 2,0mm de alumínio e 17° de inclinação do ânodo (Adaptado BROCHI, 1990).....6
- Figura 3.** a) Espectro de raios X teórico produzido em um alvo fino por elétrons de energia máxima T_0 ; b) Espectro teórico extrapolado para um alvo de espessura real (ATTIX, 1986).....10
- Figura 4.** Diagrama simplificado de um tubo de raios X (BROCHI, 1990). A fonte de tensão (1) aplicada no cátodo (2) aquece-o, havendo a liberação de elétrons, de modo que se forma uma nuvem eletrônica ao redor do filamento de tungstênio (3). A fonte de alta tensão (4) aplicada entre o ânodo (5) e o cátodo (2) é responsável pela aceleração dos elétrons (6) através do tubo, os quais, após atingirem altas velocidades, colidem com o alvo de tungstênio (7). Ao serem desacelerados, já dentro do alvo, os elétrons perdem parte da sua energia que é irradiada na forma de raios X.....12
- Figura 5.** Esquema de um mamógrafo mostrando o posicionamento da mama para a realização do exame (ALLISY, 2008).....13
- Figura 6.** Esquema do efeito fotoelétrico (Adaptado do ATTIX, 1986).....15
- Figura 7.** Representação do espalhamento Compton (A); plano de espalhamento, com os momentos das partículas (B) (Adaptado de OKUNO,2010).....18
- Figura 8.** Importância relativa dos diversos processos de interação dos fótons com a matéria em função da energia do fóton e do número atômico do material (ATTIX, 1986).....25

Figura 9. Relação entre o coeficiente de atenuação mássico total e a energia dos fótons, para o tecido adiposo, considerando-se a atenuação total, espalhamento coerente, espalhamento incoerente e absorção fotoelétrica.....	27
Figura 10. Ilustração de um meio atenuador de espessura Δx que reduz o número de fótons do feixe incidente e produz radiação espalhada (Adaptado de JOHNS, 1983).....	29
Figura 11. Atenuação de um feixe de fótons por um material de espessura X (TAUHATA,2003).....	30
Figura 12. Estrutura da pasta dos arquivos fornecidos pelo pacote PENELOPE.....	37
Figura 13. Esquema para a criação do executável com os arquivos necessários para a simulação.....	39
Figura 14. Exemplos em três dimensões de formas quadrática retirada do manual que acompanha o pacote PENELOPE contida na pasta “DOC” (SALVAT,2008).....	41
Figura 15. Exemplo do arquivo de geometria de um cilindro e essa geometria ao lado visualizada no GVIEW 2D.....	42
Figura 16. Objeto simulador disponibilizado pelo Código PENELOPE versão 2008: (A) corte longitudinal, (B): corte transversal.....	47
Figura 17. Vista anteroposterior do objeto simulador utilizado para a determinação das doses absorvidas: (1) Tireoide; (2) Pulmão direito; (3) Coração; (4) Pulmão esquerdo.....	48
Figura 18. Vista anteroposterior do objeto simulador utilizado para a determinação das doses absorvidas: (1) Pulmão direito; (2) Medula óssea; (3) Pulmão esquerdo.....	48

Figura 19. Mama comprimida acrescentada ao objeto simulador, (1) Mama comprimida, (2) Pulmão.....49

Figura 20. Corte transversal do objeto simulador, representando a mama comprimida e a distribuição dos detectores na superfície de entrada da mama.....51

Figura 21. Distribuição das doses na superfície de entrada da mama representada por curvas de isodose (o lado esquerdo da superfície da mama está associado à região próxima do cátodo, e o lado direito da superfície da mama está associado à região próxima do ânodo).....53

Figura 22. Dose relativa absorvida pela mama normalizada para as profundidades entre zero e 4,5 cm em função do espectro de energia para as tensões de: 25 kVp(■); 28kVp(●); 30 kVp(▲) e 35 kVp(▼).....55

LISTA DE TABELAS

Tabela 1. Energias de ligação (E_b) das camadas eletrônicas mais internas do átomo de tungstênio (BROCHI, 1990).....	7
Tabela 2. Transições permitidas para a camada K do átomo de tungstênio e as respectivas energias e intensidades (BROCHI, 1990).....	8
Tabela 3. Exemplos de formas quadrática retirada do manual que acompanha o pacote PENELOPE contida na pasta “DOC” (SALVAT,2008).....	40
Tabela 4. Composição e densidade de massa de cada órgão e tecido.....	49
Tabela 5. Densidades dos órgãos e tecidos de interesse nesse estudo.....	52
Tabela 6. Doses relativas normalizadas em função da profundidade da mama, para os espectros de raios X gerados pelas tensões de 25, 28, 30 e 35 kVp.....	54
Tabela 7. Doses relativas absorvidas pela tireóide, coração, pulmão e medula óssea.....	56
Tabela 8. Valores das camadas semi-redutoras e os respectivos valores das energias efetivas em função da tensão aplicada.....	57

SUMÁRIO

1. INTRODUÇÃO	1
1.1 Objetivo Geral.....	3
1.2 Objetivos Específicos.....	3
1.3 Relevância.....	3
2. FUNDAMENTOS TEÓRICOS	5
2.1 Produção de Raios X.....	5
2.1.1 <i>Espectro Característico ou de Linha</i>	7
2.1.2 <i>Espectro Contínuo (Bremsstrahlung)</i>	8
2.2 Tubo de Raios X Convencional.....	10
2.3 Tubo de Raios X Dedicado à Mamografia	12
2.4 Interação dos Raios X com a Matéria.....	14
2.4.1 <i>Efeito Fotoelétrico</i>	14
2.4.2 <i>Efeito Compton</i>	17
2.4.3 <i>Espalhamento Coerente</i>	24
2.4.4 <i>Coeficientes de atenuação</i>	25
2.4.5 <i>Atenuação da Radiação X pela Matéria e Camada Semi-Redutora</i>	28
2.5 Dose de Radiação.....	31
2.6 Método Monte Carlo.....	34
2.7 Método Monte Carlo – PENELOPE (MMC-PENELOPE).....	35
2.7.1 <i>Estrutura do Pacote Penelope</i>	37
2.7.1.1 <i>Geometria</i>	39
2.7.1.2 <i>Arquivo de Dados Associado aos Materiais</i>	43
2.7.1.3 <i>Entrada de Dados da Simulação (entrada.in)</i>	43
3. METODOLOGIA	46
3.1 Estruturas dos Órgãos e Geometria.....	46
3.2 Fonte de Radiação	50
3.3 Distribuição da Dose na Superfície da Mama.....	50
3.4 Dose Absorvida em Função da Profundidade.....	51
3.5 Dose Absorvida pelos Órgãos e Tecidos.....	52
3.6 Camada Semi-Redutora.....	52

4. RESULTADOS	53
4.1 Distribuição da Dose na Superfície de Entrada da Mama.....	53
4.2 Dose Absorvida em Função da Profundidade.....	54
4.3 Dose Absorvida pelos Órgãos e Tecidos.....	56
4.4 Camada Semi-Redutora.....	57
5. DISCUSSÃO DOS RESULTADOS	58
6. CONCLUSÃO	61
7. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	62

1. INTRODUÇÃO

A descoberta dos raios X por Roentgen, em 1895, trouxe um grande avanço em diversas áreas da saúde, incluindo o radiodiagnóstico médico e odontológico. Entretanto, com o passar do tempo, observou-se que essa radiação ionizante produzia efeitos indesejáveis no paciente, como a indução do câncer, por exemplo. Após essas observações, deu-se início às pesquisas relacionadas aos efeitos biológicos e à proteção radiológica associados ao uso das radiações ionizantes. Em 1928 foi criada a Comissão Internacional de Proteção Radiológica (ICRP) com o objetivo de se quantificar a dose de radiação máxima admissível ao ser humano. Hoje, no Brasil, O Ministério da Saúde, através da Portaria 453 (MINISTÉRIO DA SAÚDE, 1998), e a Comissão Nacional de Energia Nuclear (CNEN), através da Norma Ne-3.01 (CNEN, 2005), estabelecem que as radiações ionizantes devem ser utilizadas de maneira correta para que benefícios possam ser produzidos em detrimento aos danos que elas possam causar ao homem e ao meio ambiente.

Com o objetivo de se maximizar esses benefícios junto à nossa sociedade, instituições brasileiras de ensino superior, hospitais públicos e particulares têm voltado suas atenções para este problema, em conformidade com as Diretrizes Básicas de Proteção Radiológica estabelecidas em conjunto pela CNEN, Ministério da Saúde, Organização Mundial de Saúde (OMS), Organização Pan-americana da Saúde (OPAS), Organização Internacional do Trabalho (OLT), Agência de Energia Nuclear (AEN) e Agência Internacional de Energia Atômica (AIEA).

O Ministério da Saúde, através das Diretrizes de Proteção Radiológica em Radiodiagnóstico Médico e Odontológico estabelecidos na Portaria 453 (Ministério DA SAÚDE, 1998), em conformidade com as Diretrizes Básicas de Proteção Radiológica estabelecidas na Norma Ne-3.01 (CNEN, 2005), estabeleceu as normas para o desenvolvimento de programas de controle da qualidade em imagens radiológicas. De acordo com essas diretrizes, é necessária a implantação de programas de garantia da qualidade (PGQ), importante para a obtenção de imagem com qualidade e redução da dose absorvida. Em radiodiagnóstico, para a implantação de um PGQ, argumenta-se da necessidade de se trabalhar com equipamentos adequados e ajustados para cada conjunto de práticas radiológicas. Uma boa imagem radiológica depende de todos os elementos da cadeia que

envolve o processo da sua produção. O desajuste de um dos elementos dessa cadeia poderá comprometer a qualidade da imagem e provocar aumento da dose no paciente (GHILARDI, 1986).

A melhor relação risco-benefício para o paciente pode ser obtida mediante a aplicação de programas efetivos de controle da qualidade, que devem estar estabelecidos em um PGQ. Entretanto, essa proposta é uma tarefa que requer dedicação e monitoração dos parâmetros envolvidos nessa questão. De acordo com as normas de controle da qualidade em radiodiagnóstico (MINISTÉRIO DA SAÚDE, 1998), recomenda-se a realização de: a) controle da qualidade dos equipamentos de raios X; b) posicionamento correto do paciente no campo de radiação; c) identificação do paciente na imagem radiográfica; d) limitação do feixe de raios X; e) proteção de órgãos radiosensíveis sem, contudo, comprometer a indicação do exame; f) condições de exposição radiográficas. O controle da qualidade dos equipamentos de raios X tem impacto tanto na qualidade da imagem quanto na dose absorvida pelo paciente (INTERNATIONAL QUALITY REGULATIONS RADIOGRAPHIC FILMS READING, 1997). Assim, pesquisas tem sido realizadas com o propósito de se otimizar os procedimentos associados ao processo de aquisição da imagem considerando-se a qualidade da imagem e os riscos para o paciente em função da dose por ele absorvida (PINA *et al.*, 2012; ALVAREZ *et al.*, 2012).

Em radiodiagnóstico, a qualidade da imagem é importante para o radiologista conseguir identificar as estruturas anatômicas anormais e, assim, realizar um diagnóstico seguro. A qualidade da imagem é particularmente relevante quando o objeto de estudo apresenta um valor baixo de contraste do objeto, como é o caso da mama (THORPE *et al.*, 1993). Nesse caso, é necessário a amplificação do contraste do objeto, para que as estruturas anatômicas anormais possam ser identificadas na imagem. A principal motivação para o exame radiográfico da mama é a detecção precoce do câncer de mama. Assim, o controle da qualidade associado ao processo de obtenção da imagem da mama é muito importante para se evitar a absorção de um valor de dose além do necessário.

A dose de radiação absorvida pela mama decorrente da realização de um exame de mamografia está bem determinada. Entretanto, as doses absorvidas por

outros órgãos e tecidos, resultantes desse exame, ainda não estão bem estabelecidas (SECHOPOULOS *et al.*, 2008).

1.1 Objetivo Geral

A realização deste estudo teve como objetivo geral investigar as doses absorvidas por órgãos e tecidos decorrentes de práticas relacionadas à aquisição de imagens mamográficas através do uso do Método Monte Carlo-PENELOPE (MMC-PENELOPE).

1.2 Objetivos Específicos

Com base no objetivo geral estabelecido neste estudo, investigou-se:

- a) a camada de material necessária para se reduzir à metade do valor inicial da dose de entrada;
- b) distribuição da dose na entrada da pele da mama;
- c) a dose absorvida em função da profundidade da mama;
- d) as dose absorvidas pela tireóide, medula óssea, coração e pulmão;

1.3 Relevância

Com o aumento da expectativa de vida da população em países emergentes como o Brasil, por exemplo, e o conseqüente aumento do contingente femenino com idades mais avançadas, espera-se uma tendência de aumento nas taxas de incidência e mortalidade por câncer de mama nessas populações. Mudanças no estilo de vida e ações de caracter educativo, associados ao uso da tecnologia que

possibilita o diagnóstico precoce do câncer de mama são procedimentos que podem ser usados para se reverter essa tendência (KOCH E PEIXOTO, 1998). Até o momento, a mamografia é considerada a única metodologia através da qual o câncer de mama pode ser detectado em seu estágio pré-invasivo (*in situ*), com possibilidade de cura de 95% dos casos, aproximadamente.

Recentemente, tem-se argumentado que o uso da radiação X na realização do exame mamográfico pode estar contribuindo para a incidência do câncer da tireóide (SECHOPOULOS *et al.*, 2012). A dose liberada na entrada da pele da mama decorrente do processo da exposição da mama aos raios X, para a obtenção da mamografia, está bem estabelecida. Entretanto, considera-se necessário a realização de mais estudos para melhor se estabelecer a dose absorvida por outros órgãos e tecidos devido a essas exposições (SECHOPOULOS *et al.*, 2008; SECHOPOULOS *et al.*, 2012). Além disso, discussões recentes têm sugerido que o aumento da incidência de câncer da tireóide em mulheres pode ser devido à exposição aos raios X decorrente da realização dos exames de mamografia (BUZZI, 2012). Assim, os resultados obtidos neste estudo podem ser importantes em estudos epidemiológicos sobre o uso de radiação ionizante na área da saúde.

2. FUNDAMENTOS TEÓRICOS

2.1 Produção de Raios X

A produção de raios X envolve fenômenos físicos complexos relacionados aos diversos tipos de interação entre os elétrons incidentes e os átomos do material que constitui o ânodo de um tubo de raios X diagnóstico. Basicamente, pode-se dividir as interações em quatro tipos distintos, como mostrado na Figura 1.

De acordo com a Figura 1, no caso A, o elétron incidente, com energia cinética T , colide com um dos elétrons das camadas mais externas do átomo, movendo-o para uma órbita óptica. Como a energia de ligação da camada original do elétron é da ordem de poucos elétrons-volts, o elétron incidente sofre uma perda de energia desprezível, continuando o seu movimento. O átomo, agora no estado excitado, retorna ao seu estado fundamental através da transição do elétron da órbita óptica para a órbita original, ocorrendo emissão de luz visível, se o material for gasoso, ou produção de calor, mais provável, se o material for sólido.

No caso B, o elétron incidente remove um dos elétrons externos do átomo, ionizando-o. Se a energia perdida pelo elétron incidente for da ordem de 100 eV, o elétron removido é conhecido como raio δ (raio delta).

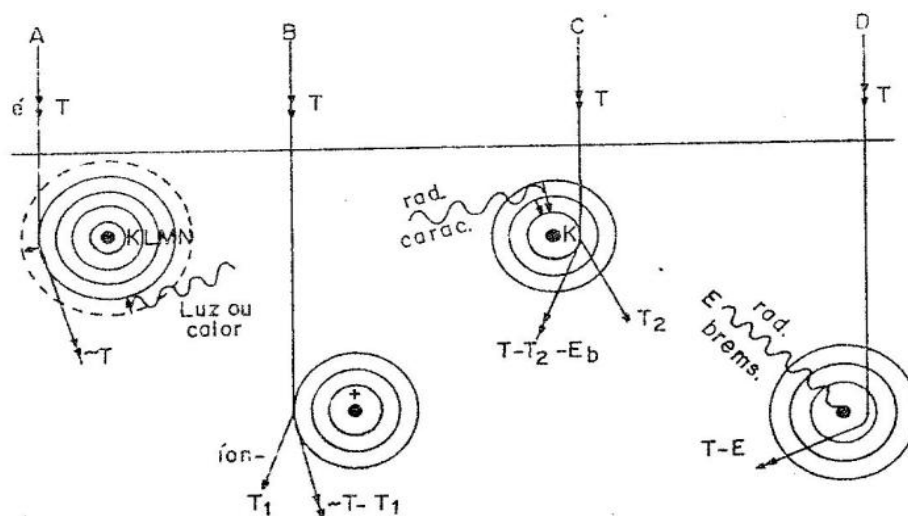


Figura 1. Tipos de interação entre um elétron incidente e os átomos de um material (ATTIX, 1986).

No caso C, o elétron incidente remove um dos elétrons das camadas mais internas do átomo, cedendo-lhe uma energia cinética T_2 . O elétron incidente é desviado de sua trajetória, perdendo energia ($T_2 + E_b$), onde E_b é a energia de ligação da camada original do elétron removido. Elétrons de camadas mais externas preencherão a lacuna deixada, havendo emissão de radiação X característica (fluorescência) K ou L, de acordo com a camada original do elétron removido.

No caso D, o elétron incide numa região muito próxima do núcleo do átomo, sofrendo, por isso, uma forte atração eletrostática. O elétron perde uma grande quantidade de energia ($E = h\nu$), que é emitida como radiação bremsstrahlung (radiação de freamento).

Em um tubo de raios X diagnóstico, a interação dos elétrons com os átomos do material do ânodo produz um feixe colimado de raios X, na forma de um espectro em função da energia. O valor máximo de energia dos fótons é numericamente igual à tensão de pico (kVp) aplicada entre o ânodo e o cátodo do tubo. A Figura 2 apresenta um espectro típico de raios X, que possui uma forma discreta ou de linha (característico) sobreposta a uma forma contínua (bremsstrahlung).

