



UNIVERSIDADE FEDERAL DE SERGIPE
PRÓ-REITORIA DE PÓS-GRADUAÇÃO E PESQUISA
NÚCLEO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

Dissertação

**Detecção de nêutrons rápidos devido a radiação
espalhada em aceleradores lineares**

Aluna: Débora Siqueira Nascimento

Orientadora: Prof^a. Dr^a. Susana de Souza Lalic

Orientador: Prof. Dr. Francesco d'Errico

São Cristóvão – Sergipe – Brasil

Julho de 2018

Detecção de nêutrons rápidos devido a radiação espalhada em aceleradores lineares

Débora Siqueira Nascimento

Versão Original

Dissertação apresentada ao Núcleo de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Sergipe, como parte dos requisitos necessários para obtenção do título de Mestre em Física. Monografia apresentada ao Departamento de Física da Universidade Federal de Sergipe.

Área de concentração: Física da Matéria Condensada

Orientadores: **Prof^a Dr^a Susana de Souza Lalic**

Prof. Dr. Francesco d'Errico

São Cristóvão

2018

Agradecimentos

Começo agradecendo a minha mãe Rinalda Maria Siqueira por ser a minha maior crítica, companheira e uma mãe tão dedicada que aos trancos e barrancos sempre me ofereceu o melhor possível nos estudos.

Agradeço aos meus orientadores Dr^a Susana de Souza Lalic e Dr. Francesco d'Errico pela oportunidade de enriquecer o meu conhecimento, pela atenção e dedicação para me tornar uma pesquisadora melhor. Aos meus companheiros do grupo de pesquisa Anderson, Caroline, João, Magno, Rennan, Héstia, Fernanda, Wandson, obrigada pelos conselhos, pelas discussões que aprimoraram minha pesquisa. Agradeço a CNPQ e CAPES pelo apoio financeiro.

Agradeço aos meus familiares, em especial, aos meus tios Edvaldo, Iolanda e Áurea que sempre acreditaram em mim e são tão importantes para o meu crescimento como ser humano. Às minhas primas Cecília e Ívina pelo companheirismo e conversas compartilhadas que em alguns momentos são tão importantes. Em especial, à Ívina pelos aprendizados passados e aos incentivos para que fosse aquilo que quisesse, foi a primeira pessoa a apoiar o curso que escolhi, contra todos os que viam com incertezas.

Agradeço aos meus amigos que o colégio me deu Clarissa, Diego, Rafael, Larissa, Joana, Marcela que foram tão importantes para a minha formação do colegial e continuam sendo fazendo me sentir mais alegre com recordações do colégio e histórias de suas vidas atuais. Aos meus amigos que a universidade me deu, em especial a Ariana, Lucas, Ricardo, Victor, Barbara, Fabiano, Cristiane e Carla obrigada pelo carinho e atenção que foram dados nos momentos de desespero e nos momentos de alegria também. Agradeço à Chiara Balestri e aos seus amigos pelo companheirismo na Itália mesmo atarefada com a própria defesa, me proporcionaram uma estadia menos saudosa do Brasil.

Agradeço ao grupo de pesquisa do professor d'Errico na Itália, Andrea Marini, Andrea Chierici, Fabio, Dr. Riccardo Ciolini, Daniel, Marialisa, Dr. Luigi Lazzeri, Dr. Mariagrazia Cascone, Dr. Valerio Giusti que foram prestativos, pacientes e acolhedores com esta brasileira que passou três meses longe de casa, além de serem fundamentais para o desenvolvimento desse projeto. Agradeço à empresa SIT pela oportunidade de trabalhar com um equipamento de tecnologia avançada como o LIAC, em especial, ao vice-presidente Francesco Zanetti, ao físico Dr. Giuseppe Felici e à Silvia De Stefano, obrigada pela atenção, oportunidade e paciência. E ainda agradeço à física do Ospedale San Lucca

Dr^a. Mariagrazia Quattrocchi sempre atenciosa e simpática, contribuindo para as medidas com o acelerador convencional.

Para finalizar, agradeço ao meu companheiro Giordano Bispo que faz das tripas coração para me ver sorrir. Você foi fundamental para a conclusão desse trabalho, nunca me deixou desistir, sempre me colocou para cima, mesmo quando não merecia, obrigada por acreditar em mim, mesmo quando eu não acreditava. Obrigada meus cafunés, pelos abraços apertados, enfim, meus agradecimentos para você não têm fim.

Resumo

NASCIMENTO, Debora Siqueira. **Deteção de nêutrons rápidos devido a radiação espalhada em aceleradores lineares**, 2018. Dissertação (Mestrado em Física da Matéria Condensada) – Núcleo de Pós-Graduação em Física (NPGFI), Universidade Federal de Sergipe, São Cristovão, 2018.

Aceleradores lineares de feixes de alta energia são utilizados para tratamento de tumores em radioterapia. Isso tem gerado algumas questões sobre a proteção do paciente e dos trabalhadores ocupacionalmente expostos, pois feixes de alta energia geram radiações espalhadas que são indesejáveis no tratamento. Uma das possíveis radiações geradas devido à interação do feixe com elementos do acelerador é o nêutron, principalmente nêutrons rápidos. Essa radiação pode causar sérios problemas para pacientes caso interajam com o mesmo e ainda podem causar danos a dispositivos utilizados pelo paciente. A proposta desse estudo foi investigar a presença de nêutrons rápidos ao redor de um acelerador móvel dedicado, LIAC, para radioterapia intraoperatória (RT-IO) que utiliza feixes de elétrons de alta energia. Busca-se detectar os possíveis nêutrons rápidos e ainda avaliar a sua distribuição dentro de objeto simulador irradiado. Para este estudo foram utilizados tanto um acelerador móvel (LIAC), para feixes de elétrons, quanto um acelerador convencional (Elekta), para feixe de fótons. As medidas dos nêutrons foram feitas utilizando detectores de bolhas (C-318) que são sensíveis apenas a nêutrons rápidos. Para simular o paciente foram utilizados dois phantoms de polimetilmetacrilato (PMMA) com volume de $62 \times 29 \times 24 \text{ cm}^3$ e $80 \times 30 \times 20 \text{ cm}^3$. Em cada posição escolhida, três detectores foram posicionados ao redor do acelerador LIAC para medir a radiação de nêutrons rápidos que eram gerados pelos elementos constituintes do acelerador. As medidas dentro do phantom foram feitas com três detectores posicionados em três profundidades diferentes, 5, 10 e 15 cm; 1, 5 e 10 cm e duas distâncias em relação ao eixo central, 0 e 4 cm; 0 e 30 cm para os phantoms irradiados pelo LIAC e Elekta, respectivamente. Os resultados das medidas ao redor do LIAC demonstraram a ausência de nêutrons rápidos. Os resultados tanto para o LIAC quanto para o Elekta mostraram que a dose de nêutrons rápidos é principalmente concentrada no eixo central do feixe e uma queda de 60%, a 4 cm do eixo, e 99%, a 30 cm do eixo, respectivamente. Os maiores valores encontrados para as diferentes energias de 12, 10 e 8 MeV foram 2,44, 1,14 e $0,59 \mu\text{Sv/Gy}$ para o LIAC, respectivamente. Enquanto que os maiores valores para energias de 15, 10 e 6 MeV para o Elekta foi de 2,98, 1,08 e $0,15 \text{ mSv/Gy}$, respectivamente. Esses resultados ainda mostraram a relação crescente da dose com a energia, tanto para Elekta quanto para LIAC. Outra relação que foi discutida é da dose com a profundidade, porque em alguns casos é nítida a atenuação de nêutrons com o aumento da profundidade e em outros não se demonstra tão regular. A comparação entre as doses estabelecidas em cada acelerador mostrou uma diferença em torno de 10^{-3} . Os dados apresentados nesse trabalho, portanto, demonstram que o LIAC gera minimamente nêutrons rápidos dentro do phantom, se comparado com o Elekta, e ao redor do LIAC não foram detectados. Os nêutrons gerados por ambos aceleradores apresentaram comportamento parecido dentro do phantom em relação a variação de energia, profundidade e distância do eixo central.

Palavras-chave: Nêutrons Rápidos. Radioterapia intraoperatória. LIAC. Elekta. Detectores de Bolhas.

Abstract

NASCIMENTO, Debora Siqueira. **Detection of fast neutrons due to scattered radiation in linear accelerators**, 2018. Dissertation (Masters in Condensed Matter Physics) - Nucleus of Post-Graduation in Physics (NPGFI), Federal University of Sergipe, São Cristovão, 2018.

Linear accelerators of high energy beams have been used to treat tumors in radiotherapy. Some questions about the protection of the patient and occupationally exposed workers have been arisen because high energy bundles generate scattered radiations that are undesirable in treatment. A possible radiation type generated due to the interaction of the beam with accelerator elements is the neutron, mainly fast neutrons. Such radiation can cause serious problems for patients besides cause damage to devices used by them. This work aims investigate the presence of fast neutrons around a mobile accelerator dedicated to intraoperative radiotherapy (IORT) using high energy electron beams. The aim is to detect the possible fast neutrons and further evaluate their distribution within phantom irradiated. For this study a mobile accelerator (LIAC), for electron beams, and a conventional accelerator (Elekta), for the photon beam, were used. Neutron measurements were made using bubble detectors (C-318) which are sensitive only to fast neutrons. In order to simulate the patient two polymethylmethacrylate (PMMA) phantoms, with a volume of $62 \times 29 \times 24 \text{ cm}^3$ and $80 \times 30 \times 20 \text{ cm}^3$, were used. Three detectors were positioned around the LIAC accelerator to measure the fast neutrons radiation generated by the accelerator elements. The measurements inside the phantom were made with three detectors positioned at three different depths, 5, 10 and 15 cm; 1, 5 and 10 cm. Moreover, two distances with respect to the central axis were chosen to the phantoms irradiated by LIAC and Elekta: 0 and 4 cm; 0 and 30 cm, respectively. The results from the measurements around the LIAC demonstrate the absence of fast neutrons. The results for both, LIAC and Elekta, showed that the dose of fast neutrons is mainly concentrated in the central axis and a decrease of 60% and 99%, respectively, in relation to off-axis doses. The highest values found for the different energies of 12, 10 and 8 MeV were 2.44, 1.14 and 0.59 $\mu\text{Sv} / \text{Gy}$, respectively, for the LIAC. While the highest values for energies of 15, 10 and 6 MeV for Elekta were 2.98, 1.08 and 0.15 mSv/Gy , respectively. These results also showed the increasing ratio of dose to energy, both for Elekta and for LIAC. The relation between dose and depth also was discussed. It was found that in some cases the neutron attenuation increases with depth as expected while in others the ratio is not clear. The comparison between the doses established in each accelerator showed a difference around 10^{-3} . The data presented in this work, therefore, demonstrate that the LIAC minimally generates fast neutrons within the phantom, when compared with the Elekta, and around were not detected for the LIAC. The neutrons generated by both accelerators presented similar behaviour within the phantom in relation to the energy variation, depth and central axis distance.

Keywords: Fast Neutrons. Intraoperative Radiotherapy. LIAC. Elekta. Bubble Detectors.

Lista de Figuras

Figura 1 Componentes do cabeçote dos LINACs (PROGRAM INFORMATION, 2018).	18
Figura 2 Ilustração dos componentes de um acelerador linear. (a) Feixe de fótons de raios X, (b) feixe de elétrons e (c) componentes de todo o acelerador (Adaptado KHAN;GIBBONS, 2014).	20
Figura 3 Esquema da classificação a radiação (Adaptado do PODGORSK, 2005)...	21
Figura 4 Demonstração da interação entre um elétron e um átomo, sendo a o raio atômico e b o parâmetro de impacto (Adaptado do PODGORSK, 2005).	22
Figura 5 Predominância do poder de freamento por colisão (parte preenchida) e por radiação em função da energia dos elétrons pelo número atômico (OKUNO; YOSHIMURA, 2010).	24
Figura 6 Exemplo da curva característica da porcentagem de dose em profundidade, onde é possível adquirir algumas informações do feixe de elétrons como o alcance extrapolado, R_p , e o alcance máximo, R_{max} .	25
Figura 7 Exemplo do poder de freamento das partículas alfa ao longo de sua trajetória.	27
Figura 8 Ilustração dos diferentes caminhos percorridos pelas radiações, (a) elétrons e (b) partícula carregada pesada (alfa), ao interagir com a matéria (Adaptada de BUSHBERG et al, 2002).	28
Figura 9 Ilustração do efeito fotoelétrico (HIPERMIDIA, 2017a).	29
Figura 10 Ilustração do efeito Compton (EFEITO FOTOELÉTRICO E COMPTON, 2018).	30
Figura 11 Ilustração da produção de pares (HIPERMIDIA, 2017b).	31
Figura 12 Predominância dos efeitos da interação de fótons com a matéria em função o número atômico do absorvedor e da energia do fóton. (Adaptado do KNOLL, 2000).	31
Figura 13 Seção de choque total do hidrogênio e carbono em função da energia do nêutron. (Adaptada do TURNER, 2007)	36
Figura 14 Imagem da emulsão superaquecida antes e após a irradiação (D'ERRICO, 2001).	41
Figura 15 Passos de formação da bolha a partir das gotículas da emulsão superaquecida (D'ERRICO, 2001).	42
Figura 16 Controle de unidade.	44

Figura 17 Unidade móvel, explicitando os graus de liberdade que a máquina possui. .	44
Figura 18 Phantom utilizado no experimento com o LIAC HWL com o aplicador de 60 mm.	46
Figura 19 Phantom utilizado no experimento com o LINAC ELEKTA com o aparato para o posicionamento dos dosímetros.	46
Figura 20 Absorvedor do feixe abaixo do phantom.	47
Figura 21 Imagem do software utilizado para contagem de bolhas.	48
Figura 22 Demonstração do uso da ferramenta no software para contagem de bolhas.	48
Figura 23 Demonstração da contagem das bolhas nos detectores utilizando o software ImageJ.	49
Figura 24 Prensa hidráulica utilizada para pressionar os detectores de bolhas para sua reutilização.	49
Figura 25 Aparato experimental para calibração sem a fonte de nêutrons.	51
Figura 26 Aparato experimental para calibração com a fonte de nêutrons.	51
Figura 27 Detectores de bolhas após a irradiação de 7 h com fonte de nêutrons AmBe.	52
Figura 28 Set-up do experimento de seguindo o IEC60601-2-1, visão lateral e frontal, respectivamente.	53
Figura 29 Exemplo da configuração das medidas dos detectores dentro do phantom no experimento com o LIAC HWL.	54
Figura 30 Demonstração da configuração das medidas dos detectores dentro do phantom no experimento com o Elekta.	56
Figura 31 Resposta da fluência do detector C-318 contra espectro da fonte AmBe em função da energia do nêutron.	58
Figura 32 Equivalente de dose por unidade de dose de elétrons em um phantom irradiado por feixe de elétrons de 12 MeV de energia.	60
Figura 33 Equivalente de dose por unidade de dose de elétrons em um phantom irradiado por feixe de elétrons de 10 MeV de energia.	61
Figura 34 Equivalente de dose por unidade de dose de elétrons em um phantom irradiado por feixe de elétrons de 8 MeV de energia.	61
Figura 35 Histograma do equivalente de dose de nêutrons rápidos por unidade de dose de fótons em função da profundidade em um phantom, no eixo central, irradiado por feixe elétrons de energias 12, 10 e 8 MeV.	63

Figura 36 Histograma do equivalente de dose de nêutrons rápidos por unidade de dose de fótons em função da profundidade em um phantom, 4 cm do eixo central, irradiado por feixe de elétrons de energias 12, 10 e 8 MeV.	63
Figura 37 Histograma do equivalente de dose de nêutrons rápidos por unidade de dose de fóton em função da energia do feixe de elétrons para as profundidades de 5,10 e 15 cm no phantom no eixo central.	64
Figura 38 Histograma do equivalente de dose de nêutrons rápidos por unidade de dose de fóton em função da energia do feixe de elétrons para as profundidades de 5,10 e 15 cm no phantom a 4 cm do eixo central.....	65
Figura 39 Espectro de fotonêutrons para diferentes feixes do acelerador Elekta.....	66
Figura 40 Histograma do equivalente de dose de nêutrons rápidos por unidade de dose de fótons em função da profundidade em um phantom, no eixo central, irradiado por feixe fótons de 6, 10 e 15 MV.	68
Figura 41 Histograma do equivalente de dose de nêutrons rápidos por unidade de dose de fótons em função da profundidade em um phantom, 30 cm do eixo central, irradiado por feixe de fótons de 10 e 15 MV.	69
Figura 42 Equivalente de dose de nêutrons rápidos por unidade de dose de fótons em função da energia do feixe de fótons para as profundidades de 1, 4,5 e 9,5 cm no phantom no eixo central.	70

Listas de tabelas

Tabela 1 Principais elementos que fazem parte do cabeçote de aceleradores lineares de uso médico e as energias limiares para produção de fotonêutrons (LARCHER; BONET DURÁN; LERNER, 2000).....	33
Tabela 2 Classificação dos nêutrons de acordo com a sua energia Adaptada de (SELOVE, 1960).....	34
Tabela 3 Fator de ponderação para diferentes radiações (Adaptada do TURNER, 2007).	39
Tabela 4 Posição dos detectores durante o experimento.	53
Tabela 5 Os detectores utilizados para as energias do acelerador LIAC HWL.....	55
Tabela 6 Os detectores utilizados para diferentes energias do acelerador Elekta.	56
Tabela 7 Medidas de equivalente de dose de nêutron por unidade de dose de elétron em profundidades distintas em um phantom irradiado por um feixe de elétrons de energias 12, 10 e 8 MeV.	60
Tabela 8 Medidas de equivalente de dose de nêutron por unidade de dose de fótons em profundidades distintas em um phantom irradiado por um feixe de fótons de 15, 10 e 6 MeV	67
Tabela 9 Confronto entre as doses registradas nos phantoms nas profundidades de 5 e 10 cm e no eixo central irradiado com os aceleradores LIAC e Elekta com feixe de elétrons e fótons de 10 MeV, respectivamente.....	71

Sumário

1 INTRODUÇÃO.....	13
1.1 Objetivos Gerais	15
1.2 Objetivos Específicos	15
2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	16
2.1 Radioterapia	16
2.3 Acelerador Linear	17
2.4 Interação da Radiação com a matéria	20
2.4.1 Elétrons.....	21
2.4.2 Partículas Carregadas Pesadas	25
2.4.3 Fótons	28
2.4.4 Nêutrons	33
2.5 Grandezas Radiológicas.....	37
2.6 Detectores de radiação	39
2.6.1 Detectores de bolhas.....	40
3 METODOLOGIA.....	44
3.1 Acelerador Móvel LIAC HWL.....	44
3.2 Objeto Simulador (Phantom)	45
3.3 Absorvedor do feixe.....	46
3.6 Detectores de nêutrons.....	47
3.7 Calibração dos detectores	50
3.8 Medidas ao redor do acelerador móvel HWL.....	52
3.9 Medidas dentro do phantom	53
3.9.1 Acelerador Móvel LIAC HWL	54
3.9.2 Acelerador Convencional Elekta.....	55
4 RESULTADOS E DISCUSSÕES.....	57
4.1 Verificação da resposta do detector com o espectro da fonte AmBe	57
4.2 LIAC HWL.....	58
4.2.1 Medidas ao redor do acelerador	58
4.2.2 Medidas dentro do phantom	59
4.3 Elekta	65
4.3.3 Espectro de fotonêutrons.....	65
4.3.2 Medidas dentro do phantom.....	66

4.4 Comparação Elekta e LIAC	70
5 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS	72
6 REFERÊNCIAS	75

1 INTRODUÇÃO

A observação de efeitos biológicos devido à radiação ionizante levou a uma preocupação sobre esses efeitos nocivos em tecido sadio, causados por esse tipo de radiação. Essa preocupação é relevante, pois o avanço tecnológico tem proporcionado o uso de tecnologias na área de radioterapia que podem ser utilizadas para o bem do paciente, mas consequências que precisam ser estudadas. O uso de energias de raios X ou feixes de elétrons cada vez maiores para atingir um alvo específico pode levar a emissão de radiação indesejada que pode ser potencialmente prejudicial ao paciente e aos trabalhadores ocupacionalmente expostos.

Dentro da área de radioterapia, várias técnicas foram aplicadas com o intuito de matar as células cancerígenas sem atingir os tecidos saudáveis circunvizinhos. Dentre as técnicas desenvolvidas, surgiu a radioterapia intraoperatória (RT-IO), que é a aplicação de uma dose única bem localizada na região tumoral, preservando os tecidos saudáveis (IACCARINO *et al.*, 2011; MARRALE *et al.*, 2015; SORIANI *et al.*, 2010). Essa técnica é aplicada no momento em que é feita a cirurgia. O cirurgião retira o tumor e, em seguida, irradia a cavidade para eliminar as células tumorais restantes (SORIANI *et al.*, 2010). Antigamente, o tratamento era feito em um acelerador convencional, que gerava a necessidade de transportar o paciente da sala de cirurgia para o departamento de radioterapia, onde encontrava-se o acelerador em uma sala devidamente blindada (SORIANI *et al.*, 2010). Com isso, o interesse de médicos e pacientes na técnica de RT-IO, levou algumas empresas a desenvolver aceleradores dedicados, que possam ser transportados pelo hospital e que não exija a necessidade de blindagem nas salas operatórias (MILLS *et al.*, 2001; PIMPINELLA *et al.*, 2007; STRIGARI *et al.*, 2004).

Aceleradores convencionais e dedicados à técnica RT-IO geram feixes de raios X de alta energia para conseguir um alto alcance de tratamento e isso gera uma preocupação com a proteção radiológica, devido a produção de nêutrons (D'ERRICO *et al.*, 1998a; SORIANI *et al.*, 2010). A energia limiar para a produção de fotonêutrons na maioria dos materiais com alto e médio número atômico é em torno de 8-10 MeV, sendo a produção máxima em torno de 15 MeV (D'ERRICO *et al.*, 1998b; NCRP, 1984). Os fotonêutrons geralmente são produzidos através da interação do feixe com partes do acelerador,

colimadores, folha espalhadora, filtro achatador, tubo acelerador, paciente (phantom) ou da blindagem de forma geral (D'ERRICO *et al.*, 1998a; SORIANI *et al.*, 2010). A contaminação de fotonêutrons, tanto em acelerador convencional quanto aceleradores dedicados à RT-IO, tem sido estudada por vários autores (CHEN *et al.*, 2006; JARADAT; BIGGS, 2008; LOI *et al.*, 2006; MILLS; DAVES, 2001).

