AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

**Estudo dos parâmetros dosimétricos de sementes de Iodo-125 desenvolvidas pelo
IPEN-CNEN/SP utilizadas em braquiterapia por simulação computacional pelo
método de Monte Carlo**

Tiago Batista de Oliveira

**Dissertação apresentada como parte dos
requisitos para obtenção do Grau de
Mestre em Ciências na Área
de Tecnologia Nuclear - Aplicações**

Orientador:

Prof. Dr. Carlos Alberto Zeituni

São Paulo

2016

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES
Autarquia associada à Universidade de São Paulo

**Estudo dos parâmetros dosimétricos de sementes de Iodo-125 desenvolvidas pelo
IPEN-CNEN/SP utilizadas em braquiterapia por simulação computacional pelo
método de Monte Carlo**

Tiago Batista de Oliveira

**Dissertação apresentada como parte dos
requisitos para obtenção do Grau de
Mestre em Ciências na Área
de Tecnologia Nuclear - Aplicações**

Orientador:

Prof. Dr. Carlos Alberto Zeituni

Versão Corrigida
Versão Original disponível no IPEN

São Paulo
2016

Dedico este trabalho a
minha avó, Dona Maria
(*in memoriam*).

AGRADECIMENTOS

Agradeço à minha família.

Ao meu orientador Dr. Carlos Alberto Zeituni por toda ajuda durante o processo de aprendizagem.

Aos professores Dr. Hélio Yoriyaz e Dr. Paulo de Tarso pelo suporte e ensinamentos sobre Método de Monte Carlo e Código *MCNP*.

Ao Centro de Engenharia Nuclear do IPEN-CNEN/SP, pelo apoio e auxílio nas simulações, e pela infraestrutura disponibilizada.

Ao Centro de Tecnologia das Radiações do IPEN/CNEN-SP, pela infraestrutura necessária à realização deste trabalho, e à convivência com os amigos.

À CNEN pelo auxílio financeiro no início deste trabalho.

Ao Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares da Comissão Nacional de Energia Nuclear pela minha formação profissional.

E agradeço a todos que contribuíram para a realização deste trabalho, direta ou indiretamente.

Estudo dos parâmetros dosimétricos de sementes de Iodo-125 desenvolvidas pelo IPEN-CNEN/SP utilizadas em braquiterapia por simulação computacional pelo método de Monte Carlo

Tiago Batista de Oliveira

RESUMO

As expectativas da Organização Mundial de Saúde para o ano de 2030 são que o número de mortes por câncer seja de aproximadamente 13,2 milhões, evidenciando a elevada parcela desta doença no problema de saúde mundial. Com relação ao câncer de próstata, de acordo com o Instituto Nacional do Câncer, o número de casos diagnosticados no mundo em 2012 foi de aproximadamente 1,1 milhão, enquanto que no Brasil os dados indicam a incidência de 68 mil novos casos. O tratamento deste tipo de neoplasia pode ser realizado com cirurgia (prostatectomia) ou radioterapia. Dentre a radioterapia, podemos destacar a técnica de braquiterapia, a qual consiste na introdução (implante) de pequenas fontes radioativas (sementes) no interior da próstata, onde será entregue um valor elevado de dose no volume de tratamento e baixa dose nos tecidos ao redor. No Brasil, a classe médica estima uma demanda de aproximadamente 8000 sementes/mês, sendo o custo unitário de cada semente de pelo menos U\$ 26,00. A Associação Americana de Físicos na Medicina publicou alguns documentos descrevendo quais parâmetros e análises devem ser realizadas para avaliações da distribuição de dose, como por exemplo, os parâmetros Constante de taxa de dose, Função radial e Função de anisotropia. Estes parâmetros podem ser obtidos através de medidas experimentais da distribuição de dose ou por simulações computacionais. Neste trabalho foram determinados os parâmetros dosimétricos da semente *OncoSeed-6711* da empresa *Oncura-GEHealthcare* e da semente desenvolvida pelo Grupo de Dosimetria de Fontes de Braquiterapia do Centro de Tecnologia das Radiações (CTR IPEN-CNEN/SP) por simulação computacional da distribuição de dose utilizando o código MCNP5, baseado no Método de Monte Carlo. A semente 6711 foi modelada, assim como um sistema dosimétrico constituído por um objeto simulador cúbico de $30 \times 30 \times 30 \text{ cm}^3$ preenchido com água. Os valores obtidos da semente 6711 foram comparados com alguns apresentados na literatura, onde o parâmetro Constante de taxa de dose apresentou erro relativo em relação ao valor publicado no *TG-*

43 de 0,1%, sendo que os outros parâmetros analisados também apresentaram boa concordância com os valores publicados na literatura. Deste modo, pode-se considerar que os parâmetros utilizados nas simulações (espectro, modelagem geométrica e avaliação de resultados) estão compatíveis com outros estudos, sendo estes parâmetros também utilizados nas simulações da semente do IPEN. Considerando as análises de incerteza estatística, os valores obtidos da semente do IPEN são semelhantes aos valores da semente 6711.

Palavras-chave: braquiterapia; iodo-125; Código MCNP; dosimetria; Método de Monte Carlo; protocolo TG-43.

Study of dosimetric parameters for iodine-125 brachytherapy sources development from IPEN-CNEN/SP using Monte Carlo Method

Tiago Batista de Oliveira

ABSTRACT

Expectations of the World Health Organization for the year 2030 are that the number of cancer deaths is approximately 13.2 million, reflecting the high proportion of this disease in global health issue. With respect to prostate cancer, according to the National Cancer Institute, the number of cases diagnosed worldwide in 2012 was approximately 1.1 million, while in Brazil the data demonstrated the incidence of 68,000 new cases. The treatment of cancer can be performed with surgery (prostatectomy) or radiation therapy. Among radiotherapy, we can highlight the brachytherapy technique, which consists in the introduction of small radioactive sources (seeds) within the prostate, which is delivered a high dose value in the treatment volume and low dose in the surrounding tissues. In Brazil, the medical profession estimates a demand of approximately 8000 seeds / month, and the unit cost of each seed at least US \$ 26.00. The AAPM protocol TG-43 recommend the dose-rate constant, radial dose function and anisotropy function for dosimetric analysis LDR brachytherapy seeds. In this work, Monte Carlo simulations were performed in order to assess the dosimetric parameters of the OncoSeed-6711, manufactured by Oncura-GEHealthcare, and a seed developed by Radiation Technology Center, using the MCNP5 code. A 6711 seed, an IPEN seed and the $30 \times 30 \times 30 \text{ cm}^3$ phantom filled with water were modeled to simulate the dose distribution. The 6711 seed parameters were compared with literature, and the results presented relative error less than 0.1% for Λ . In comparison with the 6711 seed, the IPEN model seed dosimetric parameters were similar, account the statistical uncertainty.

Key-words: brachytherapy; iodine-125; MCNP Code; dosimetry; Monte Carlo Method; TG-43 formalism.

LISTA DE FIGURAS

- Figura 01** - Estimativa de incidência de câncer no Brasil nos anos de 2014 e 2015.
- Figura 02** - Ilustração do procedimento de BBTD de próstata.
- Figura 03** - Diagrama esquemático do decaimento do isótopo Iodo-125.
- Figura 04** - Ilustração adaptada de algumas sementes de Iodo-125.
- Figura 05** - Protótipo nacional da semente de Iodo-125 produzida pelo IPEN-CNEN/SP.
- Figura 06** - Diagrama ilustrando um arranjo experimental de atenuação de feixes estreitos de fótons através de um absorvedor.
- Figura 07** - Ilustração do espalhamento coerente.
- Figura 08** - Ilustração do efeito fotoelétrico.
- Figura 09** - Ilustração do efeito Compton.
- Figura 10** - Ilustração de produção de pares.
- Figura 11** - Ilustração de produção de radiação por aniquilação.
- Figura 12** - Relação entre kerma colisional e dose absorvida em condição de CPE.
- Figura 13** - Relação entre kerma colisional e dose absorvida em condição de TCPE.
- Figura 14** - Sistema de coordenadas utilizado para o cálculo das distribuições de dose em braquiterapia.
- Figura 15** - Espectro energético de fótons de semente de Iodo-125 obtido do TG-43.
- Figura 16** - Semente de I-125, modelo 6711. A semente possui simetria cilíndrica em torno do eixo longitudinal.
- Figura 17** - Semente de I-125, modelo 6711 modelada neste trabalho.
- Figura 18** - Ensaio metalográfico da extremidade da semente IPEN.
- Figura 19** - Semente de Iodo-125, modelo IPEN modelada neste trabalho.
- Figura 20** - Radiografia de 5 sementes do modelo 6711.
- Figura 21** - Função radial da semente 6711.
- Figura 22** - Função de anisotropia a 0,50 cm de distância da semente 6711.
- Figura 23** - Função de anisotropia a 5,00 cm de distância da semente 6711.
- Figura 24** - Função radial da semente 6711 e do IPEN
- Figura 25** - Função de anisotropia a 0,50 cm de distância da semente 6711 e do IPEN.
- Figura 26** - Função de anisotropia a 5,00 cm de distância da semente 6711 e do IPEN.

LISTA DE TABELAS

Tabela 01 - Elétrons e fótons emitidos no decaimento do isótopo- Iodo-125. Os símbolos ϵ , x e γ denotam elétrons, raios-x e raios gama, respectivamente.

Tabela 02 - Espectro energético de fótons de semente de I-125 obtido do TG-43.

Tabela 03 - Variações modeladas nas simulações da semente 6711.

Tabela 04 - Coeficientes de absorção de energia e massa para o ar úmido obtidos do NIST.

Tabela 05 - Dimensões dos voxels modelados para determinação da dose.

Tabela 06 - Coeficientes de absorção de energia e massa para a água obtidos do NIST.

Tabela 07 - Valores de constante de taxa de dose da semente 6711.

Tabela 08 - Incertezas associadas na avaliação da constante de taxa de dose da semente 6711.

Tabela 09 - Funções de dose radial obtidas para a semente 6711 com o código MCNP.

Tabela 10 – Análise dimensional das sementes do IPEN.

Tabela 11 - Constante de taxa de dose da semente 6711 e IPEN obtido este trabalho.

SUMÁRIO

RESUMO.....	I
ABSTRACT.....	III
LISTA DE FIGURAS.....	IV
LISTA DE TABELAS.....	V
SUMÁRIO.....	VI
1. INTRODUÇÃO.....	1
1.1. HISTÓRICO DA RADIOTERAPIA.....	2
1.2. CÂNCER.....	3
1.3. CÂNCER DE PRÓSTATA.....	4
1.4. BRAQUITERAPIA.....	4
1.5. SEMENTES DE IODO-125.....	5
1.6. SEMENTES DE IODO-125 - PROTÓTIPO NACIONAL.....	8
1.7. APLICAÇÕES CLÍNICAS.....	9
2. OBJETIVOS.....	10
3. FUNDAMENTOS TEÓRICOS.....	10
3.1. DEFINIÇÕES FÍSICAS.....	10
3.1.1. RADIAÇÃO IONIZANTE.....	10
3.1.2. RADIOATIVIDADE.....	11
3.1.3. CONSTANTE DE DECAIMENTO.....	11
3.1.4. ATIVIDADE.....	12
3.1.5. MEIA-VIDA.....	13
3.1.6. MODOS DE DESINTEGRAÇÃO RADIOATIVA.....	13
3.1.6.1. DESINTEGRAÇÃO ALFA.....	13
3.1.6.2. DESINTEGRAÇÃO BETA.....	14
3.1.6.3. CAPTURA ELETRÔNICA.....	15
3.1.6.4. CONVERSÃO INTERNA.....	16
3.1.7. FLUÊNCIA E FLUXO DE FÓTONS.....	16
3.1.8. ATENUAÇÃO DE FEIXE DE FÓTONS.....	17
3.1.9. COEFICIENTES.....	19

3.1.9.1. COEFICIENTE DE ATENUAÇÃO.....	19
3.1.9.2. COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE ENERGIA.....	20
3.1.9.3. COEFICIENTE DE ABSORÇÃO DE ENERGIA.....	20
3.1.10. INTERAÇÃO DE FÓTONS COM A MATÉRIA.....	21
3.1.10.1. ESPALHAMENTO COERENTE.....	22
3.1.10.2. EFEITO FOTOELÉTRICO.....	22
3.1.10.3. EFEITO COMPTON.....	23
3.1.10.4. PRODUÇÃO DE PARES.....	24
3.1.11. KERMA.....	26
3.1.12. DOSE ABSORVIDA.....	27
3.1.13. RELAÇÃO ENTRE KERMA E DOSE ABSORVIDA	28
3.2. O PROTOCOLO AAPM TG-43.....	29
3.3. O FORMALISMO DE CÁLCULO DE DOSE.....	30
3.3.1. INTENSIDADE DE KERMA NO AR.....	31
3.3.2. CONSTANTE DE TAXA DE DOSE.....	32
3.3.3. FUNÇÃO DE GEOMETRIA.....	32
3.3.4. FUNÇÃO DE DOSE RADIAL.....	33
3.3.5. FUNÇÃO DE ANISOTROPIA EM DUAS DIMENSÕES.....	34
3.4. O MÉTODO DE MONTE CARLO.....	34
3.5. O CÓDIGO MCNP.....	35
3.6. RECOMENDAÇÕES PARA DOSIMETRIA POR MONTE CARLO.....	36
4. METODOLOGIA.....	37
4.1. ESPECTRO DE ENERGIA DO I-125.....	38
4.2. MODELAGEM DA SEMENTE 6711.....	39
4.2.1. ANÁLISE DA INCERTEZA GEOMÉTRICA.....	40
4.3. MODELAGEM DA SEMENTE PROTÓTIPO IPEN.....	41
4.4. SIMULAÇÕES MONTE CARLO.....	42
4.4.1. INTENSIDADE DE KERMA NO AR.....	43
4.4.2. PARÂMETROS DOSIMÉTRICOS.....	44
5. RESULTADOS E DISCUSSÃO.....	46
6. CONCLUSÃO.....	55
7. REFERÊNCIAS.....	56

ANEXO A	59
---------------	----

1. INTRODUÇÃO

Na área da radioterapia sistemas computacionais são empregados para a determinação da dose de radiação no volume de tratamento e análises da qualidade dos feixes de radiações empregados durante os procedimentos de dosimetria dos equipamentos emissores de radiações.

Nos procedimentos de teleterapia, onde a fonte de radiação está disposta no interior do cabeçote da máquina e a uma distância de 1,00 m, nos aceleradores lineares, e 0,80 m nas unidades de telecobaltoterapia, a dimensão e a geometria do campo de radiação são definidas pelo sistema de colimação do feixe situado no cabeçote da máquina. Nos aceleradores lineares também é possível obter feixes de fótons e de elétrons de várias energias. Enquanto que nas unidades de cobaltoterapia a energia efetiva clinicamente é de 1,25 MeV. O volume de tratamento, a área irradiada e a profundidade atingida são extensas, sendo então a modalidade indicada para tratamento de lesões maiores e mais profundas¹.