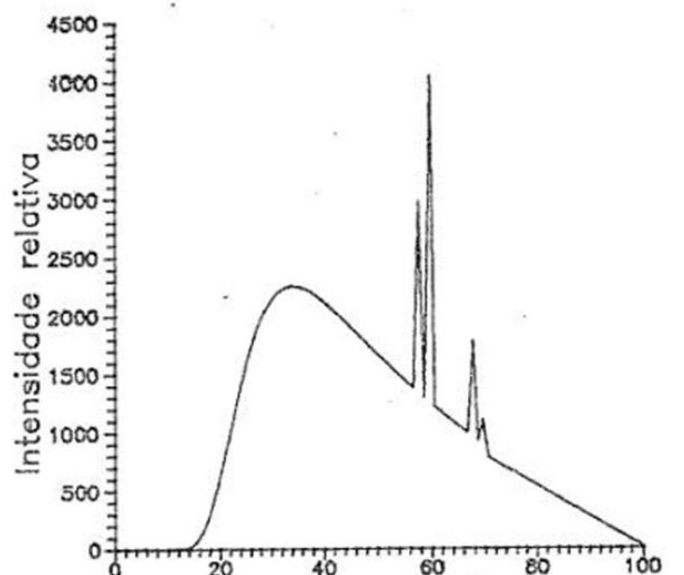


Figura 2. Exemplo de um espectro típico de raios X gerado com 100 kVp, 2,0mm de alumínio e 17° de inclinação do ânodo (Adaptado BROCHI, 1990).

2.1.1 Espectro Característico ou de Linha

De acordo com a mecânica quântica (COHEN *et al.*, 1993), os elétrons estão distribuídos em torno do núcleo atômico em níveis de energia bem definidos. Na produção de raios X característico ou de linhas, são considerados importantes apenas os elétrons que possuem energia de ligação da ordem de keV (em valores absolutos, pois as energias de ligação são negativas, por definição). Por exemplo, os 74 elétrons do átomo de tungstênio estão distribuídos, segundo as leis probabilísticas, nas camadas K, L, M, N, etc. Para o Tungstênio, apenas os elétrons das camadas K, L e M possuem energia de ligação da ordem de keV (Tabela 1).

Tabela 1. Energias de ligação (E_b) das camadas eletrônicas mais internas do átomo de tungstênio (BROCHI, 1990).

Camada	K	L			M				
Subcamada	-	L_1	L_2	L_3	M_1	M_2	M_3	M_4	M_5
$E_b(keV)$	69,5	12,1	11,4	10,2	2,8	2,6	2,3	1,9	1,8

A camada K, no átomo de tungstênio, tem número quântico principal (n) igual à unidade e dois elétrons que diferem apenas pelo spin. A camada L ($n=2$) possui 8 elétrons, que estão distribuídos em 3 subcamadas: L_1 , que contém 2 elétrons de números quânticos secundários (ℓ) iguais a zero; L_2 , que contém dois elétrons com $\ell=1$ e número quântico magnético (m) igual a zero; L_3 , que contém 4 elétrons de números quânticos secundários iguais a unidade e números quânticos magnéticos iguais a +1 e -1. O mesmo procedimento é obedecido pela camada M (18 elétrons) e demais camadas.

Quando um elétron interage com os átomos que constituem um determinado material, ele pode remover algum elétron de alguma camada do átomo, desde que sua energia seja igual ou maior à energia de ligação da camada em questão. Em seguida a esse evento, outros elétrons de camadas mais externas preencherão a lacuna deixada pelo elétron removido. Esse processo é acompanhado de um fóton fluorescente de energia bem definida ($h\nu$), dada pela diferença de energia de ligação das camadas envolvidas. A teoria quântica

apresenta algumas regras que proíbem determinadas transições (COHEN *et al.*, 1993). A Tabela 2 apresenta algumas transições permitidas de maior interesse. As transições β citadas na Tabela 2, do ponto de vista experimental, aparecem distribuídas em dois grupos distintos de energia: com energias médias de 67,2 e 69,1 keV e intensidades relativas de 32,1 e 8,4%, respectivamente.

Tabela 2. Transições permitidas para a camada K do átomo de tungstênio e as respectivas energias e intensidades (BROCHI, 1990).

Transição	Denominação	$h\nu$ (keV)	Nº Relativo de Fótons
$K - L_3$	α_1	59,32	100
$K - L_2$	α_2	57,98	57,6
$K - M_2$	β_3	66,95	10,8
$K - M_3$	β_1	67,24	20,8
$K - M_4$	$\beta_{5/1}$	67,65	0,23
$K - M_5$	$\beta_{5/2}$	67,72	0,29
$K - N_2$	$\beta_{2/1}$	69,03	2,45
$K - N_3$	$\beta_{2/2}$	69,10	4,77
$K - N_{4,5}$	$\beta_{4/1}, 4/2$	69,28	0,13
$K - O_{2,3}$	$\beta_{2/3}, 2/4$	69,48	1,07

2.1.2 Espectro Contínuo (*Bremsstrahlung*)

Em um tubo de raios X diagnóstico, os elétrons, originados no cátodo, são acelerados em direção ao ânodo devido ao estabelecimento de uma diferença de potencial da ordem de quilo elétronvolts (keV). Fótons de raios X (não fluorescentes) são produzidos quando esses elétrons são desacelerados pelo material do alvo. Na maioria dos casos, quando os elétrons se aproximam dos átomos que constituem o material do alvo, existe uma repulsão entre os elétrons e a “nuvem” eletrônica do alvo. Neste tipo de interação, os elétrons são desviados de sua trajetória e perdem sua energia em ionização e calor. Os fótons de raios X são produzidos quando esses elétrons são desacelerados ao penetrar no material do alvo. Quanto maiores

os valores da energia cinética do elétron e do número atômico do material do alvo, maior será a produção de radiação em comparação ao calor liberado no processo. Este processo também é conhecido pelo nome de emissão Bremsstrahlung. De acordo com a literatura (ATTIX, 1986), um feixe de elétrons com energia de 100 keV incidindo em um alvo de tungstênio tem 1% da sua energia transformada em radiação Bremsstrahlung e o restante é gasto em interações de colisões, das quais 1% produz fluorescência e o restante calor.

De acordo com a literatura (BROCHI, 1990), o formato da parte contínua de um espectro de raios X pode ser entendido considerando-se um feixe de elétrons de energia cinética T_0 incidente sobre um alvo fino de tungstênio. Considera-se que cada elétron pode sofrer uma interação, no máximo (Figura 1). O número de fótons emitidos por unidade de intervalo de energia $h\nu$ é o dobro do número de fótons emitidos na energia $2h\nu$, considerando-se que a intensidade do espectro é constante em todo o intervalo de energia, de zero a $h\nu_{Max}$. O limite superior corresponde à energia máxima (T_0) dos elétrons incidentes. Esse comportamento pode ser entendido, intuitivamente, com base no parâmetro de impacto clássico (b), que representa a distância entre o núcleo do átomo e a trajetória do elétron. Se $b=0$, então o elétron colide diretamente com o núcleo, transferindo, assim, toda a sua energia cinética T_0 para o fóton de energia máxima. Quando o valor de b aumenta, a área do anel de raio b e largura db aumenta proporcionalmente ($A=2\pi b db$). Portanto, a energia dos fótons gerados deve diminuir com o aumento de b e conseqüentemente a sua energia. Para se obter o espectro da Figura 3a, considera-se que $h\nu$ é proporcional ao inverso de b .

O alvo tem uma espessura real e , assim, cada elétron poderá sofrer mais de uma interação. Dividindo o alvo em várias folhas finas, como no caso anterior, pode-se considerar que o elétron ao passar pela primeira folha produzirá um espectro semelhante aquele mostrado na Figura 3a. Nesse caso, a energia do elétron será reduzida a T_1 ($T_1 = T_0 - \Delta T$). Ao passar pela segunda folha, o elétron produzirá um espectro do mesmo tipo, mas com uma nova energia cinética máxima (T_1), restando-lhe energia cinética T_2 . Do mesmo modo, o elétron prossegue passando por todas as folhas, produzindo o espectro total mostrado na Figura 3b. O espectro se aproxima de uma linha reta à medida que ΔT diminui. Esse comportamento é aproximado, além de que não se está considerando a filtração

inerente do tubo (óleo, vidro, etc.), que, na prática, é difícil de se conseguir. Para se aproximar mais do real, o espectro teórico deve ser atenuado pelos materiais que produzem a filtração inerente, além dos filtros que poderão ser adicionados (filtração adicional). Os coeficientes de atenuação (μ) de qualquer material são muito maiores a baixas energias, tem-se uma maior atenuação na parte inferior do espectro, conforme o exemplo mostrado na Figura 2.

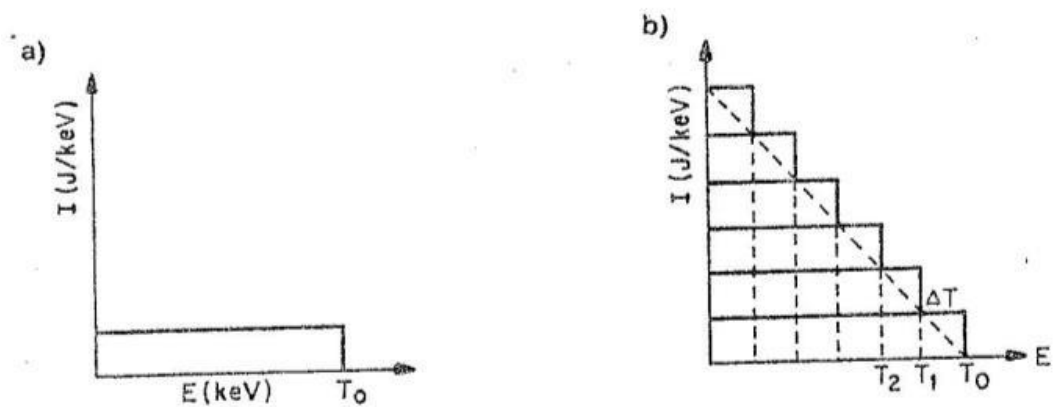


Figura 3. a) Espectro de raios X teórico produzido em um alvo fino por elétrons de energia máxima T_0 ; b) Espectro teórico extrapolado para um alvo de espessura real (ATTIX, 1986).

2.2 Tubo de Raios X Convencional

Um tubo de raios X convencional consiste de um invólucro de vidro que contém no interior, na presença de vácuo, uma haste de cobre (ânodo) revestida nas extremidades por uma chapa, geralmente de tungstênio (alvo), e de um filamento de tungstênio (cátodo). Os dois eletrodos são arranjados no interior do tubo de maneira que os elétrons, que são gerados termoionicamente no cátodo, possam ser acelerados em direção ao ânodo, através de uma diferença de potencial estabelecida entre os eletrodos, que é fornecida por um gerador de alta tensão. O tungstênio é um dos materiais mais usados na construção dos tubos de raios X devido ao seu alto ponto de fusão ($3370\text{ }^{\circ}\text{C}$) e rápido poder de dissipação térmica,

uma vez que grande quantidade de calor é produzida no processo. Além disso, o tungstênio possui um alto número atômico ($Z=74$), que permite maior eficiência na produção de raios X.

A Figura 4 mostra um esquema de um tubo de raios X. A fonte de tensão (1) aplicada no cátodo (2) aquece-o, havendo liberação de elétrons, formando uma nuvem eletrônica ao redor do filamento de tungstênio (3). A alta tensão (4) aplicada entre o ânodo (5) e o cátodo (2) é responsável pela aceleração dos elétrons (6) através do tubo, que colidem com o alvo (7). Ao serem desacelerados pelo material do alvo, os elétrons perdem parte da sua energia, que é irradiada na forma de raios X.

Na saúde, os tubos de raios X são usados nas áreas do diagnóstico médico, ou odontológico, e da terapia. Esses tubos são projetados de acordo com as aplicações específicas em cada uma dessas áreas. O tubo projetado para o uso em diagnóstico tem por finalidade a produção de imagens nítidas de uma dada região anatômica do corpo humano, que implica que a fonte de raios X seja puntiforme. Outro problema é que os objetos de interesse nem sempre são fixos, o que dificulta a obtenção de nitidez na imagem. Para eliminar esse inconveniente, um tubo para o diagnóstico é projetado para trabalhar com altas correntes, para que o tempo de exposição possa ser reduzido. Entretanto, a utilização de altas correntes elétricas diminui a vida útil do tubo, devido à produção excessiva de calor. Assim, atualmente os tubos de raios X diagnóstico são projetados considerando-se ânodos giratórios, que permite a interação uniforme dos elétrons em toda a área do alvo e, portanto, promover uma área maior do alvo para a dissipação do calor. Além disso, o alvo possui uma inclinação, em torno de 16° , para se obter um aumento adicional dessa área.

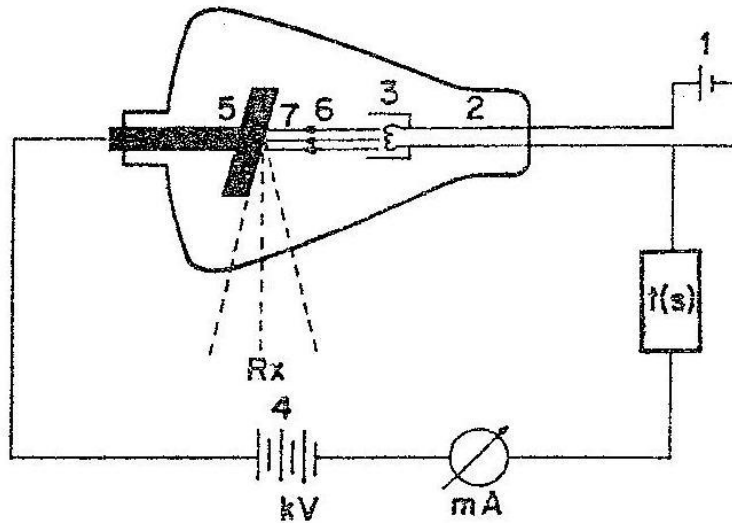


Figura 4. Diagrama simplificado de um tubo de raios X (BROCHI, 1990). A fonte de tensão (1) aplicada no cátodo (2) aquece-o, havendo a liberação de elétrons, de modo que se forma uma nuvem eletrônica ao redor do filamento de tungstênio (3). A fonte de alta tensão (4) aplicada entre o ânodo (5) e o cátodo (2) é responsável pela aceleração dos elétrons (6) através do tubo, os quais, após atingirem altas velocidades, colidem com o alvo de tungstênio (7). Ao serem desacelerados, já dentro do alvo, os elétrons perdem parte da sua energia que é irradiada na forma de raios X.

2.3 Tubo de Raios X Dedicado à Mamografia

O mamógrafo é um equipamento de raios X dedicado exclusivamente à mamografia. Devido a sua configuração física, esse equipamento proporciona flexibilidade no posicionamento da mama, redução na indefinição da borda do campo e ampliação do contraste do objeto.

Uma das características dos tubos de raios X usados em mamografia está relacionada ao material do qual é composto o alvo, que permite estabelecer uma tensão de operação entre 15 e 40 kVp.

Normalmente, o alvo do mamógrafo é construído de molibdênio (Mo), com número atômico (Z) igual a 42, que possibilita picos de energia no intervalo de 17,5 a 19,6 keV. Entretanto, alguns equipamentos utilizam o ródio (Rh), com Z igual a 45,

que possibilita picos de energia no intervalo de 20,2 a 22,7 keV, devido ao seu maior número atômico.

Um mamógrafo é projetado de forma a fornecer um feixe de radiação tangente à parede torácica, que permite radiografar estruturas a partir desta região. O ânodo possui angulação entre 10° e 30° em relação à direção do feixe oriundo do cátodo, para aumentar a área efetiva de interação dos elétrons e diminuir o tamanho do ponto focal. Essa angulação dá origem ao chamado efeito anódico, em que a intensidade dos raios X do lado do cátodo é maior que do lado do ânodo. O efeito anódico pode ser útil para a obtenção de uma distribuição homogênea das densidades ópticas no filme, através do posicionamento da parte mais espessa do paciente na região do cátodo e a menos espessa na região do ânodo (Figura 5).

Em mamografia, assim como em outros procedimentos em radiodiagnóstico, utiliza-se filtros adicionais na saída do tubo com o propósito de bloquear os fótons de baixa energia, que não contribuem para a formação da imagem. Em mamografia, as combinações mais frequentes de material alvo-filtro são Mo/Mo, Rh/Rh e Mo/Rh.

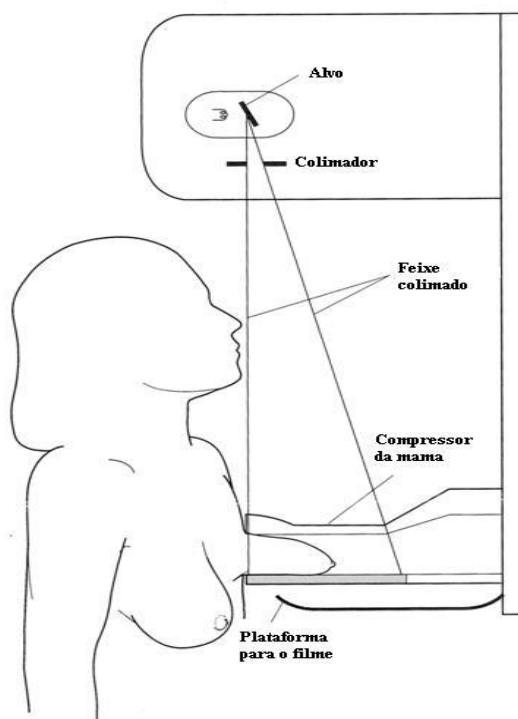


Figura 5. Esquema de um mamógrafo mostrando o posicionamento da mama para a realização do exame (ALLISY, 2008).

2.4 Interação dos Raios X com a Matéria

A interação de um feixe de fótons de raios X com a matéria pode resultar em uma redução da sua intensidade inicial. De acordo com a mecânica quântica, esse processo é estatístico e a probabilidade de ocorrência depende da energia dos fótons e do número atômico dos átomos que compõem o meio atenuador (JONHS, 1983). Em radiodiagnóstico, utiliza-se fótons de raios X com energia até 150 keV. Nesse caso, os efeitos fotoelétrico e Compton são os processos mais relevantes de interação da radiação com a matéria, pois são estes processos que, efetivamente, estão relacionados à dose absorvida pelo paciente.