Os nêutrons possuem uma alta eficácia biológica efetiva (RBE, do acrônimo em inglês), ou seja, quando interagem com o tecido humano geralmente a dose é depositada através de partículas carregadas que são liberadas e possuem uma alta perda energética e localizada, levando a um alto dano do tecido biológico (D'ERRICO *et al.*, 1998a). Por isso, a produção desses nêutrons deve ser levada em consideração nos cálculos dos planos de tratamento e, caso necessário, na concepção da sala de tratamento. Isso porque o comportamento dos nêutrons não é nada parecido com os fótons de raios X ou elétrons, que são geralmente utilizados nos feixes de terapia. Além dos danos que podem ser causados às pessoas, os nêutrons também podem danificar dispositivos utilizados e, isso também deve ser levado em consideração. Estudos relatados na literatura (BRAMBATTI *et al.*, 2015; EZZATI; STUDENSKI, 2017; GRANT *et al.*, 2015; KRANER; LI; POSNECKER, 1989) têm mostrado que nêutrons podem causar danos a detectores semicondutores e a marca-passos ou desfibriladores. No primeiro caso, é interessante o estudo pois os semicondutores são detectores utilizados para fazer medidas em radioterapia e, portanto, a presença de nêutrons deve ser levada em consideração. No segundo caso, muitos pacientes que passam por radioterapia possuem alguma deficiência cardíológica e utilizam dispositivos como marca-passo. Um dano nesse dispositivo pode levar o paciente à morte (EZZATI; STUDENSKI, 2017).

As medidas de nêutrons próximas ao acelerador é uma adversidade devido a presença de fundo intensa e pulsada de fótons (D'ERRICO *et al.*, 1998a, 1998b) e devido ao desconhecimento dos espectro das energias dos nêutrons produzidos através de interações com as estruturas do acelerador (NATH *et al.*, 1986; NCRP, 1984). Após anos de estudos e desenvolvimento, um método de detecção foi estabelecido pelo departamento de radiologia terapêutica da universidade de Yale para dosimetria de profundidade de fotonêutrons de aceleradores médicos. Os detectores empregados no método anteriormente citado são baseados em gotículas superaquecidas e apresentam algumas características, como resposta equivalente à dose de nêutrons, discriminação de fótons, geralmente não são sensíveis aos fótons, operação passiva, composição de tecido

equivalente, resposta isotrópica e tamanho pequeno (D'ERRICO *et al.*, 1998a). E já foram exaustivamente estudados para dosimetria em phantom, inclusive estendendo-se para dosimetria *in vivo* (*ibid.*).

1.1 Objetivos Gerais

O presente trabalho tem por objetivo estudar sobre a presença de nêutrons principalmente devido à radiação espalhada de feixes de elétrons do acelerador móvel dedicado a RT-IO produzido pela empresa Sordina, Sp, após uma mudança no design do acelerador para evitar a radiação espalhada. Para isso foram realizadas medições de nêutrons rápidos ao redor do acelerador móvel dedicado e dentro de um phantom irradiado pelo mesmo. Ainda é feito um estudo das medidas de nêutrons rápidos dentro de um phantom irradiado por um acelerador convencional para feixes de fótons.

1.2 Objetivos Específicos

- Avaliar a dose de nêutrons rápidos dentro do phantom para diferentes profundidades em diferentes posições do eixo central irradiado com aceleradores móveis e convencional.
- Avaliar a dose de nêutrons rápidos dentro de um phantom para diferentes energias de feixes em diferentes posições do eixo central irradiado com aceleradores móveis e convencional.
- Estabelecer uma comparação entre as doses encontradas para feixes de fótons e elétrons produzidos pelos aceleradores convencional e móvel, respectivamente.

2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

2.1 Radioterapia

A radioterapia é uma área da medicina que faz o uso de radiação ionizante no tratamento células tumorais principalmente, mas também no tratamento de doenças não malignas (ROSENBLATT; ZUBIZARRETA, 2017). O desenvolvimento histórico da radioterapia tem como principal objetivo encontrar estratégias para distribuir homogeneamente uma maior dose de radiação a um volume que limite o local do tumor, amenizando as regiões circunvizinhas saudáveis (*ibid.*). No decorrer dos anos, várias pesquisas foram desenvolvidas com esse intuito e algumas estratégias foram encontradas como o uso de oxigênio hiperbárico, exploração de radiosensibilizadores e radioprotetores, a braquiterapia e a terapia por partículas (*ibid.*).

Os procedimentos utilizados na radioterapia se dividem em duas grandes categorias: radioterapia de feixe externo (teleterapia) ou braquiterapia. A primeira modalidade é a mais comum e acontece quando o paciente é irradiado com um feixe de radiação externo a uma certa distância da fonte. Na segunda, as fontes de radiação são inseridas diretamente ou próximo do volume alvo, como por exemplo a braquiterapia intracavitária ou intersticial, molde de superfície ou radioterapia intraoperatória (PODGORSAK, 2005).

A teleterapia utiliza diversos tipos de radiação ionizante para realizar o tratamento das células tumorais, como a protonterapia, onde cíclotrons aceleram prótons para gerar o feixe; a BNCT (do inglês *Boron Neutron Capture Therapy*) faz uso de um reator nuclear para produção do feixe de nêutrons; feixes de raios gama são produzidos geralmente por fontes de ^{60}Co e ^{137}Cs ; feixes de elétrons são gerados por aceleradores lineares; e os feixes de raios X de alta energia produzidos também por aceleradores lineares (*ibid.*). Como a fonte está a uma certa distância do paciente, tecidos saudáveis, incluindo a pele, estão no caminho do tratamento e são irradiados absorvendo uma quantidade de dose (IAEA, 2018). Uma forma de reduzir essa dose é utilizando feixes de alta energia quando o local do tumor é profundo, variar o ângulo de tratamento e fracionar o tratamento (*ibid.*).

No caso da braquiterapia, temos a radioterapia intraoperatória (RT-IO), que é uma técnica especial de radioterapia que proporciona uma sessão de dose única na ordem de 10 a 20 Gy ao alvo durante um procedimento cirúrgico, sem atingir os tecidos saudáveis

próximos ao tumor (LAMANNA *et al.*, 2012; PODGORSK, 2005). Esse tipo de tratamento permite o uso de doses mais elevadas que a radioterapia convencional, por ser localizada, e o uso de proteções especiais para órgãos saudáveis.

No início da prática dessa técnica, o paciente, após incisão cirúrgica, era submetido ao tratamento de radioterapia em uma área diferente do hospital, demandando uma quantidade maior de anestesia para cobrir a transferência do paciente entre áreas diferentes (PICARDI *et al.*, 2000). Além do que, o paciente fica exposto a riscos devido à dificuldade de manter a esterilidade nos ambientes por onde passa (*ibid.*).

A aplicação da RT-IO começou a ser feita utilizando feixes de fótons de baixa energia. Porém devido a sua alta penetrabilidade, causava danos a tecidos adjacentes próximos do alvo e acabou sendo abandonada, só retornando ao uso no Japão com feixes de elétrons (LAMANNA *et al.*, 2012).

Com o avanço da pesquisa, a técnica de RT-IO foi melhorada e conseguiu-se eliminar alguns dos empecilhos citados. No início dos anos 90, Enea e Hitesys desenvolveram um sistema para tratamento intraoperatório que permitia a aplicação da técnica sem a necessidade de mover o paciente ou modificar a estrutura da sala cirúrgica (HENSLEY, 2017; PICARDI *et al.*, 2000). A partir de então, as empresas passaram a ter interesse em construir aceleradores móveis que resultem no mínimo de radiação espalhada, levando a substituição quase completa dos aceleradores convencionais (HENSLEY, 2017). Atualmente, existem três aceleradores RT-IO, NOVAC7, Mobetrom e LIAC, disponíveis no mercado, construídos como equipamentos móveis de modo que possam ser usados na sala de operação sem a necessidade de uma blindagem especial (*ibid.*).

2.3 Acelerador Linear

No início do século XX, começou o desenvolvimento de aceleradores de partículas mais voltados para pesquisas em física nuclear e em física de altas energias. Com a descoberta da utilidade da radiação na medicina, os aceleradores receberam modificações para o uso em radioterapia.

O acelerador linear (LINACs – do inglês *Linear Particle Accelerator*) é um equipamento que utiliza ondas eletromagnéticas de alta frequência para acelerar

partículas carregadas, como elétrons, a altas energias em um tubo linear (KHAN; GIBBONS, 2014; PODGORSKAK, 2005). O feixe de elétrons de alta energia pode ser empregado no tratamento de tumores superficiais ou um alvo pode ser colocado na trajetória, que ao interagir com elétrons de alta energia com esse alvo produz raios X de alta energia para o tratamento de tumores profundos (KHAN; GIBBONS, 2014).

O princípio de funcionamento dos LINACs é bastante semelhante diferindo a depender de onde será aplicado, ver Figura 1. Dentro do acelerador, há um filamento que fica dentro de um canhão, que quando aquecido libera elétrons por meio do efeito termiônico e os mesmos são acelerados pelo tubo acelerador (ou guia de onda) através de microondas (*ibid.*). Essas microondas são geradas em válvulas *magnetron* (*bending* magnético) ou, em outros modelos, podem ser amplificadas em um *klystron* que precisa ser acionado por um oscilador de microondas de baixa potência (KHAN; GIBBONS, 2014; PODGORSKAK, 2005). Ao atingir a velocidade desejada, os elétrons incidem em um alvo composto de um material de alto número atômico, gerando fótons de raios X. Essa situação acontece quando se quer um feixe de fótons de raios X, caso queira feixe de elétrons, esse alvo é retirado (KHAN; GIBBONS, 2014).

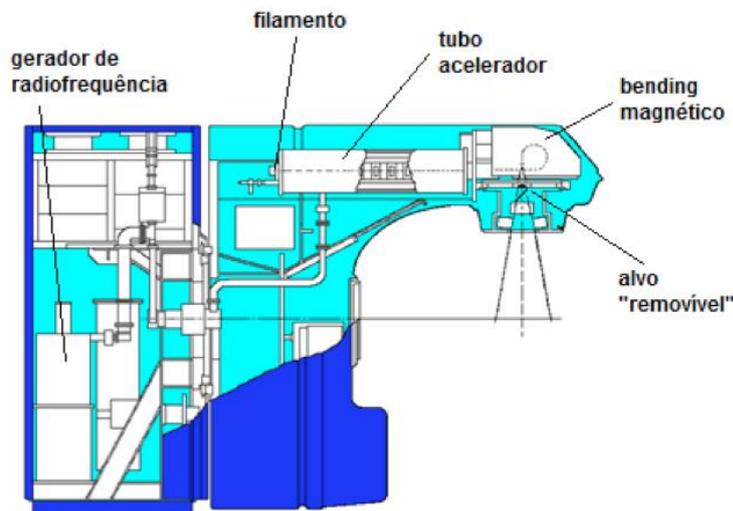


Figura 1 Componentes do cabeçote dos LINACs (PROGRAM INFORMATION, 2018).

Quando o LINAC é de baixa energia (abaixo de 6 MV), ele contém um tubo acelerador curto e os elétrons podem seguir direto para atingir o alvo e produzir os raios X (KHAN; GIBBONS, 2014; PODGORSKAK, 2005). Porém, para LINAC de alta energia, o tubo acelerador é longo e os elétrons precisam ser flexionados através de um ângulo

adequado entre o tubo acelerador e o alvo (KHAN; GIBBONS, 2014; PODGORSK, 2005). Essa flexão do feixe é feita através de um sistema que consiste em ímãs de flexão, bobinas de foco e outros componentes (KHAN; GIBBONS, 2014).

A produção de raios X é dada de duas formas: raios X característico e raios X de freamento. Os raios X de freamento são resultados da interação coulombiana do elétron incidente com o núcleo do alvo. Os elétrons incidentes são desacelerados pela interação com os núcleos do alvo, perdem parte da sua energia cinética, e essa energia é transformada em fótons de *bremsstrahlung* (PODGORSK, 2005). Já os raios X característicos acontecem quando o elétron incidente interage com um elétron fortemente ligado ao átomo, geralmente camada K ou M. Esse elétron é ejetado e um elétron de nível superior preenche a lacuna deixada pelo elétron ejetado, liberando um fóton de raio X com a energia correspondente a diferença entre os níveis de energia (*ibid.*). Portanto, em decorrência da interação do feixe de elétrons com um alvo, a energia dos elétrons é convertida em um espectro de raios X com energia máxima igual à energia do elétron e a média da energia dos fótons é aproximadamente 1/3 da energia máxima (KHAN; GIBBONS, 2014).

Para o LINAC que produz feixe de fótons, após produzido o feixe de raios X, o mesmo passará modificadores do feixe antes de interagir com o paciente, como mostrado na Figura 2. Primeiramente são usados dois colimadores, um logo após o alvo e outro após a câmara de ionização, com função de dar forma ao feixe (PODGORSK, 2005). Em seguida, o feixe passar por um filtro achatador, geralmente feito de chumbo, para uniformizar sua intensidade (KHAN; GIBBONS, 2014; PODGORSK, 2005). Abaixo do filtro, tem a câmara de ionização que monitora a taxa de dose, dose integrada e a simetria do campo. Os LINACs modernos utilizam colimadores *micromultileaf* que proporcionam a formação de campos irregulares (KHAN; GIBBONS, 2014).

Os LINACs com feixes de elétrons possuem configuração parecida, ver Figura 2, o alvo é retirado para a passagem do feixe, que é estreito com cerca de 3 mm de diâmetro (KHAN; GIBBONS, 2014; PODGORSK, 2005). Para aumentar o campo, é usada uma folha espalhadora no lugar do filtro achatador, com o objetivo de espalhar o feixe e, também, obter uma fluência de elétrons uniforme em todo o campo de tratamento (KHAN; GIBBONS, 2014; PODGORSK, 2005). Outra diferença é que após o segundo colimador, é colocado um aplicador de elétrons para dar forma desejada do campo.

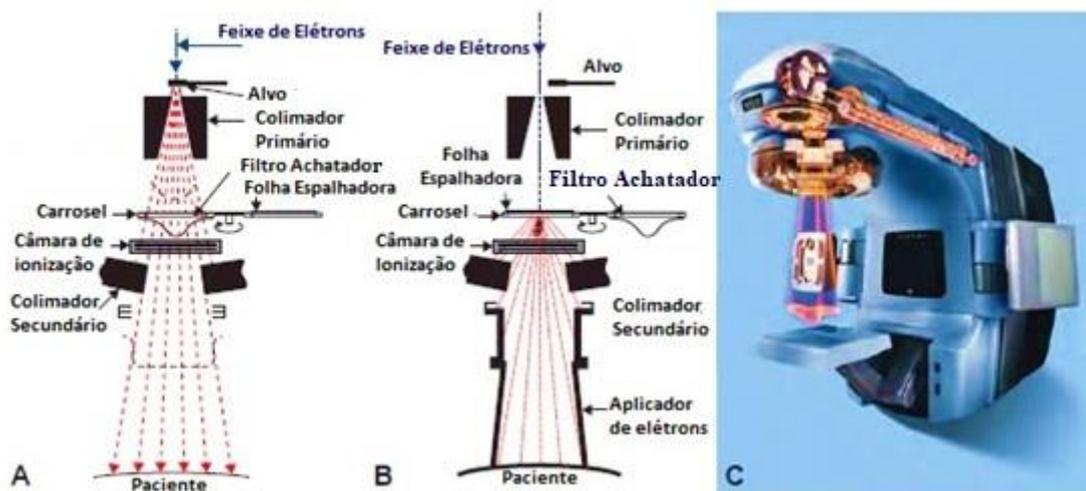


Figura 2 Ilustração dos componentes de um acelerador linear. (a) Feixe de fótons de raios X, (b) feixe de elétrons e (c) componentes de todo o acelerador (Adaptado KHAN;GIBBONS, 2014).

LINACs móveis foram construídos com o intuito de serem usados especificamente para a técnica de RT-IO. O objetivo era construir um acelerador com materiais leves para ser facilmente transportado pelo hospital e evitar a produção de radiação espalhada, pois materiais de alto número atômico aumentam a produção de *bremsstrahlung* (SORIANI *et al.*, 2010). Esses aceleradores possuem linhas de feixe retas sem o ímã de flexão para seleção de energia e alguns possuem uma técnica especial de foco de feixe (*ibid.*). Ambas as técnicas evitam a interação de elétrons desfocados com estruturas da linha do feixe e do acelerador, conseqüentemente, diminuem a produção de *bremsstrahlung* (*ibid.*). Devido a essas precauções, raios X produzidos pelo acelerador móvel são consideravelmente menos espalhados do que em aceleradores de radioterapia convencional (*ibid.*).

2.4 Interação da Radiação com a matéria

A radiação pode ser classificada em dois tipos: ionizante e não ionizante, como pode ser visto na Figura 3 (PODGORSK, 2005). A última, como diz o próprio nome, não possui a capacidade de ionizar o meio, mas pode provocar vibrações de moléculas, gerando calor. A radiação ionizante, por outro lado, possui energia suficiente para arrancar elétrons e, portanto, ionizar o meio. A depender da natureza da radiação ionizante, ao interagir com a matéria, ela pode ser dividida em direta ou indiretamente ionizante. As radiações diretamente ionizantes, elétrons e partículas carregadas pesadas, depositam energia através de interações coulombianas com elétrons orbitais dos átomos do meio (ATTIX, 1986; PODGORSK, 2005). Enquanto que as radiações indiretamente

ionizantes, fótons e nêutrons, interagem com o meio liberando partículas carregadas que, por sua vez, depositam sua energia através de interações coulombianas (ATTIX, 1986).

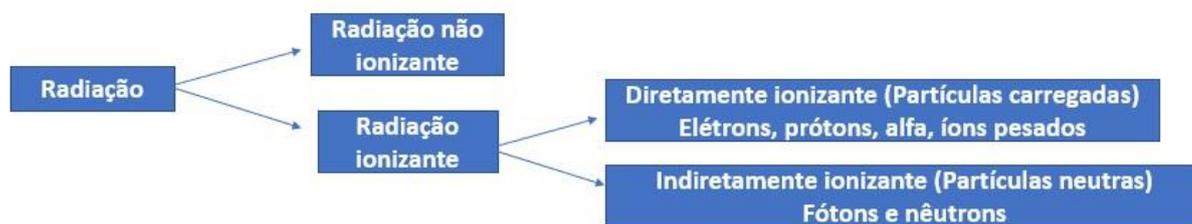


Figura 3 Esquema da classificação a radiação (Adaptado do PODGORSK, 2005).

2.4.1 Elétrons

Os elétrons são partículas leves e que possuem carga elétrica. Essa última característica é a causa pela qual os elétrons interagem por interações coulombianas com os elétrons e o núcleo do átomo (PODGORSK, 2005). Como as interações ocorrem entre partículas de mesma massa, provocam grandes perdas de energia e grandes deflexões em uma única colisão. Por isso, apresentam uma trajetória irregular, podendo ser defletidos em várias direções até mesmo retornando para direção de origem (KNOLL, 2000). Ainda, se interagirem com o núcleo atômico, podem gerar a emissão de radiação de freamento (*bremstrahlung*), ou seja, pode haver emissão de raios X (TURNER, 2007).

A interação de elétrons com a matéria pode ocasionar colisões elásticas e inelásticas com elétrons ou o núcleo do átomo (ATTIX, 1986; PODGORSK, 2005). Na colisão elástica, o elétron é espalhado, mudando de direção em relação sua trajetória inicial, mas não há perda de energia de cinética. Na colisão inelástica, além do elétron incidente mudar sua direção em relação a sua trajetória inicial, o mesmo transfere sua energia cinética para um elétron orbital ou ainda pode sofrer um desvio ao se aproximar do núcleo perdendo sua energia cinética em forma de radiação de *bremstrahlung* (PODGORSK, 2005). O tipo de colisão é definido por um parâmetro de impacto b que é a distância entre o elétron incidente antes da interação com o núcleo atômico. Geralmente é feita uma comparação entre o valores do parâmetro de impacto e o tamanho do átomo para as diferentes colisões, como pode ser visto na Figura 4 (ATTIX, 1986; PODGORSK, 2005).

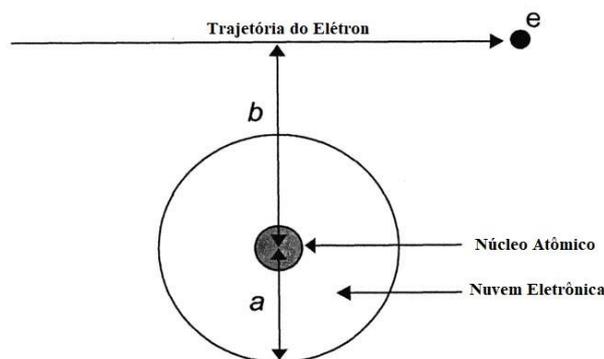


Figura 4 Demonstração da interação entre um elétron e um átomo, sendo a o raio atômico e b o parâmetro de impacto (Adaptado do PODGORSKAK, 2005).

A colisão inelástica pode acontecer através da colisão do elétron incidente e um elétron fortemente ligado (ou colisão dura), isso leva grande perda de energia da partícula e ionização do átomo (PODGORSKAK, 2005). Dependendo da energia transferida para o elétron ejetado, o mesmo pode adquirir uma energia cinética suficiente para criar um caminho de ionizações fora da região do feixe. Esse elétron é chamado de raio delta (δ) (ATTIX, 1986). A probabilidade de essa interação acontecer aumenta quando o fator de parâmetro de impacto b é aproximadamente igual ao raio atômico (ATTIX, 1986; PODGORSKAK, 2005).

A colisão inelástica com o átomo (ou colisão suave) acontece quando o elétron incidente, a uma certa distância, interage com o átomo como um todo, ou com elétrons de camadas eletrônicas externas, excitando os elétrons orbitais para níveis mais energéticos ou, raramente, ionizando o átomo ao ejetar os elétrons de camadas eletrônicas externas (ATTIX, 1986; PODGORSKAK, 2005). Nessa interação, apenas uma pequena parte da energia é transferida (alguns eV) ao átomo (ATTIX, 1986). A probabilidade dessa colisão aumenta quando o parâmetro de impacto b é muito maior que o raio atômico (ATTIX, 1986; PODGORSKAK, 2005).