Nos procedimentos de braquiterapia, onde se pretende a irradiação mais localizada com pequeno volume irradiado e altas doses liberadas, a fonte de radiação é colocada em contato com a lesão ou mesmo no interior desta. A técnica pode empregar o uso de moldes superficiais planares, com as fontes distribuídas no molde, ou transfixadas no tecido.

A técnica de braquiterapia já é realizada a mais de 100 anos e desde então sempre se procurou otimizar os cálculos de dose buscando cada vez mais resultados precisos e confiáveis. Nos últimos 15 anos, o sistema de planejamento de tratamento fornecido pelos fabricantes dos equipamentos tem utilizado algoritmos que se baseiam no formalismo recomendado pela Associação Americana de Físicos em Medicina (AAPM) descrito no Task Group n.º. 43 (TG-43)^{2,3,4}.

Neste formalismo, considera-se a superposição de distribuição de dose de fonte única modelada em um objeto simulador (fantoma) esférico de água. Algumas limitações do formalismo surgem principalmente pelo fato de desprezar as influências radiológicas de materiais heterogêneos diferentes da água presentes no meio, por exemplo a presença de outras sementes. Estas incertezas podem provocar erros significativos no cálculo da determinação da dose.

Com a finalidade de minimizar as incertezas oriundas das limitações do formalismo proposto pelo AAPM TG-43, outros métodos de cálculo mais rigorosos têm

sido analisados e incorporados nos sistemas de planejamento e cálculo de dose dos procedimentos de braquiterapia.

O Método de Monte Carlo^{5,6} tem surgido como importante ferramenta para modelagem de fontes de radiação e simulação de feixes de uso em radioterapia^{7,8}, no entanto, como se trata de um método estatístico e probabilístico, o grau de precisão desejado pode exigir uma grande quantidade de histórias o que acarreta um aumento expressivo do tempo de computação⁹.

1.1. HISTÓRICO DA RADIOTERAPIA

Após as descobertas dos raios-X, pelo físico alemão Wilhelm Konrad Röntgen em 1895, da radioatividade, pelo físico francês Antoine Henri Becquerel em 1896, e o Rádio, pelo casal francês Pierre e Marie Curie em 1898, cientistas puderam estudar seus efeitos no tecido humano iniciando uma nova era no tratamento médico e nas pesquisas. Ambos os agentes, raios-X e Rádio, foram aplicados experimentalmente para tratar doenças superficiais de pele. Em 1901 Pierre Curie sugeriu ao físico e médico dermatologista Henri-Alexandre Danlos que inserisse uma fonte radioativa ao tumor, sendo pioneiro na técnica de braquiterapia. Outros tratamentos foram feitos com a exploração do Rádio após 1913, utilizando-o em pequenos tubos por inserção diretamente em cavidades contendo câncer, e o desenvolvimento de tubos de raios-X com alta energia (200 kVp), em 1922 pela GE (General Electric). Tubos emissores de raios-x foram os primeiros na técnica de teleterapia^{3,7}.

Em 1930 progressos ocorreram permitindo quantificar as doses de radiação e estabelecer uma relação entre quantidade e efeito biológico. Pouco depois Strandqvist publicou resultados que relacionavam o efeito das radiações sobre os tecidos e da dose com o tempo de administração e a distribuição desta no tempo¹¹.

Na década de 1940 ocorreram grandes avanços para a radioterapia, como o desenvolvimento de Aceleradores Lineares, do Cíclotron e do Reator Nuclear para a produção de radionuclídeos. Esses avanços resultaram, no início de 1950, no primeiro Acelerador Linear, que aumentou a energia dos raios-X produzidos fazendo com que mais energia ou dose fosse depositada profundamente, e o aumento no interesse pela braquiterapia devido ao desenvolvimento de sistemas de carregamento remoto^{10,11,12}.

Nos anos 70, computadores foram introduzidos no planejamento do tratamento, possibilitando um delineamento tumoral mais preciso. Aplicando essas novas abordagens

da radioterapia, a taxa de cura dos pacientes continua a aumentar com o mínimo de efeitos adversos⁸.

1.2. CÂNCER

A Agência Internacional para Pesquisas em Câncer (IARC, do inglês *International Agency for Research on Cancer*), da Organização Mundial da Saúde, publicou que no ano de 2012 houve a incidência de 14,1 milhões de novos casos de câncer e 8,2 milhões de mortes. Metade dos casos de incidência e dois terços das mortes ocorreram em países de baixa e média renda. Em 2008 a população mundial foi estimada sendo 6,7 bilhões e é esperado um crescimento para 8,3 bilhões em 2030. Durante este período espera-se que a população de países desenvolvidos aumente aproximadamente 4% enquanto que o aumento esperado para os países emergentes e subdesenvolvidos é de 30%. Consequentemente, estima-se que a proporção da população com mais de 65 anos nestes países aumente 5% a 10%. Em vista da forte associação entre taxas de câncer e idade, esta combinação afetará significativamente no aumento de casos de câncer até 2030, sendo mais afetados os países de baixa e média renda. As expectativas da Organização Mundial da Saúde (OMS) é que o número de mortes por câncer em 2030 seja de aproximadamente 13,2 milhões¹³⁻¹⁶.

O câncer tornou um evidente problema de saúde pública mundial. Seguindo essa tendência, no Brasil as estimativas para os anos de 2014 e 2015 apontam a ocorrência de aproximadamente 576 mil casos novos de câncer, incluindo os casos de pele não melanoma, reforçando a magnitude do problema do câncer no país. Os tipos mais incidentes (Figura 1) serão os cânceres de pele não melanoma, próstata, pulmão, cólon, reto e estômago para o sexo masculino; e os cânceres de pele não melanoma, mama, cólon, reto, colo do útero e pulmão para o sexo feminino¹⁶.

Localização primária	casos	%	Homens	Mulheres	Localização primária	casos	%
Próstata	68.800	22,8%			Mama Feminina	57.120	20,8%
Traqueia, Brônquio e Pulmão	16.400	5,4%			Cólon e Reto	17.530	6,4%
Cólon e Reto	15.070	5,0%			Colo do Útero	15.590	5,7%
Estômago	12.870	4,3%			Traqueia, Brônquio e Pulmão	10.930	4,0%
Cavidade Oral	11.280	3,7%			Glândula Tireoide	8.050	2,9%
Esôfago	8.010	2,6%			Estômago	7.520	2,7%
Laringe	6.870	2,3%			Corpo do Útero	5.900	2,2%
Bexiga	6.750	2,2%			Ovário	5.680	2,1%
Leucemias	5.050	1,7%			Linfoma não Hodgkin	4.850	1,8%
Sistema Nervoso Central	4.960	1,6%			Leucemias	4.320	1,6%

Figura 01 - Estimativa de incidência de câncer no Brasil nos anos de 2014 e 2015.

1.3. CÂNCER DE PRÓSTATA

Com relação ao câncer de próstata, de acordo com dados do Instituto Nacional de Câncer (INCa), o número de casos novos diagnosticados de câncer de próstata no mundo em 2012 foi de aproximadamente 1,1 milhão. No Brasil, dos 302 mil casos de câncer estimados para o sexo masculino em 2014, 68 mil correspondem ao câncer de próstata. Segundo a Sociedade Brasileira de Urologia (SBU), um a cada seis homens com idade acima de 45 anos pode ter a doença sem sequer ter conhecimento¹⁶.

Os tumores na próstata podem ser tratados por diferentes técnicas, onde a escolha se baseia no grau de estágio do tumor, velocidade de desenvolvimento, idade, saúde e preferências do paciente. Entre estas encontra-se a braquiterapia, técnica que utiliza radiação ionizante emitida por pequenas fontes em contato ou implantadas no interior do volume de tratamento, diminuindo a exposição de tecidos circunvizinhos sadios à radiação.

1.4. BRAQUITERAPIA

A maneira de distribuição das fontes de braquiterapia define a técnica de tratamento: braquiterapia intersticial, intracavitária ou planar³. Conforme as características das fontes e suas atividades radioativas, a braquiterapia pode ser de baixa taxa de dose (BBTD), média taxa de dose ou alta taxa de dose (BATD), (baixa taxa de dose quando esta é menor que 2 Gy.h^{-1} , média taxa de dose quando esta é administrada entre 2 Gy.h^{-1} e 12 Gy.h^{-1} , e alta taxa de dose quando administrada dose acima de 12 Gy.h^{-1}). As fontes são mais comumente encontradas na forma de agulhas, tubos, fios e sementes³. No caso de BBTD, utiliza-se micro-fontes de Iodo-125 ou Paládio-103 que são implantadas no interior do volume de tratamento (Figura 2).

Figura 02 - Ilustração do procedimento de BBTD de próstata.

A braquiterapia tem a vantagem de ser realizada em curto período de tempo, onde as sementes radioativas são implantadas na próstata em procedimento semi-cirúrgico (pouco invasivo), liberando o paciente para suas atividades normais de um a três dias. A ocorrência de efeitos colaterais comparados com os de outras técnicas são menos agressivos, sendo que 85% dos pacientes com menos de 70 anos que são potentes sexualmente antes do procedimento não apresentam nenhuma alteração da vida sexual. Além disso, a incontinência urinária raramente acomete esses pacientes¹⁷.

1.5. SEMENTES DE IODO-125

As primeiras fontes radioativas contendo o isótopo Iodo-125 foram investigadas na década de 60 por Lawrence et. al. e estudadas clinicamente por Hillaris et. al. com implantes em vários sítios, inclusive em cânceres pulmonares, implantes de próstata e linfadenectomia pélvica.

O isótopo Iodo-125 é produzido em reator nuclear a partir do gás Xenônio-125 que constitui apenas 0,1% do Xenônio natural. A reação nuclear ocorre por meio de captura radiativa $^{124}\text{Xe}(n,\gamma)^{125}\text{Xe}$, cuja seção de choque para neutrões térmicos perfaz $\Lambda=165\pm 20$ barns. O núcleo-produto Xe-125m decai através de transição isomérica (100%) com meia vida de 57 segundos para Xe-125 o qual, por sua vez, decai por captura eletrônica (99,3%) e emissão de pósitron (0,7%), com meia-vida de 16,9

horas, gerando o Iodo-125. O Iodo-125 decai por captura eletrônica (100%) para Telúrio-125, conforme ilustrado na Figura 3.

Figura 03 - Diagrama esquemático do decaimento do isótopo Iodo-125.

A Tabela 1 mostra o espectro de emissão radioativa típica do isótopo Iodo-125. Nas sementes de Iodo-125, os elétrons decorrentes da captura eletrônica ficam dentro do involucro de titânio, responsável pelo encapsulamento do material radioativo.

Tabela 01 - Elétrons e fótons emitidos no decaimento do isótopo- Iodo-125. Os símbolos ϵ , x e γ denotam elétrons, raios-x e raios gama, respectivamente.

Energia (keV)	Tipo	Intensidade (%)
3,19	ϵ	158,4
3,68	ϵ	80,2
22,7	ϵ	20,0
30,55	ϵ	10,7
34,49	ϵ	2,15
3,77	x	14,9
27,20	x	40,1
27,47	x	74,0
30,94	x	6,83
30,99	x	13,2
31,70	x	3,8
35,49	γ	6,7

A constituição interna da semente de Iodo-125 é fundamental para os planejamentos dosimétricos, pois as emissões energéticas podem sofrer alterações, conforme o material interno da semente é alterado. Por exemplo, para sementes de Iodo-125 que possuem o elemento Prata no interior do invólucro, há geralmente três fótons adicionais devido à interação das radiações ionizantes emitidas pelo Iodo-125 com a prata, de energias 22,1 keV; 24,9 keV e 25,2 keV. Estes fótons adicionais devem ser considerados nos sistemas de planejamento e simulações computacionais^{18,19}.

Além do Iodo-125, dentro do invólucro de qualquer semente há algum material com alto número atômico, este material tem a função de aumentar o grau de visualização em imagens de raios-X, pois o involucro de titânio possui espessuras micrométricas (aproximadamente 5 micrometro). Estes materiais são denominados marcadores e o tipo de material a ser utilizado depende de cada semente de Iodo-125. A figura 04 ilustra alguns exemplos de sementes de Iodo-125 com a representação interna do invólucro de titânio²⁰.

Figura 04 - Ilustração adaptada de algumas sementes de Iodo-125.

- (a) OncoSeed I-125 – modelo 6711
- (b) ThinSeed I-125 – modelo 9011
- (c) IsoSeed I-125 – modelo I25.S06
- (d) International Brachytherapy Intersource – I125
- (e) I-125 modelo I125-SL
- (f) NASI modelo MED 3631-A/M

Observando a Figura 04, nota-se que algumas sementes de Iodo-125 podem apresentar marcadores de elementos com Prata, Ouro, Platina-Irídio, Cobre. Os estudos dos parâmetros dosimétricos devem considerar as possíveis interações dos fótons provenientes do Iodo-125 com os marcadores, pois tais interações podem acarretar em diferenças na distribuição de dose.

Dos modelos de sementes descritos anteriormente, este trabalho utilizou o modelo *OncoSeed 6711* (*Oncura, GE HealthCare*) para as análises dosimétricas. A escolha justifica-se, pois este modelo de semente possui características similares ao modelo de semente produzido pelo Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares (IPEN-CNEN/SP).

1.6. SEMENTES DE IODO-125 – PROTÓTIPO NACIONAL

No Brasil, para os procedimentos de braquiterapia com sementes de Iodo-125 faz-se necessário a importação destas fontes radioativas. Isto acarreta em custos elevados para o implante privando grande parcela da população brasileira deste procedimento devido ao custo. Existem vários modelos dessas sementes radioativas disponíveis no mercado atual, como apresentado anteriormente, entretanto todas estas são importadas e o custo mínimo da semente é de US\$ 26,00, sendo que em um implante são requeridas entre 80 a 120 unidades^{21,22}.

Observando este fato, a classe médica transmitiu ao IPEN-CNEN/SP a necessidade de uma produção de sementes de Iodo-125 nacional. Esta semente terá custo menor que as demais e servirá como uma alternativa de tratamento, principalmente para a população de baixa renda. Para atender os objetivos de uma produção de sementes com tecnologia nacional, o IPEN-CNEN/SP iniciou o projeto de desenvolvimento de uma semente de Iodo-125.

A Figura 05 ilustra o protótipo da semente desenvolvida pelo IPEN-CNEN/SP. A semente é constituída de uma cápsula de titânio de 0,8 mm de diâmetro externo, 0,05 mm de espessura e 4,55 mm de comprimento. A parte interna é composta por um bastão de prata com 0,5 mm de diâmetro e 2,8 mm de comprimento, material no qual o Iodo-125 está adsorvido.