2.4.1 Efeito Fotoelétrico

No processo de formação da imagem através do uso de feixe de raios X, as informações associadas às estruturas anatômicas do paciente estão relacionadas à modulação do feixe de fótons pelo paciente, que é decorrente do efeito fotoelétrico. Nesse processo, os fótons interagem com o meio, são absorvidos e toda a energia é transferida a este meio. A Figura 6 apresenta um esquema associado ao processo fotoelétrico. De acordo com essa Figura, a interação de um fóton, com energia E (igual ao produto $h\nu$), com um dos elétrons do átomo resulta na ejeção de um elétron atômico com momento P e energia cinética T , dada pela diferença entre a energia do fóton ($h\nu$) e a energia de ligação do elétron (E_b) envolvido no processo ($T=h\nu - E_b$). Nesse caso, considerou-se nula a energia associada ao recuo do átomo ($E_{at}=0$). O elétron é ejetado segundo um ângulo θ e o átomo sofre um recuo segundo um ângulo ϕ , ambos em relação à linha de incidência do fóton.

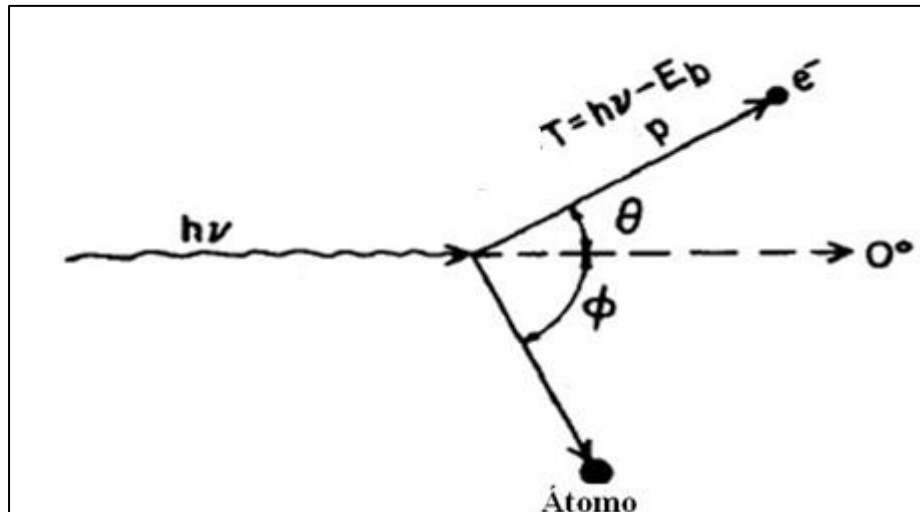


Figura 6. Esquema do efeito fotoelétrico (Adaptado do ATTIX, 1986).

Usando as leis da conservação da energia para o efeito fotoelétrico, tem-se que:

$$h\nu = T + E_{at} + E_b \cong T + E_b \quad (1)$$

Em geral, como a massa dos átomos é muito maior que a do elétron, pode-se desprezar a energia cinética associada ao recuo do átomo. Assim, o termo E_{at} na equação 1 pode ser desprezado e a equação da conservação da energia torna-se:

$$T = h\nu - E_b \quad (2)$$

No efeito fotoelétrico, é mais provável a interação do fóton incidente com um dos elétrons das camadas mais internas, principalmente K e L, do átomo. Para o elétron ser retirado da camada é necessário o fornecimento de uma energia igual ou maior à energia de ligação do elétron à sua camada. Como a energia cinética do elétron é um número positivo, assim é necessário que a energia do fóton incidente seja maior que a energia de ligação deste elétron à sua camada atômica.

A probabilidade de ocorrência do efeito fotoelétrico é calculada através da seção de choque por elétron (σ_e) correspondente. Ao contrário do efeito Compton, não se tem um modelo teórico associado a esse cálculo, pois o efeito fotoelétrico apresenta um comportamento descontínuo em torno das energias de ligação. Isso

ocorre, porque, abaixo da energia de ligação da camada K, os elétrons dessa camada não participam do evento. Somente elétrons de camadas menos energéticas contribuem para a absorção do fóton incidente. Logo acima da energia de ligação da camada K, os elétrons dessa camada já podem participar da interação com o fóton, o que causa o acréscimo brusco na atenuação, e assim, a descontinuidade na seção de choque por elétron devido ao efeito fotoelétrico. O mesmo raciocínio se aplica a outras camadas atômicas, sendo que somente as camadas K e L são relevantes, pois as camadas mais externas possuem energias de ligação de poucos keV, portanto, numa região de energia onde os espectros de raios-X são aproximadamente nulos. Sendo assim, a seção de choque por elétron para o efeito fotoelétrico é obtida por interpolação de resultados experimentais.

Segundo estudos teóricos de DAVISSON E EVANS (1952) acerca da distribuição direcional de fotoelétrons por unidade de ângulo sólido, quanto maior a energia do fóton incidente, menor o ângulo de espalhamento do elétron (θ). O espalhamento do elétron na mesma direção de incidência do fóton ($\theta = 0$) é proibido, pois essa direção é perpendicular ao vetor campo elétrico do fóton. Quanto menor a energia, a distribuição se torna mais larga com pico em torno de ângulos cada vez maiores, devido à direção do vetor elétrico incidente. Integrando-se sobre todos os ângulos de espalhamento eletrônico, obtém-se o comportamento da seção de choque por elétron para o efeito fotoelétrico (μ_f). Esse resultado pode ser convertido em coeficiente de atenuação por massa devido ao efeito fotoelétrico ($(\mu/\rho)_f$).

Para fótons de até 100 keV, intervalo de energia em que se tem a predominância do efeito fotoelétrico, esse coeficiente pode ser aproximado por (JOHNS, 1983)

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_f \propto \left(\frac{Z}{h\nu}\right)^3 \quad (3)$$

O efeito fotoelétrico é predominante para baixas energias e para átomos de elevado número atômico Z. A probabilidade de ocorrência aumenta com Z^3 e decresce rapidamente com o aumento da energia.

Considerando-se que os coeficientes de atenuação por massa devido ao efeito fotoelétrico são conhecidos e a importância que sejam calculados os

coeficientes de transferência de energia por massa $\left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right)$ devido ao mesmo efeito, tem-se, por definição:

$$\left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right)_f \propto \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_f \left(\frac{T}{h\nu}\right) \quad , \quad (4)$$

onde T é a energia cinética média transferida às partículas carregadas, por interação. Após a ejeção do elétron, o átomo apresenta uma vacância (uma espécie de “buraco”).

2.4.2 Efeito Compton

Em radiodiagnóstico, a interação dos fótons de raios X com as estruturas anatômicas do paciente também pode resultar em espalhamento desta radiação. Essa interação é chamada de efeito Compton e resulta em uma diminuição da qualidade da imagem e um aumento da dose absorvida pelo paciente.

No efeito Compton, um fóton de energia $h\nu$ incidindo sobre um material de número atômico Z é desviado de um ângulo ϕ em relação a sua trajetória de incidência. O fóton transfere parte de sua energia inicial para um dos elétrons atômicos, geralmente das camadas mais externas, que é deslocado segundo uma direção θ com energia cinética (T) (Figura 7). Através de sucessivas interações, esse fóton pode transferir toda a energia para o meio e ser, então, absorvido. O elétron alvo, apesar de ocupar algum nível de energia no átomo pode ser considerado livre se $h\nu \gg E_b$ e, neste caso, pode-se considerar que a energia de ligação deste elétron (E_b) é nula.

O efeito Compton predomina num intervalo de energia maior comparado ao do efeito fotoelétrico. Quando a energia de ligação dos elétrons orbitais se torna desprezível, comparada à energia do fóton incidente, a probabilidade de ocorrência do espalhamento Compton aumenta.

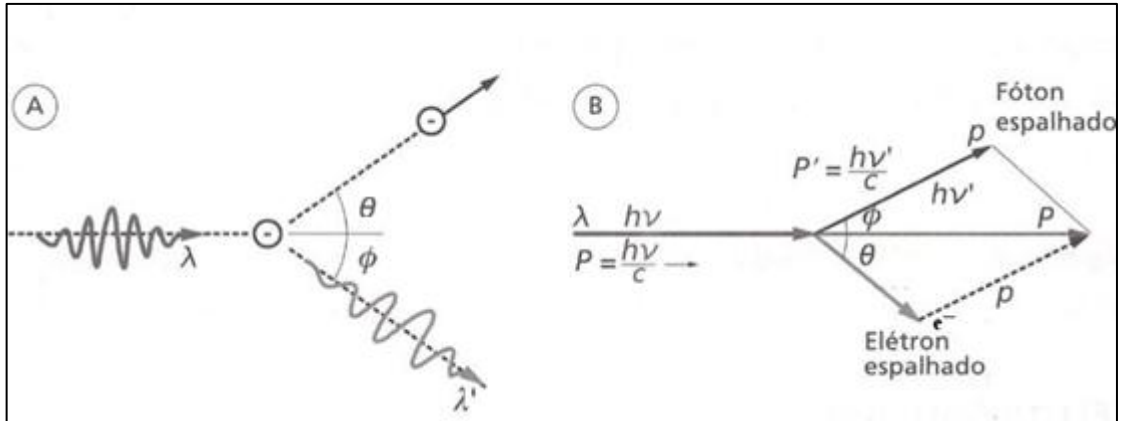


Figura 7. Representação do espalhamento Compton (A); plano de espalhamento, com os momentos das partículas (B) (Adaptado de OKUNO, 2010).

As leis de conservação de energia e momento nas direções paralela e perpendicular à direção de incidência devem ser obedecidas (Figura 7). A conservação de energia pode ser expressa como

$$h\nu = h\nu' + T \quad . \quad (5)$$

A condição para que o momento seja conservado fornece duas equações: uma para o eixo x e outra para o eixo y.

Para o eixo x, tem-se:

$$P_{xfóton} = P_{xelétron} + P_{xfóton\ espalhado} \quad , \quad (6)$$

que pode ser escrita como

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} \cos\phi + p \cos\theta \quad . \quad (7)$$

Para o eixo y, tem-se:

$$P_{yfóton} = P_{yelétron} + P_{yfóton\ espalhado} \quad , \quad (8)$$

que pode ser escrita como

$$0 = \frac{hv'}{c} \sin\phi - p \sin\theta \quad (9)$$

onde hv' é a energia do fóton espalhado, p é o momento linear do elétron após a colisão e c é a velocidade da luz no vácuo.

Introduzindo as relações relativísticas para massa $\left(m = m_0 / \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}\right)$ e energia cinética do elétron $(T = mc^2 - m_0c^2)$, então para a energia ser conservada pode-se escrever T da seguinte forma:

$$T = m_0c^2 \left[\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right] \quad , \quad (10)$$

onde $\beta = \frac{v}{c}$, então

$$hv = hv' + m_0c^2 \left[\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right] \quad . \quad (11)$$

Sabe-se que o momento é dado por $p = mv$ e a frequência é dada por $\nu = \frac{c}{\lambda}$, em que λ é o comprimento de onda, então , de acordo com as equações (7) e (9), tem-se

$$\frac{h^2}{\lambda'^2} + \frac{h^2}{\lambda^2} - 2 \frac{h}{\lambda} \frac{h}{\lambda'} \cos\phi = \left(\frac{m_0^2 c^2}{1-\beta^2} \right) - m_0^2 c^2 \quad . \quad (12)$$

Reescrevendo a equação (11) e elevando ao quadrado em ambos os lados, tem-se

$$\frac{h^2}{\lambda^2} + \frac{h^2}{\lambda'^2} - \frac{2h^2}{\lambda\lambda'} + 2m_0ch \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda'} \right) = \left(\frac{m_0^2 c^2}{1-\beta^2} \right) - m_0^2 c^2 \quad . \quad (13)$$

Igualando as equações (12) e (13) e simplificando, tem-se a equação que nos fornece a variação do comprimento de onda do fóton espalhado:

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0c} (1 - \cos\phi) \quad . \quad (14)$$

Substituindo λ na equação (14), tem-se a equação para a variação da energia do fóton incidente e espalhado:

$$\frac{1}{E'} - \frac{1}{E} = \frac{1}{m_0 c^2} (1 - \cos\phi) \quad . \quad (15)$$

Lembrando que a energia cinética T que o elétron adquire é a diferença $E - E'$, logo, a partir da equação (15) pode-se deduzir:

$$T = \frac{E'E(1-\cos\phi)}{m_0 c^2} \quad . \quad (16)$$

Isolando E' na equação (15), substituindo o resultado na equação (16) e denominando $\alpha = \frac{E}{m_0 c^2}$, obtemos a expressão final, que fornece a energia cinética do elétron espalhado:

$$T = \frac{\alpha E(1-\cos\phi)}{1+\alpha(1-\cos\phi)} \quad . \quad (17)$$

Da equação (15) também pode-se obter a equação da energia do fóton espalhado ($E' = h\nu'$) em um determinado ângulo

$$E' = h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \left(\frac{h\nu}{m_0 c^2}\right)(1-\cos\phi)} = \frac{E}{1 + \alpha(1-\cos\phi)} = \frac{m_0 c^2}{\frac{1}{\alpha} + (1-\cos\phi)} \quad . \quad (18)$$

Dividindo a equação (7) pela equação (9) e substituindo a equação (18), pode-se chegar a uma equação que nos relaciona o ângulo ϕ do fóton espalhado e o ângulo θ do elétron espalhado usando a relação trigonométrica $\tan \frac{\theta}{2} = \frac{(1-\cos\phi)}{\sin\phi}$, então

$$\cot\theta = (1 + \alpha)\tan\frac{\phi}{2} \quad , \quad (19)$$

onde $m_0 c^2$ é a energia de repouso.

Como em qualquer espalhamento entre dois corpos, a partir dessas relações e do conhecimento de um par entre as variáveis do problema

$(h\nu, h\nu', T$ ou $p, \theta, \phi)$ é possível obter todo o conjunto de variáveis. Pode-se ver da equação (18) que a energia do fóton não pode ser inteiramente transferida ao elétron: mesmo para o retroespalhamento do fóton ($\theta = 180^\circ$) ainda resta uma energia dada por

$$h\nu'_{min} = \frac{h\nu}{1+2\alpha} \quad , \quad (20)$$

que não é transferida para o elétron. Esse fato é consequência da conservação de momento: ela seria violada se o fóton (partícula sem massa de repouso) transferisse toda a sua energia a um elétron (partícula com massa de repouso não nula) livre.

Até agora foi descrita apenas a cinemática do efeito Compton, sem analisar a probabilidade de ocorrência do efeito perante os outros processos de interação. A probabilidade de um fóton interagir pelo Efeito Compton com um elétron livre pode ser determinada pela fórmula de Klein–Nishina. O modelo de Klein-Nishina para o cálculo da contribuição do Efeito Compton no coeficiente de atenuação por massa baseia-se na teoria quântica da eletrodinâmica quântica. Segundo Klein-Nishina, a seção de choque por unidade de ângulo sólido por elétron para um fóton espalhado na direção ϕ , pode ser escrita da seguinte maneira

$$\frac{d_e\sigma}{d\Omega_\phi} = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{h\nu'}{h\nu}\right)^2 \left(\frac{h\nu}{h\nu'} + \frac{h\nu'}{h\nu} - \sin^2 \phi\right) \quad , \quad (21)$$

onde $r_0 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{m_e c^2} = 2.818 \times 10^{-13} \text{ cm}$ é chamada de órbita clássica do elétron.

Para valores baixos de energia, têm-se $h\nu = h\nu'$, segundo a equação (18). Introduzindo essa igualdade na equação (21), obtém-se

$$\frac{d_e\sigma}{d\Omega_\phi} = \frac{r_0^2}{2} (1 + \cos^2 \phi) \quad . \quad (22)$$

Essa última equação já havia sido expressa por Thomson, que considerava que o elétron não tinha energia cinética, ou seja, o fóton incidente e o espalhado possuíam a mesma energia.

Esse problema tem simetria por rotação em torno da direção do fóton incidente, e a seção de choque diferencial pode ser escrita em função só de θ . Os resultados obtidos por Klein-Nischina representam, então, a probabilidade por elétron de que um fóton com energia inicial $h\nu = m_e c^2$ seja espalhado entre dois cones com ângulos de abertura θ e $\theta + d\theta$.

Uma maneira simples de avaliar a diferença entre o tratamento clássico e o quântico do espalhamento de radiação é escrever a seção de choque de Klein-Nishina como função da seção de choque clássica, multiplicada por um fator F_{KN} , dependente da energia e do ângulo de espalhamento:

$$\left(\frac{d_e\sigma}{d\Omega_\phi}\right)_{KN} = \left(\frac{d_e\sigma}{d\Omega_\phi}\right)_{cl} F_{KN} \quad , \quad (23)$$

onde $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$, sendo $0 \leq \theta \leq \pi$, $\left(\frac{d_e\sigma}{d\Omega_\phi}\right)_{cl} = \frac{r_0^2}{2} (1 + \cos^2 \phi)$, e

$$F_{KN} = \text{fator Klein - Nischina} = \left\{ \frac{1}{1+\alpha(1-\cos\theta)} \right\}^2 \left\{ 1 + \frac{\alpha^2(1-\cos\theta)^2}{[1+\alpha(1-\cos\theta)](1+\cos^2\theta)} \right\} \quad . \quad (24)$$

A equação (23) se reduz a clássica se $\alpha = 0$.

Integrando a equação (22) obtem-se a seção de choque por elétron (${}_e\sigma$), que é a fórmula de Klein-Nischina.

A seção de choque por elétron de Klein-Nishina é representada por

$${}_e\sigma = 2\pi r_0^2 \left\{ \frac{1+\alpha}{\alpha^2} \left[\frac{2(1+\alpha)}{1+2\alpha} - \frac{\ln(1+2\alpha)}{\alpha} \right] + \frac{\ln(1+2\alpha)}{2\alpha} - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} \right\} \quad , \quad (25)$$

onde $\alpha = h\nu/m_e c^2$.

A seção de choque por elétron é expressada em unidades de $cm^2/\text{elétron}$. Como resultado do Efeito Compton, a energia inicial do fóton é repartida entre o fóton espalhado e o elétron ejetado. Esta repartição da energia pode ser representada pela equação

$${}_e\sigma = {}_e\sigma_s + {}_e\sigma_{tr} \quad , \quad (26)$$

onde ${}_e\sigma$ é o coeficiente de atenuação para o efeito Compton, ${}_e\sigma_s$ é o coeficiente de espalhamento do fóton, ${}_e\sigma_{tr}$ é o coeficiente de transferência de energia ao elétron Compton, expresso por

$${}_e\sigma_{tr} = {}_e\sigma \cdot \frac{T}{h\nu} \quad (27)$$

Que pode-se escrever na forma diferencial da seção de choque de transferência de energia, que nos fornece a fração de energia transferida às partículas carregadas, por interação:

$$\frac{d {}_e\sigma_{tr}}{d\Omega_\theta} = \frac{d {}_e\sigma}{d\Omega_\theta} \cdot \frac{T}{h\nu} \quad (28)$$

Para obter a contribuição do Efeito Compton no coeficiente de atenuação por massa, é necessário que se multiplique a seção de choque por elétron pelo número de elétrons por grama de material

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{cp} = \frac{N_a Z}{A} {}_e\sigma \quad (29)$$

onde N_a é o número de Avogadro, Z é o número atômico do material absorvedor e A é a sua massa atômica.