Na colisão inelástica com o núcleo, quando o elétron se aproxima do núcleo sofre desaceleração e deflexão devido ao campo coulombiano do núcleo. Assim, ele perde uma grande parte da sua energia, ou até mesmo toda, na forma de um fóton de raio X, no processo chamado de *Bremsstrahlung* (ATTIX, 1986). A probabilidade dessa interação ocorrer aumenta quando o parâmetro de impacto b for menor que o raio atômico e a energia de emissão do fóton também depende da magnitude do parâmetro de impacto. Quanto menor o parâmetro, maior será a energia do fóton emitido (ATTIX, 1986;

PODGORSAK, 2005). Cálculos quânticos demonstram que a probabilidade de ocorrer essas interações elétron-núcleo resultando em *bremsstrahlung* é de 2 a 3% e, normalmente, só ocorre uma deflexão da partícula sem perda de energia (ATTIX, 1986).

Como citado anteriormente, as interações inelásticas resultam em perda de energia do elétron em um meio de densidade ρ . Essa perda pode ser descrita como poder de freamento mássico total $(S/\rho)_{total}$, que representa a perda média de energia cinética (E_k) por unidade de caminho da partícula x em um meio (PODGORSAK, 2005):

$$(S/\rho)_{total} = \frac{1}{\rho} \frac{dE_k}{dx} (MeV \cdot cm^2/g) \quad (1)$$

O poder de freamento mássico total pode ser dividido em duas componentes: poder de freamento colisional mássico $(S/\rho)_{col}$ e o poder de freamento radioativo $(S/\rho)_{rad}$ (*ibid.*). A primeira componente surge devido a interações do elétron incidente com os elétrons orbitais, produzindo excitações ou ionizações atômicas (ATTIX, 1986; PODGORSAK, 2005). Já a segunda, surge devido à interação do elétron incidente com o núcleo atômico, produzindo *bressmtrahlung* (ATTIX, 1986; PODGORSAK, 2005). Portanto, o poder de freamento mássico total é definido como:

$$(S/\rho)_{total} = (S/\rho)_{col} + (S/\rho)_{rad} \quad (2)$$

É possível fazer uma avaliação da predominância das perdas de energias citadas acima com o gráfico mostrado na Figura 5. Ele traz a relação das perdas de energias por colisão e por radiação em relação a energia cinética dos elétrons e o número atômico. O processo de *bremsstrahlung* só é predominante para elétrons com energias acima de 10 MeV, mesmo em materiais de número atômico alto (KNOLL, 2000). Portanto, isso traz a importância de utilizar materiais com baixo número atômico, em projetos de blindagem, para proteção de irradiação de elétrons (TURNER, 2007). Em relação aos elétrons de alta energia, deve-se levar em conta os fótons produzidos por *bremsstrahlung*, pois possuem poder de penetração maior os elétrons (KNOLL, 2000).

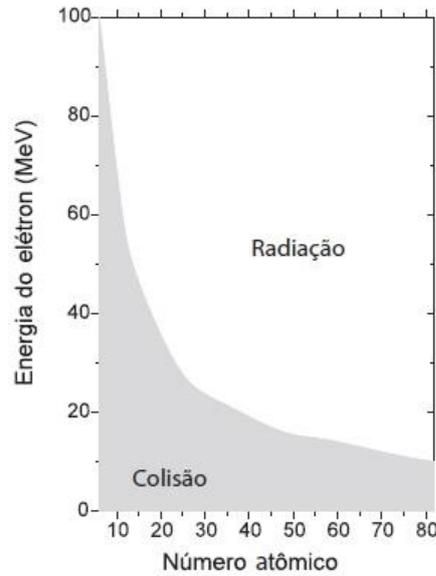


Figura 5 Predominância do poder de freamento por colisão (parte preenchida) e por radiação em função da energia dos elétrons pelo número atômico (OKUNO; YOSHIMURA, 2010).

Com as colisões elástica e inelástica, os elétrons penetram num meio absorvedor até que sua energia cinética seja totalmente depositada, determinando um alcance no meio absorvedor após um percurso de zig-zag (*ibid.*). O alcance de partículas carregadas (\mathfrak{R}_{CSDA}) é, de forma geral, determinado por (TURNER, 2007):

$$\mathfrak{R}_{CSDA} = \int_0^T \left(\frac{dT}{\rho dx} \right)^{-1} dT \quad (3)$$

Essa fórmula representa o percurso médio das partículas no meio e é uma estimativa superior ao alcance obtido experimentalmente (OKUNO; YOSHIMURA, 2010). Porém, essa equação (3) é menos definida para os elétrons rápidos em comparação com as partículas pesadas, pois o alcance experimental é bem menor que o comprimento da trajetória (ATTIX, 1986). Essa condição é mais perceptível quando a energia da partícula é alta e o absorvedor possui alto número atômico, pois há um aumento no número de espalhamentos elásticos com núcleos, resultando em um desvio de trajetória (*ibid.*). Assim, em geral, utiliza-se o alcance extrapolado, um prolongamento na parte linear inferior da curva de penetração versus a espessura, até que o mesmo intercepte o eixo das abscissas, como pode ser visto na Figura 6 (*ibid.*). Quando o absorvedor possui número atômico baixo, a quantidade de espalhamentos elásticos com núcleo é menos perceptível, gerando uma diferença menor entre o alcance e o alcance extrapolado (*ibid.*).

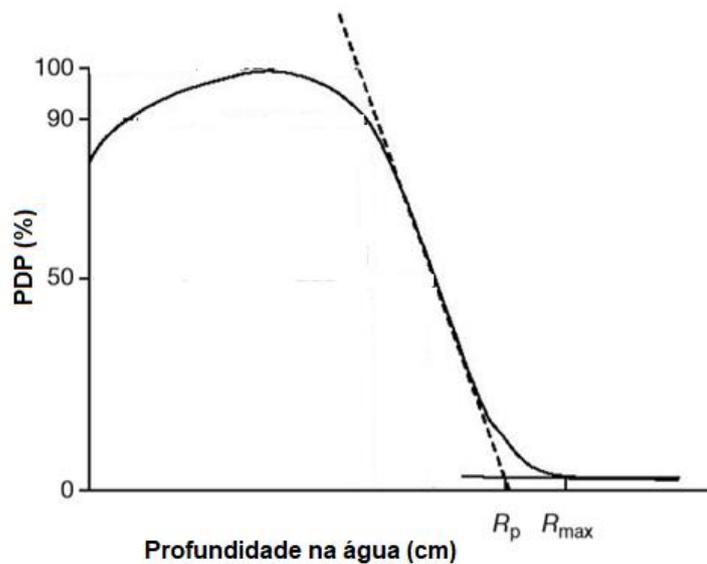


Figura 6 Exemplo da curva característica da porcentagem de dose em profundidade, onde é possível adquirir algumas informações do feixe de elétrons como o alcance extrapolado, R_p , e o alcance máximo, R_{max} (Adaptado do PODGORSK, 2005).

2.4.2 Partículas Carregadas Pesadas

As partículas carregadas pesadas são qualquer íon atômico ou partícula com carga que possua massa de repouso superior à massa dos elétrons, como partículas alfa e prótons. A interação dessas partículas com matéria acontece, geralmente, através da força coulombiana entre as cargas positivas da partícula carregada pesada e os elétrons orbitais do átomo do meio (KNOLL, 2000; TURNER, 2007). As partículas carregadas pesadas ainda podem interagir com o núcleo, porém é preciso ter energia bastante elevada pois essa interação não é comumente presenciada (KNOLL, 2000).

Como dito anteriormente, a maior parte das interações das partículas carregadas pesadas são com os elétrons orbitais. Dependendo da energia transferida ao elétron, pode haver duas consequências: essa energia transferida pode ter energia suficiente para promover o elétron para um estado de alta energia, excitado, em um mecanismo chamado de excitação; ou, a energia transferida pode ser suficientemente maior que a energia de ligação do elétron, ocasionando a remoção dos elétrons do átomo, em um mecanismo chamado de ionização (BUSHBERG *et al.*, 2002; KNOLL, 2000; TURNER, 2007). Nessas interações, a deflexão das partículas carregadas pesadas é desprezível por conta de sua massa ser muito maior do que a do elétron. Assim, a partícula carregada pesada perde sua energia quase continuamente em pequenas quantidades, percorrendo uma trajetória quase retilínea (KNOLL, 2000; TURNER, 2007).

A taxa linear média de perda de energia de uma partícula carregada pesada em um meio é um conceito importante para dosimetria (TURNER, 2007). Esse conceito é dado por $-dE/dx$, conhecido como o poder de freamento da partícula em um certo meio que também se refere ao LET (do inglês, *Linear Energy Transfer*) (*ibid.*). A expressão que aproxima o poder de freamento das partículas carregadas é dada pela fórmula de Bethe:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2}{m_0 v^2} NB, \quad (4)$$

onde

$$B = Z \left[\ln \frac{2m_0 v^2}{I} - \ln \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) - \frac{v^2}{c^2} \right]$$

Nas equações acima temos a velocidade (v) e a carga da partícula primária (ez), a densidade (N) e o número atômico (Z) dos átomos do absorvedor, m_0 é a massa de repouso do elétron e e , a carga eletrônica. O parâmetro I representa o potencial médio de excitação e ionização do meio e é determinado experimentalmente como parâmetro para cada elemento (KNOLL, 2000; OKUNO; YOSHIMURA, 2010). A equação é válida para diferentes partículas carregadas, desde que as suas velocidades sejam relativamente grandes se comparadas com as dos elétrons orbitais dos átomos do meio (KNOLL, 2000; OKUNO; YOSHIMURA, 2010).

De acordo com a expressão (4), o poder de freamento para uma partícula não relativística varia com o inverso do quadrado da velocidade. Esse comportamento pode ser explicado sabendo que a partícula carregada é facilmente parada devido a presença dos elétrons na vizinhança, quando a velocidade da mesma é baixa, ou seja, a transferência de energia é maior (KNOLL, 1999). Se a velocidade das partículas carregadas forem as mesmas, outro fator que pode variar é o z^2 , que é proporcional ao poder de freamento. Portanto, partículas mais carregadas apresentam perda energética alta (*ibid.*). Por isso, por exemplo, uma partícula alfa terá perda energética maior que um próton, porém menor que um íon carregado, levando em consideração que todos tenham a mesma velocidade.

A consequência dessa relação entre o poder de freamento e a energia cinética da partícula gera uma não uniformidade de deposição de energia ao longo de todo o percurso no meio. Isto é, há uma grande densidade de ionização um pouco antes do final da

trajetória que é chamada de pico de Bragg (Figura 7) (BUSHBERG *et al.*, 2002; KNOLL, 2000). A Figura 7 é um exemplo para as partículas alfa que na maior parte da trajetória possuem duas cargas eletrônicas e a perda de energia aumenta com o inverso da velocidade (KNOLL, 2000). Ao final da trajetória das partículas, a carga é reduzida pela captura de dois elétrons e a formação do átomo neutro hélio, perdendo a capacidade de ionização e, portanto, a curva cai (BUSHBERG *et al.*, 2002; KNOLL, 2000).

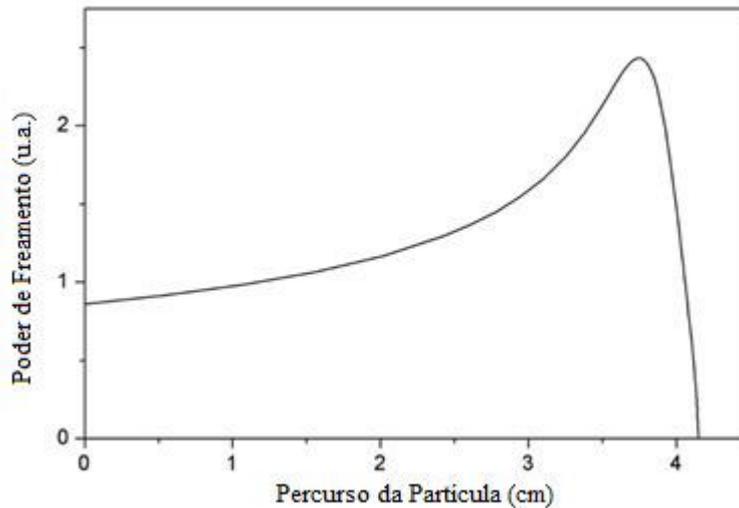


Figura 7 Exemplo do poder de freamento das partículas alfa ao longo de sua trajetória.

Um conceito importante relacionado às partículas carregadas pesadas é o caminho feito ao longo da sua passagem na matéria. Essas partículas possuem uma massa de repouso alta, isso resulta em um caminho de ionização denso e geralmente linear (BUSHBERG *et al.*, 2002). Diferentemente dos elétrons, como discutido no tópico anterior, que possuem um caminho de zig zag (*ibid.*). Essa discussão leva a dois conceitos importantes, comprimento do caminho e o alcance da partícula. O primeiro é definido como a distância real percorrida pela partícula e o segundo, como a profundidade real de penetração da partícula num meio (BUSHBERG *et al.*, 2002; PODGORSK, 2005). O comprimento do caminho percorrido pelos elétrons é maior que o seu alcance na matéria, enquanto que para as partículas carregadas pesadas, esses conceitos são quase iguais, como pode ser visto na Figura 8 (BUSHBERG *et al.*, 2002).

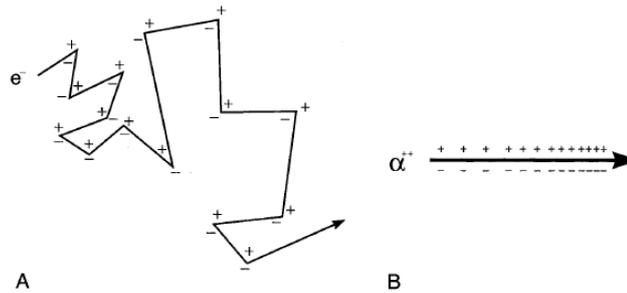


Figura 8 Ilustração dos diferentes caminhos percorridos pelas radiações, (a) elétrons e (b) partícula carregada pesada (alfa), ao interagir com a matéria (Adaptada de BUSHBERG *et al*, 2002).

2.4.3 Fótons

A radiação eletromagnética ionizante de interesse dessa dissertação é o raio X que possui caráter ondulatório, ausência de carga e massa de repouso. Portanto, diferentemente das partículas carregadas, os fótons não perdem energia constantemente quando penetram no meio (TURNER, 2007). Por isso, eles podem percorrer grandes espessuras até sofrer a primeira ionização. A penetrabilidade de um fóton está relacionada estatisticamente com a probabilidade de interação por unidade de distância percorrida, que depende do meio percorrido e da energia do fóton (*ibid.*).

Quando a radiação eletromagnética interage com a matéria, alguns efeitos podem ser observados, tais como espalhamento coerente, Rayleigh, efeito fotoelétrico, efeito Compton, produção de pares e reação fotonuclear. Não serão aprofundados os conceitos dos dois primeiros efeitos, pois nesse trabalho, as energias de raios X usadas foram altas, o que diminui a chance de ocorrência desses efeitos.

O espalhamento coerente ocorre quando os fótons interagem coerentemente com todos os elétrons do átomo do absorvedor, o ângulo de espalhamento é geralmente pequeno e não há perda de energia significativa do fóton para o átomo (KNOLL, 2000; TURNER, 2007). A probabilidade de interação é significativa apenas para baixas energias, como algumas centenas de keV, e mais proeminente em materiais de alto número atômico (KNOLL, 2000).

O efeito fotoelétrico, demonstrado na Figura 9, é uma interação que ocorre majoritariamente quando um fóton interage com um elétron orbital fortemente ligado ao núcleo atômico (PODGORSAK, 2005). Com isso, o fóton transfere toda a sua energia, deixando de existir, e o elétron é ejetado do átomo (KNOLL, 2000; PODGORSAK,

2005). Para a ocorrência do efeito fotoelétrico, o fóton deve possuir no mínimo a mesma energia de ligação do elétron (BUSHBERG *et al.*, 2002; KNOLL, 2000). Caso a energia do fóton seja maior que a energia de ligação, o elétron será ejetado com uma energia cinética, E_K , igual a diferença da energia do fóton, $h\nu$, e a energia de ligação, E_l , dada pela seguinte equação (PODGORSAK, 2005):

$$E_K = h\nu - E_l \quad (5)$$

A probabilidade de ocorrer esse efeito é diretamente proporcional ao número atômico do material e inversamente proporcional a energia do fóton, Z^3/E^3 (BUSHBERG *et al.*, 2002; PODGORSAK, 2005). Se o alvo possui um número atômico alto, conseqüentemente terá muitos prótons em seu núcleo e mais elétrons fortemente ligados. Como o efeito fotoelétrico ocorre de acordo com a interação dos elétrons fortemente ligados, a probabilidade desse evento ocorrer será maior em materiais com número atômico alto. Ainda, o fóton deve ter energia igual ou maior que a energia de ligação do elétron, porém se a diferença entre a energia do fóton e a energia de ligação do elétron for muito grande, a probabilidade de interação diminui.

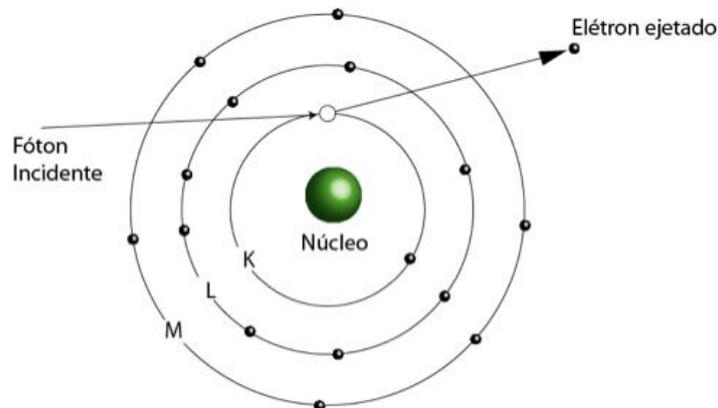


Figura 9 Ilustração do efeito fotoelétrico (HIPERMIDIA, 2017a).

O efeito Compton, demonstrado na Figura 10, acontece majoritariamente quando um fóton interage com um elétron fracamente ligado ao núcleo atômico (BUSHBERG *et al.*, 2002). Nessa situação, o fóton possui uma energia relativamente maior que a energia de ligação do elétron. Portanto, o fóton transfere parte da sua energia, que é suficiente para ejetar o elétron do átomo, e é defletido da sua trajetória inicial com um certo ângulo (BUSHBERG *et al.*, 2002; PODGORSAK, 2005). A energia do fóton incidente (E_0) é igual à soma da energia do fóton espalhado (E_f) e a energia cinética do elétron ejetado (E_{e^-}), a energia de ligação do elétron é relativamente pequena e, portanto, negligenciada.

$$E_0 = E_f + E_{e^-} \quad (6)$$

A probabilidade de ocorrência do efeito Compton por átomo no absorvedor depende do número de elétrons disponíveis para interagir com o fóton, sendo assim, aumenta linearmente com Z (KNOLL, 2000). A probabilidade do efeito Compton aumenta, se comparada com a probabilidade do efeito fotoelétrico, com o aumento da energia (BUSHBERG *et al.*, 2002). Porém, a dependência energética diminui gradualmente com o aumento da energia (KNOLL, 2000).

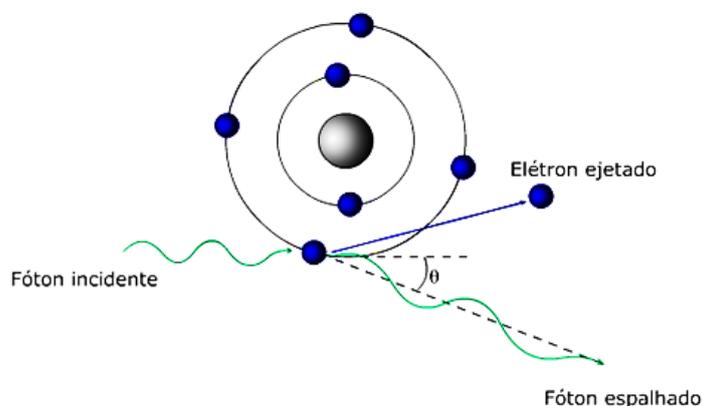


Figura 10 Ilustração do efeito Compton (EFEITO FOTOELÉTRICO E COMPTON, 2018).

A produção de pares, ilustrada na Figura 11, é dominante quando a energia do fóton é alta, pois sua seção de choque aumenta proporcionalmente com a energia do fóton (KNOLL, 2000). O fóton interage com o campo coulombiano do núcleo, desaparecendo, e toda a sua energia é transformada em massa de repouso e energia cinética de um par partícula-antipartícula que podem ser quaisquer partículas, mesmo as neutras, porém é preciso de muita energia para isso (BUSHBERG *et al.*, 2002; KNOLL, 2000; TURNER, 2007). Para as energias utilizadas em radioterapia, essas partículas são um elétron de carga negativa e uma partícula de carga positiva, o pósitron. A energia mínima para produzir um par elétron-pósitron deve ser igual a 1,022 MeV, pois o elétron possui uma massa de 0,511 MeV e o pósitron possui massa igual à do elétron. A única diferença entre eles é a carga elétrica (BUSHBERG *et al.*, 2002; KNOLL, 2000; TURNER, 2007). A energia excedente ao valor mínimo necessário será a energia cinética dessas partículas após a interação (BUSHBERG *et al.*, 2002).

Não existe uma expressão simples para a probabilidade de produção de pares por núcleo. Porém é sabido que sua magnitude varia com o quadrado do número atômico do

absorvedor (KNOLL, 2000). A probabilidade da produção de pares aumenta evidentemente com o aumento da energia, como foi dito anteriormente, havendo um limiar de alta energia para ocorrer a produção de pares.