Figura 05 - Protótipo nacional da semente de Iodo-125 produzida pelo IPEN-CNEN/SP²³.

O invólucro de titânio é um material biocompatível, essencial para procedimentos intersticiais, além de ser leve e ter elevada resistência a corrosão. Nas extremidades da semente, o tubo de titânio é submetido ao processo de solda que tem a finalidade de garantir a estanqueidade do material radioativo.

1.7. APLICAÇÕES CLÍNICAS

As sementes de Iodo-125 podem ser utilizadas para implantes temporários ou permanentes com aplicações intersticiais ou por meio de aplicadores superficiais. Pode ser utilizada como terapia primária, terapia adjunta e para tratamentos de recidiva de tumores. Informações encontradas na literatura descrevem diversas aplicações das sementes de Iodo-125 no tratamento de diversos tumores, tais como: tumores cerebrais, câncer de fígado, carcinomas pancreáticos, neoplasias oculares e o mais utilizado, câncer de próstata²³.

A semente desenvolvida pelo IPEN-CNEN/SP terão como foco o tratamento do câncer de próstata, que após o câncer de pele não-melanoma, é o segundo câncer que mais atinge os homens no Brasil. Estima-se que a demanda nacional, para tratamento do câncer de próstata, deste tipo de semente seja de aproximadamente 8.000 sementes/mês^{21,22}.

2. OBJETIVOS

Propor uma metodologia para simular por Método de Monte Carlo a distribuição de dose da semente modelo *OncoSeed 6711* (*Oncura, GE HealthCare*) e do modelo desenvolvido pelo IPEN-CNEN/SP.

Desenvolver um arquivo de entrada (*input*) da semente do IPEN para o Código MCNP-5 (ver ANEXO A), de modo que este arquivo se torne padrão para posteriores simulações e possa ser utilizado de maneira a facilitar outros estudos do Grupo de Dosimetria de Fontes de Braquiterapia do Centro de Tecnologia das Radiações (CTR IPEN-CNEN/SP).

Analisar o tamanho de matriz de cálculo ideal para as simulações, de modo a obter incertezas estatísticas recomendadas pelo Protocolo TG-43.

Analisar os parâmetros dosimétricos exigidos pelo protocolo TG-43, comparando-os com os resultados ilustrados na literatura.

3. FUNDAMENTOS TEÓRICOS

3.1. DEFINIÇÕES FÍSICAS

Algumas definições físicas são necessárias para a total compreensão do trabalho e a exploração de seus resultados.

3.1.1. RADIAÇÃO IONIZANTE

Radiação é simplesmente definida como energia em trânsito, podendo ser ionizante ou não ionizante. Em radioterapia usa-se o tipo de radiação capaz de ionizar o meio biológico de forma direta ou indireta, transmitindo e depositando energia no mesmo. As radiações diretamente ionizantes são formadas por partículas carregadas positivamente ou negativamente. Radiações indiretamente ionizantes são formadas por fótons (raios-X ou raios γ) ou partículas (nêutrons), ambos possuindo carga nula. Esse último tipo de

radiação primeiro necessita transferir sua energia a partículas carregadas para posteriormente transmitir energia ao meio^{24,25}.

Radiação pode ser expressa como onda eletromagnética ou como partícula. O modelo de Max L. Planck desenvolvido em 1901 relaciona essas duas formas (Equação 1), propondo a ideia de quantum (fóton) de energia. Na equação 1, E representa a energia do fóton de radiação, h a constante de Planck, c a velocidade da luz e λ o comprimento de onda^{7,24,25}.

$$E = h \cdot \frac{c}{\lambda} \quad (1)$$

3.1.2. RADIOATIVIDADE

Partículas nucleares (prótons e nêutrons) estão em movimento contínuo dentro do núcleo, e conseqüentemente, possuem energia cinética. Como resultado desse movimento, ocorrem colisões que resultam em transferência de energia de uma partícula a outra. Se não fosse a força de atração que existe entre as partículas nucleares, tais partículas escapariam do núcleo e novas espécies nucleares seriam formadas. Em um núcleo estável, nenhuma partícula adquire energia para escapar. Entretanto, em núcleos radioativos, é possível que uma partícula, por uma série de eventos, ganhe energia suficiente para romper o potencial de barreira e escapar do núcleo. A ejeção de uma partícula nuclear é puramente casual, e não há como decidir quando um núcleo desintegrará. Entretanto, se houver muitos núcleos, uma determinada porcentagem desintegrará em um intervalo de tempo. No processo de desintegração, a energia em excesso pode ser emitida na forma de partículas, radiação eletromagnética, ou ambas²⁴.

3.1.3. CONSTANTE DE DECAIMENTO

O processo de decaimento radioativo ou desintegração é um fenômeno estatístico. Mesmo que não seja possível saber quando um átomo particular desintegrará, pode-se prever com precisão, em um número elevado de átomos, a proporção que desintegrará em um determinado tempo. A matemática do decaimento radioativo é baseada no simples fato de que o número de átomos desintegrando por unidade de tempo ($\Delta N / \Delta t$) é proporcional ao número de átomos radioativos (N) presentes. Simbolicamente:

$$\frac{\Delta N}{\Delta t} \propto N \quad (2)$$

ou

$$\frac{\Delta N}{\Delta t} = -\lambda N \quad (3).$$

Onde λ é a constante de proporcionalidade chamada de constante de decaimento. O sinal negativo indica que o número de átomos radioativos diminui com o tempo. Essa constante é definida como o número de desintegrações por unidade de tempo de uma fonte contendo um átomo.

Considerando ΔN e Δt tão pequenos ao ponto de serem substituídos por suas correspondentes diferenciais, dN e dt , a equação 3 torna-se uma equação diferencial, cuja resolução é representada pela seguinte equação:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (4).$$

Onde N_0 é o número inicial de átomos radioativos. A equação 4 é conhecida como equação exponencial para o decaimento radioativo^{4,25}.

3.1.4. ATIVIDADE

A taxa de decaimento é utilizada para representar a atividade de um material radioativo. Se $\Delta N / \Delta t$ na equação 3 for substituído por A , símbolo da atividade, então:

$$A = -\lambda N \quad (5).$$

A equação 4 pode ser igualmente expressada em termos de atividade:

$$A = A_0 e^{-\lambda t} \quad (6).$$

Onde A é a atividade restante após um tempo t , e A_0 é a atividade original igual a λN_0 .

A unidade internacional (SI) para a atividade é becquerel (Bq), embora a mais utilizada seja curie (Ci)³. A relação entre as duas está apresentada a seguir:

$$1Ci = 3,7 \times 10^{10} \text{ desintegrações/segundo (dps)}$$

$$1Bq = 1dps = 2,7 \times 10^{-11} Ci$$

3.1.5. MEIA-VIDA

O termo meia-vida ($T_{1/2}$) de uma substância radioativa é definido como o tempo necessário para que a atividade ou o número de átomos radiativos decaia à metade do valor inicial³. Substituindo $N/N_0 = 1/2$ na equação 4 ou $A/A_0 = 1/2$ na equação 6, em $t = T_{1/2}$, resulta em:

$$\frac{1}{2} = e^{-\lambda T_{1/2}} \quad \text{ou} \quad T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (7).$$

Onde $\ln 2$ é o logaritmo natural de 2 cujo valor é de 0,693. Portanto,

$$T_{1/2} = \frac{0,693}{\lambda} \quad (8).$$

3.1.6. MODOS DE DESINTEGRAÇÃO RADIOATIVA

3.1.6.1. DESINTEGRAÇÃO α

Nuclídeos radioativos com elevado número atômico ($Z > 82$) decaem mais frequentemente com a emissão de partícula α . Quando o número de prótons no núcleo é maior que 82, as forças Coulombianas de repulsão entre os prótons tornam-se elevadas o suficiente para superar as forças nucleares que mantêm os nucleons juntos. Nestas condições o núcleo instável emite uma partícula composta de dois prótons e dois nêutrons. Esta partícula, que é de fato um núcleo de hélio, é chamada de partícula α . Como resultado de decaimento α , o número atômico do núcleo é reduzido em dois e o número de massa em quatro. Portanto a reação geral para o decaimento α pode ser escrita como:

Onde Q representa a energia total emitida no processo e é chamada de energia de desintegração. Essa energia, a qual é equivalente à diferença na massa entre o núcleo pai e os núcleos produtos, aparece como energia cinética da partícula α e energia cinética do núcleo produto. A equação mostra que a carga é conservada, já que a carga do núcleo pai é Ze (onde e é a carga do elétron), a carga do núcleo produto é $(Z - 2)e$ e a da partícula α é $2e$.

As partículas α emitidas por substâncias radioativas tem energia cinética entre 5 MeV e 10 MeV geralmente. Para um nuclídeo específico, elas são emitidas com energias discretas. Embora estas energias sejam elevadas, as partículas são paradas em poucos centímetros de ar ou em milésimos de centímetro de tecido. Porém nos poucos centímetros que esta partícula percorre no meio, devido seu tamanho e carga positiva, é capaz de produzir intensa ionização^{4,25}.

3.1.6.2. DESINTEGRAÇÃO β

Muitas transformações nucleares são acompanhadas pela ejeção de um elétron negativo (negatron) ou positivo (pósitron) do núcleo. Se a emissão for do tipo β^- , o elétron negativo é proveniente da transformação de um nêutron do núcleo em um próton e um elétron. Tal transformação não interfere no número de massa do elemento, já que a massa do elétron é desprezível se comparada com a massa do nêutron ou do próton, mas altera o número atômico para mais uma unidade, uma vez que o núcleo agora possui um próton a mais. Esse tipo de emissão ocorre em núcleos que apresentam excesso de nêutrons em relação ao número de prótons, buscando a estabilidade. A transformação básica e a equação geral para o decaimento β^- estão apresentadas a seguir.

Onde ${}_0^1n$, ${}_1^1p$, e $\tilde{\nu}$ representam nêutron, próton e anti-neutrino, respectivamente. O fator Q é referente à energia de desintegração do processo. Essa energia é fornecida pela diferença de massa entre o núcleo inicial ${}_Z^AX$ e a soma das massas do núcleo produto ${}_{Z+1}^AY$ e as partículas emitidas. A energia Q é distribuída entre as partículas emitidas e o núcleo na forma de energia cinética, e em emissões de raios γ pelo núcleo produto (quando ocorre). A energia cinética adquirida pelos núcleos devido ao recuo pode ser desconsiderada uma vez que a massa do núcleo é muito maior quando comparadas com as partículas emitidas.

A emissão β^+ (elétrons positivos) ocorre quando o núcleo de um elemento apresenta um excesso de prótons em relação ao número de nêutrons. A estabilidade pode ser alcançada pela conversão de um próton em um nêutron e uma partícula β positiva. Como ocorre a perda de um próton no núcleo, o número atômico sofre o decréscimo de

uma unidade. A transformação básica e a equação geral para o decaimento β^+ estão apresentadas a seguir.

Onde ν representa neutrino. O pósitron produzido pela desintegração é instável e eventualmente combina com outro elétron, produzindo aniquilação de partículas. Este evento resulta na produção de dois fótons de raio γ , cada um com 0,510 MeV, convertendo as massas de dois elétrons em energia. Consequentemente, a energia liberada é obtida pela diferença de massa atômica entre os núclídeos pai e filho menos o fator $2m_0c^2$, sendo m_0 a massa de repouso do elétron e c a velocidade da luz.

A partícula beta positiva ou negativa, a qual é emitida de um núcleo pode ter qualquer energia variando de zero até um valor máximo característico de cada núcleo pai. A energia mais provável é considerada menor que a energia máxima, e em geral, a energia média é atribuída a um terço da máxima. Como a energia de todo núcleo no estado original é a mesma e com valor maior que no estado final, nota-se um déficit no balanço de energia. Teoria moderna indica que na desintegração beta um neutrino (ou anti-neutrino) é também emitido e que este carrega esse déficit de energia. Isto significa que cada desintegração corresponde à liberação da energia máxima, mas esta energia pode ser distribuída de qualquer maneira entre as duas partículas. O neutrino possui carga neutra e massa muito menor quando comparado ao elétron, sendo incapaz de produzir ionização^{4,25}.

3.1.6.3. CAPTURA ELETRÔNICA

A captura eletrônica é um fenômeno no qual um dos elétrons orbitais é capturado pelo núcleo, transformando um próton em um nêutron. Um núcleo instável com deficiência de nêutrons pode aumentar sua razão n/p para ganhar estabilidade através da captura eletrônica. Portanto, podemos dizer que este é um processo alternativo à desintegração β^+ . A conversão básica do processo e a equação geral estão apresentadas a seguir.

Este processo geralmente deixa o núcleo produto em um estado excitado, e esse excesso de energia é liberado pela emissão de fóton γ . Se o elétron é capturado da camada K, o que ocorre mais frequentemente já que esta é a camada mais próxima ao núcleo, o processo é referido como *captura K*. Entretanto, processos de captura *L* ou *M* também são possíveis de acontecer.

O decaimento por captura eletrônica cria um “buraco” no orbital que perdeu um elétron, este é então preenchido com outro elétron de camadas mais externas, dando origem a raios-x característicos, ou radiação fluorescente. Há também a possibilidade de emissão de elétrons Auger, os quais são elétrons monoenergéticos ejetados devido à absorção de raios-x característicos produzidos no átomo. Esse processo pode ser grosseiramente comparado a um efeito fotoelétrico interno onde a radiação característica na tentativa de escapar do átomo interage com elétrons da camada *L* ou *M*, ejetando-os do átomo^{4,25}.

3.1.6.4. CONVERSÃO INTERNA

Nos processos de desintegração beta e captura eletrônica, o núcleo produto geralmente se encontra em estado excitado e esse excesso de energia é liberado como radiação gama. Algumas vezes o espectro gama é simples, em outras este pode ser muito complexo, constituído por vários níveis de energia. Em algumas desintegrações o núcleo excitado pode livrar-se do excesso de energia por conversão interna. Neste processo um raio gama de energia $h\nu$ é emitido do núcleo, podendo interagir com um dos elétrons orbitais ejetando-o do átomo com energia $h\nu - E$, onde E é a energia de ligação da camada que o elétron foi ejetado. Esse elétron que foi ejetado é chamado de elétron de conversão. Como discutido no caso da captura eletrônica, a ejeção de um elétron orbital por um fóton γ proveniente de conversão interna criará um “buraco” na camada envolvida, resultando na produção de fótons característicos ou elétrons Auger⁴.