A contribuição Compton para o coeficiente de transferência de energia por massa é dada por

$$\left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right)_{cp} \propto \left(\frac{N_a Z}{A}\right) {}_e\sigma_{tr} \quad (30)$$

onde σ_{tr_e} é a seção de choque de transferência de energia por elétron.

As radiações com altas energias, como a produção de pares (acima de 1,022 MeV) não são relevantes para os níveis de raios X diagnósticos (como por exemplo são relevantes na radioterapia), pois a probabilidade de ocorrer essa interação é predominante para altas energias.

2.4.3 Espalhamento Coerente

Em interações de fótons de baixa energia com elétrons fortemente ligados, pode ocorrer uma interação onde o átomo todo absorve o recuo e o fóton praticamente não perde energia, garantindo a conservação de momento no processo, mudando simplesmente sua direção, esse tipo de interação é denominado de espalhamento coerente [energia do fóton incidente é praticamente igual à energia do fóton espalhado ($h\nu \approx h\nu'$)]. A direção do espalhamento predominante é para frente e ele não contribui para a dose absorvida pelo material, uma vez que a energia do fóton é conservada, não sendo transferida para partículas carregadas.

O espalhamento coerente tem a maior probabilidade de ocorrência para baixas energias dos fótons e para valores altos de Z, os ângulos de espalhamentos são maiores para energias ($h\nu$) mais baixas. Experimentalmente é muito difícil de observar esse efeito, pois os ângulos de espalhamentos são pequenos e a energia do fóton espalhado é praticamente a original. A radiação eletromagnética, passando perto do elétron, faz com que ele oscile. Este elétron oscilante reirradia a energia na mesma frequência que a onda eletromagnética incidente.

O espalhamento coerente pode ser considerado como um caso particular do espalhamento Compton. A contribuição do espalhamento coerente no coeficiente de atenuação por massa pode ser aproximada por:

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_R \propto \frac{Z}{(h\nu)^2} \quad . \quad (31)$$

Ou em termos da seção de choque coerente (σ_{coe}) tem-se

$$\sigma_{coe} \propto (Z/h\nu)^2 \quad . \quad (32)$$

As interações fotoelétricas predominam para todos os materiais em energias de fótons suficientemente baixas, mas à medida que a energia cresce, o efeito fotoelétrico diminui mais rapidamente que o efeito Compton e este acaba se tornando o efeito predominante. Continuando a aumentar a energia do fóton, ainda

que o efeito Compton decresça em termos absoluto, continua aumentando em relação ao efeito fotoelétrico. Acima da energia de alguns MeV para o fóton, a produção de pares passa a ser a principal contribuição para as interações de fótons (Figura 8).

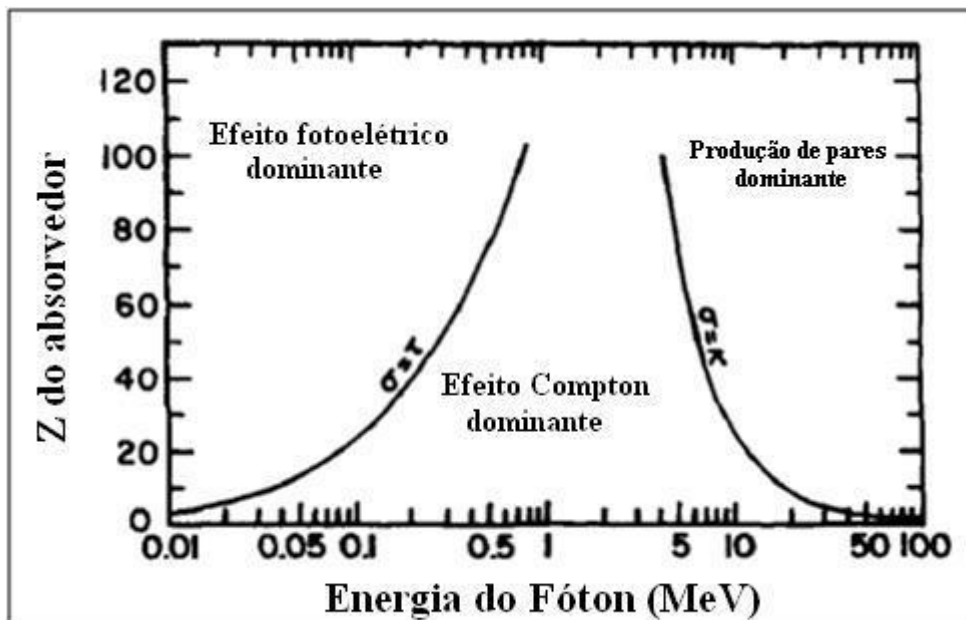


Figura 8. Importância relativa dos diversos processos de interação dos fótons com a matéria em função da energia do fóton e do número atômico do material (ATTIX, 1986).

2.4.4 Coeficientes de Atenuação

Do ponto de vista físico, o coeficiente de atenuação linear é o resultado do processo de interação entre partículas do feixe e átomos do alvo e pode ser obtida, em cada caso, pelo conhecimento das forças de interação. O coeficiente de atenuação linear fornece informações úteis sobre a interação envolvida em colisões de partículas.

O coeficiente de atenuação linear para fótons é dado pela soma das contribuições dos diversos efeitos que podem ocorrer para cada energia de fóton e cada meio, então pode-se o chamar de coeficiente total de atenuação. O coeficiente

total de atenuação traduz uma redução fracional do feixe de radiação por unidade de espessura do meio absorvedor, ou seja, ele nos fornece a medida do número de fótons primários que sofrem interações.

A intensidade de um feixe monoenergético é dada por $I = I_0 \cdot e^{-\mu x}$, onde na verdade, o coeficiente total de atenuação μ representa o somatório dos efeitos de atenuação causados pelos diferentes processos de interação:

$$\mu = \sigma_{coe} + \sigma + \tau + \pi \quad , \quad (33)$$

onde cada um dos coeficientes lineares parciais (espalhamento coerente (σ_{coe}), efeito Compton (σ), efeito fotoelétrico (τ) e produção de pares (π)) são obtidos das seções de choque atômicas multiplicadas pela densidade volumétrica dos átomos

$$\mu = (\sigma_{coe} + \sigma + \tau + \pi) \frac{\text{número de átomos}}{\text{volume}} \quad . \quad (34)$$

De acordo com a equação (34), reescrevendo o volume em termos da densidade, tem-se

$$\mu = (\sigma_{coe} + \sigma + \tau + \pi) \frac{\rho N_A}{A} \quad , \quad (35)$$

onde N_A é o número de Avogadro e A é a massa atômica do elemento químico com o qual o fóton interage, μ é expresso em geral, em [cm^{-1}], geralmente é comum utilizar o coeficiente mássico μ/ρ , expresso em [cm^2/g], que é independente da densidade do material e tem valores constantes entre os elementos químicos

$$\frac{\mu}{\rho} = (\sigma_{coe} + \sigma + \tau + \pi) \frac{N_A}{A} \equiv (\sigma_{coe} + \sigma + \tau + \pi) \frac{\text{número de átomos}}{\text{massa}} \quad . \quad (36)$$

Para cada umas das interações, pode-se obter a energia transferida ao meio, que poderá ser convertida em dose absorvida. Então tem-se também o coeficiente total de absorção de energia (μ_{ab}), uma quantidade menor que o

coeficiente total de atenuação, mede a energia absorvida pelo meio e a soma do coeficiente total de absorção de energia dos efeitos fotoelétricos (τ_{ab}), Compton (σ_{ab}) e produção de pares (π_{ab}) (equação 37).

$$\mu_{ab} = \tau_{ab} + \sigma_{ab} + \pi_{ab} \quad . \quad (37)$$

O espalhamento coerente foi excluído porque, nele, nenhuma energia é transferida ao meio. Na Figura 9 tem-se um exemplo do coeficiente de atenuação mássico total com os coeficientes de atenuação mássicos dos efeitos da interação da radiação com a matéria envolvidos, em função da energia para o tecido adiposo.

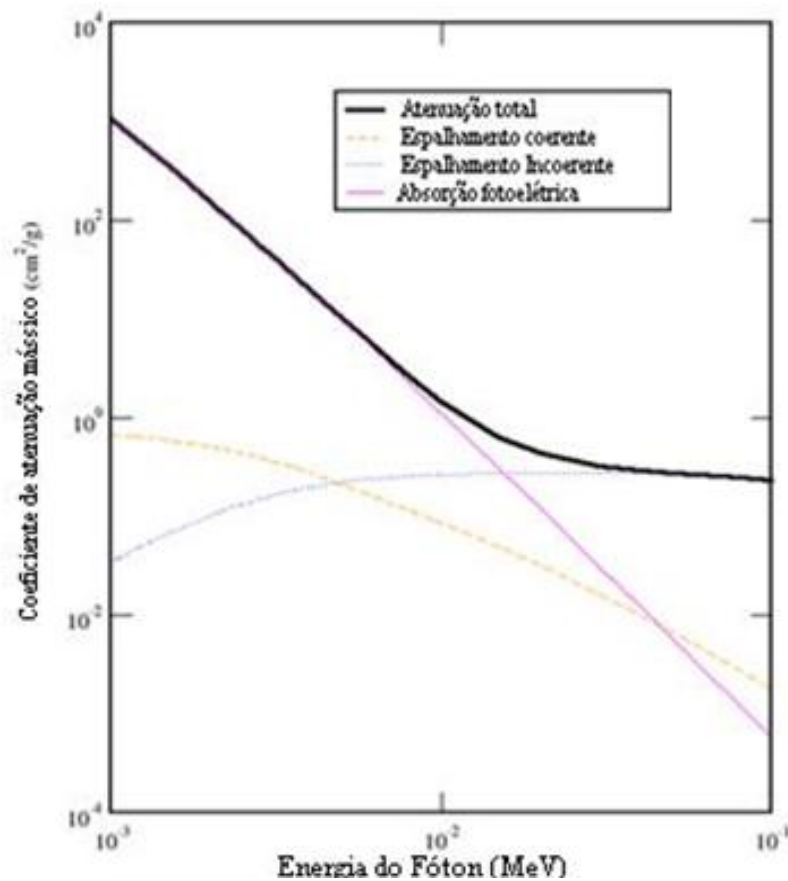


Figura 9. Relação entre o coeficiente de atenuação mássico total e a energia dos fótons, para o tecido adiposo, considerando-se a atenuação total, espalhamento coerente, espalhamento incoerente e absorção fotoelétrica.

2.4.5 Atenuação da Radiação X pela Matéria e Camada Semi-Redutora

A quantidade de radiação X atenuada por uma dada espessura do absorvedor é medida através do coeficiente de atenuação linear, que depende da espessura do material, da energia dos fótons e do número atômico do material absorvedor (JONHS, 1983).

O poder de penetração depende da probabilidade (seção de choque) da interação para cada tipo de evento que pode absorver ou espalhar a radiação incidente. A probabilidade de interação por unidade de fluência (número de fótons que atravessam uma determinada área em ângulo reto com o feixe) de partículas da radiação incidente que interagem com o material é a seção de choque para uma radiação em relação a um dado material.

Para cada energia do feixe de radiação que interage com um material diferente, teremos um coeficiente de atenuação específico.

De acordo com a Figura 10, um feixe paralelo, monoenergético e contendo I fótons incide perpendicularmente sobre um material de espessura infinitesimal (dx). Essa espessura dx reduz a intensidade do feixe de uma quantidade dI (equação (38)), que depende do material absorvedor e da energia do feixe.

$$dI = -I dx \cdot [\vartheta(Z)][\vartheta(E)] \quad . \quad (38)$$

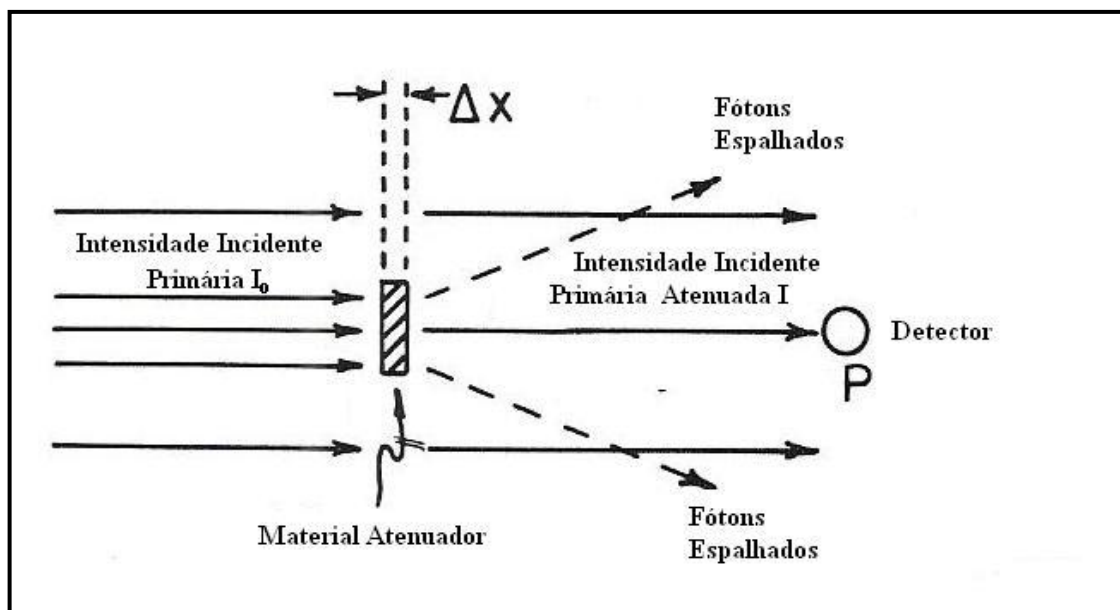


Figura 10. Ilustração de um meio atenuador de espessura Δx que reduz o número de fótons do feixe incidente e produz radiação espalhada (Adaptado de JOHNS, 1983).

A dependência do material [$\vartheta(Z)$] com a energia do feixe [$\vartheta(E)$] é descrita pelo coeficiente de atenuação linear (μ) (Scaff, 1997), pode-se reescrever a equação (38) da seguinte maneira:

$$dI = -\mu \cdot I \cdot dx \quad . \quad (39)$$

O sinal negativo representa o decréscimo da intensidade do feixe com o aumento da espessura. Fisicamente μ é a probabilidade de que um fóton (ou uma partícula não carregada) sofra uma interação por unidade de espessura do material. Em casos reais, como a espessura não é infinitesimal integramos a equação (39) em ambos os lados com a condição inicial de que o feixe incidente no material (em $x=0$) tem I_0 fótons, então obtém-se a equação

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu x} \quad , \quad (40)$$

onde I_0 é a intensidade incidente no absorvedor, I é intensidade transmitida pelo absorvedor, x é a espessura do absorvedor, e μ é o coeficiente de atenuação linear. O fator de atenuação ($e^{-\mu x}$) representa a fração dos fótons do feixe

que não interage na espessura x do material (Figura 11). O coeficiente de atenuação linear representa a seção de choque de interação do fóton com o meio, por unidade de volume.

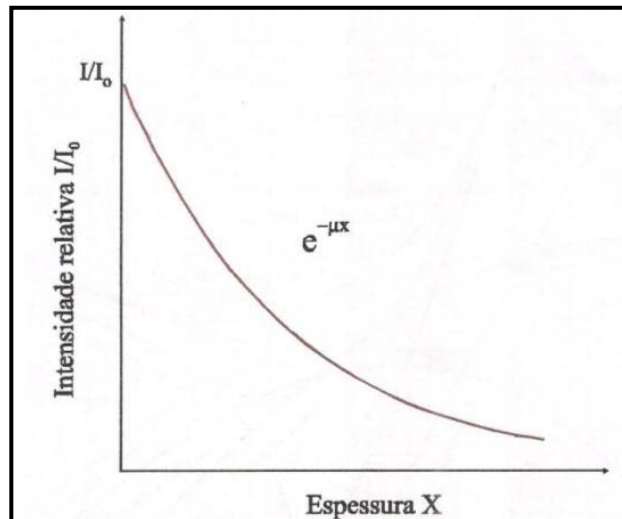


Figura 11. Atenuação de um feixe de fótons por um material de espessura X (TAUHATA,2003).

Outro conceito importante é o coeficiente de atenuação mássico do material (μ / ρ), que é o coeficiente de atenuação linear pela densidade do material, e pode ser escrito da seguinte forma

$$I = I_0 \cdot e^{-(\mu/\rho)\rho x} , \quad (41)$$

onde ρx é conhecido como espessura de massa do absorvedor. O coeficiente de atenuação mássico (μ / ρ) é seção de choque de interação por unidade de massa.

Considerando que há diversos processos de interação da radiação com a matéria, cada um contendo um coeficiente de atenuação parcial (μ_i), pode-se escrever o coeficiente de atenuação total como sendo a soma das contribuições parciais ($\mu = \sum_i \mu_i$). Então a seção de choque é representada pela soma das seções de choque das diversas interações. Aqui nós consideramos somente a radiação monoenergética, mas sabe-se que um feixe de raios-X é emitido sob a forma de um

espectro em função da energia, então reescrevendo a equação (40) de tal forma que fique mais claro as dependências das grandezas utilizadas, obtém-se

$$I(E) = I_0(E) \cdot e^{-\mu(E,Z)x} \quad . \quad (42)$$

Uma grandeza que é muito utilizada em física das radiações é a camada semi-redutora, que por definição, é a espessura de um material qualquer que reduz a intensidade do feixe incidente pela metade.

A partir da equação (40) pode-se estabelecer a condição que $I = \frac{I_0}{2}$, ou seja uma redução de 50% na intensidade do feixe incidente, então

$$x_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu} \quad , \quad (43)$$

onde $x_{1/2}$ é a espessura necessária para reduzir a intensidade do feixe à metade, razão pela qual é chamada de camada semi-redutora (CSR).