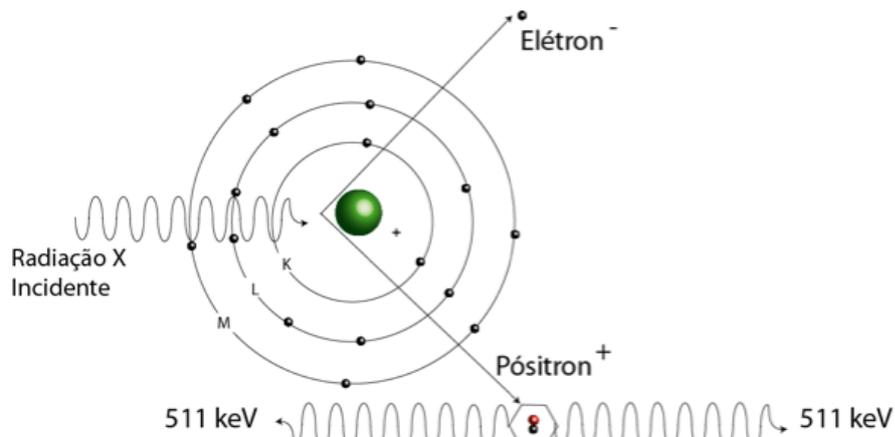


Figura 11 Ilustração da produção de pares (HIPERMIDIA, 2017b).

A importância dos três processos citados anteriormente em relação a diferentes absorvedores e energias de fótons pode ser mostrada na Figura 12 (*ibid.*). As três áreas mostradas na Figura 12 representam a predominância dos efeitos fotoelétrico, Compton e produção de pares. A linha à esquerda representa a energia na qual os efeitos fotoelétrico e Compton possuem a mesma probabilidade de ocorrência para um dado número atômico do absorvedor (*ibid.*). A linha à direita representa a energia na qual os efeitos Compton e pares possuem a mesma probabilidade de ocorrência para um dado número atômico do absorvedor (*ibid.*).

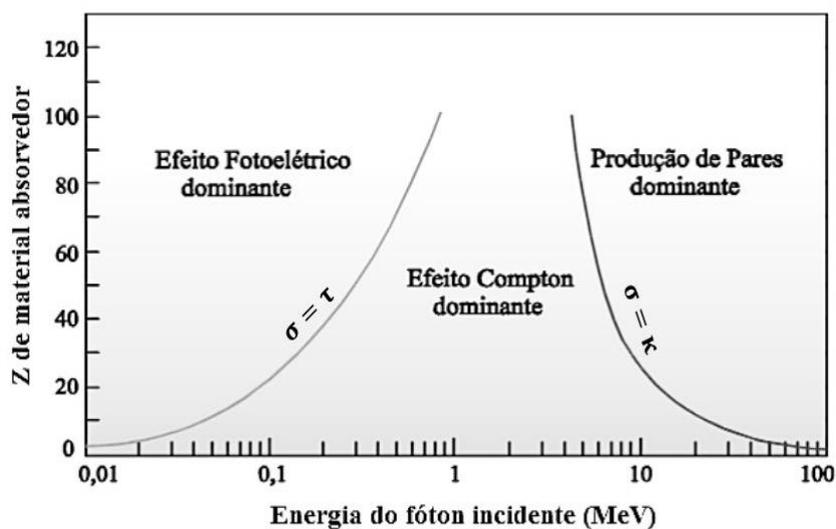


Figura 12 Predominância dos efeitos da interação de fótons com a matéria em função o número atômico do absorvedor e da energia do fóton. (Adaptado do KNOLL, 2000).

A reação fotonuclear ocorre quando um fóton altamente energético é absorvido pelo núcleo atômico, resultando em emissões diversas partículas e caso o núcleo seja muito pesado, ainda é possível a ocorrência de fotofissão. Porém, para as energias utilizadas nesse trabalho, a maior probabilidade é que ocorra a emissão de nêutrons e prótons (ATTIX, 1986; PODGORSK, 2005). Essa interação ocorre devido ao fenômeno de ressonância de dipolo gigante (NCRP, 1984) que acontece quando a energia do fóton incidente é próxima a energia de ligação dos núcleons (TURNER, 2007). Geralmente, o limiar para que essa reação ocorra é em torno 10 MeV, porém existem materiais em que esse limiar é menor, como é o caso dos núcleos do deutério e do ^9Be que possuem o limiar de 2 MeV (PODGORSK, 2005). A probabilidade de produção de fotonêutrons aumenta quando os fótons energéticos interagem com núcleo de materiais pesados, comumente encontrados no cabeçote do acelerador (TURNER, 2007).

As interações que dão origem aos prótons (γ, p) contribuem apenas para o kerma (ver seção 2.5) e, mesmo assim, é uma quantidade pequena (5%) em relação à produção de pares, sendo assim considerada negligenciável dosimetricamente (ATTIX, 1986). As interações que originam nêutrons, (γ, n), por outro lado, devem ser vistas com cuidado, pois a produção de nêutrons pode levar a um problema de proteção radiológica (ATTIX, 1986; TURNER, 2007). Esse é o caso de lugares que possuam LINACs que, de certa forma, acabem produzindo raios X de energia igual ou superior a 10 MeV (ATTIX, 1986). Sendo assim, a contaminação de nêutrons depende da energia utilizada e da concepção do acelerador devido à presença de materiais pesados (*ibid.*).

A produção de fotonêutrons na sala de terapia deve ser estudada para levar em consideração blindagens especiais para nêutrons, pois a blindagem de fótons não é necessariamente adequada para nêutrons (*ibid.*). Além disso, os nêutrons têm um alto poder de penetração, por se tratar de uma partícula sem carga. Portanto, o problema de contaminação de nêutrons pode ser resolvido adaptando a sala com materiais borato hidrogenados para que os moderem (processo para diminuir a energia dos nêutrons através de colisões) ou os absorvam e/ou modificando a concepção do acelerador, usando materiais que possuam baixa seção de choque para a reação fotonuclear (PODGORSK, 2005). A Tabela 1 mostra os principais constituintes de um acelerador e a respectiva energia limiar para a produção de fotonêutrons.

Tabela 1 Principais elementos que fazem parte do cabeçote de aceleradores lineares de uso médico e as energias limiares para produção de fotonêutrons (LARCHER; BONET DURÁN; LERNER, 2000).

Elemento	Peso Atômico	Abundância (%)	Energia Limiar (MeV)
	27	100	13,1
Al	54	5,8	13,4
	56	91,7	11,2
Cu	65	30,8	9,91
	182	26,4	8,5
W	183	14,4	6,19
	184	30,6	7,41
	186	28,4	5,75
Pb	206	25,1	8,08
	207	22,1	6,74
	208	52,3	7,37

2.4.4 Nêutrons

Nêutrons possuem massa de repouso aproximadamente igual à massa do próton e não possuem carga elétrica. Portanto, não interagem com o meio através da força coulombiana, mas principalmente por meio da força nuclear (KNOLL, 2000). Por conta disso, eles têm uma grande penetração nos materiais, quando se compara com outros tipos de radiações particuladas carregadas. Além disso, por serem eletricamente neutros e não existir um campo eletromagnético associado a eles, a probabilidade de interação com os elétrons é negligenciável (TURNER, 2007). Suas principais formas de interação são, basicamente, através do espalhamento e absorção. Os resultados dessas interações podem ser diversos, podendo incluir, por exemplo, núcleo de recuo e emissões de raios gama e de partículas alfa e beta (KNOLL, 2000). Por conta disso, há uma dificuldade de detecção dos nêutrons através de instrumentos comuns, sendo preciso detectores específicos até mesmo para diferentes tipos de energias de nêutrons (*ibid.*). Muitos detectores de nêutrons utilizam a conversão do nêutron em partículas carregadas secundárias para fazer a

detecção da partícula, pois as partículas carregadas secundárias podem ser detectadas facilmente (*ibid.*).

Quando um nêutron colide com o núcleo pode ser espalhado de forma elástica e inelástica (TURNER, 2007). Nos espalhamentos elásticos, o nêutron cede parte de sua energia para o núcleo atômico durante a interação, sendo o núcleo de recuo o resultado dela. Nesse tipo de espalhamento a energia cinética total do sistema nêutron - núcleo permanece inalterada após a interação. Já no inelástico, a interação do nêutron com o núcleo atômico deixa o último em um estado excitado, podendo voltar a seu estado fundamental através da liberação de radiação gama e do núcleo de recuo (*ibid.*). Nas reações de absorção, o nêutron é absorvido pelo núcleo podendo ocasionar captura radioativa, (n, γ) , $(n, 2n)$, emissão de partícula carregada, (n, p) , (n, α) (n, d) , e processos de fissão (n, f) (*ibid.*). Nesse tipo de reação o número da massa atômica e/ou do número atômico do núcleo atingido é modificado.

A probabilidade de acontecer algum tipo de interação de nêutron com a matéria depende da energia do nêutron e da seção de choque (σ) do núcleo de um determinado elemento (KNOLL, 2000). Assim, os nêutrons podem ser classificados de acordo com sua energia, como pode ser visto na Tabela 2. Além dessas classificações, existe uma outra divisão mais simples que é em nêutrons rápidos e nêutrons lentos que possibilita a discussão das propriedades de interação desses nêutrons (*ibid.*). A divisória escolhida é em torno de 0,5 eV ou aproximadamente a energia de corte do cádmio (*ibid.*).

Tabela 2 Classificação dos nêutrons de acordo com a sua energia Adaptada de (SELOVE, 1960).

$E_{\text{nêutron}}$ (eV)	Classificação
$0 < E < 10^{-4}$	Ultrafrio
$E < 0,01$	Frio
$0,01 < E < 0,3$	Térmico
$0,3 < E < 10^4$	Epitérmicos
$10^4 < E < 20 \cdot 10^6$	Rápidos
$E > 20 \cdot 10^6$	Relativísticos

Para os nêutrons lentos, as interações significativas são espalhamentos elásticos com o núcleo atômico do absorvedor e reações nucleares induzidas por nêutrons (KNOLL, 2000). Devido à pequena energia cinética dos nêutrons lentos, somente uma pequena quantidade de energia pode ser transferida em um único espalhamento elástico (*ibid.*). Logo, esse tipo de interação não é interessante para detectores de nêutrons lentos. No entanto, o espalhamento elástico é a interação mais provável e muitas vezes serve para moderar os nêutrons no meio absorvedor antes que uma interação diferente ocorra. Por isso, grande parte da faixa energética de nêutrons lentos será encontrada entre os nêutrons térmicos que possuem energia média de 0,025 eV, à temperatura ambiente (*ibid.*).

As interações dos nêutrons lentos que têm importância para sua detecção são as reações nucleares induzidas por eles, produzindo radiação secundária que tem energia suficiente para ser detectada diretamente (*ibid.*). As reações de captura radioativa são úteis na detecção de nêutrons como, por exemplo, a que usa folhas de ativação. Porém, essas folhas não são amplamente utilizadas para detecção direta, pois a radiação secundária produzida são os raios gama que não ionizam diretamente a matéria (*ibid.*). Já as reações como (n, α) , (n, p) e (n, f) são interessantes para os detectores de nêutrons, visto que produzem radiações secundárias diretamente ionizantes (*ibid.*).

O aumento da energia dos nêutrons reduz consideravelmente as reações nucleares induzidas pelos nêutrons que são úteis para os detectores (*ibid.*). Em altas energias, a importância recai sobre o espalhamento, pois numa colisão o nêutron pode transferir grande parte da energia. Nessa situação, as radiações secundárias são os núcleos de recuo, que absorvem boa parte da energia dos nêutrons (*ibid.*). Em cada colisão, o nêutron perde uma quantidade de energia até sofrer diversas colisões e ser moderado ou ter sua energia diminuída (TURNER, 2007). Um moderador eficiente de nêutron é o hidrogênio (^1H), pois seu núcleo contém apenas um próton, cuja massa de repouso é próxima à massa do nêutron. Assim, em uma única colisão com o núcleo do ^1H , o nêutron pode perder toda sua energia (KNOLL, 2000).

Em energias suficientemente altas, a ocorrência de espalhamento inelástico com núcleos é maior, essa interação ocorre quando o núcleo de recuo é levado a um estado excitado durante a colisão (*ibid.*). O núcleo retorna ao estado fundamental, emitindo um raio gama e o nêutron perde uma quantidade de energia maior que na colisão elástica (*ibid.*). Espalhamentos inelásticos com a liberação de raios gamas também são indesejados nos detectores de nêutrons rápidos (*ibid.*).

A probabilidade de esses eventos ocorrerem pode ser quantificada através da seção de choque (σ) do alvo (KNOLL, 2000; LAMARSH; BARATTA, 2001). A seção de choque mede a probabilidade de que uma interação entre um nêutron e um núcleo alvo ocorra. Ela é expressa através da unidade de área *barns* ($1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ m}^2$) (KNOLL, 2000; LAMARSH; BARATTA, 2001). Sendo assim, quanto maior for a seção de choque de um determinado núcleo para nêutrons, maior será a probabilidade de haver a interação entre o nêutron e o núcleo (LAMARSH; BARATTA, 2001). A Figura 13 mostra a relação da seção de choque total do hidrogênio e do carbono (^{12}C) em relação a energia de nêutrons.

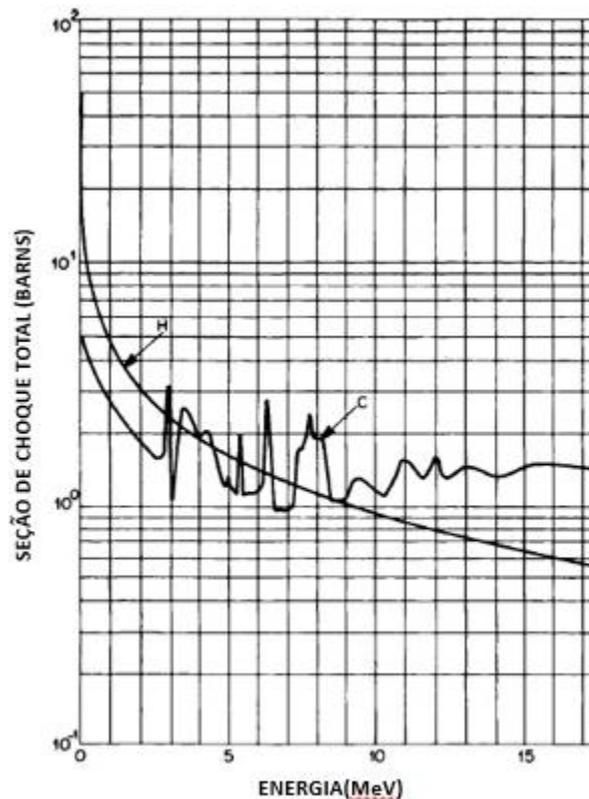


Figura 13 Seção de choque total do hidrogênio e carbono em função da energia do nêutron. (Adaptada do TURNER, 2007)

Observando a Figura 13, podemos notar que, como o núcleo do ^1H tem somente um próton, apenas as interações de espalhamento elástico e de captura do nêutron são possíveis, portanto a seção de choque total é a soma das duas seções de choques relacionadas a essas interações (TURNER, 2007). A seção de choque em relação a captura para o hidrogênio é relativamente pequena, alcançando um valor de 0.33 barn (10^{-24} cm^2) apenas em energias térmicas (*ibid.*). Por outro lado, a seção de choque total do carbono possui valores consideráveis na região de 1-10 MeV (*ibid.*). Esse comportamento mostrado na Figura 13 ocorre, pois, o carbono possui estados excitados

discretos que podem aumentar ou diminuir a seção de choque para espalhamentos elásticos e inelástico, dependendo da energia do nêutron (*ibid.*).

2.5 Grandezas Radiológicas

Medições de radiação e investigações de efeitos de radiação requerem várias especificações do campo de radiação no ponto de interesse. A dosimetria de radiação utiliza métodos que determinam quantitativamente a energia depositada em um dado meio por radiações ionizantes direta ou indiretamente. As grandezas radiológicas são divididas em três grupos: Grandezas Radiométricas, Grandezas Dosimétricas e Grandezas Operacionais e de Proteção Radiológica. O primeiro grupo contém fluência, taxa de fluência; o segundo grupo é composto por kerma, dose absorvida; e o terceiro grupo, dose equivalente, dose efetiva, equivalente de dose ambiente, equivalente de dose pessoal (OKUNO; YOSHIMURA, 2010). As grandezas radiológicas importantes para essa pesquisa estão definidas abaixo.

A **fluência** é definida como o quociente entre o número de partículas incidentes dN em uma esfera com área de seção transversal da ; a fórmula da fluência é dada por (PODGORSAK, 2005):

$$\Phi = \frac{dN}{da} \quad (7)$$

Outra forma de expressar a fluência de um campo de nêutrons é feita utilizando a distribuição energética $\Phi_E(E)$:

$$\Phi = \int_0^{\infty} \Phi_E(E) dE \quad (8)$$

A unidade de fluência é dada em cm^{-2} .

A **dose absorvida** é uma quantidade dosimétrica aplicável a ambas radiações indiretamente e diretamente ionizante (PODGORSAK, 2005). Para radiação indiretamente ionizante, a energia é transmitida para a matéria em dois processos (*ibid.*). No primeiro processo, a radiação indiretamente ionizante transfere energia como energia cinética para partículas carregadas secundárias (resultando em kerma) que, no segundo processo, irá transferir parte sua energia cinética para o meio, resultando na dose absorvida e perde uma parte de sua energia em forma de *bressmtrahlung* (*ibid.*). A dose absorvida é definida como a energia absorvida por unidade de massa para qualquer tipo de radiação ionizante e em qualquer alvo (PODGORSAK, 2005; TURNER, 2007):

$$D_t = \frac{dE}{dm} \quad (9)$$

A unidade da dose absorvida é dada em joules por quilograma (J/kg), mais conhecida como gray (Gy).

Uma quantificação da dose por radiação indiretamente ionizante, fótons e nêutrons, é a energia cinética inicial de todas as partículas carregadas liberadas por radiação por unidade de massa (TURNER, 2007). Essa quantificação é denominada de **kerma** e possui as mesmas dimensões de dose absorvida, porém o conceito é totalmente diferente. Sendo assim, a fórmula para kerma é:

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} \quad (10)$$

Onde a unidade de kerma é J/kg, mais conhecida como gray, Gy.

É sabido há tempos que a dose absorvida necessária para causar um certo nível de dano biológico varia com o tipo de radiação utilizada (TURNER, 2007). A radiação que possua um alto valor de LET geralmente provoca mais danos ao sistema biológico por unidade de dose do que radiação com baixo LET (*ibid.*).

As quantidades operacionais designadas pelo *International Commission on Radiation Units and Measurements* (ICRU) têm por objetivo providenciar estimativas apropriadas pelas quantidades protecionais, servindo como uma quantidade calibrada para dispositivos dosimétricos (BARTLETT *et al.*, 2003). As quantidades operacionais são baseadas no **equivalente de dose** que é a dose absorvida no ponto de interesse, D, e Q, o fator de qualidade em um certo ponto (*ibid.*). Q é um fator de ponderamento relacionado com o tipo e energia da radiação por meio da energia linear transferida, L, das partículas carregadas em água, os valores relacionados a Q podem ser vistos na Tabela 3. O equivalente de dose deriva da relação:

$$H = Q \cdot D = \int Q(L) D_L dL \quad (11)$$

Onde D_L é a distribuição da dose D em energia linear L e Q(L) é o fator de qualidade em função de L em água. A unidade de equivalente de dose é dada em sievert, Sv.

Tabela 3 Fator de ponderação para diferentes radiações (Adaptada do TURNER, 2007).

Tipo e faixa de energia	Fator de Ponderação da Radiação
Fótons, todas as energias	1
Elétrons e Múons, todas as energias	1
Nêutrons, energia < 10 keV	5
10 keV a 100 keV	10
> 100 keV a 2 MeV	20
> 2 MeV a 20 MeV	10
> 20 MeV	5
Prótons, Próton de recuo, energia > 2 MeV	5
Partículas alfa, fragmentos de fissão, núcleo pesado	20

2.6 Detectores de radiação

Nêutrons são geralmente detectados por reações nucleares que dão origem a partículas carregadas energéticas, como prótons e partículas alfa, e fótons (KNOLL, 2000; TSOULFANIDIS, 1995) Cada detector possui uma combinação do material alvo que é responsável por essas conversões juntamente com um detector de radiação convencional (KNOLL, 2000). A seção de choque dos nêutrons é bastante dependente da energia dos mesmos, por isso diferentes técnicas de detecção foram desenvolvidas para diferentes regiões de energia (*ibid.*). Várias interações são utilizadas para detecção de nêutrons divididas entre reações absorção e espalhamento (TSOULFANIDIS, 1995).

As reações de absorções são de dois tipos, no primeiro, o nêutron induz a emissão de radiação ionizante e a mesma é responsável pela detecção; no segundo, a interação entre o nêutron e o núcleo é radioativa e o decaimento do núcleo fornece informação sobre os nêutrons (KNOLL, 2000; TSOULFANIDIS, 1995). Já em questão de espalhamento, o principal é que o núcleo de recuo carregado é o resultado da interação nêutron-núcleo, sendo que o mesmo pode ser detectado (KNOLL, 2000; TSOULFANIDIS, 1995). O exemplo mais utilizado de espalhamento é o elástico de um nêutron por um próton (núcleo do hidrogênio).

Os detectores mais utilizados para nêutrons são detectores baseados na emissão de partículas carregadas como os detectores a gás (BF_3 e ^3He) e cintiladores orgânicos e inorgânicos, detectores baseados na emissão de raios gama e radioatividade induzida como folhas de ativação e detectores baseados em danos da radiação, que são os detectores traços nucleares, e os detectores de bolhas (o detector utilizado nessa dissertação) (KNOLL, 2000).

Além desses detectores, ainda existe um que é muito utilizado em dosimetria individual que é o dosímetro albedo. O principal funcionamento desse detector faz o uso da moderação dos nêutrons rápidos pelo corpo humano devido à presença de hidrogênio (PIESCH; BURGKHARDT, 1985). Depois dessas interações, o nêutron é moderado, podendo ser detectado pelo dosímetro albedo (*ibid.*). Um exemplo é o uso de ^6Li , que possui uma alta seção de choque para nêutrons térmicos, e ^7Li , que tem sensibilidade apenas para radiação gama. A diferença do sinal geral entre os dois fornece a contribuição da dose causada pelos nêutrons térmicos (KNOLL, 2000; PIESCH; BURGKHARDT, 1985).