3.1.7. FLUÊNCIA E FLUXO DE FÓTONS

Um feixe de raios γ emitido de uma fonte radioativa consiste de um número elevado de fótons, geralmente com uma variedade de energias. Um feixe de fótons pode ser descrito por muitos termos^{3,8}, alguns definidos a seguir:

A. A fluência (Φ) de fótons é o quociente dN por da , onde dN é o número de fótons incidentes em uma esfera imaginária de área de seção de choque da .

$$\Phi = \frac{dN}{da} \quad (9)$$

B. Taxa de fluência ou densidade de fluxo (ϕ) é a fluência por tempo, onde dt é o intervalo de tempo.

$$\phi = \frac{d\Phi}{dt} \quad (10)$$

C. Fluência de energia (Ψ) é o quociente de dE_{fl} por da , onde dE_{fl} é a soma das energias de todos os fótons incidentes na esfera de área de seção de choque da .

$$\Psi = \frac{dE_{fl}}{da} \quad (11)$$

Para um feixe monoenergético, dE_{fl} é o número de fótons dN vezes a energia $h\nu$ transportada por cada fóton.

$$dE_{fl} = dN.h\nu \quad (12)$$

D. Taxa de fluência de energia, densidade de fluxo de energia, ou intensidade (ψ) é a fluência de energia por unidade de tempo.

$$\psi = \frac{d\Psi}{dt} \quad (13)$$

Quase todos os feixes de fótons ou partículas são polienergéticos, e os conceitos definidos acima precisam ser aplicados a tais feixes. Os conceitos de espectro de fluência de partículas e espectro de fluência de energia substituem a fluência de partículas e energia, respectivamente. Elas são definidas como:

$$\Phi_E(E) \equiv \frac{d\Phi}{dE}(E) \quad (14)$$

$$\Psi_E(E) \equiv \frac{d\Psi}{dE}(E) = \frac{d\Phi}{dE}(E)E \quad (15)$$

Onde $\Phi_E(E)$ e $\Psi_E(E)$ são notações abreviadas para o diferencial do espectro de fluência de partículas e espectro de fluência de energia na energia E , respectivamente³.

3.1.8. ATENUAÇÃO DE FEIXE DE FÓTONS

Um arranjo experimental designado para medir as características de atenuação de um feixe de fótons é ilustrado na Figura 06. Um feixe de fótons monoenergéticos incide

em um absorvedor de espessura x . Um detector é colocado a uma distância fixa da fonte e suficientemente longe para que apenas fótons primários (fótons que atravessam o absorvedor sem sofrer interações) sejam medidos. Qualquer fóton espalhado pelo absorvedor não é considerado nas medidas desse arranjo. Assim, qualquer fóton que interagir com um átomo é completamente absorvido ou espalhado para longe do detector.

Figura 06 - Diagrama ilustrando um arranjo experimental de atenuação de feixes estreitos de fótons através de um absorvedor³.

Sob essas condições, a redução na quantidade de fótons (dN) é proporcional ao número incidente de fótons (N) e à espessura do absorvedor (dx). Matematicamente,

$$dN \propto Ndx$$

ou

$$dN = -\mu Ndx \quad (16).$$

Onde μ é a constante de proporcionalidade, chamada de coeficiente de atenuação. O sinal negativo indica que o número de fótons diminui com o aumento do absorvedor. A equação 16 também pode ser escrita em termos de intensidade (I):

$$dI = -\mu I dx$$

ou

$$\frac{dI}{I} = -\mu dx \quad (17).$$

Já que a espessura x é expressa como um comprimento, então μ é chamado de coeficiente de atenuação linear. Se a espessura for expressa em centímetros, a unidade de μ é cm^{-1} . Portanto o coeficiente de atenuação linear é igual à fração de fótons ou energia removido do feixe incidente por centímetro de absorvedor.

A equação diferencial da atenuação pode ser resolvida para obter a seguinte equação:

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (18).$$

Onde $I(x)$ é a intensidade transmitida pela espessura x e I_0 é a intensidade incidente no absorvedor³.

3.1.9. COEFICIENTES

3.1.9.1. COEFICIENTE DE ATENUAÇÃO

Na seção anterior, foi apresentado o coeficiente de atenuação linear μ , cuja unidade é cm^{-1} . Em geral, esse coeficiente depende da energia dos fótons incidentes e da natureza do material absorvedor. Já que a atenuação produzida por uma espessura x depende do número de elétrons presentes nessa espessura, μ é dependente da densidade do material. Então, dividindo μ pela densidade ρ , o coeficiente resultante (μ/ρ) será independente da densidade. Esse coeficiente é conhecido como coeficiente de atenuação de massa, e é mais fundamental que o coeficiente linear, já que a dependência da natureza do material não envolve densidade, mas sim a composição atômica.

O coeficiente de atenuação de massa tem unidade de cm^2/g , pois $\mu/\rho = \text{cm}^{-1}/(\text{g}/\text{cm}^3)$. Quando usado μ/ρ na equação 18, a espessura x deve ser expressa como ρx , com unidade de g/cm^2 , pois $\mu x = (\mu/\rho)(\rho x)$ e $\rho x = (\text{g}/\text{cm}^3)(\text{cm})$.

Assim como as unidades cm e g/cm^2 são usadas para definir a espessura do absorvedor, este também pode ser expresso em unidades de *elétrons/cm²* e *átomos/cm²*. Os coeficientes correspondentes às duas últimas unidades são o coeficiente de atenuação eletrônico (${}_e\mu$) e o coeficiente de atenuação atômico (${}_a\mu$), respectivamente.

$${}_e\mu = \frac{\mu}{\rho} \cdot \frac{1}{N_0} \text{cm}^2 / \text{elétron} \quad (19)$$

$${}_a\mu = \frac{\mu}{\rho} \cdot \frac{Z}{N_0} \text{cm}^2 / \text{átomo} \quad (20)$$

Onde Z é o número atômico e N_0 é o número de elétrons por grama, o qual é representado por:

$$N_0 = \frac{N_A \cdot Z}{A_w} \quad (21)$$

onde N_A é o número de Avogrado e A_w é o peso atômico.

O processo de atenuação ou o coeficiente de atenuação representa a fração de fótons removidos por unidade de espessura, enquanto que a intensidade transmitida $I(x)$ na equação 18 é referente aos fótons que não sofreram interação com o material^{4,25}.

3.1.9.2. COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE ENERGIA

Quando um fóton interage com os elétrons do material, uma parte ou toda essa energia é convertida em energia cinética dos elétrons. Se apenas uma parte da energia do fóton é cedida ao elétron, o próprio fóton é espalhado com energia reduzida. O fóton espalhado pode interagir novamente com transferência total ou parcial de energia para outro elétron. Então um fóton pode sofrer uma ou múltiplas interações nas quais a energia perdida pelo fóton é convertida em energia cinética de elétrons.

Se considerar um feixe de fótons atravessando um material, a fração de energia do fóton transferida em energia cinética de partículas carregadas por unidade de espessura de absorvedor é representada pelo coeficiente de transferência de energia (μ_{tr}). Esse coeficiente está relacionado ao μ como:

$$\mu_{tr} = \frac{\bar{E}_{tr}}{h\nu} \mu \quad (22)$$

onde $\bar{E}_{tr}$ é a energia média transferida em energia cinética de partículas carregadas por interação.

A equação 22 define o coeficiente de transferência de energia linear. Pode-se igualmente definir os coeficientes de transferência de energia eletrônico (${}_e\mu_{tr}/\rho$), atômico (${}_a\mu_{tr}/\rho$) e de massa (μ_{tr}/ρ) utilizando os correspondentes coeficientes de atenuação^{4,25}.

3.1.9.3. COEFICIENTE DE ABSORÇÃO DE ENERGIA

A maioria dos elétrons em movimento ejetados pelos fótons perdem sua energia por colisões inelásticas (ionização e excitação) com elétrons do material. Alguns,

dependendo do número atômico do material, perdem energia pelas interações bremsstrahlung com o núcleo. A energia bremsstrahlung é radiada para fora do volume local como raios-x e não é incluída no cálculo de energia absorvida localmente⁴.

O coeficiente de absorção de energia (μ_{en}) é definido como o produto do coeficiente de transferência de energia e $(1 - g)$, onde g é a fração da energia de partículas secundárias carregadas que é perdida por bremsstrahlung no material.

$$\mu_{en} = \mu_{tr}(1 - g) \quad (23)$$

Como o coeficiente descrito anteriormente, este também pode ser relacionado aos correspondentes coeficientes de atenuação, resultando nos coeficientes de absorção de energia eletrônico (μ_{en}/ρ), atômico (μ_{en}/ρ) e de massa (μ_{en}/ρ).

Para muitas interações envolvendo tecidos moles ou outros materiais de baixo número atômico nos quais os elétrons perdem energia quase totalmente por ionizações, o componente bremsstrahlung pode ser desconsiderado. Então, sob essas condições $\mu_{en} = \mu_{tr}$. Esses coeficientes podem divergir sutilmente quando as energias cinéticas das partículas secundárias forem altas e o material atravessado apresentar número atômico elevado.

O coeficiente de absorção de energia é um fator importante em radioterapia, já que este permite a avaliação de energia absorvida nos tecidos, uma quantidade de interesse na previsão dos efeitos biológicos da radiação⁴.

3.1.10. INTERAÇÃO DE FÓTONS COM A MATÉRIA

A atenuação de um feixe de fótons por um material absorvedor é causado por cinco principais tipos de interação. Um destes não será descrito pois não é relevante a este trabalho, já que a foto desintegração, reação entre fóton e núcleo, só ocorre quando a energia do fóton é muito alta ($> 10 \text{ MeV}$). Os outros quatro processos são conhecidos como espalhamento coerente, efeito fotoelétrico, efeito Compton, e produção de par. Cada um desses processos pode ser representado pelo seu próprio coeficiente de atenuação, que varia de acordo com a energia do fóton e o número atômico do material absorvedor. O coeficiente de atenuação total é a soma dos coeficientes individuais de cada processo:

$$\mu/\rho = \sigma_{coh}/\rho + \tau/\rho + \sigma_c/\rho + \pi/\rho \quad (24).$$

Onde σ_{coh} , τ , σ_c , e π são os coeficientes de atenuação para o espalhamento coerente, efeito fotoelétrico, efeito Compton, e produção de par, respectivamente.

3.1.10.1. ESPALHAMENTO COERENTE

O espalhamento coerente, também conhecido como espalhamento clássico ou espalhamento Rayleigh, está ilustrado na Figura 07. O processo pode ser interpretado considerando a natureza eletromagnética dos fótons. Essa interação consiste de uma onda eletromagnética passando próxima a um elétron, causando a oscilação deste. A oscilação do elétron irradia novamente a energia na mesma frequência que a onda eletromagnética incidente, consequentemente, o raio-X espalhado tem o mesmo comprimento de onda do fóton incidente. Então não ocorre transferência de energia para movimento do elétron e nenhuma energia é absorvida pelo meio. O único efeito é o espalhamento do fóton em pequenos ângulos. Portanto, esse tipo de interação não é de interesse na radioterapia. Esse espalhamento é mais frequente de ocorrer em materiais de número atômico elevado e com fótons de baixa energia.

Figura 07 - Ilustração do espalhamento coerente³.

3.1.10.2. EFEITO FOTOELETRICO

O efeito fotoelétrico é um fenômeno no qual um fóton interage com o átomo e ejeta um dos elétrons orbitais (Figura 08). Neste processo, a energia $h\nu$ do fóton incidente é absorvida pelo átomo e então transferida ao elétron atômico. A energia cinética do elétron ejetao, também chamado de fotoelétron, é igual a $h\nu - E_L$, onde E_L é a

energia de ligação do elétron. Interações desse tipo podem ocorrer com elétrons das camadas *K*, *L*, *M*, ou *N*.

Figura 08 - Ilustração do efeito fotoelétrico.

Após o elétron ter sido ejetado do átomo, um “buraco” é criado na camada deixando o átomo em estado excitado. O “buraco” pode ser preenchido por outro elétron orbital de camada mais externa, como consequência, ocorre emissão de raios-x característicos. Também há a possibilidade da emissão de elétrons Auger, os quais são elétrons monoenergéticos produzidos pela absorção de raios-x característicos emitidos pelo próprio átomo. Devido à energia de ligação da camada K de tecidos moles serem em torno 0,50 keV, a energia dos fótons característicos produzidos nos absorvedores é muito baixa e pode ser considerada a absorção local³.

3.1.10.3. EFEITO COMPTON

No processo Compton, o fóton interage com um elétron orbital como se esse fosse um elétron “livre”. O termo “livre” significa que a energia de ligação do elétron é muito menor que a energia do fóton incidente. Nessa interação, o elétron recebe parte da energia do fóton e é emitido em um ângulo θ . O fóton é espalhado em um ângulo ϕ com energia reduzida (Figura 9). Como não há perda de energia na colisão, temos:

$$h\nu = h\nu' + E \quad (25).$$

Onde $h\nu$ é a energia do fóton incidente, $h\nu'$ a energia do fóton espalhado, e E a energia cinética do elétron emitido.

Figura 09 - Ilustração do efeito Compton.

O processo Compton pode ser analisado em termos de uma colisão entre duas “partículas”, um fóton e um elétron. Aplicando as leis de conservação de energia e momento, as seguintes relações são obtidas:

$$h\nu' = h\nu \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos \phi)} \quad (26)$$

$$E = h\nu \frac{\alpha(1 - \cos \phi)}{1 + \alpha(1 - \cos \phi)} \quad (27)$$

onde $\alpha = h\nu / m_0 c^2$, e $m_0 c^2$ é a energia de repouso do elétron (0,510 MeV).

O efeito fotoelétrico é mais provável de ocorrer quando a energia do fóton incidente é igual ou pouco maior que a energia de ligação do elétron, diminuindo a probabilidade com o aumento da energia do fóton. O aumento da energia do fóton incidente aumenta a probabilidade de ocorrer efeito Compton, porém, assim como o efeito fotoelétrico, a partir de uma determinada energia também ocorre diminuição na probabilidade de efeito Compton, originando um novo tipo de interação, a produção de pares^{4,25}.

3.1.10.4. PRODUÇÃO DE PARES

Se a energia do fóton é maior que 1,020 MeV, este pode interagir com a matéria através do processo de produção de par. Nesse processo (Figura 10) o fóton interage com o campo eletromagnético de um núcleo atômico transferindo-o toda energia. Essa energia é transformada em um par de partículas, sendo um elétron negativo (e^-) e um elétron

positivo (e^+). Devido a energia de repouso do elétron ser igual a 0,510 MeV, a energia mínima necessária para criar o par de elétrons é 1,020 MeV. A energia do fóton que excede a energia mínima é distribuída entre as partículas criadas na forma de energia cinética. A energia cinética total disponível para o par elétron-pósitron é $(h\nu - 1,020)MeV$. A distribuição mais provável é que cada partícula adquira metade da energia disponível, embora qualquer distribuição seja possível^{4,25}.