Quando um fóton de energia E penetra em um material de número atômico Z, podem ocorrer processos distintos de interação que dependem dos valores de Z e E. No entanto, na faixa do radiodiagnóstico (energias até 150 KeV) (JOHNS,1983), somente pode ocorrer: espalhamento coerente, efeito fotoelétrico e efeito Compton. Para ocorrer à produção de pares, tem-se que a energia mínima requerida para o fóton incidente é 1,022 MeV (para dar origem ao par elétron-pósitron), o que permite excluir esse processo do presente trabalho por estar fora da faixa de energia trabalhada.

2.5 Dose de Radiação

Um dos efeitos da interação da radiação com matéria é a transferência de energia. Esta nem sempre é toda absorvida, devido à variedade de modos de interação e à natureza do material. A relação entre a energia absorvida e a massa do volume de material atingindo é a base da definição da grandeza dose absorvida. Entretanto, para especificar melhor as variações espaciais e evitar a variação da

quantidade de energia absorvida em diferentes pontos do volume do material, a dose absorvida é definida como uma função em um determinado ponto de interesse, então

$$D = \frac{d\varepsilon}{dm} \quad (1 J.kg^{-1} = 1 gray) \quad , \quad (44)$$

onde $d\varepsilon$ é a energia média depositada pela radiação no ponto de interesse num meio de massa dm .

A partir do valor da exposição em um ponto, é possível obter uma relação entre a dose absorvida no ar e exposição a raios X. Então vamos determinar a dose (energia absorvida) recebida por uma grama de ar, quando submetida a uma exposição de 1 Roentgen.

Sabe-se que no ar:

$$1R = 2,58.10^{-4} C/Kg \quad . \quad (45)$$

A carga do elétron é $1,602.10^{-19}C$, portanto quando há uma ionização, é produzido um par de íons e portanto é liberada uma carga eletrônica; deste modo, pode-se escrever a equação 45 da seguinte maneira

$$\Delta R = 1,61.10^{12} \text{ pares} - \text{íons}/g \text{ (no ar)} \quad . \quad (46)$$

Mas sabe-se também que, para se produzir um par de íons no ar, são necessários 33,7 eV de energia, logo, a energia associada a 1 Roentgen será:

$$E = 1,61.10^{12}.33,7 \text{ eV}/g = 54,257.10^{12} \text{ eV}/g \quad . \quad (47)$$

Sabe-se que $1 \text{ eV} = 1,602.10^{-19} J$, então a energia associada a 1R vai ser

$$E = 8,69.10^{-3} J/Kg \quad . \quad (48)$$

Então para determinarmos a dose no ar a partir de uma exposição X, usamos a seguinte relação:

$$D_{ar} = 8,69 \cdot 10^{-3} \cdot X \text{ (J/Kg)} \quad , \quad (49)$$

ou

$$D_{ar}(\text{Gy}) = 33,97 X(\text{C/Kg}) \quad , \quad (50)$$

onde D_{ar} é dada em J/Kg; X, em C/Kg; 33,97 é o fator de conversão de coulomb para joule. Essa relação só é válida quando houver o que se chama de equilíbrio de partículas carregadas ou equilíbrio eletrônico no volume em questão.

A dose no ar D_{ar} pode também ser calculada conhecendo-se o coeficiente mássico de absorção de energia no ar, $\left(\frac{\mu_{ab}}{\rho}\right)_{ar}$, e a fluência de energia ψ que caracteriza um dado campo de radiação. A fluência de energia ψ é a energia transportada por um feixe por unidade de área. Para um feixe monoenergético de fótons, é definida como

$$\psi = \frac{N}{S} h\nu \quad , \quad (51)$$

onde N é o número de fótons que atravessam a área S, e $h\nu$ é a energia de cada fóton do feixe. No caso de o feixe não ser monoenergético, deve-se considerar o espectro de energia. A dose absorvida no ar será dada, em condições de equilíbrio eletrônico, por:

$$D_{ar} = \left(\frac{\mu_{ab}}{\rho}\right)_{ar} \psi \quad . \quad (52)$$

Para outros meios, a dose absorvida pode ser obtida com base na dose absorvida no ar no mesmo local, por meio da razão dos coeficientes mássicos de absorção de energia no meio pelo de absorção de energia no ar, conforme a equação (53):

$$D_{meio} = \frac{\left(\frac{\mu_{ab}}{\rho}\right)_{meio}}{\left(\frac{\mu_{ab}}{\rho}\right)_{ar}} D_{ar} \quad . \quad (53)$$

2.6 Método Monte Carlo

O Método Monte Carlo (MMC) é uma técnica que utiliza a amostragem de números randômicos para encontrar soluções de problemas matemáticos ou físicos de difícil solução analítica. MMC utiliza um modelo estocástico representando o processo de interesse e um gerador de números randômicos de alta qualidade é utilizado para amostrar a função densidade de probabilidade definida no modelo do problema. O resultado é uma estimativa de uma característica quantitativa física de um processo específico com um alto grau de precisão (PIANOSCHI,2008).

As técnicas de Monte Carlo estão se tornando mais presentes em física médica, há muitas aplicações diferentes desta técnica, o MMC permite solucionar problemas não triviais simulando eventos probabilísticos individuais sequencialmente, inclusive para simular o transporte de radiação da matéria (ROGERS, 2006).

A interação da radiação com a matéria é um típico exemplo de fenômeno probabilístico, podendo assim se utilizar o MMC como uma ferramenta para estudar o fenômeno de transporte e atenuação da radiação em meios materiais e as doses de radiação absorvidas por esses meios.

Na simulação de transporte de radiação pelo MMC, a trajetória de uma partícula é vista como uma sequência aleatória que termina com um evento de interação, onde a partícula muda a sua direção de movimento, perde energia, e ocasionalmente produz partículas secundárias. A simulação Monte Carlo de um arranjo experimental (geometria do problema) consiste na geração numérica da trajetória aleatória das partículas, para simular essa trajetória precisamos de um modelo de interação, isto é, um conjunto com seções de choque para os relevantes mecanismos de interação.

As seções de choque determinam as funções de distribuição de probabilidade das variáveis aleatórias, que caracterizam a trajetória da partícula na matéria, como o caminho livre entre sucessivos eventos de interação, os tipos de interação que ocorrem, a perda de energia e a deflexão angular de um evento particular (e do estado inicial das partículas secundárias emitidas, se for o caso). Uma vez que essas funções de distribuição de probabilidades são conhecidas, as

trajetórias aleatórias podem ser geradas através da utilização adequada de métodos de amostragem. Se o número de trajetórias geradas for grande suficiente, a informação quantitativa sobre o processo de transporte pode ser obtido simplesmente por uma média das trajetórias simuladas (SALVAT *et al.*, 2008). O processo de interação continua até que o equilíbrio seja restabelecido, situação em que todas as partículas foram absorvidas ou se deslocaram para fora do arranjo experimental (geometria do problema).

A desvantagem do MMC está em sua natureza probabilística: todos os resultados são recolhidos mediante as incertezas estatísticas (que dependem do número de partículas ou da trajetória simulada) que podem ser reduzidas a custo do aumento da população da amostra (número de partículas) e, por conseguinte o aumento do tempo de simulação.

Dentre os pacotes de MMC utilizados em aplicações de Física Radiológica pode-se destacar: o EGS (BUCKLEY, 2003), o MCNP (HENDRIKCS, 2005) e, mais recentemente, o PENELOPE (COT, 2006; CHUL-YOUNG YI, 2005) e o GEANT (ALLISON, 2006).

2.7 Método Monte Carlo – PENELOPE (MMC-PENELOPE)

O nome PENELOPE é um acrônimo que significa “PENetration and Energy LOss of Positrons and Electrons”, o código de simulação PENELOPE foi desenvolvido na Universidade de Barcelona, Espanha e é fornecido gratuitamente pela Agência de Energia Nuclear (NEA, NUCLEAR ENERGY AGENCY). PENELOPE é um código escrito em Fortran (podendo ser aplicado a qualquer processador com um compilador adequado a esta linguagem de programação, para o nosso caso foi usado o gfortran) e utiliza o método Monte Carlo para simular o transporte da radiação na matéria.

O PENELOPE é um algoritmo que é baseado no modelo de espalhamento que combina bases de dados numéricos com seções de choque diferenciais obtidas analiticamente para os diferentes mecanismos de interação e é aplicável a energias (energia cinética no caso de elétrons e pósitrons) a partir de

algumas centenas de eV até aproximadamente 1GeV, então ele utiliza um algoritmo misto de transporte da radiação, definido por meio dos parâmetros de entrada da simulação.

O transporte de fótons é simulado pelo método convencional, detalhado (onde pode ser simulado o espalhamento coerente, efeito fotoelétrico, efeito Compton e produção de pares). Já o transporte de elétrons e pósitrons é simulado através de um algoritmo misto ou de classe II que implementa dois modelos de simulação: a detalhada e a condensada, isso porque eles sofrem um grande número de interações antes de serem efetivamente absorvidos pelo meio, pois a perda de energia em uma interação é pequena, tornando inviável a utilização de um método detalhado ou de classe I para o transporte dessas partículas.

O modelo detalhado são para eventos fortes, definidos a partir do ângulo de espalhamento (deflexão angular) e para perda de energia que ocorre de modo contínuo ao longo de passos aleatórios para uma energia menor que um determinado valor de corte. E tem-se o modelo condensado para interações fracas, ele é descrito por uma aproximação dos espalhamentos múltiplos que ocorre ao longo dos passos aleatórios e para ângulos menores que um determinado valor de corte. As colisões que envolvem essas perdas pequenas podem ser agrupadas, ou condensadas em uma descrição macroscópica, enquanto que as colisões de perdas grandes são selecionadas individualmente. Com isso o pacote PENELOPE permite que a simulação de elétrons e pósitrons seja tratada de forma tão simples quanto a de fótons, embora a simulação de partículas carregadas exija maior tempo de processamento.

O código PENELOPE descreve com precisão, o transporte de fótons e elétrons na matéria. É uma ferramenta muito útil para simulações com geometrias complexas, com alto nível de exatidão, mas ainda com o problema que o tempo gasto para se obter os resultados da simulação ainda é grande.

O pacote PENELOPE é dividido em subrotinas Fortran que são distribuídas em vários códigos fonte (abertos), cada subrotina têm uma função.

2.7.1 Estrutura do Pacote Penelope

A estrutura do pacote de distribuição do código PENELOPE 2008 está representada na Figura 12:

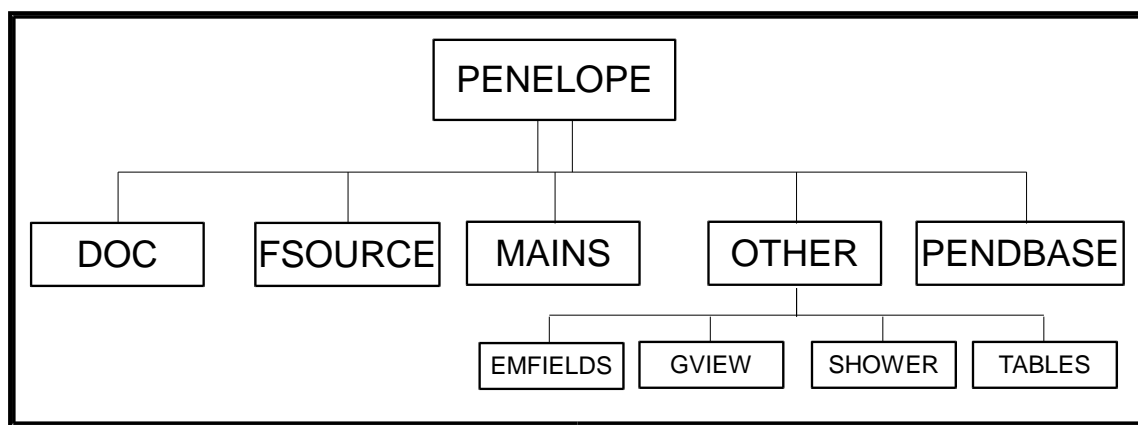


Figura 12. Estrutura da pasta dos arquivos fornecidos pelo pacote PENELOPE.

A pasta “DOC” possui o manual do PENELOPE (com informações detalhadas de como funciona o programa), um tutorial (que descreve rapidamente a estrutura do programa) e uma revisão do modelo físico de interação para o transporte de fótons e elétrons usado no código Monte Carlo.

A pasta “FSOURCE” contém cinco arquivos importantes escritos em Fortran, esses arquivos gerenciam o programa, e são eles:

- 1) penelope.f: Parte física, subrotinas – modelo de transporte, simulação do transporte acoplado de fótons e elétrons em um meio;
- 2) pengeon.f: Subrotinas de geometria, espaço, posição – gerencia a geometria da simulação;
- 3) Material.f: Código para a criação do material (material.mat), construção de materiais – cria o arquivo executável material.exe que é usado junto com pedbase para a criação do material contendo as seções de choque;
- 4) Timer.f: Código que gerencia o tempo de simulação;
- 5) Penvared.f: Gerencia a subrotinas de redução de variâncias.

A pasta “MAINS” possui exemplos de programas principais (main.f), escritos em Fortran.

A pasta “PENDBASE” é à base de dados de materiais do PENELOPE, com arquivos que tem as seções de choque dos elementos da tabela periódica e composições de alguns materiais já prontas para serem utilizadas.

A pasta “OTHER” contém outras quatro pastas:

1) EMFIELDS: Pasta com subrotinas escritas em FORTRAN para a simulação em campos eletromagnéticos;

2) GVIEW: Pasta que possui os programas executáveis gview2d.exe e gview3d.exe, para a visualização da geometria em duas e três dimensões a ser simulada no Windows, ela também têm alguns exemplos de geometrias para ser visualizadas, inclusive de um objeto simulador matemático antropomórfico;

3) SHOWER: Código que exhibe a visualização da cascata de partículas geradas a partir de uma interação inicial;

4) TABLES: Pasta contendo programas para gerar tabelas com dados da interação (seções de choque em um dado material, caminho livre médio, entre outros).

Como o PENELOPE é um pacote de sub-rotinas, é necessário que o usuário edite seu próprio programa principal para coordenar a simulação, isto é, para o PENELOPE rodar as simulações precisamos dar arquivos de entrada (entrada: energia, tempo, geometria, material, entre outros). Com esses arquivos de entrada ele gera arquivos de saída (contendo os resultados a partir dos arquivos de entrada).

Para editar o programa principal, o usuário deve compilar um arquivo Fortran, penmain.f, com as chamadas das sub-rotinas penelope.f, pengeon.f, penvared.f e timer.f, proporcionando o gerenciamento da simulação como um todo, e criando, com esses cinco arquivos Fortran, um arquivo chamado aqui genericamente de penmain.exe. O programa penmain.exe deve ser executado em janela ou ambiente DOS (Sistema Operacional de Disco). A simulação é iniciada pela execução do arquivo penmain.exe que busca informações de entrada fornecidas pelo o usuário através do arquivo entrada.in, além de informações do arquivo de geometria, geometria.geo, e informações de seção de choque de materiais

envolvidos na simulação através do arquivo material.mat. A Figura 13 representa um esquema da estrutura do pacote de simulação Monte Carlo PENELOPE.

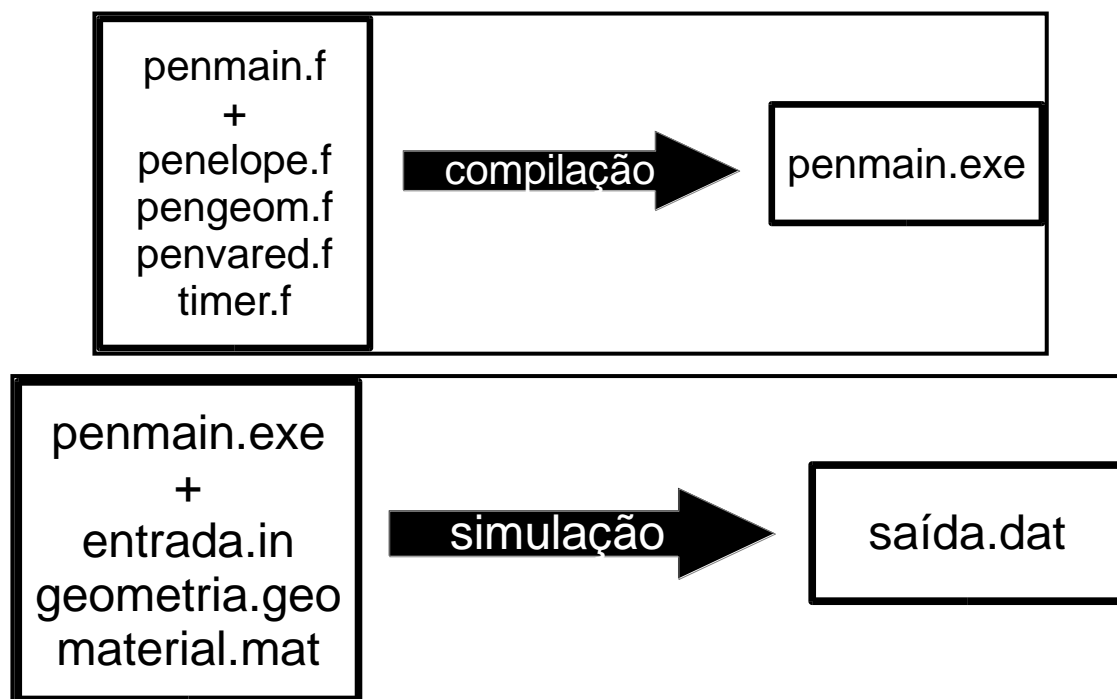


Figura 13. Esquema para a criação do executável com os arquivos necessários para a simulação.

Deve-se ter em uma simulação no mínimo um número grande de partículas simuladas (mínimo na ordem de 10^7 partículas) para que a simulação possa ser validada com uma precisão razoável.

2.7.1.1 Geometria

Para iniciar uma simulação, precisamos de um arquivo contendo a geometria a ser simulada, geometria.geo, neste arquivo definimos as regiões de interesse na simulação. O pacote PENELOPE utiliza as chamadas superfícies quadráticas para descrever a geometria do problema, neste tipo de descrição, as superfícies são definidas mediante a uma equação quadrática. Os corpos são

definidos como a parte interna ou externa a uma ou várias interseções de superfícies. A equação geral de uma superfície quadrática é dada por

$$F(x, y, z) = A_{xx}x^2 + A_{xy}xy + A_{xz}xz + A_{yy}y^2 + A_{yz}yz + A_{zz}z^2 + A_x x + A_y y + A_z z + A_0 = 0 \quad (54)$$

Geralmente trabalhamos com a forma reduzida das equações quadráticas com simetria ao longo do eixo Z, facilitando a manipulação das geometrias (que dependendo do problema pode englobar muitas geometrias). Os corpos construídos com as equações quadráticas reduzidas podem sofrer transformações geométricas como rotações e translações em qualquer um dos eixos.