2.6.1 Detectores de gotículas superaquecidas

Esse detector de bolhas é baseado em uma suspensão de várias gotículas pequenas de um fluido contido em uma matriz que deve ser inerte e imiscível (D'ERRICO, 2001; KNOLL, 2000). A matriz deve ser inerte e imiscível para que as gotículas não interajam nem percam suas propriedades através de reações químicas (D'ERRICO, 2001). Além disso, a matriz deve apresentar alta viscosidade ou uma densidade próxima à densidade das gotículas para que estas possam ficar suspensas durante o uso do mesmo. Geralmente essa matriz é um gel aquoso (*ibid.*). Os detectores possuem o volume de alguns centímetros cúbicos dessa emulsão que contém de 10^4 a 10^5 gotículas, cada uma com um diâmetro de $100\ \mu\text{m}$ ou menos (D'ERRICO, 2001; KNOLL, 2000). As condições de pressão e temperatura são ajustadas fazendo com que as gotículas do líquido se tornem metaestáveis em um estado superaquecido (D'ERRICO, 2001). O líquido poderá resultar em vapor, mas para isso, é preciso que haja um gatilho de nucleação para que as gotículas passem pela transição de fase (Figura 14) (*ibid.*).

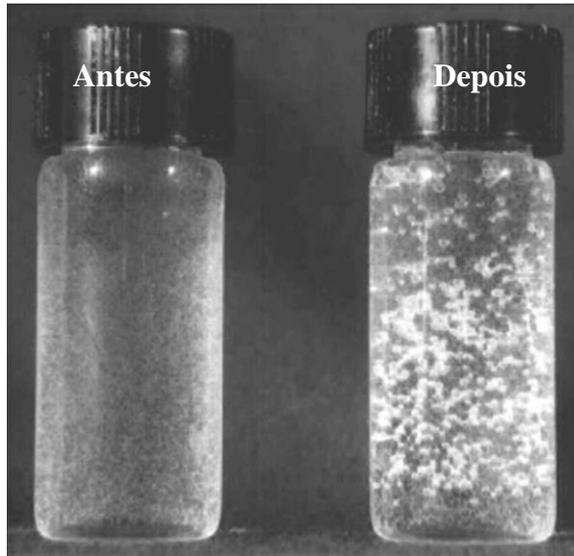


Figura 14 Imagem da emulsão superaquecida antes e após a irradiação (D'ERRICO, 2001).

Esse gatilho pode ser gerado devido às partículas carregadas liberadas por interações de nêutrons incidentes (KNOLL, 2000). De acordo com os modelos deste processo, as partículas carregadas geram uma trilha de deposição de energia produzindo regiões locais de alta densidade energética (pico térmico), causando cavidades de vapor dentro das gotículas (D'ERRICO, 2001; KNOLL, 2000). Quando essas cavidades atingem um tamanho crítico, a gotícula continua crescendo até que toda ela evapore (Figura 15) (D'ERRICO, 2001). Agora, a bolha possui até um milímetro de diâmetro e pode ser vista facilmente por uma inspeção visual. De forma geral, apenas as partículas carregadas podem produzir a alta densidade de energia necessária para atingir o estágio de vaporização e as gotículas são insensíveis aos elétrons de baixo LET que são produzidos pelos raios gama/raios X incidentes (KNOLL, 2000).

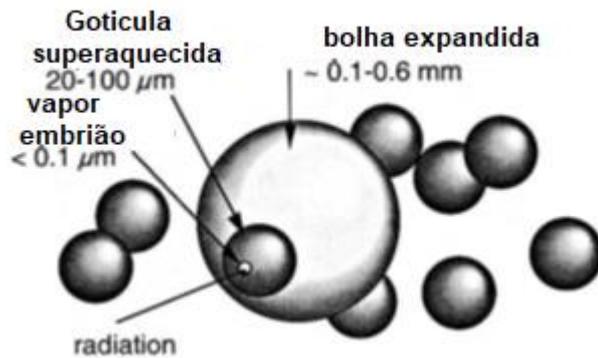


Figura 15 Passos de formação da bolha a partir das gotículas da emulsão superaquecida (D'ERRICO, 2001).

Para desencadear a nucleação das bolhas, existe um requisito crítico de deposição de energia, portanto, a partícula carregada precisa ter determinada energia para tal acontecimento (KNOLL, 2000). O modelo demonstra que essa energia mínima é proporcional ao quadrado do inverso da diferença entre a pressão de vapor do fluido e a pressão local dentro do detector (*ibid.*). Os nêutrons rápidos através de espalhamentos elástico podem gerar núcleos de recuo com energias superiores ao limiar dentro das gotículas (*ibid.*). Em energias maiores, a sensibilidade aumenta devido à presença de prótons de recuo, que penetram nas gotículas, sendo as mesmas livres de hidrogênio (*ibid.*).

Os nêutrons lentos não criam recuos com a interação, porém os detectores podem ser sensíveis a esses tipos de nêutrons. Para isso, é preciso incorporar um elemento ao fluido que, ao interagir com esses nêutrons, produza partículas carregadas energéticas (*ibid.*). Um exemplo é um fluido que contenha cloro que interaja com nêutrons lentos através da reação de captura $^{35}\text{Cl}(n,p)^{35}\text{S}$. Nessa reação de captura, o ^{35}Cl perde 615 keV e cria recuos de ^{35}S de alta densidade de energia de 17 keV, com alcance de $\sim 0,04 \mu\text{m}$ nas gotículas (D'ERRICO, 2001). Essa reação de captura possui a maior seção de choque para nêutrons lentos. Portanto, é utilizada por nêutrons que sofreram diversas colisões moderadoras na matriz circundante antes de se difundirem para as gotículas (KNOLL, 2000).

Os detectores de bolhas demonstram uma forte dependência de sua sensibilidade à temperatura ambiente, devido à dependência dos mecanismos de acionamento sobre o

grau de superaquecimento (*ibid.*). Em certas condições, o número de bolhas, devido à exposição de nêutrons, pode mudar 5% por °C. Para resolver o problema da dependência de temperatura, é utilizado um líquido volátil no espaço livre dentro do frasco acima da superfície da emulsão (*ibid.*). Quando a temperatura aumenta, a pressão do vapor do aditivo aumenta, aumentando a pressão sobre a emulsão, e isso reduz possíveis mudanças no superaquecimento, diminuindo a dependência do detector à variação da temperatura (*ibid.*).

Os detectores de bolhas podem ser dispositivos passivos ou ativos, dependendo da forma como é feita a leitura das bolhas (*ibid.*). Os detectores de bolhas operam como dispositivos passivos quando ao terminar a medição, o número de bolhas pode ser contado manualmente ou pode ser automaticamente utilizando um scanner óptico (*ibid.*). O número de contagens de bolhas para esse dispositivo pode ser limitado devido à sobreposição óptica das bolhas, dificultando a contagem de bolhas além de algumas centenas (*ibid.*). Após a contagem, o detector pode ser reutilizado ao se aplicar pressão no mesmo para recondensar as bolhas de volta em gotículas e, assim, poder utilizá-lo novamente (*ibid.*). Os detectores também podem ser usados como dispositivos ativos usando um sensor acústico em contato físico com o detector, capturando o som produzido com a formação das bolhas e convertendo-o em pulso elétrico (D'ERRICO, 2001; KNOLL, 2000). Impactos ou vibrações podem produzir sinais acústicos, causando contagem falsa (D'ERRICO, 2001). Por isso, um segundo transdutor é acoplado em instrumentos ativos. A análise da forma do pulso digital é realizada na saída dos dois sensores para evitar sinais causados por vibrações e contar apenas os eventos devido a formação de bolhas (KNOLL, 2000).

3 METODOLOGIA

Esta seção tem por finalidade apresentar os materiais e os métodos utilizados para detecção de nêutrons devido ao uso do acelerador linear convencional em radioterapia de forma geral e ao acelerador móvel no tratamento de câncer utilizando a técnica de radioterapia intraoperatória.

3.1 Acelerador Móvel LIAC HWL

LIAC HWL é um acelerador móvel de elétrons dedicado especialmente para ser usado em RT-IO em salas de cirurgias. O LIAC HWL é composto por uma unidade móvel e uma unidade de controle. O primeiro é propriamente o acelerador e o segundo é a unidade na qual é possível configurar o tipo de irradiação a ser utilizada, ambos conectados por um cabo. As imagens apresentadas nas Figuras 16 e 17 mostram separadamente essas unidades.



Figura 16 Controle de unidade.



Figura 17 Unidade móvel, explicitando os graus de liberdade que a máquina possui.

A unidade móvel pesa 500 kg, enquanto a unidade de controle pesa 120 kg, fazendo com que sejam carregados facilmente pelos corredores dos hospitais e possam ser introduzidos em elevadores, facilitando o uso dos mesmos em todo o hospital (SIT SORDINA IORT TECHNOLOGIES S.P.A., 2015). Devido a sua mobilidade, os procedimentos feitos durante a RT-IO são simplificados, como é o caso da anestesia, que

não precisa ter uma dose maior, pois não há necessidade de transportar o paciente para outra sala, além do paciente continuar no ambiente estéril sem a preocupação de exposição a ambientes não esterilizados (*ibid.*). O cabeçote do LIAC HWL possui três graus de liberdade: pode ser movido para cima e para baixo com o máximo de 100 cm, possui um ângulo de rolamento $\pm 60^\circ$ e um ângulo de inclinação entre $+30^\circ$ e -15° (*ibid.*). Esse é o mais novo modelo desenvolvido pela Sordina SpA que produz feixes de elétrons com energias de 6, 8, 10 e 12 MeV.

O LIAC HWL foi desenvolvido com o intuito de reduzir os níveis de radiação espalhada ao mínimo para que possa ser usado no tratamento RT-IO na sala de cirurgia. Para conquistar isso, algumas alterações foram feitas no sistema do acelerador, como a redução de interação do feixe de elétrons com qualquer elemento metálico o qual aumenta a presença de *bremstrahlung* (*ibid.*).

Algumas outras alterações foram feitas no sistema óptico do sistema, como guia de onda acelerado, que é um tanque de focagem eletrostática. Essa alteração foi feita em ordem de reduzir a interação entre o feixe de elétrons e o guia de ondas de cobre, reduzindo a produção de *bremstrahlung* e focando o feixe de elétrons da mesma forma (*ibid.*). Além disso, não tem nenhum imã de flexão e os únicos materiais metálicos no sistema do acelerador são a janela de titânio de $55 \mu m$ de espessura e uma folha espalhadora fina de alumínio, que é utilizada para espalhar o fino feixe de elétrons e duas câmaras de ionização (*ibid.*). A colimação do feixe dos campos clínicos é obtida através do uso de aplicadores que são feitos de acrílico.

3.2 Objeto Simulador (Phantom)

Foram utilizados dois phantoms diferentes, mas que possuem a mesma finalidade, ser um meio espalhador da mesma forma que seria o paciente. O phantom utilizado no experimento com o LIAC HWL é feito de polimetilmetacrilato (PMMA) e preenchido com água de dimensões $80 \times 30 \times 20 \text{ cm}^3$ (mostrado na Figura 18). O phantom utilizado no experimento com o acelerador convencional ELEKTA é o utilizado para testes em radioterapia, preenchido com água, com dimensões $62 \times 29 \times 24 \text{ cm}^3$ (mostrado na Figura 19). Internamente a ele foi inserido um aparato de modo que possibilite fazer as medidas com os dosímetros em diferentes posições em relação ao feixe.



Figura 18 Phantom utilizado no experimento com o LIAC HWL com o aplicador de 60 mm.

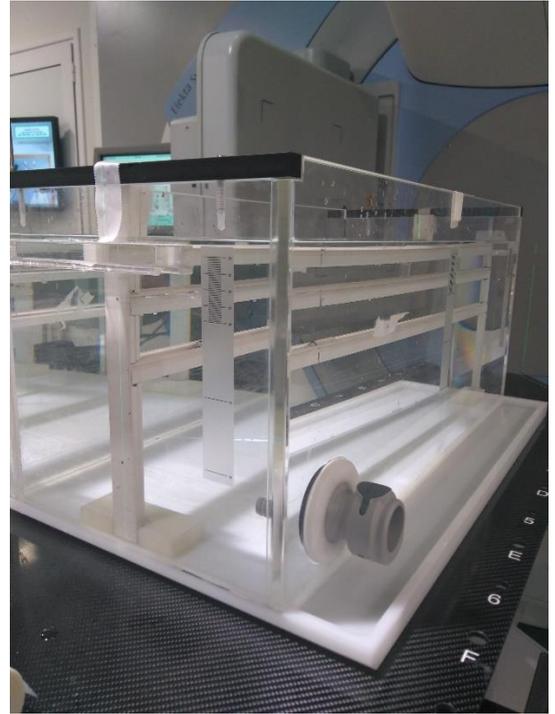


Figura 19 Phantom utilizado no experimento com o LINAC ELEKTA com o aparato para o posicionamento dos dosímetros.

3.3 Absorvedor do feixe

Alguns testes foram feitos com o acelerador e concluiu-se que há a necessidade de um absorvedor de feixe logo abaixo da mesa do paciente para evitar o vazamento de radiação ao longo da direção do feixe (SORIANI *et al.*, 2010). Portanto, nesse experimento foi utilizado o absorvedor do feixe para simular exatamente o cenário cirúrgico, como mostrado na Figura 20.

O absorvedor do feixe é um escudo circular que possui espessura de até 18 cm e diâmetro de 90 cm. Esses valores foram obtidos com o interesse de estabelecer o melhor compromisso entre radioproteção e peso total do escudo, observando que a espessura total pode exceder a 3 TVL (terceira camada semirredutora)(SIT SORDINA IORT TECHNOLOGIES S.P.A., 2015).



Figura 20 Absorvedor do feixe abaixo do phantom.

3.6 Detectores de nêutrons

Os detectores utilizados nesse estudo foram os detectores de gotas superaquecidos fabricados por *Apfel Enterprises, New Haven, CT, USA*. Esses detectores são formados por uma dispersão homogênea de gotículas de halocarbonetos em uma matriz de gel. O halocarboneto dos detectores utilizados é octafluorociclobutano (C-318), que a 25 °C apresenta a energia limiar 1 MeV. Os frascos consistem aproximadamente de 4,5 ml, 14 mm de diâmetro interno e 30 mm de altura. Em cada detector, 1,5 ml é a parte ativa com emulsão sensível a nêutrons, ou seja, com dezenas de milhares de gotas de 60 μm suspensas num gel à base de glicerina, enquanto que o topo é composto apenas de gel inerte.

A composição de elementos dos detectores de gotículas superaquecidas por peso é 8,8% de hidrogênio, 28,2% de carbono, 62,5% de oxigênio, 0,5% de flúor e cloro e uma densidade de 1,2 $\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$ (D'ERRICO *et al.*, 1998a). É interessante notar que a composição elementar do dosímetro é similar ao líquido tecido equivalente utilizado na dosimetria de nêutrons, principalmente pela presença de hidrogênio, que no líquido está em torno de 9,8% (NATH *et al.*, 1986).

A eficiência de detecção ou resposta de fluência, número de bolhas por nêutron incidente por cm^2 , de todos os detectores foi determinada através da aquisição de três imagens em diferentes posições com uma câmera fotográfica comum. Com essas imagens foi feita uma contagem manual das bolhas com a ajuda do software Image J, pode ser

obtido gratuitamente no (IMAGEJ, 2018). A seguir está um tutorial de como foi o uso do software para a contagem das bolhas.

Ao abrir o software, aparece o que está ilustrado na Figura 21. Ao clicar em *Plugins*, aparecem várias opções de plug-ins. Escolhendo-se a opção *Analyze*, aparecem algumas opções de análises, sendo a escolhida a *Cell Counter*. Uma caixa se abre e sua configuração pode ser feita de acordo com a preferência pessoal. Essa configuração mostrada na Figura 22 foi a utilizada nessa pesquisa. Depois de configurar essa ferramenta uma vez, não será preciso fazer esse passo novamente ao abrir uma nova imagem, somente será necessário clicar na ferramenta na barra que possui vários “+” e utilizar normalmente. Na Figura 23 é possível ver um exemplo de contagem de bolhas com o software Image J.



Figura 21 Imagem do software utilizado para contagem de bolhas.

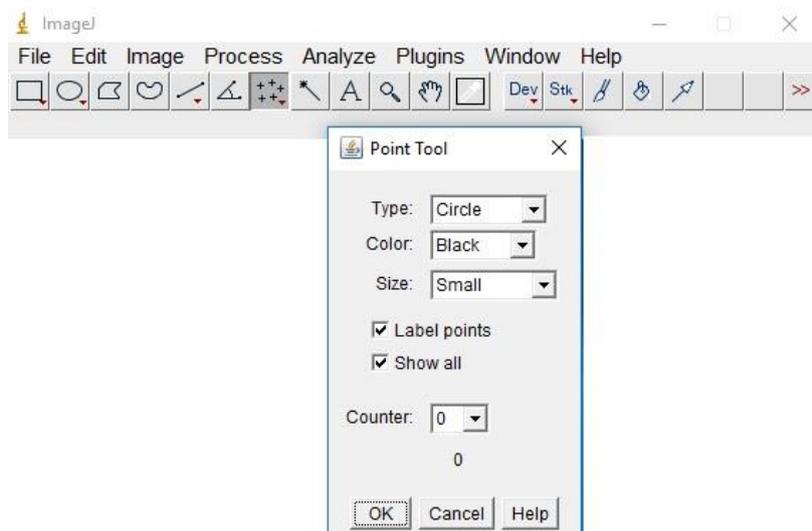


Figura 22 Demonstração do uso da ferramenta no software para contagem de bolhas.

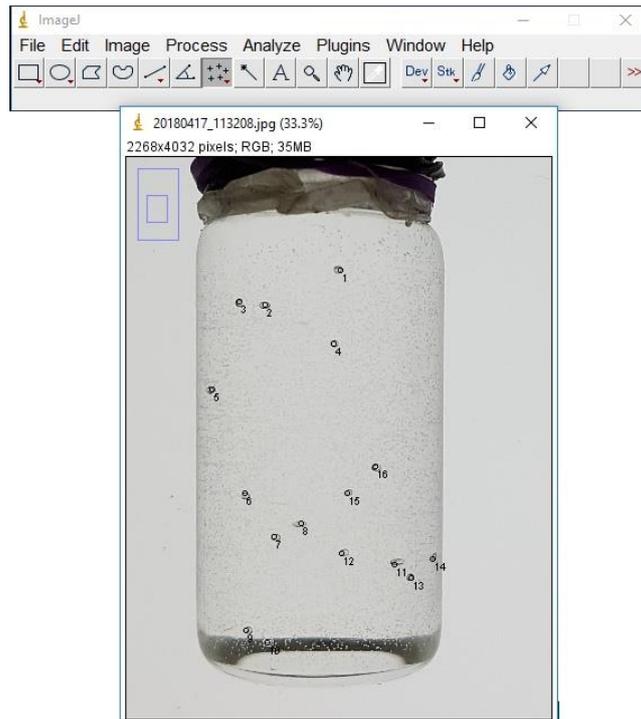


Figura 23 Demonstração da contagem das bolhas nos detectores utilizando o software ImageJ.

Após a contagem das bolhas, é possível eliminá-las, submetendo os detectores à pressão em que as bolhas retornam ao estado de gotículas e o detector pode ser reutilizado para novas medidas. Para essa tarefa, todos os detectores foram inseridos em uma prensa hidráulica, como mostrado na Figura 24, a uma pressão de 500 kPa por 24 h. Após a recompressão, os detectores são estocados dentro de uma geladeira.

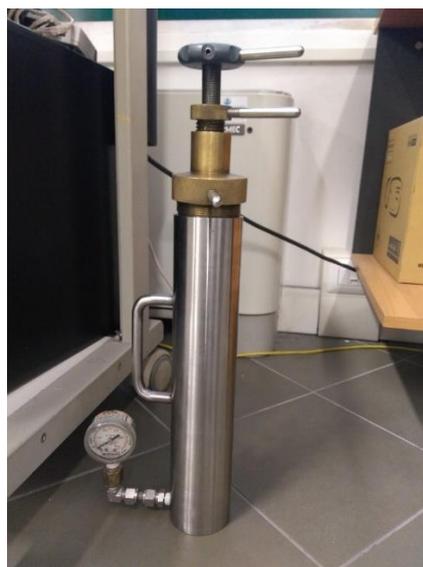
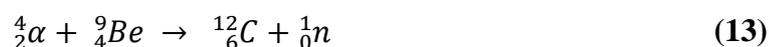
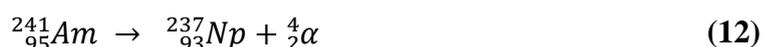


Figura 24 Prensa hidráulica utilizada para pressionar os detectores de bolhas para sua reutilização.

3.7 Calibração dos detectores

A calibração dos detectores foi feita no Laboratório de Medidas Nucleares da Universidade de Pisa utilizando uma fonte de nêutrons AmBe de atividade 0,03 Ci. Os detectores são posicionados a uma distância de 10 cm da fonte gera um fator de equivalente de kerma de $62,5 \mu Sv/h$. Esse fator é o kerma tecidual médio por unidade de fluência de nêutrons ponderados pelo fator de qualidade (Q) das partículas secundárias de nêutrons. Essa é a função resposta de fluência ideal para medição de dose equivalente dentro de um phantom, desde que haja equilíbrio das partículas carregadas no ponto a ser medido e, portanto, é possível fazer a aproximação de kerma para dose e conseqüentemente de equivalente de kerma para equivalente de dose (D'ERRICO *et al.*, 1998a). Como o detector possui um volume sensível com composição tanto de formulação quanto de densidade de tecido equivalente, eles não interferiram no equilíbrio eletrônico dentro de um phantom, não necessitando de um fator de correção de deslocamento (D'ERRICO; APFEL, 1989). Em altas energias, a resposta do detector no ar livre tem boa concordância com a fluência do fator de conversão de equivalente de dose recomendado pelo NCRP (*ibid.*).