Figura 10 - Ilustração de produção de pares.

O processo de produção de pares é um exemplo de um evento no qual energia é convertida em massa, como previsto pela equação de Einstein ($E = mc^2$). O processo reverso, ou seja, a conversão de massa em energia pode ocorrer quando um pósitron combina com um elétron produzindo dois fótons, chamados de radiação por aniquilação (Figura 11)³.

Figura 11 - Ilustração de produção de radiação por aniquilação³.

3.1.11. KERMA

A quantidade kerma (K) (*kinetic energy released in the medium*) é definida como o quociente de dE_{tr} por dm , onde dE_{tr} é a soma das energias cinéticas iniciais de todas as partículas ionizantes carregadas (elétrons e pósitrons) liberadas por partículas não carregadas (fótons) em um material de massa dm ⁸.

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} \quad (28)$$

A unidade de kerma é a mesma que dose, isso é, J/kg ou *gray*.

Para um feixe de fótons atravessando um meio, o kerma em um ponto é diretamente proporcional à fluência de energia de fótons Ψ e é representada como:

$$K = \Psi \left(\frac{\bar{\mu}_{tr}}{\rho} \right) \quad (29).$$

Onde $\bar{\mu}_{tr}/\rho$ é o coeficiente de transferência de energia e massa para o meio calculado sobre a média do espectro de fluência de energia de fótons. Como discutido na seção 2.2.9.3,

$$\left(\frac{\bar{\mu}_{en}}{\rho} \right) = \left(\frac{\bar{\mu}_{tr}}{\rho} \right) (1 - \bar{g}) \quad (30).$$

Onde $\bar{\mu}_{en}/\rho$ é o coeficiente de absorção de energia e massa médio e $\bar{g}$ é a fração média de energia perdida por um elétron por processo radioativo (bremsstrahlung). Portanto,

$$K = \Psi \left(\frac{\bar{\mu}_{en}}{\rho} \right) / (1 - \bar{g}) \quad (31).$$

A maior parte da energia cinética inicial dos elétrons em materiais de número atômico baixo (por exemplo, ar, água, tecido mole) é perdida por colisões inelásticas (ionização e excitação) com elétrons atômicos. Apenas uma pequena parte é perdida em colisões radioativas com o núcleo (bremsstrahlung). O kerma pode então ser dividido em duas partes:

$$K = K^{col} + K^{rad} \quad (32).$$

Onde K^{col} e K^{rad} são as partes de colisão e radiação de kerma, respectivamente. Então temos as seguintes relações:

$$K^{col} = \Psi \left(\frac{\bar{\mu}_{en}}{\rho} \right) \quad (33)$$

e

$$K^{rad} = \Psi \left(\frac{\bar{\mu}_{en}}{\rho} \right) \left(\frac{\bar{g}}{1 - \bar{g}} \right) \quad (34).$$

3.1.12. DOSE ABSORVIDA

A dose absorvida é uma grandeza não estocástica aplicável a radiações direta e indiretamente ionizantes. Quando a radiação indiretamente ionizante transfere energia na forma de energia cinética para as partículas carregadas secundárias, essas partículas transferem parte da sua energia cinética para o meio (resultando em dose absorvida) e perdem parte da sua energia sob a forma de perda radioativa (bremsstrahlung e aniquilação).

A dose absorvida está relacionada a uma quantidade estocástica, a energia transmitida ao meio. A definição atual de dose absorvida, ou simplesmente dose, é o quociente de $d\bar{E}$ por dm , onde $d\bar{E}$ é a energia média transmitida pela radiação ionizante ao material de massa dm ^{3,8,25}.

$$D = \frac{d\bar{E}}{dm} \quad (35)$$

Como os elétrons viajam no meio e depositam energia ao longo de suas trajetórias, esta absorção de energia não ocorre no mesmo local que a transferência de energia descrita pelo kerma.

A dose absorvida também pode ser calculada como:

$$D = \Psi \frac{\mu_{en}}{\rho} \quad (36).$$

A unidade antiga de dose é chamada *rad* e representa a absorção de 100 *ergs* de energia por grama de material absorvedor.

$$1rad = 100ergs/g = 10^{-2} J/kg$$

A unidade internacional (SI) para dose absorvida é o gray (Gy) e é definido como:

$$1\text{Gy} = 1\text{J} / \text{kg}.$$

Portanto, a relação entre rad e gray é:

$$1\text{rad} = 10^{-2}\text{Gy} = 1\text{cGy}.$$

3.1.13. RELAÇÃO ENTRE KERMA E DOSE ABSORVIDA

A transferência de energia aos elétrons pelo feixe de fótons (kerma) em um ponto do meio, geralmente não implica que a energia seja absorvida pelo meio no mesmo local devido ao alcance dos elétrons. Em geral, a razão entre dose e kerma colisional é representada como:

$$\beta = \frac{D}{K^{col}} \quad (37)$$

Quando um feixe de fótons de alta energia penetra o meio, o kerma de colisão é máximo na superfície do meio irradiado porque a fluência é maior na superfície. Inicialmente a fluência de partículas carregadas e, conseqüentemente a dose absorvida, aumenta em função da profundidade (região de buildup) até que a profundidade de dose máxima (z_{max}) é atingida. Se não houver atenuação de fótons ou espalhamento no meio, mas ainda ocorrer produção de elétrons, uma situação hipotética pode ocorrer, onde a região de buildup (com $\beta < 1$) é seguida por uma região de completo equilíbrio de partículas carregadas (CPE), e portanto $D = K^{col}$ ($\beta = 1$). A Figura 12 ilustra a relação entre kerma colisional e dose absorvida em condições de equilíbrio de partículas carregadas (CPE).

Figura 12 - Relação entre kerma colisional e dose absorvida em condição de CPE⁸.

Numa situação mais realística, devido à atenuação e espalhamento dos fótons pelo meio, ocorre uma região de equilíbrio transiente de partículas carregadas (TCPE) (Figura 13), onde existe uma relação essencialmente constante entre kerma de colisão e dose absorvida⁵.

Figura 13 - Relação entre kerma colisional e dose absorvida em condição de TCPE⁸.

3.2. O PROTOCOLO AAPM TG-43

Durante a época de grande crescimento da técnica de implante permanente de sementes e mudança nos padrões de dosimetria, a Associação Americana de Físicos em Medicina (AAPM) promoveu a uniformização da prática do cálculo de dose¹⁷. Em 1995, o *Task Group* n°. 43 da AAPM publicou o protocolo TG-43⁴, introduzindo um novo formalismo para o cálculo de dose em braquiterapia. Formalismos de cálculos anteriores eram baseados em atividade aparente, massa equivalente de rádio, constantes de taxa de exposição e coeficientes de atenuação de tecidos. Estes formalismos antigos não consideravam as diferenças de encapsulamento ou construção interna das fontes.

Em contraste, o TG-43 emprega constantes de taxa de dose e outros parâmetros dosimétricos que dependem do modelo específico da fonte e são diretamente medidos ou calculados para cada tipo de fonte. Em geral, o protocolo TG-43 resultou em significantes melhorias na padronização das metodologias de cálculo de dose, assim como nas distribuições de taxa de dose. Por exemplo, as diferenças entre distribuições de taxa de dose previamente usadas e aquelas recomendadas pelo TG-43 chegaram a erros de 17% para algumas fontes²⁶.

A maioria dos fabricantes de softwares de planejamento de tratamento incorporaram o formalismo do TG-43 e os parâmetros dosimétricos recomendados em seus sistemas. Medidas de dose com TLD (Dosímetro Termoluminescente) e doses calculadas pelo método de Monte Carlo substituíram largamente os modelos de cálculo de dose semi-empíricos do passado.

Em 2004 a AAPM publicou uma revisão do protocolo TG-43 (TG-43U1) onde se estabeleceram orientações para dosimetria com TLD e por MC²⁶.

3.3. O FORMALISMO DE CÁLCULO DE DOSE

O formalismo de cálculo de dose recomendado pelo protocolo TG-43, em contraste com os métodos tradicionais que usam constante de taxa de exposição e fatores de atenuação de tecidos, requer dados de entrada consistentes de taxa de dose da fonte real, em um fantoma constituído de tecido equivalente a um meio espalhador. O protocolo introduz uma série de novas quantidades como a constante de taxa de dose, Λ , a função de geometria, $G(r, \theta)$, a função de dose radial, $g(r)$, a função de anisotropia, $F(r, \theta)$, e a intensidade de kerma no ar, S_k .

Para fontes simetricamente cilíndricas, a distribuição de dose bidimensional pode ser descrita em termos de um sistema de coordenadas polares com origem no centro da fonte, onde r é a distância (em cm) ao ponto de interesse e θ é o ângulo com relação ao eixo longitudinal da fonte, como pode ser visto na Figura 14.

Figura 14 - Sistema de coordenadas utilizado para o cálculo das distribuições de dose em braquiterapia²⁶.

A taxa de dose em um ponto de coordenadas (r, θ) pode ser escrita como:

$$\dot{D}(r, \theta) = S_k \Lambda \frac{G_L(r, \theta)}{G_L(r_0, \theta_0)} g_L(r) F(r, \theta) \quad (38).$$

O ponto de referência, $P(r_0, \theta_0)$, é definido no eixo transversal da fonte a uma distância de 1,00 cm do seu centro, isto é, $r_0 = 1,00 \text{ cm}$ e $\theta_0 = \pi/2$. O índice “L” indica a aproximação de fonte linear para as funções de geometria e de dose radial. Também está definida no protocolo a aproximação de fonte pontual, cujo índice é “P”, que considera as sementes como fontes pontuais. Neste estudo somente é utilizada a aproximação de fonte linear. As grandezas S_k , Λ , $G_L(r, \theta)$, $g_L(r)$ e $F(r, \theta)$ utilizadas no cálculo da distribuição de dose de uma fonte de braquiterapia são descritas a seguir.

3.3.1. INTENSIDADE DE KERMA NO AR

Intensidade de kerma no ar é uma medida utilizada para especificar fontes de braquiterapia, a qual é descrita em termos de taxa de kerma no ar em um ponto ao longo do eixo transversal da fonte no espaço livre. Esta medida foi introduzida pela primeira vez em 1987 no relatório da AAPM TG-32²⁷ e foi definida como o produto da taxa de kerma no ar em uma distância de calibração no espaço livre, $\dot{K}(d)$, medido ao longo do eixo transversal da fonte, e o quadrado da distância, d^2 . Qualquer meio entre a fonte e o ponto de detecção do kerma influenciará nos resultados e portanto deve-se fazer a correção para o espalhamento e atenuação dos fótons.

$$S_k = \dot{K}(d).d^2 \quad (39)$$

A quantidade d é a distância do centro da fonte ao ponto de especificação de $\dot{K}(d)$, e deve estar localizado no plano transversal da fonte. A distância d pode ser qualquer valor, desde que seja relativamente maior que a dimensão linear do núcleo onde o material radioativo está distribuído, ou seja, a fonte possa ser tratada como pontual. Essa distância geralmente é adotada como 1,00 m.

Caso seja atribuído μGy , h e m como unidades de kerma, tempo e distância, respectivamente, a intensidade de kerma no ar resultará em $\mu\text{Gy.m}^2.h^{-1}$ como recomendado pelo relatório TG-32. Por conveniência, essas combinações de unidades foram denotadas pelo símbolo U.

$1U = \text{Uma unidade de intensidade de kerma no ar}$

$$1U = 1\mu\text{Gy.m}^2.h^{-1} = 1\text{cGy.cm}^2.h^{-1}$$

3.3.2. CONSTANTE DE TAXA DE DOSE, Λ

A constante de taxa de dose (Λ) é a taxa de dose no ponto de referência (r_0, θ_0) por unidade de S_k . É afetada, portanto, pela metodologia experimental de determinação de S_k . Para especificação da constante de taxa de dose, o formalismo proposto pelo TG-43 recomenda que água líquida seja utilizada como meio de referência. Matematicamente, a constante de taxa de dose é definida como:

$$\Lambda = \frac{\dot{D}(1\text{cm}, \pi/2)}{S_k} \quad (40).$$

A constante é influenciada pelos efeitos de geometria da fonte, distribuição espacial de material radioativo, atenuação e espalhamento pela própria fonte radioativa, encapsulamento, e meio.

3.3.3. FUNÇÃO DE GEOMETRIA, $G_x(r, \theta)$

No contexto de cálculo de dose em braquiterapia, o propósito da função de geometria é melhorar a acurácia com que as taxas de dose podem ser estimadas por interpolação de dados tabulados de pontos discretos. Fisicamente, essa função não considera o espalhamento e a atenuação, porém fornece uma correção efetiva para a lei do inverso do quadrado baseada num modelo aproximado da distribuição do material radioativo dentro da fonte (distribuição uniforme). É definida como:

$$G(r, \theta) = \frac{\int_V [\rho(r') dV' / |r' - r|^2]}{\int_V \rho(r') dV'} \quad (41).$$

Onde $\rho(r')$ representa a densidade de material radioativo no ponto $p(r') = p(x', y', z')$ dentro da fonte e V o volume de integração correspondente ao núcleo da fonte. O diferencial dV' é um elemento de volume localizado em r' . Devido à distribuição tridimensional de $\rho(r')$ ser incerto para algumas fontes, o protocolo TG-43 recomenda o uso de modelos de fontes pontuais e lineares, reduzindo a equação 41 em:

$$G_p(r, \theta) = r^{-2} \quad \rightarrow \quad \text{aproximação de fonte pontual} \quad (42)$$

$$G_L(r, \theta) = \begin{cases} \frac{\beta}{L \sin \theta} \rightarrow \text{se } \theta \neq 0^\circ \\ (r^2 - L^2/4)^{-1} \rightarrow \text{se } \theta = 0^\circ \end{cases} \quad \rightarrow \quad \text{aproximação de fonte linear} \quad (43).$$

Onde β é o ângulo formado pelo ponto de interesse com relação às extremidades do núcleo radioativo, ou seja, $\beta = \theta_2 - \theta_1$, como pode ser observado na Figura 15.

A revisão do formalismo de cálculo de dose adicionou o subscrito “X” à função de dose de geometria e função de dose radial para indicar se a fonte é considerada pontual, “P”, ou se é uma fonte linear, “L”.