A equação geral de uma superfície quadrática na forma reduzida é dada por

$$F_r(x, y, z) = I_1x^2 + I_2y^2 + I_3z^2 + I_4z + I_5 = 0 \quad , \quad (55)$$

onde I_1, I_2, I_3, I_4, I_5 são os coeficientes podendo assumir somente os valores inteiros -1,0,1. Com combinações específicas pode-se formar várias formas e geometrias. Por exemplo, na Tabela 3 tem-se uma esquematização com os índices para a obtenção de formas quadráticas a partir da forma reduzida

Tabela 3. Tabela com exemplos de formas quadrática retirada do manual que acompanha o pacote PENELOPE contida na pasta “DOC”(SALVAT ET AL., 2008).

Reduced form	Indices					Quadric
$z - 1 = 0$	0	0	0	1	-1	plane
$z^2 - 1 = 0$	0	0	1	0	-1	pair of parallel planes
$x^2 + y^2 + z^2 - 1 = 0$	1	1	1	0	-1	sphere
$x^2 + y^2 - 1 = 0$	1	1	0	0	-1	cylinder
$x^2 - y^2 - 1 = 0$	1	-1	0	0	-1	hyperbolic cylinder
$x^2 + y^2 - z^2 = 0$	1	1	-1	0	0	cone
$x^2 + y^2 - z^2 - 1 = 0$	1	1	-1	0	-1	one sheet hyperboloid
$x^2 + y^2 - z^2 + 1 = 0$	1	1	-1	0	1	two sheet hyperboloid
$x^2 + y^2 - z = 0$	1	1	0	-1	0	paraboloid
$x^2 - z = 0$	1	0	0	-1	0	parabolic cylinder
$x^2 - y^2 - z = 0$	1	-1	0	-1	0	hyperbolic paraboloid
... and permutations of x and y .						

As expansões, reduções ou distorções são realizadas por meio dos fatores de escala correspondentes X-SCALE = a, Y-SCALE = b, Z-SCALE=c, contidos na equação reduzida modificada abaixo:

$$F_5(x, y, z) = I_1 \left(\frac{x}{a}\right)^2 + I_2 \left(\frac{y}{b}\right)^2 + I_3 \left(\frac{z}{c}\right)^2 + I_4 \left(\frac{z}{c}\right) + I_5 = 0 \quad . \quad (56)$$

As rotações são realizadas através de transformações pelos ângulos de Euler OMEGA, THETA e PHI, enquanto as translações são feitas por transformações por um vetor translação t, com componentes X-SHIFT = tx, Y-SHIFT = ty e Z-SHIFT = tz.

A Figura 14 mostra as superfícies quadráticas com seus respectivos índices em três dimensões

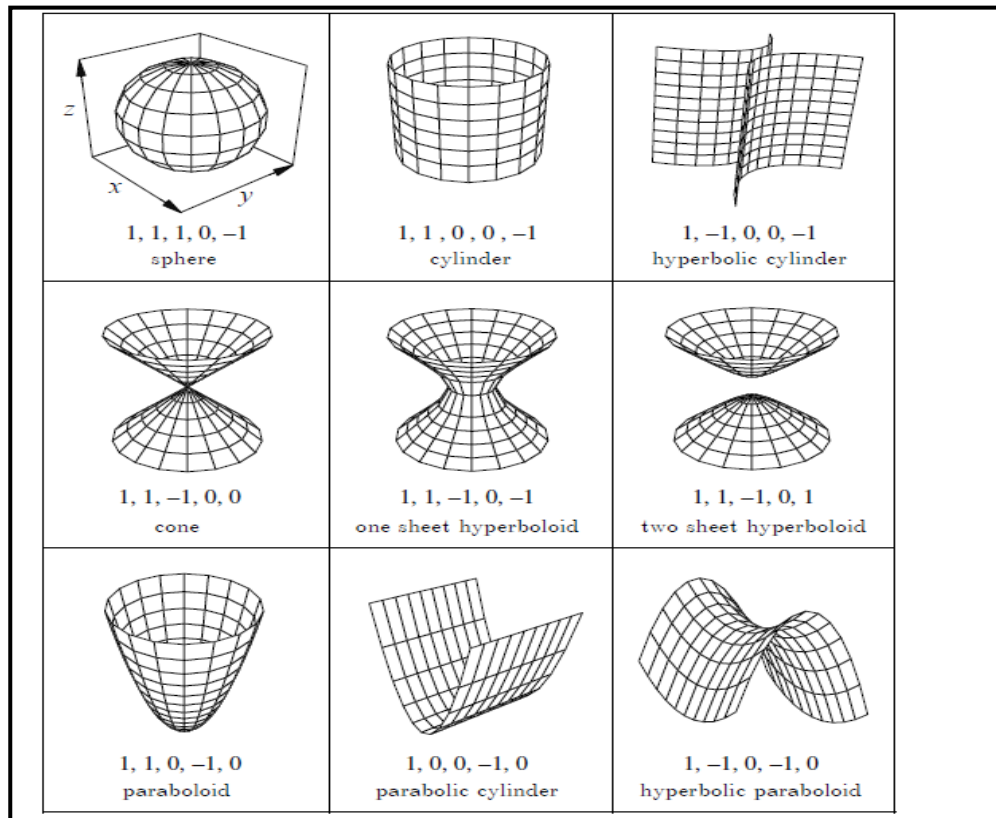


Figura 14. Exemplos em três dimensões de formas quadrática retirada do manual que acompanha o pacote PENELOPE contida na pasta “DOC”(SALVAT ET AL., 2008).

material, que preencherá a região interna do corpo, devendo assim haver uma concordância deste com o arquivo de materiais.

2.7.1.2 Arquivo de Dados Associado aos Materiais

Tem-se uma pasta chamada fsource, nela tem-se os arquivos penelope.f e material.f, com estes dois arquivos cria-se o material.exe, com ele cria-se os arquivos material.mat que é construído com as seções de choque e poderes de frenagem do material indicado gerados na base de dados do PENELOPE. O usuário deve informar a composição dos materiais em que se dará a interação do feixe, seja por meio dos elementos químicos da tabela periódica, quanto por meio de um dos materiais de interesse já existentes fornecidos por uma biblioteca contida no programa.

2.7.1.3 Entrada de Dados da Simulação (entrada.in)

O usuário ao criar o programa principal penmain.exe, que controla as rotinas, deve definir nele ou em um arquivo de entrada (entrada.in), o qual será lido pelo programa principal, valores para alguns parâmetros que controlarão a simulação. No arquivo de entrada da simulação, entrada.in, pode-se separá-lo em duas partes: uma obrigatória (necessárias para rodar a simulação) e outra funcional (adicionais, complementos).

É nesse arquivo que define-se as características da simulação, por exemplo: as propriedades da fonte, o tipo de partículas contidas no feixe de radiação, energia do feixe (eV), distância foco-superfície (distância da fonte ao objeto simulado), posição geométrica da fonte, direção e ângulo (usando de referência a geometria) para onde a fonte está irradiando, número de partículas primárias, tempo da simulação. O PENELOPE termina a simulação quando alcançar uma dessas duas últimas condições primeiro. Além de ser esse arquivo onde insere-se os nomes

dos arquivos de geometria e material. Pode-se definir as energias de corte da simulação, entre outras opções que o programa fornece. O arquivo de entrada.in contém os dados da fonte de radiação (Source definition), o seu tipo de partículas (SKPAR), a energia em eV(SENERG), a distância Foco-Superfície (distância da fonte ao objeto simulado)(SPOSIT), a posição geométrica da fonte (direção para onde a fonte está irradiando) e o ângulo de abertura da radiação (usando de referência a geometria)(SCONE).

Seguindo, tem-se os dados sobre os materiais, como o número do materiais (MFNAME) usados na simulação, sendo que para cada material adiciona-se uma linha com os parâmetros contidos na variável (MSIMPA). Os parâmetros contidos na variável (MSIMPA) são: as energias de absorção (EABS) para elétrons, fótons e pósitrons no material em questão; C1, que controla a deflexão angular média produzida pelo espalhamento múltiplo; C2, que determina o valor máximo da perda de energia média dos elétrons, avaliados entre eventos consecutivos de colisão elástica catastrófica; Wcc que representa o corte para a perda de energia em colisões inelásticas catastróficas; e Wcr que representa o corte para a perda de energia na emissão de raios X por bremsstrahlung.

Ainda devem ser inserido: o nome do arquivo de geometria (GEOMFN); o número de histórias de simulação desejada, que são o número de partículas primárias (NSIMSH); o tempo reservado para simulação (TIME) em caso de não haver atingido o valor definido em NSIMSH. Outras variáveis também podem ser reconhecidas pelo programa de usuário, podendo substituir algumas dessas anteriores, por exemplo, uma distribuição espectral da fonte, ou um arquivo de espaço de fases que a descreva. Também pode-se pedir para o programa calcular a distribuição de dose, pode-se usar uma técnica de redução de variância chamada de interação forçada (que serve para melhorar a eficiência da simulação de espectros de raios x) entre outras opções que o pacote fornece.

Os parâmetros contidos na variável (MSIMPA) que são definidos nesse arquivo de entrada influenciam tanto na exatidão quanto no desempenho da simulação e os mesmos são descritos abaixo:

- 1) EABS (energias de absorção para os elétrons, fótons e pósitrons), é o valor de energia máxima que uma partícula, carregada ou não, pode possuir antes de ser total e localmente absorvida,

finalizando o transporte da mesma e iniciando o transporte de uma nova partícula. Então é o parâmetro que cessa o transporte da partícula e é determinado pela característica do experimento;

2) C1 é o parâmetro relacionado com a deflexão angular média produzida por múltiplos espalhamentos entre duas colisões fortes consecutivas de uma partícula carregada;

3) C2 é o parâmetro relacionado com a perda fracional máxima perdida entre eventos de colisão forte de uma partícula carregada, deve ser definida para permitir a amostragem correta do alcance entre eventos de colisão fortes.

Quanto menor for o valor de C1 e C2 mais detalhada será a simulação levando um tempo maior para simular, esses parâmetros devem ser limitados ao intervalo [0; 0,2], mas existem recomendações de se usar inicialmente na pratica C1=0,05 e C2=0,05 que são valores conservadores e dão uma boa exatidão com um bom tempo para a simulação (Salvat,2008).

4) WCC é a energia máxima perdida em colisões inelásticas fortes;

5) WCR é a energia máxima perdida por emissões radioativas.

As energias de corte WCC e WCR têm uma influencia nos resultados de distribuição de energias, por isso se recomenda designar para ambas um valor de pelo menos um centésimo da energia das partículas primarias. A velocidade de simulação aumenta com o aumento de WCC e WCR, mas se os valores forem muito grandes as distribuições de energia podem tornar-se distorcidas.

Com esse arquivo de entrada já pode-se rodar a simulação (juntamente com arquivo de geometria, material e o executável), o programa gera um ou mais arquivos de saída com todas as respostas requeridas no arquivo de entrada.

3. METODOLOGIA

Neste estudo, realizou-se simulações computacionais através do uso do MMC-PENELOPE para se determinar as doses absorvidas no pulmão, medula óssea, coração e tireóide decorrentes da mamografia. Essas doses foram normalizadas em relação à dose absorvida pela mama. As doses foram determinadas considerando-se espectros de raios X experimentais gerados a partir de 25, 28, 30, e 35 kVp, alvo de Mo com inclinação de 26° e uma janela de 0,5mm de Be (DEALMEIDA *et al.*, 2012). Os campos de radiação foram colimados de acordo com as geometrias selecionadas neste estudo através do uso de placas de chumbo. Também, obteve-se uma relação da dose absorvida em função da profundidade da mama. Determinou-se a camada semi-redutora, considerando-se as energias efetivas de 29,8; 31,9; 57,2; e 61,3 keV (SARTORIS *et al.*, 2001). A distribuição da dose absorvida na entrada da pele da mama foi determinada e representada através de curvas de isodose. O ar foi utilizado como o meio em que as simulações foram simuladas.

Foi utilizado o código PENELOPE, versão 2008, e as simulações foram realizadas em um computador em ambiente Windows (Microsoft) com processador com uma memória de 1,99GB de RAM. A versão desse código disponibiliza um objeto simulador do corpo humano, que foi usado para determinar a dose absorvida pelo pulmão, medula óssea, coração e tireóide. A dose absorvida pela mama foi determinada considerando-se a mama composta por tecido adiposo.

3.1 Estruturas dos Órgãos e Geometria

Em dosimetria, o objeto simulador deve espalhar e absorver fótons da mesma maneira que o meio que se quer simular. Assim, é importante que as estruturas anatômicas, forma e tamanho do objeto simulador sejam semelhantes aqueles órgãos e tecidos de interesse. As informações associadas às estruturas de cada objeto simulador de interesse neste estudo foram disponibilizadas pelo arquivo de

geometria denominado male (pasta GVIEW). Esse arquivo consiste numa estrutura que reproduz o corpo de um homem contendo 175 superfícies e 110 corpos e módulos.

Considerou-se o músculo estriado e o osso para a composição do coração e da medula óssea, respectivamente. Para o pulmão, utilizou-se uma composição específica, disponibilizada pela biblioteca do PENELOPE. A água foi utilizada para compor a tireóide. Além disso, as doses foram determinadas para esses órgãos considerando se o ar como meio entre a fonte de radiação e a entrada da pele da mama. A Tabela 4 apresenta as composições e densidades para cada objeto simulador usado neste estudo.

A Figura 16 apresenta cortes longitudinal e transversal do objeto simulador disponibilizado pelo código PENELOPE versão 2008. As Figuras 17 e 18 apresentam uma vista anteroposterior do pulmão direito, coração, pulmão esquerdo, tireóide e medula óssea.

Acrescentou-se ao objeto simulador usado neste estudo uma mama comprimida (Figura 19) com dimensões de 16,0 cm de comprimento, 20,0 cm de largura e 4,5 centímetros de espessura. Essas dimensões foram selecionadas com base da necessidade de se comprimir a mama durante a realização do exame mamográfico, conforme a Figura 5.

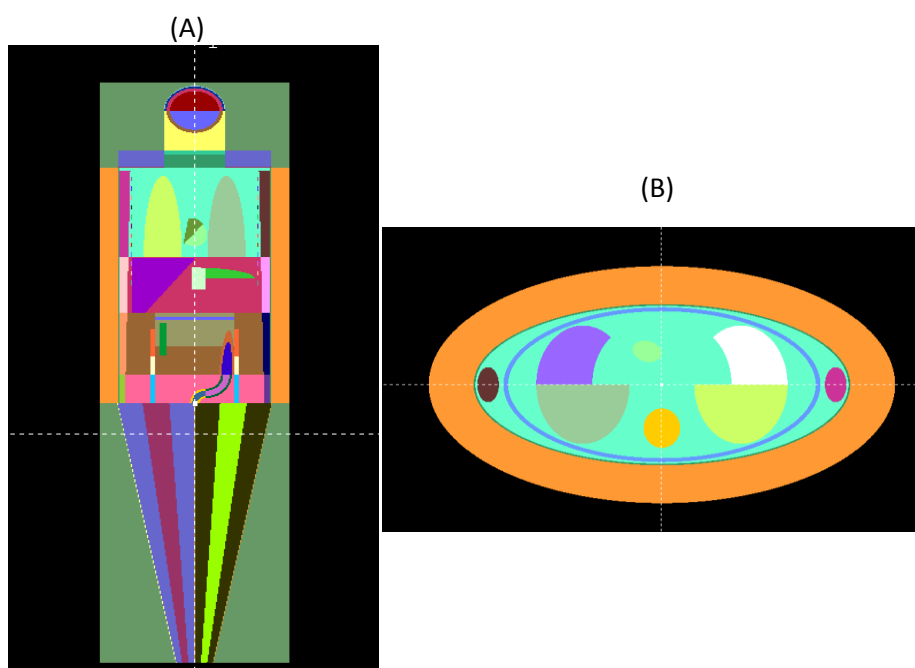


Figura 16. Objeto simulador disponibilizado pelo Código PENELOPE versão 2008: (A) corte longitudinal, (B): corte transversal.

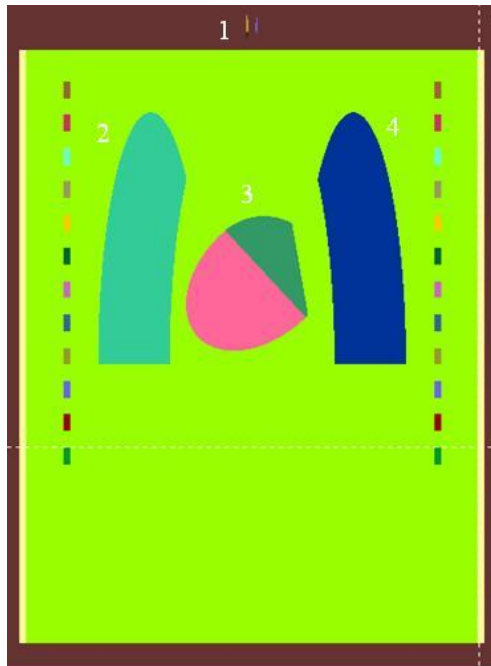


Figura 17. Vista anteroposterior do objeto simulador utilizado para a determinação das doses absorvidas: (1) Tireóide; (2) Pulmão direito; (3) Coração; (4) Pulmão esquerdo.

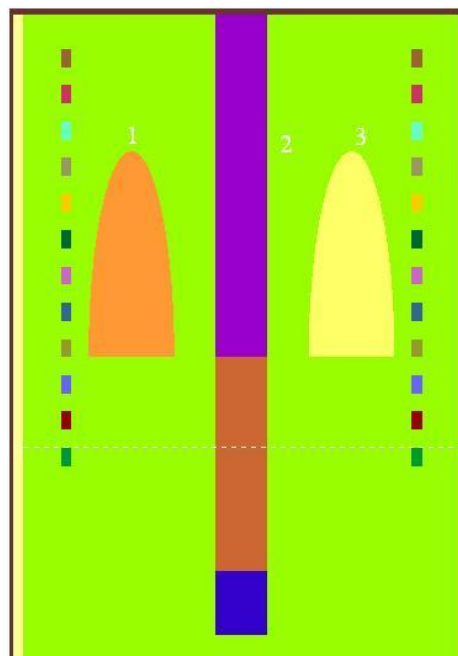


Figura 18. Vista anteroposterior do objeto simulador utilizado para a determinação das doses absorvidas: (1) Pulmão direito; (2) Medula óssea; (3) Pulmão esquerdo.