A fonte AmBe é uma mistura de emissores alfa (Am) com um material alvo adequado (Be) (KNOLL, 2000). Quando o isótopo ^{241}Am emite partículas alfa, estas interagem com o alvo (Be). A interação das partículas alfa com o núcleo do Be leva a produção de nêutrons, como mostrado nas equações (12) e (13), respectivamente. A meia vida da fonte está relacionada ao emissor alfa que é de 433 anos. A energia dos nêutrons provenientes dessa fonte possui uma distribuição contínua que começa a partir de alguns eV até 11 MeV, com energia mais provável em 3 MeV e a energia média de 4,2 MeV. A demonstração das reações que ocorrem para produção dos nêutrons pode ser vista a seguir:



Para utilizar os detectores em um campo de nêutrons desconhecido, a sensibilidade do detector tem que ser estável. Por isso é necessária uma calibração do mesmo com uma fonte de campo conhecido para determinar e atribuir um fator de

calibração para cada detector em termos de *bolhas/μSv*. Para isso, os detectores foram posicionados em um círculo de raio 10 cm e a fonte de nêutrons foi posta no centro do círculo (Figuras 25 e 26). O tempo de irradiação foi controlado através de monitoramentos visuais, pois era necessário um número considerável de bolhas para as estatísticas. Concluiu-se que o tempo necessário de irradiação foi de 7 h (Figura 27). A temperatura da sala também foi mensurada em torno de 25°C, pois a mesma tem que ser controlada já que uma mudança pode alterar o limiar dos detectores.

Nessa pesquisa foram usados dois lotes distintos de detectores. As fotos da calibração, Figuras 25, 26 e 27, mostram os detectores do primeiro lote. Cada detector é nomeado por um número, porém, alguns detectores possuem o mesmo número em ambos os lotes. Para distinguí-los, os detectores do primeiro lote possuem seu número e estão acompanhados da letra A. Os mesmos procedimentos aqui explicitados para calibração dos detectores do primeiro lote foram aplicados para os detectores do segundo lote.



Figura 25 Aparato experimental para calibração sem a fonte de nêutrons.

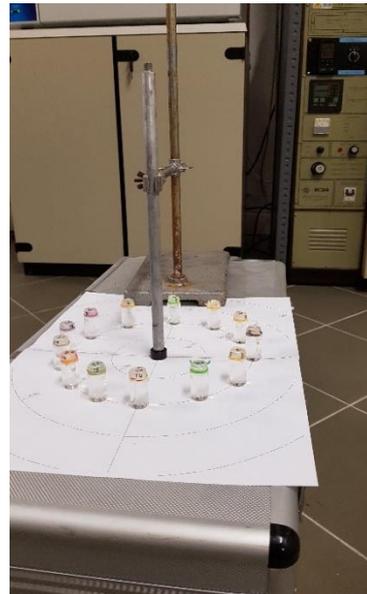


Figura 26 Aparato experimental para calibração com a fonte de nêutrons.



Figura 27 Detectores de bolhas após a irradiação de 7 h com fonte de nêutrons AmBe.

Com o fator de equivalente de kerma é possível calcular o fator de conversão bolha-equivalente de kerma, dividindo o número de bolha de cada detector da calibração pelo fator de equivalente de kerma. O fator de calibração individual dos detectores usados nos experimentos foi de 0,40 a 0,57 *bolhas/μSv*. Em seguida para converter as bolhas nos detectores utilizados nas medidas de contaminação de nêutrons, basta dividir o número de bolhas encontrado pelo fator de conversão bolha-equivalente de kerma que foi encontrado para cada detector. Como foi dito anteriormente que permitido é utilizar a conversão de equivalente de kerma para equivalente de dose, conseqüentemente a conversão final leva a um valor de equivalente de dose.

3.8 Medidas ao redor do acelerador móvel HWL

Essas medidas foram feitas seguindo o padrão do IEC 60601-2-1. Os detectores C-318 foram posicionados de acordo com a Figura 28 e em cada posição foram inseridos três detectores que estão identificados na Tabela 4. O aplicador utilizado para essa medida foi o aplicador padrão de 100 mm, pois é aquele que a empresa usa para fazer os testes com o acelerador. Inicialmente foi escolhida a energia máxima que o acelerador opera, 12 MeV, pois como foi explicado na seção 2.4,3, o aumento da energia aumenta a probabilidade da produção de fotonêutrons. Todas as medidas desses tópicos foram feitas com a mesma temperatura da calibração.

Foram feitas um total de seis irradiações, a primeira e a última de 50 Gy e as outras de aproximadamente 100 Gy. Os valores foram exorbitantes para que conseguíssemos ter

bolhas suficientes para a estatística. Porém, nessa situação foi identificada somente uma bolha em dois detectores, nº. 11 e 30, mas que não podem ser utilizadas para os cálculos, pois estão abaixo do background. Como não foi detectada a presença de nêutrons rápidos com a energia máxima do acelerador, a probabilidade de haver nêutrons em energias mais baixas que 12 MeV é quase nula. Por esse motivo, não foram feitas mais medidas com outras energias.

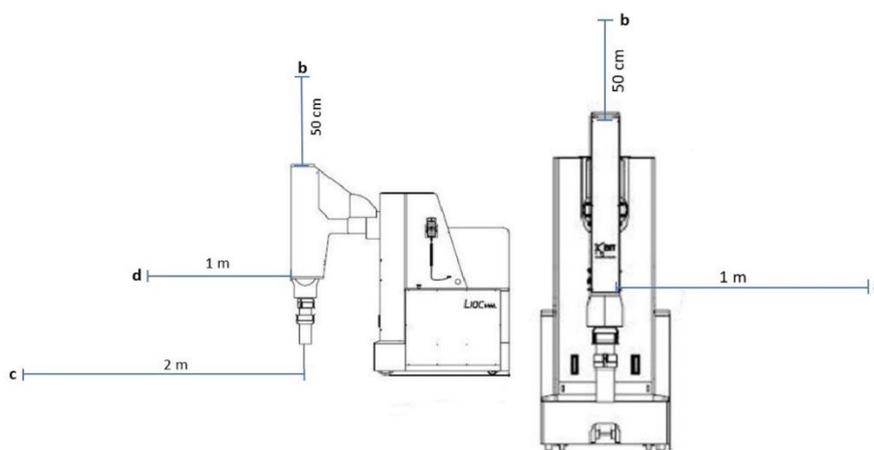


Figura 28 Set-up do experimento de seguindo o IEC60601-2-1, visão lateral e frontal, respectivamente.

Tabela 4 Posição dos detectores durante o experimento.

Posição	Detectores
a	25, 33 e 18
b	21, 17 e 31
c	1, 5 e 24
d	9, 30 e 11

3.9 Medidas dentro do phantom

As medidas dentro do phantom foram realizadas de acordo com o que foi proposto por D'ERRICO *et al.* (1998), porém foram feitas algumas alterações. No experimento com o LIAC HWL foi necessário somente o uso de duas distâncias do eixo do feixe, pois a terceira posição não apresentou uma quantidade de bolhas suficiente para as estatísticas. Por esse motivo, houve a necessidade de aproximar os detectores do eixo do feixe. Como o acelerador convencional tende a ter uma radiação espalhada maior, a segunda posição de detectores em relação ao eixo central foi posta a uma distância

relativamente maior, se comparado ao experimento do LIAC HWL, para se ter uma cobertura maior de produção de fotonêutrons. Todas as medidas desse tópico foram feitas a mesma temperatura da calibração.

3.9.1 Acelerador Móvel LIAC HWL

Para essas medidas foi utilizado o aplicador de 60 mm, pois é o aplicador comumente utilizado no tratamento de câncer de mama, que é o tipo de câncer que mais usa a técnica de RT-IO. A irradiação foi feita para diversas energias, 8, 10 e 12 MeV, que são as energias de operação do acelerador mais utilizadas em tratamentos de forma geral. Os detectores foram posicionados em três profundidades diferentes em relação à superfície e a duas distâncias em relação ao eixo central. A configuração do experimento é mostrada na Figura 29. A mesma foi repetida para todas as irradiações, apenas modificando os detectores que podem ser vistos na Tabela 5.

As irradiações de 12 e 10 MeV foram realizadas para atingir uma dose de aproximadamente 100 Gy, enquanto que na irradiação de 6 MeV foi dada uma dose de aproximadamente 200 Gy. Como o aplicador utilizado não foi o padrão, é preciso multiplicar a dose por um fator de 1,33, pois a taxa de dose varia quando se modifica o aplicador.

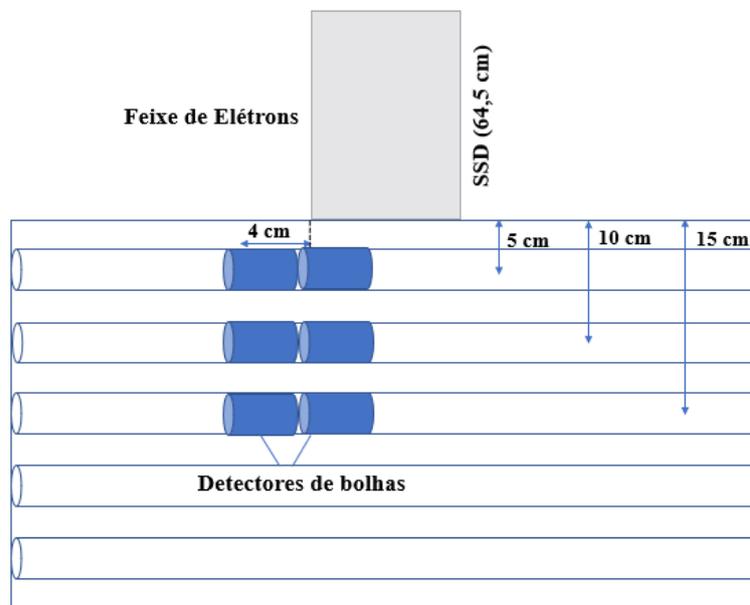


Figura 29 Exemplo da configuração das medidas dos detectores dentro do phantom no experimento com o LIAC HWL.

Tabela 5 Os detectores utilizados para as energias do acelerador LIAC HWL.

Energia	Detectores
12 MeV	30, 5, 18/12A, 16A e 21
10 MeV	9, 24, 17/ 11A, 15 e 33
8 MeV	31, 1, 11/ 5A, 2 e 25

3.9.2 Acelerador Convencional Elekta

As irradiações com o acelerador Elekta foram feitas com um campo de fótons de raios X de 10×10 cm², com uma distância fonte-superfície de 100 cm e os feixes de fótons de 6, 10 e 15 MV. Quando se trata de feixes de fótons, a unidade de MeV é substituída por MV, pois em MeV significa que esta seria a energia efetiva do feixe e como foi dito anteriormente, o feixe de fótons possui um espectro de energias. O campo e a distância fonte-superfície foram escolhidos de acordo com os valores de referência. As energias foram as mais comumente utilizadas durante os tratamentos. Os detectores foram posicionados em três profundidades distintas em relação à superfície e as duas distâncias diferentes em relação ao eixo do feixe. A configuração do experimento está representada na Figura 30. A mesma foi repetida para todas as irradiações, apenas modificando os detectores que podem ser vistos na Tabela 6.

As doses registradas na câmara de ionização do acelerador para as diferentes energias foram: para os detectores irradiados com feixe de fótons de 6 MV a dose foi de 10 Gy, os de 10 MV e 15 MV, os detectores no eixo do feixe receberam 0,1 Gy, os detectores fora do eixo receberam 9,9 Gy. Os valores são diferentes pois a produção de fotonêutrons aumenta consideravelmente a partir de 10 MV.

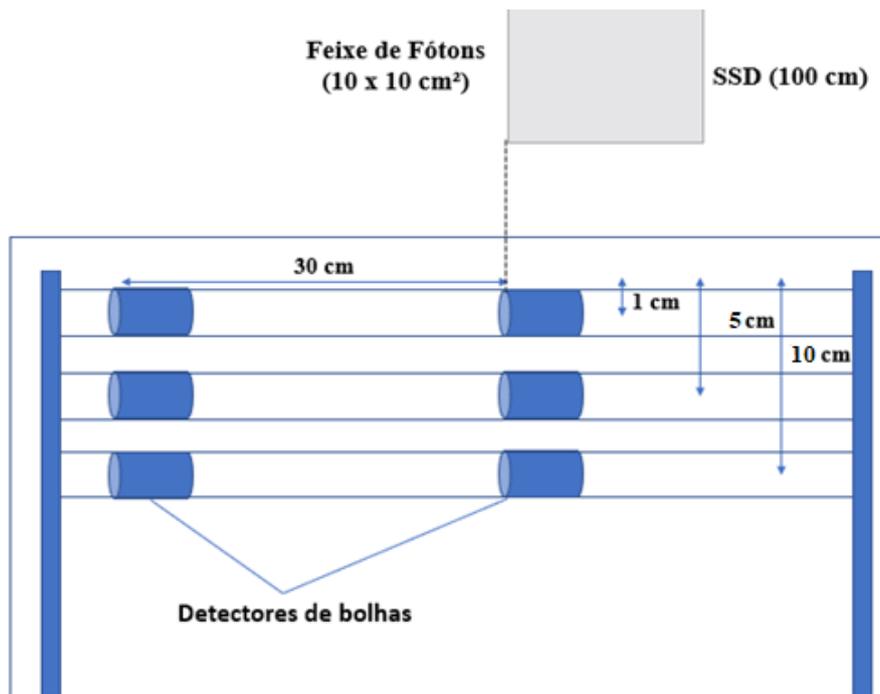


Figura 30 Demonstração da configuração das medidas dos detectores dentro do phantom no experimento com o Elekta.

Tabela 6 Os detectores utilizados para diferentes energias do acelerador Elekta.

Feixes de fótons	Detectores
15 MV	5A, 18, 33 / 15,12A e 2
10 MV	11A, 11, 5 / 25, 30 e 9
6 MV	30, 17, 21 / 24,16A e 1

4 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Neste tópico, serão apresentados os resultados das medições de nêutrons devido a radiação espalhada de dois aceleradores. Na primeira seção, é feita uma comparação entre a curva resposta dos detectores de bolhas com o espectro da fonte AmBe usada como campo de nêutron conhecido para calibrar os detectores posteriormente utilizados para detecção de nêutrons em um campo misto e desconhecido. Na segunda seção, são expostos os resultados obtidos das medições com o acelerador móvel de feixe de elétrons, primeiramente, os resultados obtidos ao redor do acelerador e, por fim, os resultados obtidos através do posicionamento dos detectores dentro de um phantom. Na terceira seção, são expostos os resultados obtidos das medições com o acelerador convencional de feixe de fótons com o posicionamento de detectores dentro de um phantom. As exposições dos resultados são acompanhadas com a discussão do trabalho.

4.1 Verificação da resposta do detector com o espectro da fonte AmBe

A Figura 31 mostra o espectro da fonte de AmBe e a curva resposta do detector C-318 que foram obtidos pelo grupo de pesquisa através de simulações computacionais para complementar os resultados dos dispositivos que foram utilizados para realização das medidas da presença de nêutrons devido à radiação espalhada em aceleradores em radioterapia. A fonte tem um espectro de variação energética de 1 a 11 MeV, com fluência máxima para energia de 5,12 MeV. A interação de nêutrons rápidos com o líquido do detector ocorre por meio de colisões que geram o recuo de cargas próximo ou dentro das gotículas superaquecidas e induzem a formação de bolhas. Quanto maior o grau de superaquecimento, menor é a energia mínima das partículas carregadas secundárias e, conseqüentemente, dos nêutrons primários. A curva do C-318 apresenta a energia limiar em torno de 1 MeV, isso significa que apenas nêutrons rápidos podem criar bolhas dentro da emulsão por meio de recuos. Além do mais, os detectores apresentam uma resposta plana para altas energias. Portanto, ao comparar essas duas curvas, é perceptível que a fonte de nêutrons emita na faixa energética que o detector C-318 possui sensibilidade de detecção, concluindo-se que o dispositivo utilizado para temperatura de 25 °C possui uma resposta de fluência apropriada para a fonte de nêutrons AmBe utilizada na calibração.

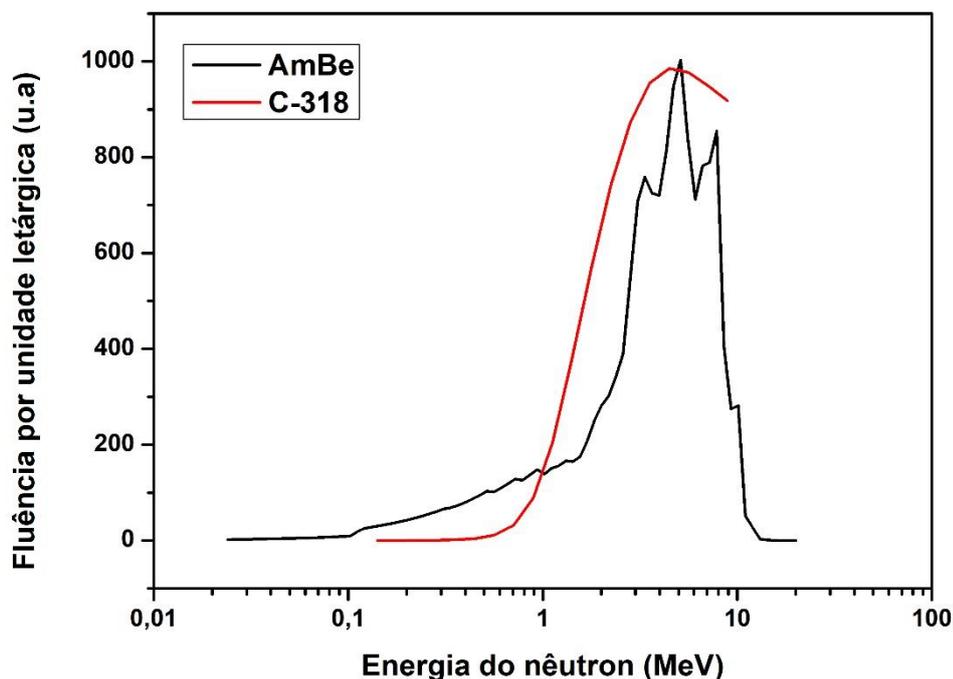


Figura 31 Resposta da fluência do detector C-318 contra espectro da fonte AmBe em função da energia do nêutron.

4.2 LIAC HWL

4.2.1 Medidas ao redor do acelerador

Como dito na metodologia, as medidas realizadas ao redor do acelerador não apresentaram dados suficientes para serem avaliados, ou seja, mesmo utilizando doses elevadas, na energia máxima que o acelerador podia operar, não foi possível detectar bolhas suficientes para as estatísticas necessárias. Isso é justificável por dois cenários. Num deles o acelerador móvel pode não estar gerando radiação espalhada suficientemente detectável. No outro, os nêutrons rápidos que são criados devido a interação do feixe com os materiais presentes no acelerador podem estar sendo moderados ao interagir com o phantom, que representa o paciente. Ali perdem energia principalmente através de espalhamento elástico com os núcleos de hidrogênio presentes na água que é utilizada para preencher o phantom, se tornando nêutrons térmicos. Os nêutrons térmicos não são detectados, pois os detectores utilizados no experimento possuem uma energia limiar alta e, portanto, não são sensíveis aos nêutrons térmicos.

Medidas de nêutrons ao redor do acelerador móvel de feixe de elétrons foram feitas por SORIANE *et al.* (2010) utilizando detectores de bolhas com energia limiar de 100 keV e um contador proporcional de ^3He composto por um material moderador que o envolvia, sendo assim, os nêutrons rápidos eram moderados por esse material e consequentemente detectados. Os valores de equivalentes de dose de nêutrons rápidos ao redor do acelerador móvel variam de 0 a $1,76 \mu\text{Sv}/\text{Gy}$. Enquanto que nesse trabalho não foram detectados nêutrons rápidos ao redor do acelerador mesmo utilizando a energia e dose de elétrons máximas.

4.2.2 Medidas dentro do phantom

As medidas dentro do phantom proporcionam uma análise do comportamento dos nêutrons rápidos em relação às posições e energias distintas. Sabe-se que a atenuação dos nêutrons é dada por uma exponencial decrescente, portanto, posicionando os detectores de nêutrons rápidos em profundidades distintas seria possível observar esse comportamento. O aumento da energia dos elétrons leva uma produção maior de raios X de *bremsstrahlung* que, consequentemente, interagem com materiais pesados pertencentes ao acelerador, produzindo nêutrons. Portanto, um aumento na energia do feixe de elétrons gera uma produção maior de fotonêutrons. Esse comportamento deve ser esperado para energias maiores.

Os dados coletados com o LIAC HWL estão mostrados nas Figuras 32, 33, 34 e na Tabelas 7 para energias de 12, 10 e 8 MeV, respectivamente, mostrando a distribuição do equivalente de dose de nêutrons rápidos medidos com as emulsões de C-318 em função da profundidade no phantom e da distância do eixo central. Os dados estão apresentados como uma razão entre equivalente de dose de nêutron, expressa em μSv , e dose dos elétrons, expressa em Gy. A incerteza das medidas foi calculada pela raiz quadrada da soma dos quadrados da contribuição da dependência energia, menor medida da calibração e menor medida no phantom e assim foi encontrada uma incerteza em torno de 20%.

Tabela 7 Medidas de equivalente de dose de nêutron por unidade de dose de elétron em profundidades distintas em um phantom irradiado por um feixe de elétrons de energias 12, 10 e 8 MeV.

Profundidade (cm)	Equivalente de dose do nêutron por unidade de dose de fóton ($\mu Sv/Gy$)		Energia (MeV)
	No eixo central	4 cm fora do eixo	
	5	2,44	
10	1,59	0,68	12
15	1,03	0,57	
5	1,14	0,46	
10	1,08	0,43	10
15	0,56	0,23	
5	0,59	0,19	
10	0,44	0,14	8
15	0,27	0,16	

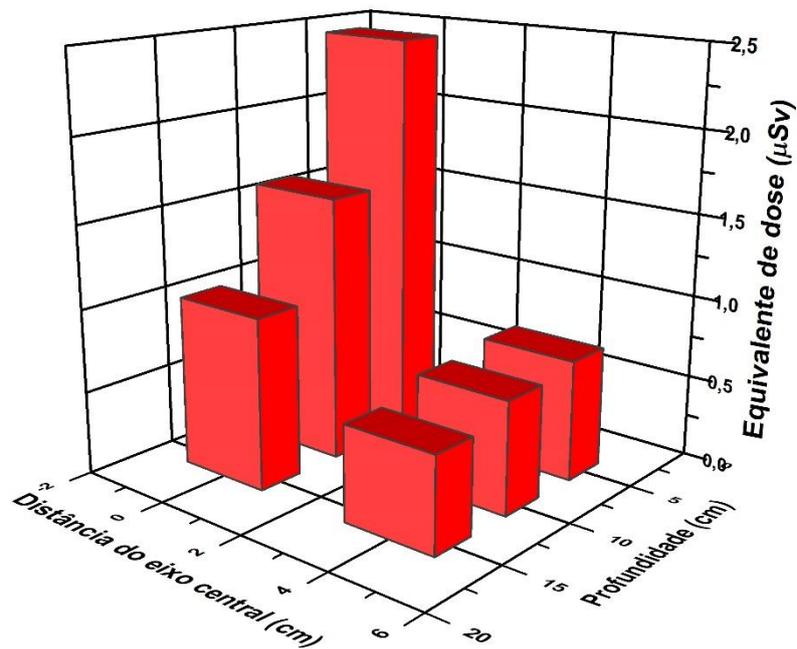


Figura 32 Equivalente de dose por unidade de dose de elétrons em um phantom irradiado por feixe de elétrons de 12 MeV de energia.