3.3.4. FUNÇÃO DE DOSE RADIAL, $g_X(r)$

A função de dose radial considera os efeitos de absorção e espalhamento no meio ao longo do eixo transversal da fonte. Essa função é definida pela equação 44.

$$g_X(r) = \frac{\dot{D}(r, \theta_0) G_X(r_0, \theta_0)}{\dot{D}(r_0, \theta_0) G_X(r, \theta_0)} \quad (44)$$

A função de dose radial é aplicada apenas ao eixo transversal, ou seja, apenas a pontos com ângulo $\theta_0 = \pi/2$. Nota-se que essa é uma função normalizada, sendo que o valor de uma unidade, $g(r) = 1$, corresponde a 1,00 cm de distância da fonte, $r_0 = 1,00 \text{ cm}$. Essa função descreve o comportamento da taxa de dose ao longo do eixo transversal devido à absorção e espalhamento de fótons no meio. O comportamento também pode ser influenciado pela filtração de fótons pelo encapsulamento e materiais da fonte radioativa.

3.3.5. FUNÇÃO DE ANISOTROPIA EM DUAS DIMENSÕES,

$$F(r, \theta)$$

A função de anisotropia descreve a variação da dose como função do ângulo polar θ . Essa função considera a anisotropia da distribuição de dose ao redor da fonte, incluindo efeitos de absorção e espalhamento no meio. É definida como:

$$F(r, \theta) = \frac{\dot{D}(r, \theta) G_L(r, \theta_0)}{\dot{D}(r, \theta_0) G_L(r, \theta)} \quad (45).$$

A função de anisotropia no eixo transversal, $\theta = \pi/2$, apresenta o valor de uma unidade, $F(r, \pi/2) = 1$. Essa função é influenciada pela filtração oblíqua de fótons primários pela própria fonte radioativa e pelo encapsulamento.

Outro fato importante e já indicado anteriormente é o comprimento ativo (L) usado para avaliar $G_L(r, \theta)$ na equação 43. Este deve ser o mesmo comprimento usado para obter $g_L(r)$ e $F(r, \theta)$ pelas Equações 44 e 45, respectivamente. Caso contrário, erros significativos nos resultados de dosimetria em pequenas distâncias podem surgir. Por exemplo, em $r = 0,50\text{cm}$, uma mudança em L de 3,00 mm para 5,00 mm resulta em uma diferença de 5% no valor de $G_L(r, \theta_0)$, influenciando diretamente os valores da função de dose radial e função de anisotropia²⁶.

3.4. O MÉTODO DE MONTE CARLO

O método de Monte Carlo tornou-se uma ferramenta útil em várias áreas da ciência, principalmente pelo grande avanço na velocidade e capacidade de memória dos computadores modernos. Esse método se distingue de outras técnicas de análise numérica pela utilização de amostragem aleatória para construir a solução de um problema físico ou matemático. O método de Monte Carlo pode ser definido como o método que envolve a deliberada utilização de números aleatórios em um cálculo que tem a estrutura de um processo estocástico. Por processo estocástico entende-se uma sequência de estados cuja evolução é determinada por eventos aleatórios. O método de Monte Carlo é muito importante em Física Médica, principalmente na simulação do transporte de radiação (partículas ou eletromagnéticas) na matéria²⁹.

No transporte de radiação por simulação Monte Carlo, a trajetória (história) de uma partícula é vista como uma sequência aleatória de percursos livres que termina com uma interação, onde a partícula pode mudar a sua direção de movimento, perder energia e, eventualmente, produzir partículas secundárias como produto da sua interação.

A simulação de Monte Carlo é uma excelente ferramenta nos modelos de cálculo de dose computacionais para a caracterização do feixe clínico que é emitido pela fonte, e também para determinar a distribuição de fótons em uma geometria (objeto simulador e paciente). Com o avanço da tecnologia, espera-se que os tempos computacionais alcancem níveis aceitáveis, o que faria do método de Monte Carlo a aproximação padrão para um planejamento de tratamento em radioterapia²⁹.

Em Física Médica, o código de Monte Carlo EGSnrc (*Electron Gamma Shower*) e o código MCPT (*Monte Carlo Photon Transport*) são os mais utilizados para simulação do transporte da radiação, mas existem vários outros códigos. O código PENELOPE (*PENetration and Energy LOss of Positrons and Electrons*) permite a simulação detalhada de feixes de aceleradores e o código GEANT4 (*GEometry AND Tracking*) tem sido usado em várias aplicações da radioterapia e medicina nuclear. O código MCNP (*Monte Carlo N-Particle*) tem várias aplicações devido a sua grande flexibilidade e poderoso pacote geométrico³⁰.

3.5. O CÓDIGO MCNP

O código MCNP^{5,6}, desenvolvido e mantido pelo *Los Alamos National Laboratory* (EUA), é um código internacionalmente reconhecido para analisar o transporte de nêutrons, elétrons e fótons pelo método de Monte Carlo. O código simula o transporte de nêutrons, fótons e o transporte acoplado, isto é, transporte de fótons secundários resultantes de interações de nêutrons. O código MCNP também lida com transporte de elétrons, tanto com fontes de elétrons primários como elétrons criados em interações com fótons.

Para realizar as simulações, o usuário cria um arquivo de entrada, ou *input*, que é lido pelo programa. Este arquivo deve conter todas as informações relevantes ao problema, tais como: (i) especificação da geometria do problema; (ii) descrições dos materiais e seleção das seções de choque; (iii) localização e características das fontes de nêutrons, fótons ou elétrons, e o tipo de respostas ou *tallies* desejadas; (iv) e quaisquer técnicas de redução de variância usadas para melhorar a eficiência.

A geometria do MCNP é definida por uma configuração tridimensional arbitrária com o material de interesse em células geométricas limitadas por superfícies de primeiro, segundo e até quarto grau. Existem diferentes tabelas de dados nucleares para simular as interações. Cada tabela de dados disponível ao MCNP é listada em um arquivo de diretório, XSDIR. As tabelas de dados podem ser especificadas através de identificadores únicos para cada tabela, chamados ZAIDs. Esses identificadores geralmente contêm o número atômico Z e número de massa A de um elemento, e o especificador de biblioteca ID, a qual determina as seções de choque. Para o caso de interações de fótons, existem tabelas para todos os elementos. Os dados nas tabelas de interações para fótons permitem que o código MCNP versão 5 considere os efeitos de espalhamento coerente e incoerente, absorção fotoelétrica com a possibilidade de emissão fluorescente, e produção de pares quando ocorrem interações entre fótons e matéria. Para descrição de fontes, distribuições de probabilidades independentes podem ser especificadas para cada variável, como energia, tempo, posição e direção, e para outros parâmetros tais como a emissão por um volume (célula) ou superfície. O MCNP pode realizar várias contagens relacionadas à corrente de partículas, fluxo de partículas, e deposição de energia dependendo da especificação. As contagens são normalizadas por partícula criada⁶.

3.6. RECOMENDAÇÕES PARA DOSIMETRIA POR MÉTODO DE MONTE CARLO

Os códigos de Monte Carlo utilizados para dosimetria em braquiterapia devem ser capazes de suportar uma modelagem geométrica tridimensional da fonte, técnicas apropriadas de estimativa da dose, bibliotecas de seção de choque atuais e um modelo suficientemente completo de espalhamento e absorção de fótons e geração de fótons secundários²⁶.

Ainda de acordo com o protocolo, os pesquisadores (independente do código de Monte Carlo que escolherem) devem assegurar-se de que são capazes de reproduzirem distribuições de dose publicadas anteriormente para, pelo menos, um modelo de fonte amplamente usado. Uma lista de requisitos deve ser observada:

(i) Cálculos de dosimetria devem ser feitos em um fantoma de água líqüida de 30,00 cm de diâmetro.

(ii) Um número suficiente de histórias deve ser calculado para garantir que os resultados dosimétricos tenham $1\sigma \leq 2\%$ em $r \leq 5,00$ cm e que os cálculos de $\dot{k}(d)$ para determinação de S_k tenham $1\sigma \leq 1\%$ no ponto de interesse.

(iii) Bibliotecas de seções de choque modernas (pós 1980) devem ser utilizadas, de preferência aquelas equivalentes à base de dados XCOM do NIST (*National Institute of Standards and Technology*) como DLC-146 e EPDL97. Além do mais, o ar úmido descreve melhor as condições experimentais do que o ar seco e os coeficientes de absorção de massa e energia para ar úmido são recomendados para minimizar incertezas sistemáticas.

(iv) Dimensões da fonte e composição do encapsulamento e componentes internos relatados pelo fabricante devem ser verificados através do uso de medições físicas, radiografia de transmissão ou auto-radiografia.

(v) O impacto provocado pelo volume e *tallies* utilizados para estimar a dose deve ser limitado a 1%.

(vi) Cálculos de dose em (r, θ) para a determinação de $F(r, \theta)$ devem incluir uma alta resolução em regiões de alto gradiente de dose tais como próximo às extremidades da fonte ou em regiões onde a blindagem interna da fonte causa mudanças abruptas na dose.

(vii) Modelagem de fontes pontuais é inaceitável.

(viii) A mobilidade mecânica das estruturas internas da fonte, que têm potencial para afetar significativamente a distribuição de dose, deve ser considerada pelo pesquisador no desenvolvimento do modelo geométrico da fonte e na estimativa da incerteza.

4. METODOLOGIA

O trabalho visa analisar os parâmetros dosimétricos exigidos pelo protocolo TG-43 para fontes utilizadas em braquiterapia. A semente que será caracterizada é o modelo 6711, da empresa *Amersham (GE Healthcare)* e o modelo protótipo IPEN, sendo estas utilizadas, ou com propósito de ser utilizada, em tratamentos de implantes permanentes de câncer de próstata.

As simulações de distribuição de dose foram realizadas através do MMC com o código MCNP-5. Para que o código inicie o processo de simulação, um arquivo de entrada (*input*) precisa ser detalhadamente escrito com todas as configurações de interesse do sistema, tanto a modelagem geométrica da semente e do sistema dosimétrico (objeto

simulador e matriz de cálculo), assim como a modelagem de parâmetros radioativos (espectro, por exemplo) da fonte (ANEXO 1).

4.1. Espectro de energia do I-125

O espectro utilizado (Tabela 02 e Figura 15) foi obtido do protocolo TG-43 desconsiderando a radiação β -, já que os elétrons são emitidos predominantemente com baixas energias, sendo blindados pelo encapsulamento de titânio.

Os raios-x de baixas energias, assim como os elétrons, são blindados pelo encapsulamento da fonte e muitas vezes desconsiderados.

Tabela 02 - Espectro energético de fótons de semente de I-125 obtido do TG-43²⁶.

Energia (MeV)	Intensidade (%)
27,202	0,406
27,472	0,757
30,980	0,202
31,710	0,044
35,492	0,067

Figura 15 - Espectro energético de fótons de semente de Iodo-125 obtido do TG-43.

4.2. MODELAGEM DA SEMENTE 6711

As dimensões geométricas e características físicas da semente *OncoSeed 6711* foram obtidas do trabalho publicado de *Dolan et. al.*³¹ e está representada na Figura 16.

Figura 16 - Semente de I-125, modelo 6711. A semente possui simetria cilíndrica em torno do eixo longitudinal³¹.

Este modelo de semente é muitas vezes apresentado na literatura apenas o modelo “padrão”, o qual seria as dimensões ideais que a semente deveria apresentar. Porém, é inerente ao processo de fabricação que certas variações nas dimensões possam ocorrer entre as sementes. Estas variações podem influenciar a distribuição de dose de uma semente, sendo avaliadas neste trabalho e consideradas na análise da incerteza geométrica. A figura 17 ilustra a semente 6711 “modelo padrão” modelada neste trabalho.

Figura 17 - Semente de I-125, modelo 6711 modelada neste trabalho.

Todas as fontes modeladas apresentam o centro geométrico coincidindo com o centro do plano cartesiano, e o eixo longitudinal das fontes correspondem ao eixo y.

4.2.1. ANÁLISE DA INCERTEZA GEOMÉTRICA

A metodologia para análise da incerteza foi obtida seguindo o Protocolo TG-138³², o qual recomenda a avaliação das possíveis variações geométricas e movimentações do componente interno (bastão de prata) na análise da incerteza dos parâmetros dosimétricos.

Foram realizadas diferentes simulações representando todas as possíveis variações que podem ocorrer, as quais estão descritas na Tabela 03.

Tabela 03 - Variações modeladas nas simulações da semente 6711.

g_i	$g_{mín}$	$g_{máx}$
Deslocamento interno do bastão de prata	- 0,4 mm	+ 0,4 mm
Espessura da solda (extremidade da semente)	- 0,15 mm	+ 0,15 mm
Espessura de material radioativo (I-125)	- 0,75µm	+ 0,75 µm
Espessura do encapsulamento	- 0,01 mm	+ 0,01 mm
Diâmetro da extremidade do bastão de prata	- 0,05 mm	+ 0,05 mm
Angulação do bastão de prata	0°	3°

A análise da incerteza geométrica foi avaliada para o parâmetro constante de taxa de dose, sendo esta incerteza classificada como Tipo B (incerteza sistemática). A análise da incerteza de um parâmetro Y é avaliada pela lei da propagação da incerteza, descrita pela equação 46.

$$\sigma^2_Y = \sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial Y}{\partial x_i} \right)^2 \sigma_{x_i}^2 \quad (46)$$

O fator da derivada parcial do parâmetro Y analisado em relação ao parâmetro geométrico variado x_i é obtido pela equação 47, considerando que a variação de um parâmetro geométrico seja uniforme entre os valores máximos e mínimos, e podemos aproximar a incerteza deste parâmetro através da equação 48.

$$\frac{\partial Y}{\partial g_i} = \frac{|Y(g_{máx}) - Y(g_{mín})|}{g_{máx} - g_{mín}} \quad (47)$$

$$\sigma_{g_i} = \frac{|g_{máx} - g_{mín}|}{2\sqrt{3}} \quad (48)$$

4.3. MODELAGEM DA SEMENTE PROTÓTIPO IPEN

O modelo da semente do protótipo do IPEN é muito semelhante ao modelo da semente 6711, apresentando as mesmas dimensões geométricas, tanto do bastão de prata como do encapsulamento de titânio. As diferenças estão, principalmente, na tecnologia do processo de produção da semente.

A modelagem desta semente foi realizada considerando parte dos resultados de um estudo realizado pelo Grupo de Dosimetria de Fontes de Braquiterapia do CTR. O ensaio metalográfico da extremidade de uma semente do IPEN mostrou que, ao contrário do modelo “padrão” da semente 6711, a solda do encapsulamento resulta em extremidades mais arredondadas, tanto na parte externa como na região interna da semente, como ilustrado na Figura 18. A Figura 19 ilustra a semente IPEN modelada neste trabalho.

Para avaliação de semelhança dimensional entre as sementes, foram mensuradas as dimensões de dez sementes do IPEN utilizando um paquímetro.

Figura 18 - Ensaio metalográfico da extremidade da semente IPEN.

Figura 19 – Semente de Iodo-125, modelo IPEN modelada neste trabalho.

A variação na extremidade da solda também ocorre no modelo 6711 conforme apresentado no trabalho de Dolan et. al. (Figura 20).