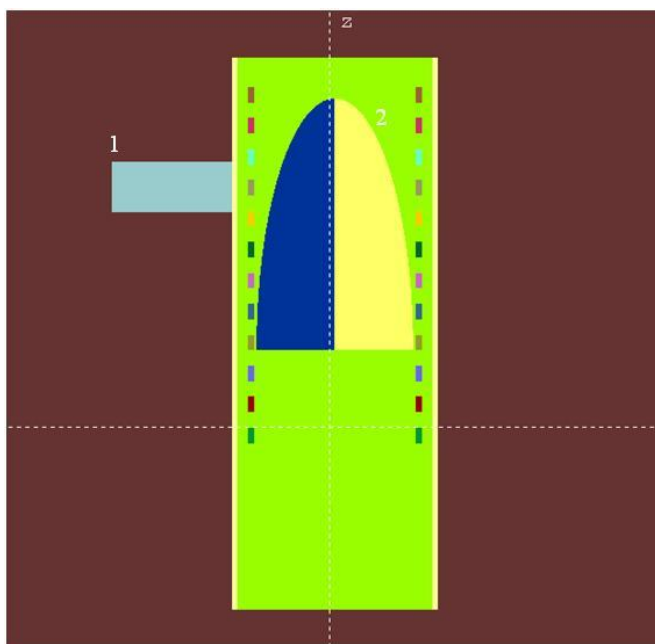


Figura 19. Mama comprimida acrescentada ao objeto simulador, (1) Mama comprimida, (2) Pulmão.

Tabela 4. Composição e densidade de massa de cada órgão e tecido.

Órgão ou Tecido	Composição	Densidade (g/cm^3)
Mama	Tecido Adiposo	0,92000000
Coração	Músculo Estriado	1,04000000
Medula Óssea	Osso	1,85000000
Pulmão	Composição Pulmão	0,30000000
Tireóide	Água	1,00000000
Meio da Simulação	Ar	0,00120479

3.2 Fonte de Radiação

A execução do MMC-PENELOPE foi realizada utilizando-se arquivos que continham informações sobre a fonte, a geometria e o tipo de material. O feixe de partículas utilizado foi formado por fótons, de acordo com os espectros de raios X citados anteriormente. Foi utilizado campo de radiação retangular com dimensões de 22 cm x 18 cm. Utilizou-se a distância de 60 cm entre a fonte e a superfície da bandeja de suporte para a mama, em conformidade com a rotina da mamografia.

As geometrias foram simuladas usando os parâmetros EABS, C1, C2, WCC e WCR. Para todas as partículas, considerou-se 1,0 keV para o parâmetro EABS. Para os parâmetros C1 e C2, usou-se os valores de 0,05. Para os parâmetros WCC e WCR, usou-se os valores 0,25 keV, de acordo com as recomendações do Código PENELOPE.

A determinação da dose absorvida foi realizada utilizando-se uma variável específica, denominada de energia depositada no detector, que fornece o valor médio da energia depositada nos órgãos e tecidos (corpos) de interesse. As simulações foram realizadas utilizando-se 10^9 fótons e tempo de simulação de $4,0 \times 10^5$ segundos.

3.3 Distribuição da Dose na Superfície da Mama

A distribuição da dose na superfície de entrada da pele da mama comprimida foi determinada considerando-se o espectro gerado através da tensão de 25 kVp (DEALMEIDA *et al.*, 2012), com forma e dimensões citadas anteriormente. Essa distribuição foi determinada considerando-se 25 detectores com dimensões de $(3,0 \times 3,0 \times 1,0) \text{ mm}^3$ e separados pela distância de 4,0 cm (Figura 20). Considerou-se o tecido adiposo como material constituinte dos detectores. A dose absorvida por cada detector foi normalizada em relação ao valor da dose obtida pelo detector posicionado no centro do campo e a distribuição da dose na superfície de entrada da

pele da mama foi representada por curvas de isodose, de acordo com a metodologia proposta na literatura (GÓES *et al.*, 2008).

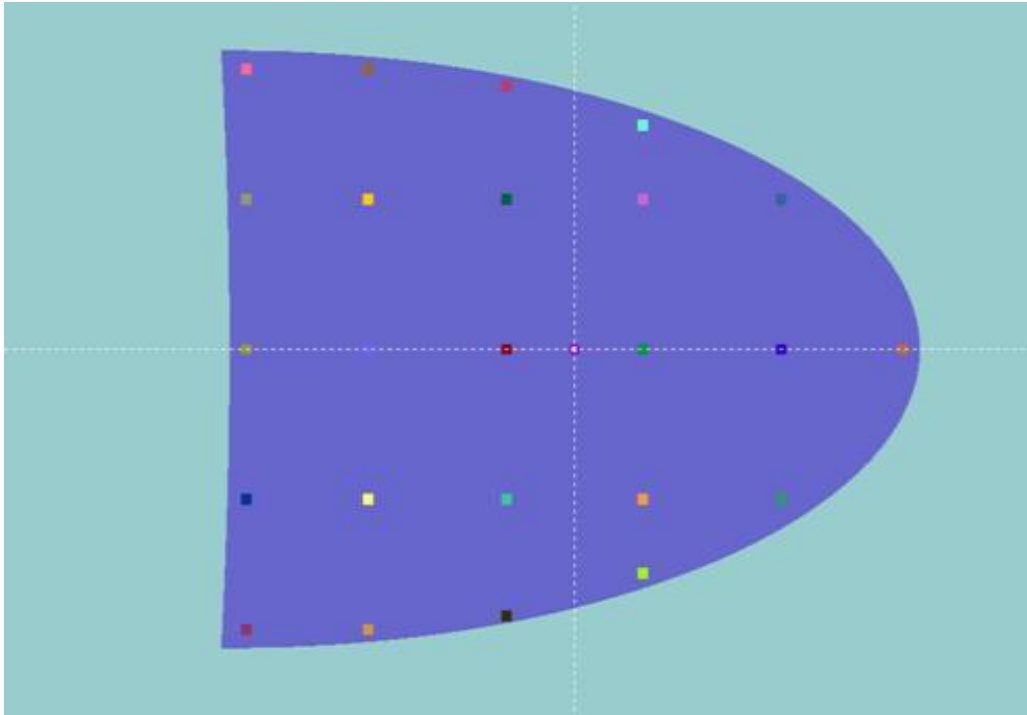


Figura 20. Corte transversal do objeto simulador, representando a mama comprimida e a distribuição dos detectores na superfície de entrada da mama.

3.4 Dose Absorvida em Função da Profundidade

A determinação da dose absorvida em função da profundidade foi realizada considerando-se a mama e os detectores formados por tecido adiposo. Utilizou-se um campo de dimensões de $(10 \times 10) \text{cm}^2$ na superfície de entrada da mama. As doses absorvidas pela mama nas profundidades de zero, 1,00, 1,50, 2,00, 2,25, 2,50, 3,00, 3,50, 4,00 e 4,50 cm foram determinadas em função da energia considerando-se os espectros de raios X gerados pelas tensões de 25, 28, 30 e 35 kVp.

As doses absorvidas pelos detectores posicionados em cada profundidade foram normalizadas em relação ao valor da dose obtida através do detector posicionado na superfície de entrada da mama.

3.5 Dose Absorvida pelos Órgãos e Tecidos

Neste estudo, a dose absorvida foi determinada considerando-se objetos simuladores que representaram a mama, tireóide, pulmão, coração e a medula óssea. A composição, o volume, a massa e a densidade de cada órgão e tecido de interesse neste estudo estão apresentados na Tabela 5.

Tabela 5. Densidades dos órgãos e tecidos de interesse nesse estudo.

Órgão e Tecido	Composição	Volume (cm ³)	Densidade (g/cm ³)	Massa (g)
Mama	Tecido Adiposo	609,20	0,92	560,76
Coração	Músculo Estriado	480,67	1,04	499,90
Medula Óssea	Osso	713,45	1,85	1319,86
Pulmão Esquerdo	Composição Pulmão	1397,37	0,30	419,21
Pulmão Direito	Composição Pulmão	1167,07	0,30	350,12
Tireóide	Água	40,00	1,00	40,00

3.6 Camada Semi-Redutora

A camada semi-redutora foi determinada considerando-se o alumínio (Al), com número atômico (Z) de 13, e o Cobre (Cu), com número atômico (Z) de 29, como materiais atenuadores. A redução da dose foi determinada para cada um desses materiais considerando-se folhas de espessuras de 0,02 cm. O detector, com dimensões de (0,9x0,9x1,0)cm³ e composto de ar atmosférico, foi posicionado à distância de 50 cm em relação aos meios atenuadores. Foi utilizado à camada semi-redutora neste estudo para a validação do código PENELOPE para a faixa de energias utilizadas em radiognóstico.

4. RESULTADOS

4.1 Distribuição da Dose na Superfície de Entrada da Mama

A Figura 21 apresenta os resultados da distribuição das doses na superfície de entrada da mama, representada através de curvas de isodose. Essa distribuição foi obtida considerando-se a mama comprimida, de acordo com a metodologia usada na rotina de um serviço de mamografia. Um total de 25 detectores, distribuídos uniformemente nessa superfície, foram usados para a obtenção dessas curvas isodose.

As doses foram normalizadas em relação ao valor da dose obtido através do detector posicionado no centro dessa superfície. De acordo as isodoses apresentada na Figura 21, às doses relativas variaram entre 86 e 103%.

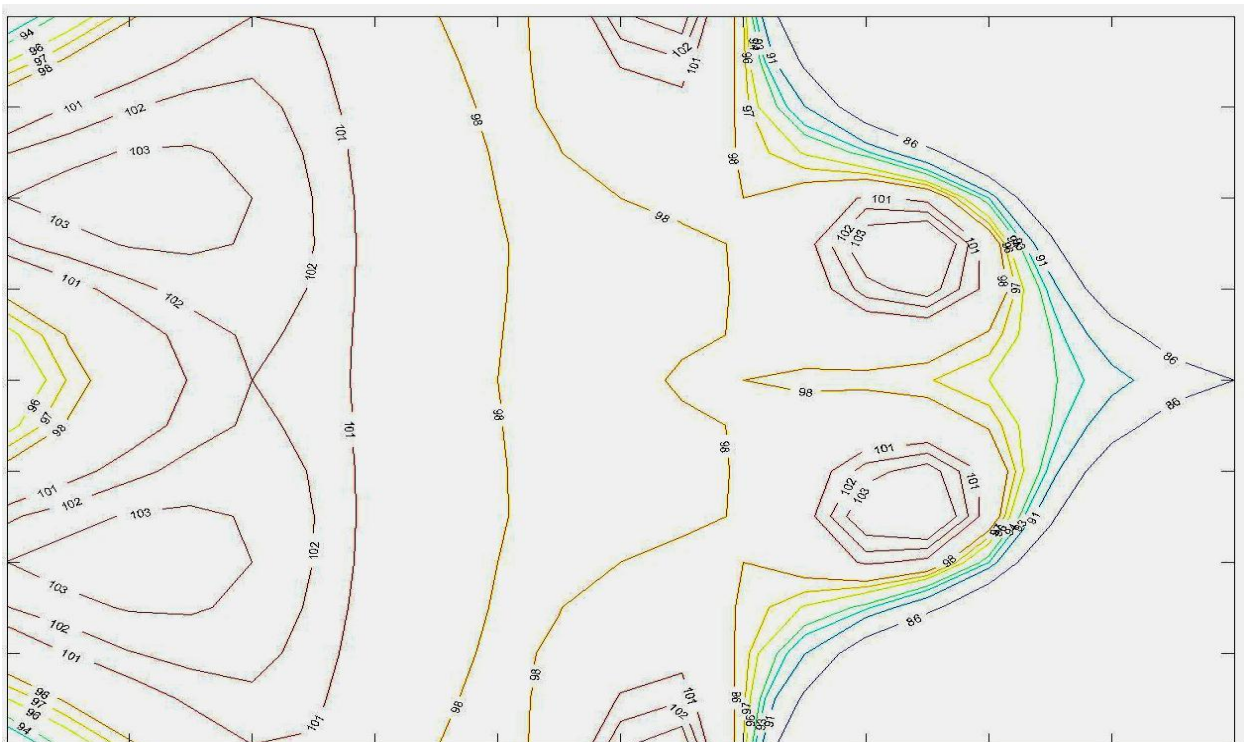


Figura 21. Distribuição das doses relativas na superfície de entrada da mama (Figura 20), representada por curvas de isodose (o lado esquerdo da superfície da mama está associado à região próxima do cátodo, e o lado direito da superfície da mama está associado à região próxima do ânodo).

4.2 Dose Absorvida em Função da Profundidade

A Tabela 6 e a Figura 22 apresentam os resultados das doses absorvidas pela mama considerando as profundidades entre zero e 4,50 cm. Para cada profundidade considerada aqui, as doses foram determinadas em função da energia utilizando-se os espectros de raios X gerados pelas tensões de 25, 28, 30 e 35 kVp.

As doses relativas foram normalizadas em relação ao valor da dose obtido no detector posicionado na superfície de entrada da mama.

Tabela 6. Doses relativas normalizadas em função da profundidade da mama, para os espectros de raios X gerados pelas tensões de 25, 28, 30 e 35 kVp.

Profundidade (cm)	Dose Relativa (%)			
	25 kVp	28 kVp	30 kVp	35 kVp
0,00	1,00	1,00	1,00	1,00
1,00	0,60	0,70	0,73	0,76
1,50	0,50	0,52	0,55	0,58
2,00	0,37	0,38	0,42	0,45
2,25	0,30	0,31	0,34	0,36
2,50	0,25	0,26	0,29	0,32
3,00	0,18	0,21	0,24	0,26
3,50	0,14	0,17	0,20	0,23
4,00	0,09	0,13	0,16	0,19
4,50	0,05	0,09	0,13	0,17

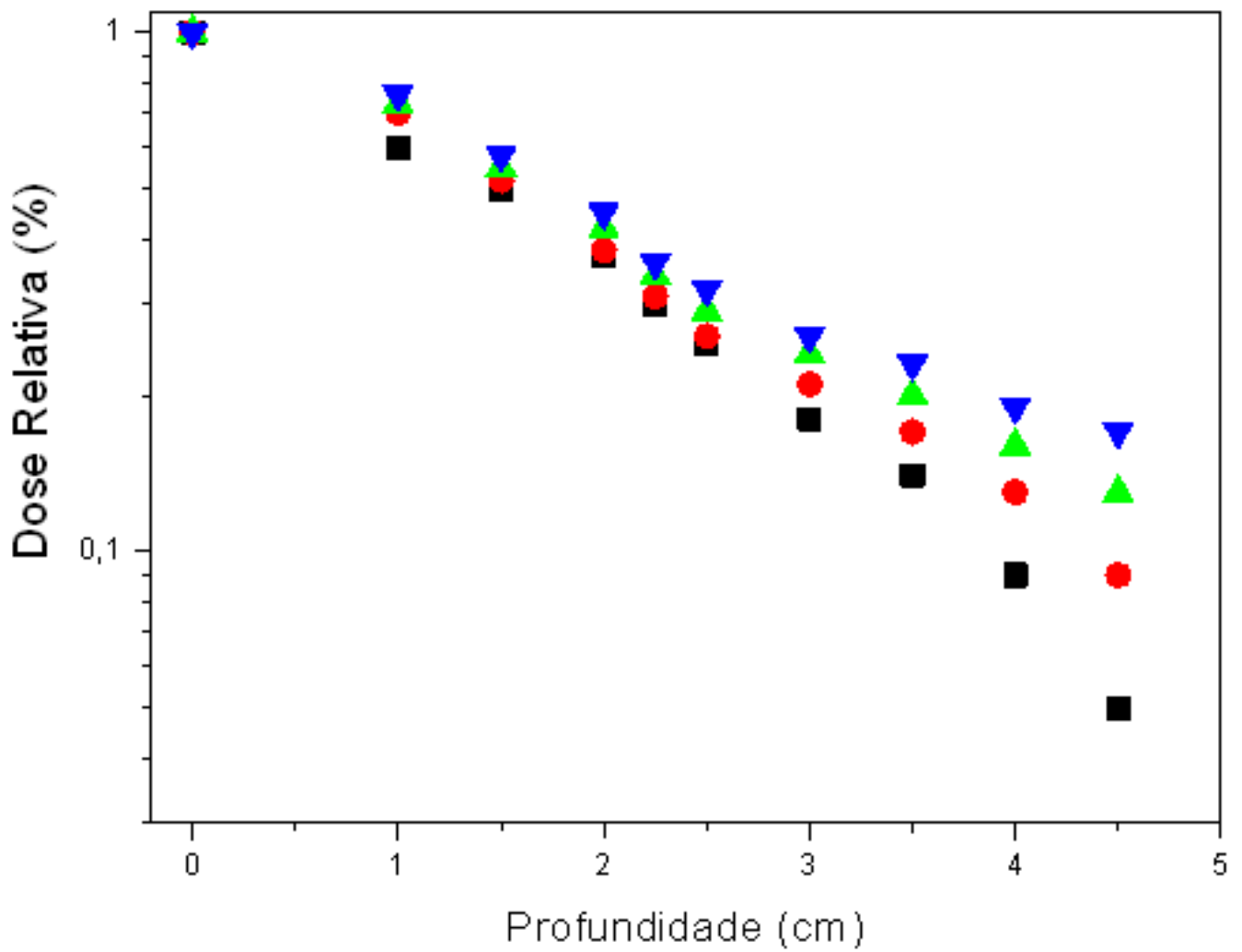


Figura 22. Dose relativa absorvida pela mama normalizada para as profundidades entre zero e 4,5 cm em função do espectro de energia para as tensões de: 25 kVp(■); 28kVp(●); 30 kVp(▲) e 35 kVp(▼).

4.3 Dose Absorvida pelos Órgãos e Tecidos

A Tabela 7 apresenta os resultados relacionados às doses relativas absorvidas pela tireóide, coração, pulmão e medula óssea. Essas doses foram normalizadas em relação à dose absorvida pela mama. Esses resultados foram obtidos utilizando-se espectros de raios X experimentais (DEALMEIDA *et al.*, 2012), que foram gerados utilizando-se tensões de 25, 28, 30 e 35 kVp.

Tabela 7. Doses relativas absorvidas pela tireóide, coração, pulmão e medula óssea.