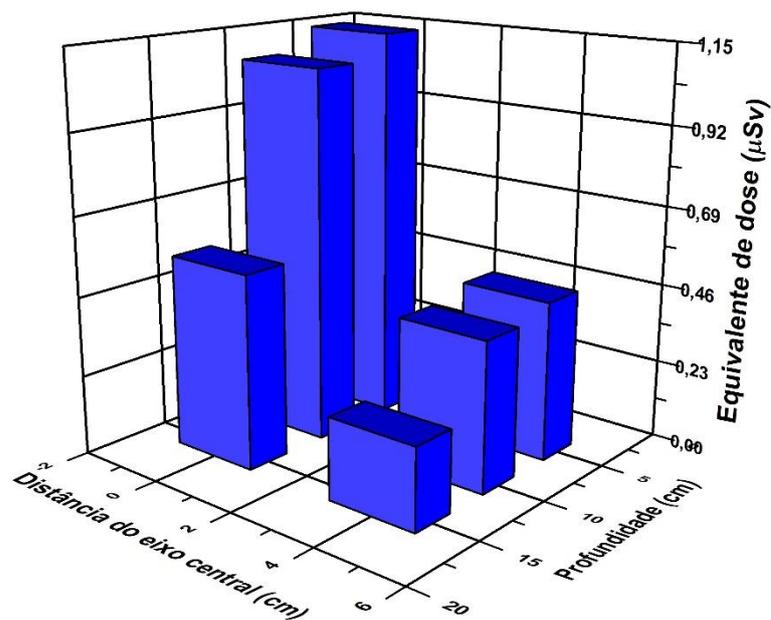


Figura 33 Equivalente de dose por unidade de dose de elétrons em um phantom irradiado por feixe de elétrons de 10 MeV de energia.

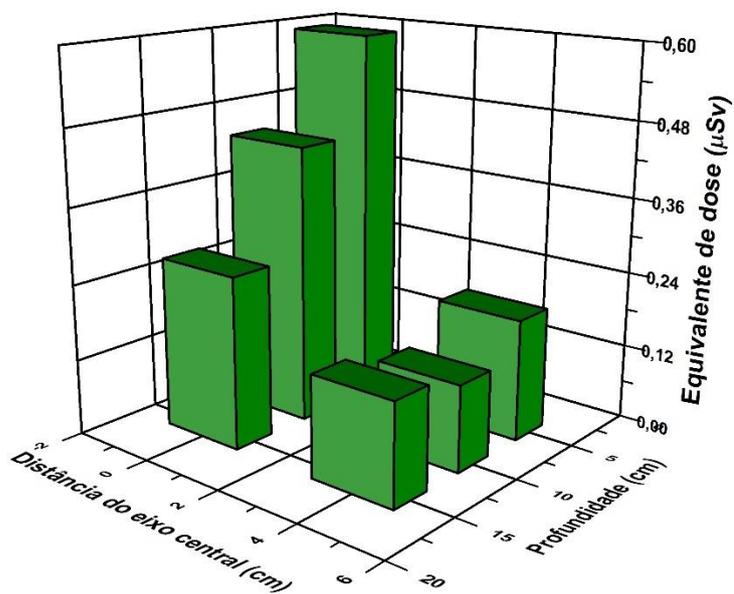


Figura 34 Equivalente de dose por unidade de dose de elétrons em um phantom irradiado por feixe de elétrons de 8 MeV de energia.

As Figuras 32, 33 e 34 mostram em 3D o comportamento do campo de nêutrons devido a radiação espalhada dentro de um phantom em três profundidades diferentes e duas posições em relação ao eixo central. Para todas as energias, os valores máximos observados são para os detectores posicionados no eixo central. O valor máximo para cada energia de 12, 10 e 8 MeV foi 2,44, 1,14 e 0,59 $\mu Sv/Gy$, respectivamente, na profundidade de 5 cm no eixo central. As doses dos detectores posicionados 4 cm fora do eixo central são menores, mais especificamente 60%, se comparadas às doses no eixo central para a mesma profundidade. O que demonstra que a presença de nêutrons rápidos é claramente localizada na região do feixe primário. Como o feixe de elétrons é aplicado de forma tal que seja extremamente localizado, o espalhamento lateral tende a ser menor em relação ao feixe de fótons, portanto a presença de fotonêutrons também.

Observando especificamente para a atenuação dos nêutrons no phantom, é possível fazer um histograma bidimensional correlacionando as diferentes doses com a profundidade. A atenuação dos nêutrons devido a interação com os núcleos de hidrogênio e, conseqüentemente, uma moderação da energia no phantom pode ser vista com o aumento da profundidade que é o que geralmente vem sendo mostrado nas figuras 35 e 36 com algumas ressalvas. Na Figura 35, esse comportamento é claro para as energias de 12 e 8 MeV, não é tão claro assim para a energia de 10 MeV, pois há uma proximidade do equivalente de dose para as profundidades de 5 e 10 cm, o que não é esperado, pois a dose de nêutrons rápidos deveria diminuir com o aumento da profundidade, já que ao interagir com o phantom, o nêutron tem sua energia moderada e, conseqüentemente, o nêutron moderado não é detectado pelos dispositivos utilizados. Não dá para afirmar com certeza o motivo da instabilidade do equivalente de dose nessas duas profundidades, pois não há dados suficientes para uma análise mais aprofundada. Na Figura 36, a diferença do equivalente de dose com o aumento da profundidade é ainda menor do que na Figura 35, mostrando o mesmo problema que foi demonstrado para a energia 10 MeV da Figura 36, é possível ver uma diferença entre as profundidades, mas é ínfima. Como as medidas nas Figuras 35 e 36 apresentam valores de doses muito baixos, a incerteza de 20% encontrada provavelmente estaria influenciando na instabilidade do declínio da dose com a profundidade.

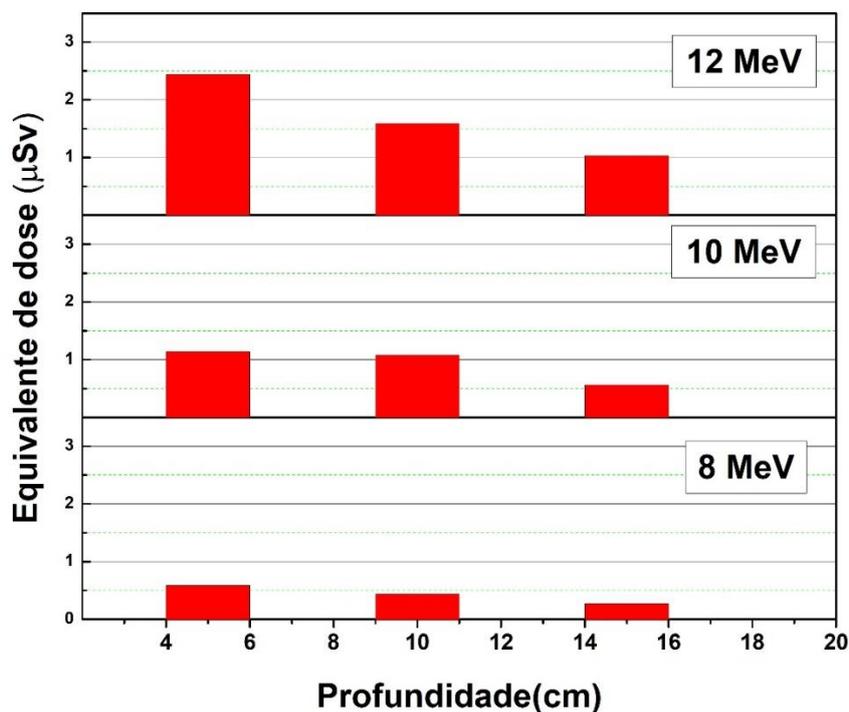


Figura 35 Histograma do equivalente de dose de nêutrons rápidos por unidade de dose de fótons em função da profundidade em um phantom, no eixo central, irradiado por feixe elétron de energias 12, 10 e 8 MeV.

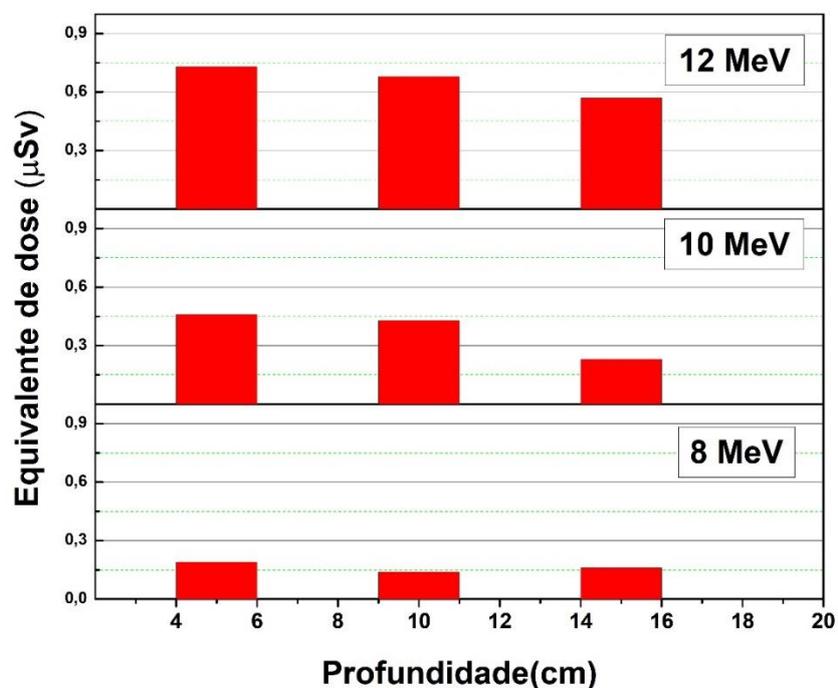


Figura 36 Histograma do equivalente de dose de nêutrons rápidos por unidade de dose de fótons em função da profundidade em um phantom, 4 cm do eixo central, irradiado por feixe de elétrons de energias 12, 10 e 8 MeV.

As Figuras 37 e 38 mostram que o aumento da energia do feixe de elétrons gera um aumento do equivalente de dose de nêutrons rápidos em todas as profundidades e distâncias em relação ao eixo central. Nota-se que o aumento do equivalente de dose é dado de forma mais regular do que por exemplo o que foi visto pela profundidade. O aumento do equivalente de dose com o aumento da energia é esperado, pois, o aumento da energia aumenta a probabilidade de interação dos raios X espalhados que interagem com o núcleo de algum átomo pesado, liberando nêutrons com energia igual à diferença entre a energia do raio X e a energia de ligação do núcleon.

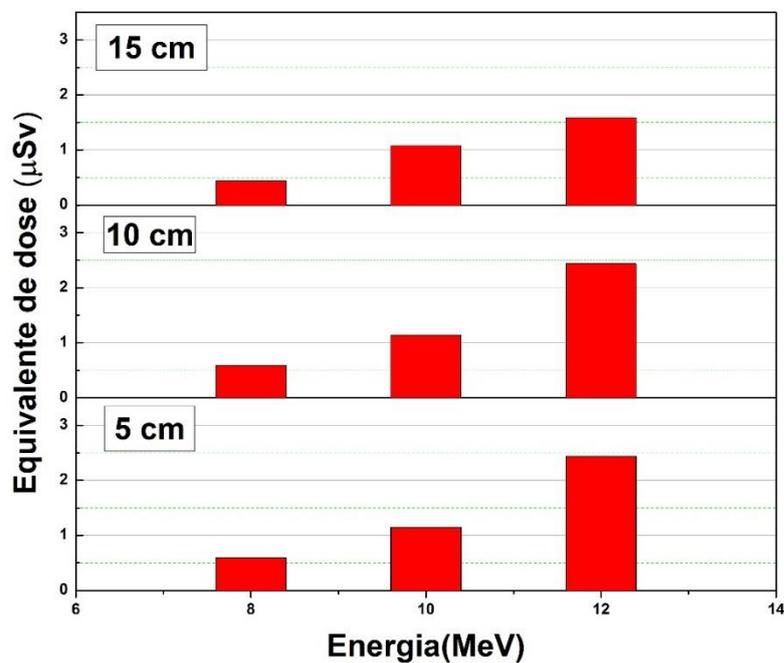


Figura 37 Histograma do equivalente de dose de nêutrons rápidos por unidade de dose de fóton em função da energia do feixe de elétrons para as profundidades de 5, 10 e 15 cm no phantom no eixo central.

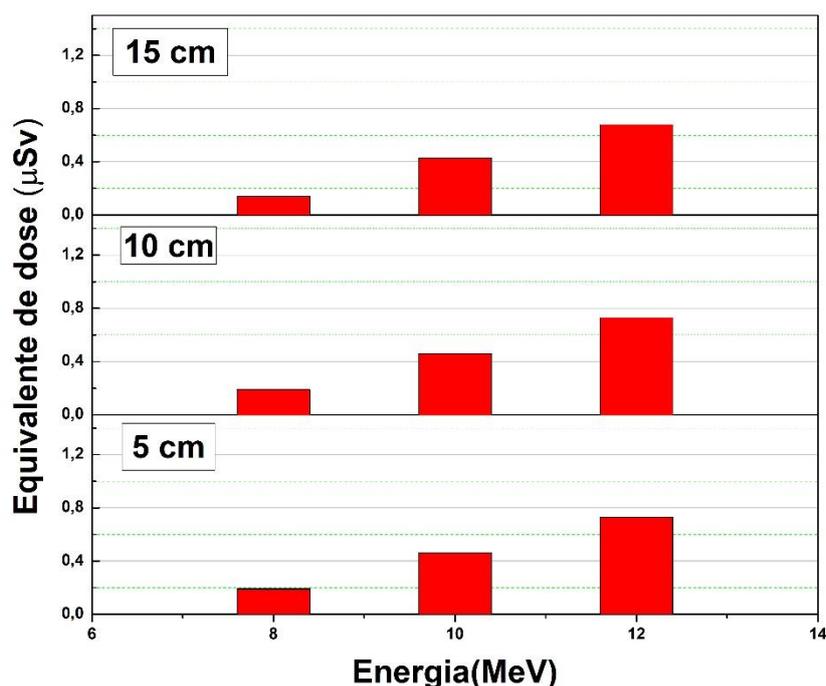


Figura 38 Histograma do equivalente de dose de nêutrons rápidos por unidade de dose de fóton em função da energia do feixe de elétrons para as profundidades de 5, 10 e 15 cm no phantom a 4 cm do eixo central.

4.3 Elekta

4.3.3 Espectro de fotonêutrons

O espectro de fotonêutrons foi encontrado através de simulações computacionais realizadas pelo grupo de pesquisa utilizando um alvo de tungstênio, que é o alvo utilizado no acelerador da Elekta. O espectro de fotonêutrons tem por objetivo mostrar a região energética dos nêutrons gerados a partir da interação do feixe de fótons com materiais pertencentes ao acelerador. Analisando a Figura 39 é evidente que os fotonêutrons estão na região dos nêutrons rápidos que, como foi mostrado anteriormente na Figura 31, é a região que os detectores de bolha operam. Inclusive, o pico de fluência máxima ocorre a aproximadamente em 1 MeV, justamente a energia limiar de operação dos detectores de bolhas. Algo a destacar é a diferença na forma dos espectros do Elekta a 10 MV e a 15 MV. O espectro de 15 MV provavelmente possui uma energia média de nêutrons maior que do espectro de 10 MV, pois o espectro alonga-se a energias de nêutrons maiores. Isso já é esperado já que se a energia do feixe for maior, consequentemente a diferença entre a energia do feixe e a energia de ligação do núcleon será maior, pois a energia do núcleon

não muda. Portanto, é esperado que a energia média dos fotonêutrons criados devido ao feixe de fótons de 15 MeV seja maior que do feixe de 10 MeV.

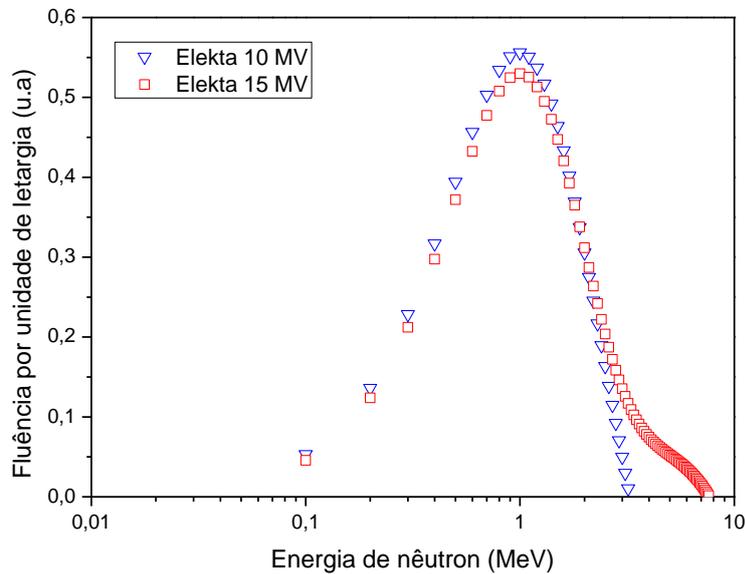


Figura 39 Espectro de fotonêutrons para diferentes feixes do acelerador Elekta.

4.3.2 Medidas dentro do phantom

É compreendido que as medidas feitas com o acelerador Elekta gere mais nêutrons, pois o feixe utilizado foi de fótons. Portanto, a produção de fotonêutrons ocorre diretamente através da interação do feixe com os materiais pesados do acelerador.

Os dados coletados com o Elekta estão mostrados na Tabela 8 para feixes de fótons de 15, 10 e 6 MV, respectivamente, mostrando a distribuição do equivalente de dose de nêutrons rápidos medidas com as emulsões de C-318 em função da profundidade no phantom e da distância do eixo central. Os dados estão apresentados como uma razão entre equivalente de dose de nêutron, expressa em μSv , e dose dos elétrons, expressa em Gy. A incerteza das medidas foi calculada pela raiz quadrada da soma dos quadrados da contribuição da dependência energia, menor medida da calibração e menor medida no phantom e assim foi encontrada uma incerteza em torno de 20%.

Tabela 8 Medidas de equivalente de dose de nêutron por unidade de dose de fótons em profundidades distintas em um phantom irradiado por um feixe de fótons de 15, 10 e 6 MV.

Profundidade (cm)	Equivalente de dose do nêutron por unidade de dose de fóton (mSv/Gy)		Feixe (MV)
	No eixo central	30 cm fora do eixo	
1	2,98	0,03	15
5	1,80	0,02	
10	1,58	0,003	
1	1,09	0,007	10
5	1,08	0,003	
10	0,87	0,001	
1	0,15	-----	6
5	0,11	-----	
10	0,11	-----	

Em todas as energias os valores máximos observados ocorrem para os detectores posicionados no eixo central. O valor máximo para cada feixe de fótons de 15, 10 e 6 MV foi 2,98, 1,08 e 0,15 mSv/Gy , respectivamente, na profundidade de 1 cm no eixo central. As doses dos detectores posicionados a 30 cm de distância do eixo central são 99 % menores que as doses do eixo central. O que leva a crer que a presença de nêutrons rápidos é claramente localizada na região do feixe primário também para o feixe de fótons. Apenas uma pequena fração de nêutrons é transmitida sem colisões por meio do cabeçote do acelerador e atinge pontos fora do feixe principal.

Em D'ERRICO *et al.* (1998a), um feixe de fótons de 18 MV é utilizado e os detectores de bolhas sensíveis a nêutrons rápidos e lentos são posicionados em profundidades de 1, 5, 10 e 15 cm e distância do eixo central de 0, 10 e 20 cm. As maiores doses são no eixo central, como relatado nesse estudo, porém também são relativamente grandes nas distâncias de 10 e 20 cm. D'ERRICO *et al.* (1998a) mostra que os altos valores de doses no eixo central são devido aos nêutrons rápidos, enquanto que em distâncias periféricas do eixo central, a maior contribuição é dos nêutrons lentos, sendo a presença dose de nêutrons rápidos pequena.

As Figuras 40 e 41 mostram separadamente a atenuação dos nêutrons com a profundidade no eixo central, Figura 40, e 30 cm do eixo central, Figura 41, para os

diferentes valores de feixe de fótons. Não foi possível fazer a mesma comparação da seção anterior entre a curva de profundidade no eixo central e 30 cm do eixo central, pois a diferença entre os valores é relativamente alta. As curvas de equivalente de dose por profundidade mostram claramente o declínio da presença de nêutrons com o aumento da profundidade, demonstrando que os nêutrons vão perdendo energia por meio de colisões elásticas com os núcleos do hidrogênio presentes na água que preenche o phantom. Esse comportamento é visto tanto no eixo central quanto a 30 cm fora do eixo central, porém a queda da dose parece ser mais acentuada a 30 cm do eixo. Provavelmente, a atenuação com a profundidade é maior fora do feixe que dentro do feixe. Isso pode ser melhor explicado calculando a camada semirredutora de nêutrons com o auxílio de um gráfico de equivalente de dose por profundidade. Porém a quantidade de dados não permite fazer esse gráfico e, portanto, a justificativa é preliminar. Essa suposição é colocada, pois D'ERRICO *et al.* (1998a) mostra isso para feixes de 18 MV, encontra a camada semirredutora de nêutrons dentro de um phantom e conclui que a atenuação de nêutrons é maior na extremidade do que no feixe.