Figura 20 - Radiografia de 5 sementes do modelo 6711.

4.4. SIMULAÇÕES MONTE CARLO

O código MCNP versão 5 foi utilizado para simular o transporte de radiação proveniente de uma fonte de braquiterapia em um meio para posteriores cálculos dos parâmetros dosimétricos exigidos pelo protocolo TG-43. Devido ao espectro energético dos fótons, o meio de medida ser água (elementos de baixo número atômico) e a blindagem dos elétrons primários pelo encapsulamento (em uma situação mais realística, já que não foram simulados elétrons primários neste trabalho), considera-se a ocorrência da condição de equilíbrio eletrônico de partículas carregadas (CPE), portanto, o kerma colisional pode ser considerado igual à dose absorvida³³⁻³⁵.

As simulações foram realizadas considerando apenas o transporte de fótons (MODE P do MCNP), porém o tratamento físico usado foi detalhado (cartão PHYS:P do MCNP) e com aproximação TTB (*Thick Target Bremsstrahlung*). Isso significa que os fótons podem sofrer espalhamento coerente e incoerente, considera-se a emissão de fótons

característicos após absorção fotoelétrica, e os elétrons secundários emitidos geram bremsstrahlung e são imediatamente aniquilados. Essa opção permite considerar a influência devido à emissão de elétrons secundários sem que a simulação realize transporte de elétrons, o que tornaria a simulação muito mais demorada⁶.

As seções de choque usadas nas simulações estão listadas na biblioteca MCPLIB84, disponível para o MCNP-5. Esta biblioteca é baseada na biblioteca EPDL97³⁶, cumprindo a exigência do TG-43 de usar bibliotecas de seções de choque modernas (pós 1980)²⁶.

4.4.1. INTENSIDADE DE KERMA NO AR

Obedecendo ao protocolo TG-43, as simulações para determinar o kerma no ar devido a uma fonte de braquiterapia foram realizadas no vácuo, evitando a necessidade de correção devido ao espalhamento e atenuação dos fótons no meio. O *tally F4:P* foi usado para determinar a fluência energética dos fótons no volume (célula) de interesse. Esse *tally* pode ser modificado introduzindo os cartões *DE/DF* do MCNP, os quais usam as energias dos fótons e seus correspondentes coeficientes de transferência de energia e massa em um meio para calcular o kerma. Para fótons de baixa energia percorrendo um meio de baixo número atômico, a fração de energia de partículas secundárias carregadas perdida por bremsstrahlung é muito pequena e considerada insignificante, portanto o coeficiente de transferência de energia e massa pode ser aproximado ao coeficiente de absorção de energia e massa (Tabela 04)³⁷.

Tabela 04 - Coeficientes de transferencia de energia e massa para o ar úmido obtidos do NIST³⁷.

Coeficiente de transferência de energia e massa para o ar úmido	
<i>Energia[MeV]</i>	$\mu_{tr} / \rho [cm^2 / g]$
0,0010	3601,6624
0,0015	526,81406
0,003	161,67197
0,0032	142,87857
0,0033	146,57628
0,004	76,39143
0,005	39,32569
0,006	22,71325
0,008	9,44857
0,010	4,74336
0,015	1,33409
0,020	0,53895
0,030	0,15365
0,040	0,06832

Com relação ao volume de medição, foi modelada uma célula com geometria de um paralelepípedo cujas dimensões foram de 2,7 cm nos eixos x e y, e 0,05 cm no eixo z, a qual representa a geometria da câmara de ionização *WAFAC*, cujo volume total é 0,3645 cm³. Para obter incertezas menores que 1,00% nos resultados, o número de fótons iniciais simulados foi de 2x10⁸ fótons.

4.4.2. PARÂMETROS DOSIMÉTRICOS

Para calcular a constante de taxa de dose, função radial e função de anisotropia é preciso conhecer o comportamento da distribuição de dose de uma semente em um objeto simulador ao tecido humado.

O obeto simulador modelado possui geometria cúbica com dimensões de 30x30x30 cm³ e preenchido com água, onde cada semente foi modelada no centro geométrico deste objeto simulador.

As avaliações de distribuição de dose em cada simulação foram obtidas em vários voxels modelados no interior do objeto simulador. A dimensão de cada voxel foi variada conforme a distância deste à semente, sendo os valores utilizados apresentados na Tabela 05.

Tabela 05 - Dimensões dos voxels modelados para determinação da dose.

r[cm]	Dimensões do voxel [cm]	Volume do voxel [cm ³]
$0 < r \leq 1$	0,01 x 0,01 x 0,01	1.10^{-6}
$1 < r \leq 5$	0,05 x 0,05 x 0,05	$1,25.10^{-4}$
$5 < r \leq 10$	0,1 x 0,1 x 0,1	1.10^{-3}

Assim como na determinação da intensidade de kerma no ar, todas as simulações realizadas para posterior análise da constante de taxa de dose, das funções radial e anisotropia foram realizadas com o *tally F4:P*, associado ao cartão DE/DF (valores apresentados na Tabela 06). Para evitar a necessidade da modelagem dos voxels como células, foi utilizado o cartão *FMESH4:p*, o qual é semelhante ao *F4:p* porém permite a introdução de diferentes tamanhos de voxels (*MESH*), sem a necessidade de criar superfícies ou células, para determinação da fluência de energia.

Tabela 06 - Coeficientes de absorção de energia e massa para a água obtidos do NIST³⁷.

Coeficiente de absorção de energia e massa para a água	
<i>Energia[MeV]</i>	$\mu_{ab} / \rho [cm^2 / g]$
0,0010	4065,00000
0,0015	1372,00000
0,002	615,20000
0,003	191,70000
0,004	81,91000
0,005	41,88000
0,006	24,05000
0,008	9,91500
0,010	4,94400
0,015	1,37400
0,020	0,55030
0,030	0,15570
0,040	0,06947

Para obter resultados com incertezas inferiores a 2,00% à 10 cm de distância da semente foram necessários 4×10^{10} histórias iniciais e a variação no volume dos voxels como descrito anteriormente.

5. RESULTADOS E DISCUSSÃO

Os parâmetros dosimétricos de cada fonte modelada foram calculados a partir dos resultados das simulações de distribuição de dose usando o método de Monte Carlo com o código MCNP versão 5 e validados comparando-os com outros parâmetros presentes na literatura^[26,31,38], os quais foram obtidos usando diferentes códigos, como EGSnrc e PTRAN.

Conforme recomendado pelo protocolo TG-43, as simulações foram realizadas com as sementes posicionadas no centro de um objeto simulador de $30 \times 30 \times 30 \text{ cm}^3$ preenchido com água. As simulações foram realizadas em diferentes malhas de cálculo (diferentes tamanhos de voxels). Os tamanhos mais apropriados variam em relação à

distância da fonte, sendo escolhidos para análise os valores descritos na Tabela 05. A determinação da dose foi realizada em pontos específicos para permitir o cálculo dos parâmetros dosimétricos e posterior comparação com os valores presentes na literatura. A comparação dos valores de constante de taxa de dose, Λ , estão apresentados na Tabela 07.

Tabela 07 - Valores de constante de taxa de dose da semente 6711.

Autor	Método (Código)	Λ (cGy h ⁻¹ U ⁻¹)
Este estudo	MC (MCNP5)	0,964 ± 0,025
TG43U1 ^[26]	MC e Exp	0,965 ± 0,046
<i>Dolan et. al.</i> ^[31]	MC (PTRAN)	0,942 ± 0,017
<i>Taylor and Rogers</i> ^[38]	MC (EGSnrc)	0,924 ± 0,002

MC – Monte Carlo

Exp – Experimental utilizando *LiF TLD*

As incertezas apresentadas por *Taylor and Rogers* ³⁸, refere-se apenas à incerteza estatística inerente ao Método de Monte Carlo, enquanto os outros trabalhos, inclusive este, apresentaram a propagação de incerteza entre diversos fatores geométricos que influenciam as flutuações nos cálculos finais.

A análise da incerteza para o parâmetro constante de taxa de dose foi realizada considerando as incertezas Tipo A (estatístico – inerente do MMC) e Tipo B (sistemático). Como incerteza Tipo B foram considerados a incerteza do espectro de energia, da biblioteca de seção de choque, e da variação geométrica da semente. A propagação de todas as incertezas à uma incerteza total foi obtida pela raiz quadrada da soma dos quadrados das incertezas (“soma em quadratura”), descrito na equação 49. A análise detalhada das incertezas está descrita na tabela 08.

$$\% \sigma_{\Lambda} = \sqrt{\% \sigma_{\Lambda|\mu}^2 + \% \sigma_{\Lambda|geo}^2 + \% \sigma_{\Lambda|Spec}^2 + \% \sigma_{\Lambda|S}^2} \quad (49)$$

Tabela 08 - Incertezas associadas na avaliação da constante de taxa de dose da semente 6711.

Componente	Incertezas	
	Tipo A	Tipo B
Espectro de energia ^[26]		0,10%
Seção de choque ^[36]		1,20%
Geometria		2,20%
Estatística MC	0,26%	
Soma em quadratura	0,26%	2,51%
Incerteza expandida total ($\sigma=1$)		2,52%

Considerando os valores apresentados na literatura como valor referência, o erro relativo obtido para a constante de taxa de dose apresentou valores maiores que 2,0% com relação ao trabalho de *Taylor and Rogers*, sendo este de 4,32%. Com relação ao valor publicado pelo protocolo TG-43, o erro relativo foi de 0,1%, sendo recomendado pelo TG-138 uma variação menor que 2,0% do valor consenso (TG-43).

A função de geometria proposta pelo TG-43 para uma fonte cuja dimensão pode ser aproximada como linear, foi calculada pela equação 43. Essa função foi definida para melhorar a acurácia com que valores de taxas de dose possam ser obtidos por interpolação de dados conhecidos e é apenas uma função matemática. Esses valores têm importância fundamental na determinação da função de dose radial e função de anisotropia.

A função de dose radial e função de anisotropia são parâmetros exigidos pelo protocolo TG-43 para caracterizar a distribuição de dose relativa no eixo transversal e no entorno da fonte, respectivamente. Com os resultados obtidos pelas simulações Monte Carlo de distribuição de dose, foi possível definir a função de dose radial e função de anisotropia da semente 6711, e compará-la com os valores presentes na literatura. Na Tabela 12 estão apresentados os valores de $g(r)$ para diferentes distâncias da fonte no eixo transversal calculados com os resultados das simulações. Estes valores estão ilustrados na Figura 21. O erro relativo calculado para função radial apresentou valores maiores que 2,0% apenas no ponto de cálculo mais próximo da semente, ou seja, ponto a 0,1 cm de

distância. Esse erro apenas foi observado em comparação com o trabalho de *Dolan et. al.* e com os valores consensuais apresentados pelo TG43U1.

Tabela 09 - Funções de dose radial obtidas para a semente 6711 com o código MCNP.

Função de dose radial $g(r)$				
Distância no eixo transversal [cm]	Este trabalho	Taylor and Rogers	TG-43U1	Dolan et. al.
0,10	1,077	1,080	1,055	1,109
0,20	1,094	1,096	-	1,108
0,25	1,095	1,096	1,082	-
0,30	1,094	1,093	-	1,103
0,40	1,084	1,086	-	1,089
0,50	1,072	1,075	1,071	1,075
0,75	1,044	1,042	1,042	1,041
1,00	1,000	0,998	1,000	1,000
1,50	0,909	0,909	0,908	0,905
2,00	0,812	0,813	0,814	0,805
3,00	0,633	0,633	0,632	0,626
4,00	0,484	0,484	0,496	0,475
5,00	0,362	0,361	0,364	0,355
6,00	0,269	0,269	0,270	0,263
7,00	0,198	0,198	0,199	0,194
7,50	0,172	0,171	-	-
8,00	0,146	0,146	0,148	0,143
9,00	0,108	0,107	0,109	0,106
10,00	0,080	0,078	0,080	0,077

Figura 21 - Função radial da semente 6711.

Comparando os resultados obtidos da função de anisotropia com os apresentados na literatura (Figura 22 e 23), os erros mais elevados foram observados em relação aos valores apresentados no protocolo TG43U1, sendo calculados erros de até 36,0% para distância de 0,5 cm e inclinação de 0 grau. Mantendo esta distância, erros menores que 2,0% foram calculados apenas para ângulos maiores que 50 graus. Esses erros elevados ocorreram devido à metodologia de obtenção dos parâmetros dosimétricos, pois o protocolo apresenta valores consensuais obtidos através de simulações de Monte Carlo e medida experimental, sendo esta a responsável pela maior parte da incerteza e variações envolvidas nos parâmetros. Para distância de 5,0 cm da semente, apenas dois pontos (0 e 40 graus) apresentaram erros maiores que 2,0%. Entre os valores apresentados na literatura e obtidos apenas por cálculos de Monte Carlo, os parâmetros obtidos neste trabalho apresentaram erros de 16,0% com relação ao trabalho de *Dolan et. al.* para distância de 0,5 cm. Tal discrepância pode ser atribuída às diferenças nos algoritmos que representam os processos físicos em cada código de simulação Monte Carlo.

Figura 22 - Função de anisotropia a 0,50 cm de distância da semente 6711.

Figura 23 - Função de anisotropia a 5,00 cm de distância da semente 6711.

A partir das comparações entre os parâmetros dosimétricos obtidos neste trabalho com os apresentados na literatura, pode-se afirmar que os parâmetros utilizados nas simulações da semente 6711, como seções de choque, espectro e geometria, foram validados. Desta maneira, utilizou-se os mesmos parâmetros para a semente desenvolvida pelo IPEN, e foi simulado a distribuição de dose desta no objeto simulador.

Antes da modelagem da semente do IPEN, foi avaliado as dimensões de dez sementes do IPEN utilizando um paquímetro. Os resultados obtidos estão descritos na Tabela 10, onde podemos observar que ambos modelos apresentam dimensões idênticas considerando as incertezas

Tabela 10 – Análise dimensional das sementes do IPEN.

Semente	Comprimento do bastão de Ag	Diâmetro do bastão de Ag	Comprimento da semente
1	2,80	0,51	4,64
2	2,78	0,50	4,58
3	2,80	0,50	4,62
4	2,79	0,49	4,64
5	2,79	0,51	4,84
6	2,80	0,50	4,60
7	2,77	0,50	4,55
8	2,79	0,50	4,56
9	2,78	0,49	4,51
10	2,80	0,50	4,52
Média	$2,79 \pm 0,01$	$0,50 \pm 0,01$	$4,61 \pm 0,09$
6711	$2,80 \pm 0,03$	$0,50 \pm 0,02$	$4,55 \pm 0,09$

A comparação do valor da contante de taxa de dose da semente do IPEN com o modelo 6711 está apresentada na tabela 11. A diferença entre os valores obtidos foi de apenas 0,4%. Considerando que apenas a incerteza geométrica corresponde a 2,20% na

incerteza do valor da Constante de taxa de dose, podemos considerar que este parâmetro é semelhante entre as sementes.