Órgão e tecido	Dose Relativa (%) ($\times 10^{-3}$)			
	25 kVp	28 kVp	30 kVp	35 kVp
Coração	1.0	1.5	2.6	6.6
Medula Óssea	0.7	0.7	0.7	1.0
Pulmão	4.8	6.6	9.5	19.0
Tireóide	59.0	61.0	61.0	61.0

4.4 Camada Semi-Redutora

Os resultados relacionados à determinação das camadas semi-redutoras, assim como os respectivos valores das energias efetivas e das tensões usadas, estão apresentados na tabela 8.

Tabela 8. Valores das camadas semi-redutoras e os respectivos valores das energias efetivas em função da tensão aplicada.

Tensão (kVp)	Energia efetiva (keV)	Camada semi-redutora (mm)
60	29,80	2,16 (Al)
80	31,90	2,51 (Al)
120	57,20	0,40 (Cu)
160	61,30	1,02 (Cu)

5. DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

O método Monte Carlo é uma técnica que utiliza a amostragem de números randômicos para encontrar soluções de problemas matemáticos ou físicos de difícil solução analítica. Recentemente, de acordo com a literatura (DEALMEIDA *et al.*, 2012), o MMC-PENELOPE foi aplicado com o objetivo de reproduzir espectros de raios X obtidos experimentalmente, considerando-se tensões de 25, 28, 30 e 35 kVp. Nesse estudo, DEALMEIDA e colaboradores validaram os seus resultados através de comparações das camadas semi-redutoras obtidas por suas simulações e aquelas obtidas experimentalmente. Esses autores observaram erro de 3,1 % entre esses resultados e concluíram que o MMC-PENELOPE é útil em aplicações envolvendo o uso de feixes clínicos nas energias consideradas por eles.

Neste estudo, observou-se que o erro associado à aplicação do MMC-PENELOPE na determinação das camadas semi-redutoras obtidas aqui foram inferiores a 3,0% em relação à determinação das camadas semi-redutoras obtidas experimentalmente por Sartoris e seus colaboradores (SARTORIS *et al.*, 2001). Esse erro pode ser minimizado através da otimização de alguns parâmetros do MMC-PENELOPE, como o aumento do tempo de simulação, por exemplo. Neste estudo, a camada semi-redutora foi utilizada para validar o MMC-PENELOPE para as energias utilizadas em radiognóstico.

Em radioterapia, admite-se um erro de até 5,0% na determinação experimental da dose absorvida (ICRU, 1976). Dessa forma, admitindo-se um erro da ordem de 3,0% no cálculo da dose absorvida em decorrência do uso de feixes de raios X em mamografia, considera-se que o MMC-PENELOPE pode ser útil em aplicações envolvendo o controle da qualidade em mamografia. Entretanto, isso não exclui a possibilidade de se utilizar essa metodologia considerando-se um tempo de simulação superior a $4,0 \times 10^5$ segundos.

De acordo com as curvas de isodose obtidas neste estudo (Figura 21), a distribuição das doses na superfície da mama variou entre 86 e 103%. As isodoses com valores elevados de doses relativas estão associadas à região da superfície da mama posicionada próxima ao cátodo e aquelas isodoses com valores inferiores de doses relativas estão associadas à região da superfície da mama posicionada

próxima ao ânodo. As regiões da superfície da mama próximas do cátodo são aquelas que estão mais próximas da parede torácica do objeto simulador, recebendo os maiores valores de doses relativas devido à radiação espalhada pelo tórax do objeto simulador. Por outro lado, as regiões da superfície da mama próximas ao ânodo possuem valores menores de doses relativas, pois recebem menos radiações espalhadas pela parede torácica do objeto simulador. Além disso, o formato da mama, a penumbra do campo e a radiação espalhada pelo colimador do tubo de raios X também contribuíram para essa variação. Entretanto, este estudo não teve por objetivo determinar individualmente os fatores que contribuíram para a não homogeneidade da distribuição da dose na entrada da superfície da mama.

Em mamografia, as doses absorvidas pelos órgãos e tecidos são decorrentes principalmente das interações fotoelétricas. Quando se diminui a tensão aplicada ao tubo de raios X, a energia dos fótons de raios X decresce e, portanto, aumenta-se a probabilidade de ocorrência do efeito fotoelétrico. Os resultados obtidos da dose absorvida em função da profundidade da mama mostraram que variações da tensão no tubo de raios X semelhantes aquelas usadas na rotina de um serviço de mamografia produz grandes variações na dose absorvida pela mama. De acordo com os dados apresentados na Tabela 6 e Figura 22, observou-se que, para uma mesma profundidade, a dose absorvida pela mama aumenta quando se diminui o valor da tensão aplicada ao tubo de raios X. Por outro lado, a diminuição do valor da tensão contribui para a redução da dose absorvida por outros órgãos e tecidos (Tabela 7).

De acordo com os resultados apresentados neste estudo, para a tensão de 35 kVp, observou-se que as doses absorvidas pela tireóide, pulmão, coração e medula óssea foram 0,061%, 0,019%, 0,0066% e 0,001%, respectivamente. Sechopoulos e colaboradores (Sechopoulos *et al.*, 2008; Sechopoulos *et al.*, 2012), usando o Método Geant 4 e tensão de 35 kVp, observaram doses relativa absorvidas pela tireóide, pulmão, coração e medula óssea de 0,045%, 0,12%, 0,09%, 0,56%, respectivamente. Entretanto, os objetos simuladores considerados por esses autores, incluindo as dimensões da mama (mama comprimida com dimensões de 10,0 cm de comprimento, 10,0 cm de largura e 5,2 centímetros de espessura), são diferentes em relação àqueles usados neste estudo.

De acordo com a ICRP, não existe um limiar de dose para a ocorrência dos efeitos estocásticos (ICRP, 1977). Recentemente, foi realizada uma discussão sobre a possibilidade de se aumentar o risco de câncer da tireóide em função da dose absorvida decorrente da realização de exames mamográficos (Sechopoulos *et al.*, 2012). Entretanto, os resultados obtidos de estudos epidemiológicos não confirmaram essa suposição (BUZZI, 2012).

Pelo que foi exposto, os resultados obtidos neste estudo podem ser importantes para futuros estudos epidemiológicos. Além disso, os resultados obtidos neste estudo mostraram a viabilidade do uso do MMC-PENELOPE na rotina do controle da qualidade em radiodiagnóstico.

6. CONCLUSÃO

Os resultados obtidos neste estudo promoveram a disponibilização de informações adicionais sobre as doses absorvidas pela tireóide, coração, pulmão e medula óssea, que podem ser importantes para estudos epidemiológicos envolvendo os efeitos das radiações ionizantes. Além disso, essas informações também são relevantes para o armazenamento de informações relacionadas à dose absorvida por órgãos e tecidos do paciente, decorrentes da realização de exames mamográficos.

De acordo com a metodologia utilizada neste estudo para validar o MMC-PENELOPE, um erro inferior a 3,0 % foi associado à determinação das doses absorvidas por órgãos e tecidos decorrentes da mamografia. Portanto, além das informações adicionais relacionadas às doses absorvidas nos procedimentos de mamografia, os resultados obtidos neste estudo mostraram a viabilidade do uso do MMC-PENELOPE na rotina do controle da qualidade em radiodiagnóstico.

7. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ALFONSO, N. Y. N.. Generacion de Espectros de Rayos X de Baja Energia por Simulacion Monte Carlo. Trabajo de grado – Universidad Nacional de Colombia, Facultad de Ciencias, Departamento de Física, Bogotá, 2011.

- ALLISON, J.; AMAKO,J.; APOSTOLAKIS, H. et al: Geant4 Developments and Applications, IEEE Transactions On Nuclear Science, vol. 53 (1), pp. 70 – 78, 2006.

- ALLISY, R. P.; WILLIAMS, J. R.; FARR, R. F.: Farr's Physics for Medical Imaging / by Penelope Allisy-Roberts, Jerry Williams. 2nd ed. Edinburgh ; New York : Saunders, 2008.

- ALVAREZ, M. ; PINA, D. R. ; DUARTE, S. B.; MIRANDA, J. R. A. . Application of Wavelets to the Evaluation of Objeto simulador Images for Mammography Quality Control. Physics in Medicine and Biology (Print), JCR, v. 57, p. 7177-7190, 2012.

- ATTIX, F. H., “Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry”/F. H. Attix, New York, Wiley-Interscience, 1986.

- BITELLI, T.(organizador). Física e Dosimetria das Radiações/Thomaz Bitelli.-2.Ed.-São Paulo: Editora Atheneu; Centro Universitário São Camilo, 2006.

- BRASIL, CNEN - Norma 3.01, Diretrizes Básicas de Proteção Radiológica, Resolução No 27. Diário Oficial da República Federativa do Brasil, Brasília, DF, 6 de jan. 2005. Disponível em: <http://www.cnen.gov.br/seguranca/normas/nn_301.pdf>.

- BRASIL, Portaria 493 - RE nº, 64, 25 de agosto de 2000. Diário Oficial da República Federativa do Brasil, Brasília, DF,de 4 de abril de 2003.

- BROCHI, M.A.C. “Método de Simulação Computacional para Redução de Dose, em Radiognóstico”. Dissertação(mestrado) – Faculdade de Filosofia, Ciências e Letras de Ribeirão Preto da Universidade de São Paulo, Ribeirão Preto, 1990.

- BUCKLEY, L.A.; KAWRAKOW, I.; ROGERS, D.W.O.: An EGSnrc Investigation of Cavity Theory for Ion Chambers Measuring Air Kerma, Medical Physics, vol. 30 (6), pp. 1211 – 1218, 2003.

- BUZZI, A.. Mammography and the Risk of Thyroid Cancer. RAR – Volume 76 – Number 2 – 2012.

- CHUL-YOUNG YI e CUCK-HO HAH: Monte Carlo Calculation of The Ionization Chamber Response to ⁶⁰Co Beam Using PENELOPE, Medical Physics, vol. 33 (5), pp. 1213 – 1221, 2005.

- COHEN-TANNOUJJI, C. D.; LALOE, F.. Quantum mechanics. New York: John Wiley & Sons, 1993.

- COT, A.; JANE, E.; SEMPAU, J. et al: Modeling of High-Energy Contamination in SPECT Imaging Using Monte Carlo Simulation, IEEE Transactions on Nuclear Science, v.53 (1), pp.198-203, Parte 1, 2006.

- DEALMEIDA, C. E.; DAVID, M. G.; PIRES E. J.; BERNAL, M. A. AND PEIXOTO J. G.. Experimental and Monte Carlo-Simulated Spectra of Standard Mammography-Quality Beams. The British Journal of Radiology, 85 (2012), 629-635. DOI: 10.1259/bjr/73088072.

- GHILARDI, T. N.. Algumas Contribuições para a Evolução do Controle da qualidade em Radiodiagnóstico. 1986. Livre Docência – Faculdade de Filosofia Ciências e Letras de Ribeirão Preto. Universidade de São Paulo, Ribeirão Preto.

- GÓES, E. G.; OTTOBONI, M. A.; PALMA, P. V. B.; MORAIS, F. R.; PELÁ, C. A.; BORGES, J. C.; COVAS, D. T.. Quality Control of Blood Irradiation: determination T Cells Radiosensitivity to Cobalt-60 Gamma Rays. Transfusion (Arlington, Va) JCR, v. 46, p. 34-40, 2006.

- GRAY, J.E.. Quality Control in Diagnostic Imaging. Rockville; USA, 1983.

-GUERRA, A. B.. Estabelecimento e Controle da qualidade de Feixes Padrões de Radiação X para Calibração de Instrumentos, Nível Mamografia. Tese (doutorado) - Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares. São Paulo, 2001.

- HALL. E. J.. Radiobiology for the radiologist / Eric J. Hall. — 5th ed.U.S.A. Lippincott Williams & Wilkins, 2000.p..

- HENDRIKCS, J.S.; ADAMS, K.J., BOOTH, T.E.. Present and Future Capabilities of MCNP, Applied Radiation and Isotopes, vol. 53, pp. 857 – 861, 200.

- ICRP-26. Radiation Protection. Recommendations of the International Commission on Radiological Protection. USA: Pergamon Press, 1977.

- ICRU Report 24. Determination of Absorbed Dose in a Patient Irradiated by Beams of X or Gamma Rays in Radiotherapy Procedures. USA. ICRU Publications, 1976.

- Instituto Nacional de Câncer José Alencar Gomes da Silva. Coordenação Geral de Ações Estratégicas. Coordenação de Prevenção e Vigilância. Estimativa 2012 : incidência de câncer no Brasil / Instituto Nacional de Câncer José Alencar Gomes da Silva, Coordenação Geral de Ações Estratégicas, Coordenação de Prevenção e Vigilância. – Rio de Janeiro : Inca, 2011.118 p.

- Instituto Nacional de Câncer José Alencar Gomes da Silva(Brasil). Coordenação Geral de Ações Estratégicas. Coordenação de Prevenção e Vigilância. Políticas e ações para prevenção do câncer no Brasil: alimentação, nutrição e

atividade física. 2. reimpr. / Instituto Nacional de Câncer. Coordenação Geral de Ações Estratégicas. Coordenação de Prevenção e Vigilância – Rio de Janeiro: INCA, 2012.

- Instituto Nacional de Câncer José Alencar Gomes da Silva, Ministério da Saúde. Recomendações do Inca Para Reduzir a Mortalidade Por Câncer de Mama no Brasil.

- International Atomic Energy Agency (IAEA), 2001. Absorbed Dose Determination in External Beam Radiotherapy: an International Code of Practice for Dosimetry Based on Standards of Absorbed Dose to Water. Technical Reports Series 398. Vienna, Austria.

- INTERNATIONAL QUALITY REGULATIONS RADIOGRAPHIC FILMS READING; Smart Light LTD.; 1^o ed.; 1997.

- JOHNS, H. E.. The Physics of Radiology/John Robert Cunningham, Harold Elford Johns. -Fourth Edition.- Springfield.Illinois.U.S.A.: Publisher Charles C Thomaz. 1983.

- KOPANS, D. B.. Mammograms and Thyroid Cancer: the Facts About Breast-Cancer Screening. Massachusetts General Hospital. Imaging News. Disponível em:<http://www.massgeneral.org/imaging/about/newsarticle.aspx?id=2720>: 2012.

-LACERDA, M. A. S.. Análise Crítica da Medida da Camada Semi-Redutora em Radiologia Diagnóstica. Dissertação (Mestrado). Universidade Federal de Minas Gerais – UFMG. Belo Horizonte, 2002.

- Ministério da Saúde, Portaria Federal Nº 453 de 1 de Junho de 1998, ANVISA.

- NATIONAL RESEARCH COUNCIL (U.S.); Committee to Assess Health Risks From Exposure to Low Level of Ionizing Radiation. Health risks from exposure to low levels of ionizing radiation: BEIR VII phase 2 .Washington: National Academies Press; 2006.

- OKUNO, E.. Física das Radiações/ Emico Okuno, Elisabeth Mateus Yoshimura. – São Paulo: Oficina de Textos, 2010.

- OLIVEIRA, H. P. S.: Determinação da Atenuação do Ar e Perda Eletrônica para a Câmara de Ionização de Ar Livre de Cilindros Concêntricos. 86p.:il.;30cm. Dissertação (mestrado) – Instituto de Radioproteção e Dosimetria, Rio de Janeiro, 2010.

- PIANOSCHI, T. A.. Avaliação do Código de Simulação Monte Carlo PENELOPE para Aplicações em Geometrias Delgadas e Feixes de Radiodiagnóstico. 66p.:il; 30cm. Dissertação de mestrado, apresentada à Faculdade de Filosofia, Ciências e Letras de Ribeirão Preto da Universidade de São Paulo. Ribeirão Preto, 2008.

- PINA, D. R.; SOUZA, R. T. F. ; DUARTE, S. B. ; ALVAREZ, M.; MIRANDA, J. R. A.. Analysis of Biological Tissues in Infant Chest for The Development of an Equivalent Radiographic Objeto simulador. Medical Physics (Lancaster), JCR, v. 39, p. 1357-1361, 2012.

- ROGERS, D. W. O. Fifty Years of Monte Carlo Simulations for Medical Physics. Physics in Medicine and Biology, vol. 51, pp. 287-301, 2006. doi:10.1088/0031-9155/51/13/R17.

- SALVAT, F.; FERNÁNDEZ-VAREA, J.M.; SEMPAY, J.: PENELOPE, A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport. Facultat de Física (ECM), Universitat de Barcelona. Diagonal 647, E-08028 Barcelona, Spain, Dezembro, 2008.

- SARTORIS, C. E.; CALDAS, L. V. E.. Aplicação de Metodologia Dosimétrica de Feixes Terapêuticos de Raios X com Sistema Tandem. Radiol Bras 2001; 34(6): 337-342.

- SAVAREGO, S.. Bases da Radiologia Convencional/ Simone Savarego, Karina Ferrassa Damas. – 2. Ed. – São Caetano do Sul, SP: Yendis Editora, 2007.

- SCAFF, L. A. M., 1947 – Física da Radioterapia/Luiz A.M. Scaff.-São Paulo: SARVIER, 1997.

- SECHOPOULOS I., SURYANARAYANAN A., VEDANTHAN S., D'ORSI C. J., KARELLAS A. Radiation Dose to Organs and Tissues from Mammography: Monte Carlo and Objeto simulador Study. Radiology 2008; 246:434-43.

-SECHOPOULOS I., HENDRICK R. E. Mammography and the Risk of Thyroid Câncer. AJR Am J. Roentgenol 2012; 198: 705-7.

- TAUHATA; SALATI, I.P.A.; PRINZIO, R. D.; PRINZIO, M.A.R.R.D.. Radioproteção e Dosimetria: Fundamentos - 5ª revisão agosto/2003 – Rio de Janeiro – IRD/CNEM, 242p.

- THORPE, S.M.; CHRISTENSEN I.J.; RASMUSSEN B.B.; ROSE C.. Short Recurrence-Free Survival Associated with High Estrogen Receptor Levels in the Natural History of Postmenopausal, Primary Breast Cancer. Eur J Cancer 1993,29A:971-7.

- VIEIRA, A. M. M.. Dosimetria dos Sistemas de Radiocirurgia Estereotaxica com Aceleradores Lineares Equipados com Colimadores Micro Multi-lâminas. Tese (Doutorado) – Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, São Paulo, 2008.

- YOSHINAGA S.; MABUCHI K.; SIGURDSON A. J.; DODY M. M.; RON E.. Cancer Risks Among Radiologists and Radiologic Technologist: Review of Epidemiologic Studies. RSNA, 2004.