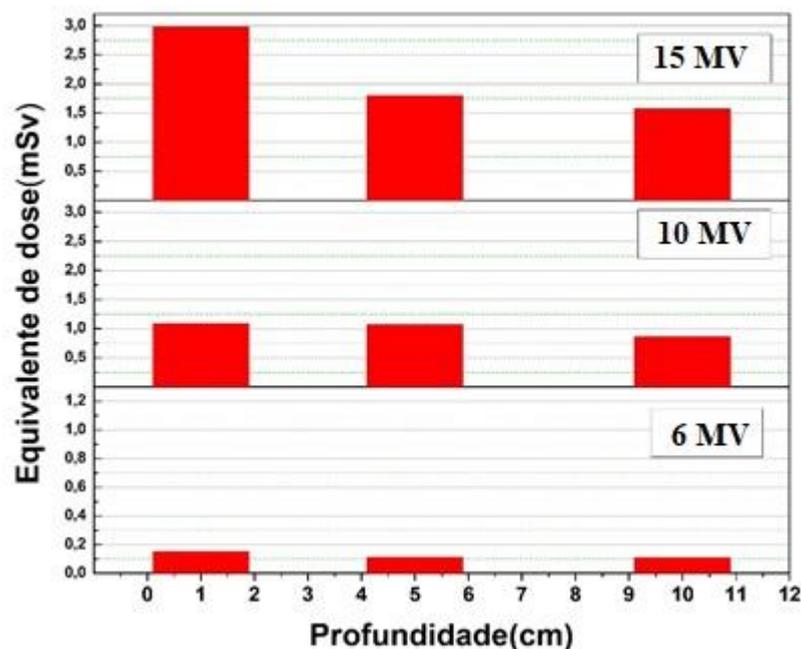


Figura 40 Histograma do equivalente de dose de nêutrons rápidos por unidade de dose de fótons em função da profundidade em um phantom, no eixo central, irradiado por feixe fótons de 6, 10 e 15 MV.

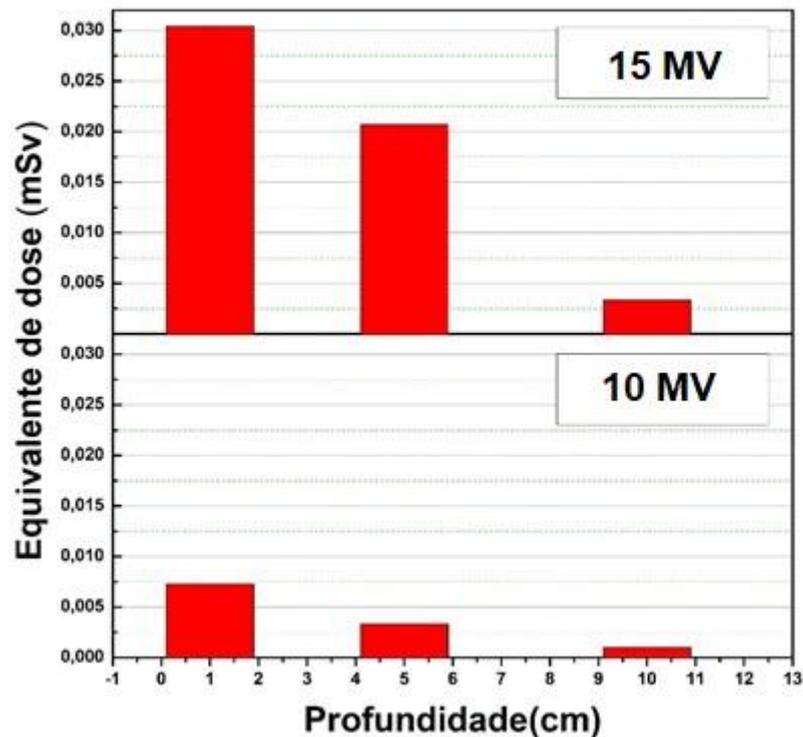


Figura 41 Histograma do equivalente de dose de nêutrons rápidos por unidade de dose de fótons em função da profundidade em um phantom, 30 cm do eixo central, irradiado por feixe de fótons de 10 e 15 MV.

Na Figura 42, o gráfico do equivalente de dose de nêutrons rápidos por unidade de dose dos fótons em função da energia do feixe de fótons mostra que a presença de nêutrons aumenta com o aumento da energia para todos as profundidades no eixo central. Isso é esperado, já que o aumento da energia de fótons aumenta a probabilidade de produção de fotonêutrons, pois a energia do fóton fica próxima da energia de ligação dos núcleons.

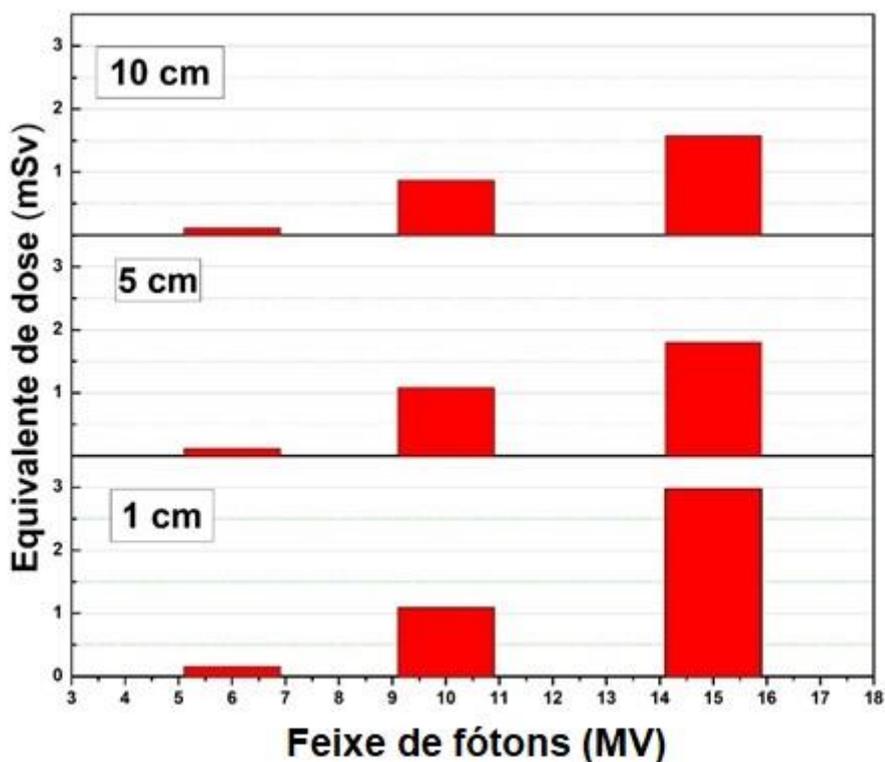


Figura 42 Equivalente de dose de nêutrons rápidos por unidade de dose de fótons em função da energia do feixe de fótons para as profundidades de 1, 4,5 e 9,5 cm no phantom no eixo central.

4.4 Comparação Elekta e LIAC

Não é possível fazer uma comparação quantitativa entre as medidas realizadas no acelerador da Elekta e LIAC porque as disposições dos detectores foram feitas de forma diferente e os feixes também possuíam diferenças, pois um era feixe de fótons e o outro feixe de elétrons, respectivamente. Porém algo a ser levado em consideração é tamanha diferença entre as doses obtidas para o Elekta e o LIAC, que é de um fator de 10^3 para os detectores posicionados no eixo central, mostrada na Tabela 9. Isso depende de alguns fatores como a concepção do acelerador e o tipo de feixe utilizado. É sabido que os aceleradores convencionais produzem um teor de radiação espalhada maior devido a presença de materiais pesados nos componentes do seu cabeçote, que muitas vezes consegue blindar os raios X espalhados, mas dificilmente blindam nêutrons que possuem outras formas de interação. Além disso, o feixe utilizado também influencia a produção dos nêutrons, já que as interações dos elétrons com matéria não geram diretamente os nêutrons. O elétron interage produzindo raios X de *bressmtrahlung* que também

interagem produzindo nêutrons. No caso do feixe de fótons de raios X, eles interagem diretamente com a matéria produzindo nêutrons caso tenham energia suficiente para tal. Portanto, obviamente, a contaminação de nêutrons deve ser maior para feixe de fótons do que para feixes de elétrons. Nesse caso, o uso de feixes diferentes não dá necessariamente para fazer uma comparação em relação aos componentes dos aceleradores.

Tabela 9 Confronto entre as doses registradas nos phantoms nas profundidades de 5 e 10 cm e no eixo central irradiado com os aceleradores LIAC e Elekta com feixe de elétrons, 10 MeV, e fótons, 10 MV, respectivamente.

Profundidade (cm)	Equivalente de dose (mSv)	
	LIAC	Elekta
5	$1,14 \times 10^{-3}$	1,08
10	$1,08 \times 10^{-3}$	0,87

5 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

O presente trabalho possibilitou uma avaliação quantitativa dos nêutrons rápidos gerados a partir da radiação espalhada de aceleradores que são utilizados em radioterapia. Para isso, propiciou a aprendizagem da teoria e da aplicação de detectores de bolhas que são utilizados para detecção, no caso do presente trabalho, de nêutrons rápidos. Ainda causou entendimento de diferenças entre um acelerador convencionalmente utilizado em radioterapia de forma geral e um acelerador móvel dedicado para uma técnica especial de radioterapia, RT-IO.

As medidas no acelerador móvel dedicado à RT-IO demonstraram que provavelmente o acelerador não esteja produzindo radiação espalhada suficiente de nêutrons rápidos que sejam detectáveis, visto que as medidas ao redor do equipamento não apresentaram sinal mesmo para a energia e dose máximas operáveis pelo acelerador. Com esse resultado, presume-se que na sala onde ficará o acelerador RT-IO não há a necessidade do uso de blindagens especiais para nêutrons e não há perigo com relação à essas partículas para os trabalhadores que utilizam do acelerador dentro da sala de cirurgia. SORIANE *et al.* (2010) indica o uso apenas de painéis móveis de blindagem para manter os níveis de raios X espalhados abaixo dos limites da regulamentação, 250 Gy/semana.

As doses dos nêutrons rápidos dentro do phantom devido à radiação espalhada do LIAC demonstraram que a presença de nêutrons rápidos é localizada no eixo central e que apenas a 4 cm do eixo central já é possível ver um declínio de 60% de dose devido a nêutrons rápidos para uma mesma profundidade. Os maiores valores de doses registrados no eixo central e na menor profundidade utilizada foram de 2,44, 1,14 e 0,59 $\mu Sv/Gy$ para as energias de 12, 10 e 8 MeV, respectivamente. Os histogramas de dose por profundidade mostraram uma queda da dose com o aumento da profundidade, como esperado, porém, não de forma regular para as diferentes energias e diferentes distâncias do eixo central. Essa falta de regularidade provavelmente é devido à falta de repetições dos dados para uma estatística mais confiável. O comportamento da dose pela energia apresentou ser regular e crescente para todas as profundidades e distâncias do eixo central, como era esperado, já que o aumento da energia aumenta a probabilidade de interação e produção de fotonêutrons. Portanto, as medidas de nêutrons para o LIAC dentro do phantom apresentaram resultados razoáveis tanto nos valores de dose quanto no

comportamento para diferentes energias e profundidades. Não há outros resultados na literatura sobre medidas feitas dentro de um phantom irradiado por esse acelerador móvel para uma devida comparação.

As medidas dentro do phantom irradiado pelo acelerador convencional Elekta tiveram comportamento parecidos com as medidas do LIAC. As maiores doses de nêutrons rápidos registradas foram no eixo central e na menor de profundidade utilizada e possuíam valores de 2,98, 1,08 e 0,15 mSv/Gy para energias de 15, 10 e 6 MeV. Esse resultado levou a conclusão de que a presença de nêutrons rápidos é localizada no eixo central e diminui 99 % quando se afasta 30 cm do eixo central para a mesma profundidade. Os histogramas da dose pela profundidade apresentaram o declínio da dose com o aumento da profundidade para ambas distâncias do eixo central. Porém, de forma mais regular para a distância de 30 cm do eixo central. As irregularidades encontradas podem ter justificativas iguais às encontradas para o acelerador LIAC. E da mesma forma que o LIAC, os histogramas da dose pela energia do feixe apresentaram um comportamento mais regular, mostrando que o aumento da energia do feixe leva ao aumento da dose de nêutrons dentro do phantom. Os resultados para as doses e comportamento dos nêutrons rápidos encontradas nesse texto utilizando o acelerador convencional aparentaram ser consistentes com os resultados de D'ERRICO *et al.* (1998a).

Os resultados apresentados com o LIAC e Elekta não podem ser comparados de forma direta, pois os feixes utilizados são diferentes. Portanto, a comparação feita não pode levar em consideração apenas a distinção entre os materiais utilizados para compor os aceleradores. A diferença entre as doses dentro do phantom foi da ordem de 10^3 , sendo as maiores doses devido às irradiações do Elekta. Essa diferença deve estar relacionada principalmente à diferença de feixes. Com isso há uma diminuição na produção de fotonêutrons em feixes de elétrons, uma vez que a produção se dá indiretamente devido aos fótons gerados pela interação dos elétrons com os materiais do acelerador, enquanto que para o feixe de fótons a produção é diretamente entre a interação do feixe do com os materiais do acelerador convencional.

Como perspectivas desse estudo temos que fazer uma avaliação completa da presença de nêutrons utilizando um detector de bolhas sensível aos nêutrons térmicos e rápidos, além do detector sensível apenas a nêutrons rápidos, pois a diferença entre esses

detectores daria separadamente o sinal de nêutrons rápidos e lentos. Isso possibilitaria a avaliação separadamente da presença de nêutrons rápidos e lentos dentro de um phantom. Para ter uma maior precisão do comportamento do campo de nêutrons, é recomendada a repetição das medidas para descartar problemas estatísticos. Ainda é sugerida a repetição do experimento em um acelerador convencional com feixes de elétrons para se ter uma avaliação mais concentrada na diferença entre os elementos que compõe os aceleradores.

6 REFERÊNCIAS

ATTIX, F. H. **Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry**. 2. ed. Weinheim: WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 1986.

BARTLETT, D. T. et al. Concepts and Quantities in Spectrometry and Radiation Protection. In: THOMAS, D. J.; KLEIN, H. (Eds.). **Neutron and photon Spectrometry Techniques for Radiation Protection**. [s.l.] : Nuclear Technology Publishing, 2003. v. 107.

BRAMBATTI, M. et al. Management of patients with implantable cardioverter-defibrillators and pacemakers who require radiation therapy. **Heart Rhythm**, [s. l.], v. 12, n. 10, p. 2148–2154, 2015.

BUSHBERG, J. T. et al. **The Essential Physics of Medical Imaging**. 2. ed. Philadelphia: Lippincott Williams & Wilkins, 2002.

CHEN, C. C. et al. A detailed study on the neutron contamination for a 10 MeV medical electron accelerator. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment**, [s. l.], v. 562, n. 2, p. 1033–1037, 2006.

D'ERRICO, F. et al. In-phantom dosimetry and spectrometry of photoneutrons from an 18 MV linear accelerator. **Medical Physics**, [s. l.], v. 25, n. 9, p. 1717–1724, 1998. a.

D'ERRICO, F. et al. In vivo neutron dosimetry during high-energy bremsstrahlung radiotherapy. **International Journal of Radiation Oncology**, [s. l.], v. 41, n. 5, p. 1185–1192, 1998. b.

D'ERRICO, F. Radiation dosimetry and spectrometry with superheated emulsions. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms**, [s. l.], v. 184, n. 1–2, p. 229–254, 2001.

D'ERRICO, F.; APFEL, R. E. A NEW METHOD FOR NEUTRON DEPTH DOSIMETRY WITH THE SUPERHEATED DROP DETECTOR. [s. l.], v. 30, p. 101–106, 1989.

Efeito fotoelétrico e compton. 2018. Disponível em:

<<https://efeitofotoeletricoecompton.webnode.com.br/efeito-compton/>>. Acesso em: 17 jun. 2018.

EZZATI, A. O.; STUDENSKI, M. . Neutron Damage Induced in Cardiovascular Implantable Electronic Devices from a Clinical 18 MV Photon Beam: A Monte Carlo Study. **ARPN Journal of Engineering and Applied Sciences**, [s. l.], v. 12, n. 10, p. 3218–3221, 2017.

GRANT, J. D. et al. Radiotherapy-induced malfunction in contemporary cardiovascular implantable electronic devices: Clinical incidence and predictors. **JAMA Oncology**, [s. l.], v. 1, n. 5, p. 624–632, 2015.

HENSLEY, F. W. Present state and issues in IORT Physics. **Radiation Oncology**, [s. l.], v. 12, n. 1, p. 1–30, 2017.

Hipermidia. 2017a. Disponível em: <<http://rle.dainf.ct.utfpr.edu.br/hipermidia/index.php/radiologia-convencional/principios-fisicosrx/interacao-da-radiacao-ionizante-com-a-materia/producao-de-pares>>. Acesso em: 10 dez. 2017.

Hipermidia. 2017b. Disponível em: <<http://rle.dainf.ct.utfpr.edu.br/hipermidia/index.php/radiologia-convencional/principios-fisicosrx/interacao-da-radiacao-ionizante-com-a-materia/efeito-fotoeletrico>>. Acesso em: 10 dez. 2017.

IACCARINO, G. et al. Monte Carlo simulation of electron beams generated by a 12 MeV dedicated mobile IORT accelerator. **Physics in Medicine and Biology**, [s. l.], v. 56, n. 14, p. 4579–4596, 2011.

IAEA. 2018. Disponível em: <<https://www.iaea.org/topics/cancer-treatment-radiotherapy>>. Acesso em: 1 jun. 2018.

ImageJ. 2018. Disponível em: <<https://imagej.nih.gov/ij/index.html>>. Acesso em: 7 mar. 2018.

JARADAT, A. K.; BIGGS, P. J. Measurement of the neutron leakage from a dedicated intraoperative radiation therapy electron linear accelerator and a conventional linear accelerator for 9, 12, 15(16), and 18(20) MeV electron energies. **Medical Physics**, [s. l.], v. 35, n. 5, p. 1711–1717, 2008.

KHAN, F. M.; GIBBONS, J. P. **The Physics Of Radiation Therapy**. 5. ed. Philadelphia: Lippincott Williams & Wilkins, 2014.

KNOLL, G. E. **Radiation Detection and Measurement Third Edition**. 3. ed. New York: John Wiley & Sons, Inc., 2000.

KRANER, H. W.; LI, Z.; POSNECKER, K. U. Fast neutron damage in silicon detectors. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment**, [s. l.], v. 279, n. 1–2, p. 266–271, 1989.

LAMANNA, E. et al. Intra-Operative Radiotherapy with Electron Beam. **Modern Practices in Radiation Therapy**, [s. l.], 2012.

LAMARSH, J. R.; BARATTA, A. J. **Introduction to Nuclear Engineering**. 3. ed. New Jersey: Prentice-Hall, Inc., 2001.

LARCHER, A. M.; BONET DURÁN, S. .; LERNER, A. M. **Dosis ocupacional debida a neutrones en aceleradores lineales de uso médico**, 2000.

LOI, G. et al. Neutron production from a mobile linear accelerator operating in electron mode for intraoperative radiation therapy. **Physics in Medicine and Biology**, [s. l.], v. 51, n. 3, p. 695–702, 2006.

MARRALE, M. et al. Dosimetry for electron Intra-Operative RadioTherapy: Comparison of output factors obtained through alanine/EPR pellets, ionization chamber and Monte Carlo-GEANT4 simulations for IORT mobile dedicate accelerator. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms**, [s. l.], v. 358, p. 52–58, 2015.

MILLS, M. D. et al. Commissioning of a mobile electron accelerator for intraoperative radiotherapy. **Journal of applied clinical medical physics / American College of Medical Physics**, [s. l.], v. 2, n. 3, p. 121–130, 2001.

MILLS, M. D.; DAVES, J. L. Shielding assessment of a mobile electron accelerator for intra-operative radiotherapy. **Journal of Applied Clinical Medical Physics**, [s. l.], v. 2, n. 3, 2001.

NATH, R. et al. **Neutron measurements around high energy x-ray radiotherapy machines, AAPM REPORT NO. 19**. New York.

NCRP. **Neutron Contamination from Medical Electron Accelerators**. Bethesda.

OKUNO, E.; YOSHIMURA, E. M. **Física das Radiações**. São Paulo: Oficina do Texto, 2010.

PICARDI, L. et al. the Italian “ Iort Project ”. **Proceedings of EPAC, Vienna, Austria**, [s. l.], n. January 2000, p. 2545–2547, 2000.

PIESCH, E.; BURGKHARDT, B. Albedo neutron dosimetry. **Radiation Protection Dosimetry**, [s. l.], v. 10, n. 1–4, p. 175–188, 1985.

PIMPINELLA, M. et al. Dosimetric characteristics of electron beams produced by a mobile accelerator for IORT. **Physics in Medicine and Biology**, [s. l.], v. 52, n. 20, p. 6197–6214, 2007.

PODGORSAK, E. B. **Radiation Oncology Physics: A Handbook for Teachers and Students**. Vienna: Internacional Atomic Energy Agency, 2005.

Program Information. 2018. Disponível em: <<http://programdlapolski.info/meb/cobaltoterapia.awp>>. Acesso em: 17 jun. 2018.

ROSENBLATT, E.; ZUBIZARRETA, E. **Radiotherapy in cancer care : facing the global challenge**. Vienna: Internacional Atomic Energy Agency, 2017.

SELOVE, F. A. Nuclear Spectroscopy. In: New York: Academic Press Inc., 1960.

SIT SORDINA IORT TECHNOLOGIES S.P.A. The mobile electron accelerator that revolutionizes IORT. [s. l.], 2015.

SORIANI, A. et al. Radiation protection measurements around a 12 MeV mobile dedicated IORT accelerator. **Medical Physics**, [s. l.], v. 37, n. 3, p. 995–1003, 2010.

STRIGARI, L. et al. Radiation exposure of personnel during intraoperative radiotherapy (IORT): radiation protection aspects. **Journal of experimental & clinical cancer research : CR**, [s. l.], v. 23, n. 3, p. 489–494, 2004.

TSOULFANIDIS, N. **Measurement and detection of radiation**. 2. ed. Washington: Taylor & Francis, 1995.

TURNER, J. . **Atoms, Radiation, and Radiation Protection**. 3. ed. Weinheim: WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2007.