Tabela 11 - Constante de taxa de dose da semente 6711 e IPEN obtido este trabalho.

Semente	Λ (cGy h ⁻¹ U ⁻¹)
6711	0,964 ± 0,025
Protótipo IPEN	0,968 ± 0,025

A função radial da semente do IPEN apresentou-se muito semelhante à função do modelo 6711, como era esperado. Em todos os pontos analisados a diferença entre eles apresentou-se menor que 2,0% (Figura 24).

Figura 24 - Função radial da semente 6711 e do IPEN.

Figura 25 - Função de anisotropia a 0,50 cm de distância da semente 6711 e do IPEN.

Figura 26 - Função de anisotropia a 5,0 cm de distância da semente 6711 e protótipo do IPEN

Com relação à função de anisotropia (Figura 25 e 26), algumas diferenças foram observadas na comparação do modelo do IPEN com o modelo 6711, principalmente na distância de $r=0,5\text{cm}$ da semente e posição angular de $\theta < 10^\circ$. A variação nesta região era esperada devido à variação da geometria da extremidade da semente entre os dois modelos, como apresentados neste trabalho.

6. CONCLUSÃO

A análise dos parâmetros dosimétricos obtidos neste trabalho apresentaram concordância em relação aos valores descritos na literatura, apesar de em alguns pontos específicos a avaliação do erro relativo com alguns trabalhos publicados serem elevados. Esta concordância permite afirmar que as configurações introduzidas nos inputs desenvolvidos estão corretas, seja em relação à modelagem geométrica da semente e do objeto simulador, à descrição das composições dos materiais e meios, e dos dados nucleares (bibliotecas/seções de choque) utilizados.

As avaliações dimensionais demonstraram que a semente desenvolvida pelo IPEN pode ser considerada semelhante ao modelo 6711, considerando os valores de incerteza geométrica descritas na literatura de Dolan.

Com relação aos parâmetros dosimétricos da semente desenvolvida pelo IPEN, os resultados obtidos foram muitos semelhantes aos valores do modelo 6711, demonstrando estes modelos apresentam características dosimétricas muito próximas. Este fato tem importante relevância, pois o modelo 6711 é um dos mais utilizados atualmente, e quando houver a introdução do modelo do IPEN no mercado, poucas alterações com relação à parte dosimétrica dos tratamentos e em sistemas de planejamento de tratamento deverão ser ajustadas.

7. REFERÊNCIAS

1. Salvajoli JV, Souahami L, Faria SL. Radioterapia em oncologia. Rio de Janeiro: MEDSI; 1999.
2. Fernandes MAR. Utilização de moldes radioativos especiais de folhas de ouro-198 para braquiterapia em tumores de pele [tese]. São Paulo: Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares (IPEN/CNEN-SP); 2000.
3. Khan F. The physics of radiation therapy. 3a ed. Philadelphia: Lippincott, Williams and Wilkins; 2003.
4. Nath R, Anderson LL, Luxton G, Weaver KA, Williamson JF, Meigooni AS. Dosimetry of interstitial brachytherapy sources: recommendations of the AAPM Radiation Therapy Committee Task Group n^o 43. Med Phys. 1995;22(2):209-34.
5. Briesmeister JF. MCNP: A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4C. Report LA-13709-M. Los Alamos: Los Alamos Scientific Laboratory; 2000.
6. X-5 Monte Carlo Team. MCNP: A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5. Report LA-CP-03-0245. Los Alamos: Los Alamos Scientific Laboratory; 2003.
7. Scaff LAM. Física na radioterapia: a base analógica de uma era digital. São Paulo: Editora Projeto Saber; 2010.
8. Podgorsak EB. Technical editor: radiation oncology physics: a handbook for teachers and students. Vienna: Agência Internacional de Energia Atômica (IAEA); 2005.
9. Rivard M, Beaulieu L, Mourtada F. Enhancements to commissioning techniques and quality assurance of brachytherapy treatment planning systems that use model-based dose calculation algorithms. Med Phys. 2010;37(6):2645-58.
10. Briesmeister JF. MCNP: A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4C. Report LA-13709-M. Los Alamos: Los Alamos Scientific Laboratory; 2000.
11. X-5 Monte Carlo Team. MCNP: A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5. Report LA-CP-03-0245. Los Alamos: Los Alamos Scientific Laboratory; 2003.
12. Fernandes MAR, Yoriyaz H, Maio MF, Santos A, Fernandes MFS, Furuse CF, et. al. Determinação da dose de radiação absorvida utilizando o método de Monte Carlo e medidas dos efeitos da radiação ionizante em materiais utilizados em restaurações dentárias. In: Anais do IX Congresso da Sociedade Brasileira de Radioterapia e VII Jornada de Física Médica; Set. 2007; Gramado. Gramado: SBR; 2007.
13. World Health Organization. World Cancer Report, 2008. Lyon: International Agency for Research on Cancer; 2008.
14. United Nations. Department of Economic and Social Affairs. Population division. World population prospects: the 2006 revision. New York; 2008.
15. Globocan 2008: Cancer incidence, mortality and prevalence worldwide [Internet]. Lyon: International Agency for Research on Cancer [acesso 15 Jul 2011]. Disponível em: <http://globocan.iarc.fr/>
16. Ministério da Saúde. Instituto Nacional de Câncer (INCa). Estimativa 2012: incidência de câncer no brasil. Rio de Janeiro: INCa; 2009.
17. Williamson JF. Brachytherapy technology and physics practice since 1950: a half-century of progress. Phys Med Biol. 2006;51(13):R303-25.
18. Zourari K, Pantelis E, Moutsatsos A, Petrokokkinos L, Karaiskos P, Sakelliou L, et. al. Dosimetric accuracy of a deterministic radiation transport based 192Ir brachytherapy treatment planning systems. Part I: Single sources and bounded homogeneous geometries. Med Phys. 2010;37(2):649-61.

19. Dorin T. Centerline, Calculating Brachytherapy Dose at Warp Speed. Palo Alto: Varian Medial Systems; 2010. p.19-20.
20. Feher A. Desenvolvimento de procedimento utilizando processo de soldagem plasma para confecção de sementes de I-125 [dissertação]. São Paulo: Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares (IPEN/CNEN-SP); 2006.
21. Zeituni CA. Dosimetria de fontes de iodo-125 aplicadas em braquiterapia [tese]. São Paulo: Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares (IPEN/CNEN-SP); 2008.
22. Rostelato MECM. Estudo e desenvolvimento de uma nova metodologia para confecção de sementes de iodo-125 para aplicação em braquiterapia [tese]. São Paulo: Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares (IPEN/CNEN-SP); 2005.
23. Moura ES. Estudo e levantamentos de parâmetros para dosimetria de fontes de Iodo-125 aplicadas em braquiterapia. [dissertação]. São Paulo: Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares (IPEN/CNEN-SP); 2011.
24. Eisberg R, Resnick R. Física quântica. Rio de Janeiro: Elsevier; 1979.
25. Johns HE, Cunningham JR. The physics of radiology. 3a ed. Springfield: Charles C. Thomas Publisher; 1974.
26. Rivard MJ, Coursey BM, DeWerd LA, Hanson WF, Saiful Huq M, Ibbott GS, et. al. Update of AAPM Task Group N° 43 Report: A revised AAPM protocol for brachytherapy dose calculations. Med Phys. 2004;31(3):633-74.
27. Nath R, Anderson L, Jones D, Ling C, Loevinger R, Williamson J, et. al. Specification of brachytherapy source strength. New York: American Institute of Physics; 1987. Report of AAPM Task Group, 32.
28. Reis LP. Cálculo dos parâmetros dosimétricos de sementes de braquiterapia de 125I para implantes permanentes em próstatas através do Método de Monte Carlo [Dissertação]. Belo Horizonte: Universidade Federal de Minas Gerais; 2011.
29. Yoriyaz H. Método de Monte Carlo: princípios e aplicações em física médica. Revis Bras Fis Med. 2009;3(1):141-9.
30. Rogers DWO. Fifty years of Monte Carlo simulations for medical physics. Phys Med Biol. 2006;51(13):R287-301.
31. Dolan J, Li Z, Williamson JF. Monte Carlo and experimental dosimetry of an I-125 brachytherapy seed. Med Phys. 2006;33(12):4675-84.
32. DeWerd LA, Ibbott GS, Meigooni AS, Mitch MG, Rivard MJ, Stump KE, et. al. A dosimetric uncertainty analysis for photon-emitting brachytherapy sources: Report of AAPM Task Group No. 138 and GEC-ESTRO. Med. Phys. 2011;38(2):782-801.
33. Daskalov GM, Löffler E, Williamson JF. Monte Carlo-aided dosimetry of a new high dose-rate brachytherapy source. Med Phys. 1998;25(11):2200-08.
34. Karaikos P, Angelopoulos A, Baras P, Sakelliou L, Sandilos P, Dardoufas K, et. al. A Monte Carlo investigation of the dosimetric characteristics of the VariSource 192Ir high dose rate brachytherapy source. Med Phys. 1999;26(8):1498-502.
35. Angelopoulos A, Baras P, Sakelliou L, Karaikos P, Sandilos P. Monte Carlo dosimetry of a new 192Ir high dose rate brachytherapy source. Med Phys. 2000;27(11):2521-27.
36. Cullen DE, Hubbell JH, Kissel L. EPDL97: The evaluated photon data library '97 Version. Report UCRL-50400. vol. 6, rev. 5. Livermore: Lawrence Livermore National Laboratory; 1997.
37. Hubbell JH, Seltzer SM. Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients from 1 keV to 20 MeV for Elements Z=1 a 92 e 48 Additional Substances of Dosimetric Interest [Internet]. Gaithersburg: National Institute of Standards and Technology; 2011 [acesso 25 Jan 2012]. Disponível em: <http://www.nist.gov/pml/data/xraycoef/index.cfm>

38. Taylor REP, Rogers DWO. The Carleton Laboratory for Radiotherapy Physics TG-43 parameter database [Internet]. Ottawa: Carleton Laboratory for Radiotherapy Physics; 2013 [acesso 25 Jun 2015]. Disponível em: http://physics.carleton.ca/clrp/seed_database/I125/OncoSeed_6711

ANEXO A – Arquivo de entrada (*input*) do MCNP para Simulações da semente de Iodo-125 do CTR – IPEN-CNEN/SP.

SIMULAÇÃO DE DISTRIBUICAO DE DOSE - BRAQUITERAPIA LDR - SEMENTE I-125 IPEN

c BLOCO 1

c Bastao de Prata

1 1 -10.5 (-1 -2 3) : (2 -4 -6) : (-3 5 -7) imp:p=1

c Revestimento radiativo (AgI:AgBr)

2 2 -6.2 (-10 1 -2 3) : (6 -13 2 -4) : (-13 4 -11) : (7 -14 -3 5) : (-14 -5 12)

imp:p=1

c Interior de ar da semente

3 3 -0.0012 (-20 26 23 -12) : (-20 12 14 -3) : (-20 3 10 -2) :

(-20 27 -22 11) : (-20 -11 13 2) imp:p=1

c Encapsulamento de Titânio

4 4 -4.54 (20 -21 -22 23) : (-25 -23) : (-26 23) : (-24 22) : (-27 -22) imp:p=1

c Objeto simulador 30x30x30 cm³

5 5 -0.998 (30 -31 -32 33 -34 35) #1 #2 #3 #4 vol=2.6999998E+04 imp:p=1

c universo

6 0 -30:31:32:-33:34:-35 imp:p=0

c BLOCO 2

c bastao de prata

1 cy 0.025

2 py 0.1325

3 py -0.1325

4 py 0.14

5 py -0.14

6 ky 0.1575 1 -1

7 ky -0.1575 1 1

c revestimento radiativo - 1.75 micra (0.000175 cm)

10 cy 0.025175

11 py 0.140175

12 py -0.140175

13 ky 0.157675 1 -1

14 ky -0.157675 1 1

c encapsulamento

20 cy 0.033

21 cy 0.04

22 py 0.1875

23 py -0.1875

24 sy 0.1875 0.04

25 sy -0.1875 0.04

26 sy -0.207 0.0385

27 sy 0.207 0.0385

c objeto simulador

30 pz -15

31 pz 15

32 px 15

33 px -15

34 py 15

35 py -15

c BLOCO 3

mode p

sdef pos=0 -0.140175 0 axs=0 1 0 ext=d1 rad FEXT d2 erg=d8 par=2

cel=2 eff=0.001

si1 0 0.000175 0.007675 0.272675 0.280175 0.28035


```

sp1 0 0.0212518 0.0219896 0.9135172 0.0219896 0.0212518
DS2 S 3 4 5 6 7
si3 0 0.11647322
si4 0.0175 0.025175
si5 0.025 0.03178196
si6 0.0175 0.025175
si7 0 0.11647322
si8 1 2.7202E-02 2.7472E-02 3.098E-02 3.171E-02 3.5492E-2
sp8 0.406 0.757 0.202 0.0439 0.0668
c Materiais
m1 47000.84p 1 $ Prata
m2 35000.84p -0.121583 47000.84p -0.492317 53000.84p -0.3861
    $ Iodeto de prata e brometo de prata (2.5:1)
m3 6000.84p -0.000124 7000.84p -0.755268 8000.84p -0.231781
    18000.84p -0.012827 $ Ar seco
m4 22000.84p 1 $ Titânio
m5 1000.84p -0.1119 8000.84p -0.8881 $ Água
c
c Tally
*FMESH4:p origin=-0.005 -1.005 -0.005 $ 0-1 cm (passo 0.01 cm) vol-1.00E-06
    imesh=0.005 iints=1
    jmesh=1.005 jints=201
    kmesh=1.005 kints=101
    out=jk
c
*FMESH14:p origin=-0.025 -5.025 -0.025 $ 0-5 cm (passo 0.05 cm) vol-1.25E-04
    imesh=0.025 iints=1
    jmesh=5.025 jints=201
    kmesh=5.025 kints=101
    out=jk
c
*FMESH24:p origin=-0.05 -10.05 -0.05 $ 0-10 cm (passo 0.1 cm) vol-1.00E-03
    imesh=0.05 iints=1
    jmesh=10.05 jints=201
    kmesh=10.05 kints=101
    out=jk
c
# de df
0.001 4065
0.0015 1372
0.002 615.2
0.003 191.7
0.004 81.91
0.005 41.88
0.006 24.05
0.008 9.915
0.01 4.944
0.015 1.374
0.02 0.5503
0.03 0.1557
0.04 0.06947
c
rand gen=2
phys:p
nps 4e+10
prdmp j 1e+9 1
print 30 110

```