

**MINISTÉRIO DA DEFESA  
EXÉRCITO BRASILEIRO  
DEPARTAMENTO DE CIÊNCIA E TECNOLOGIA  
INSTITUTO MILITAR DE ENGENHARIA  
CURSO DE MESTRADO EM ENGENHARIA NUCLEAR**

**MARCELO VILELA DA SILVA**

**PROPOSTA DE APARATO EXPERIMENTAL PARA  
CARACTERIZAÇÃO DA RESPOSTA DE DETECTORES DE  $^3\text{He}$ , PARA  
MEDIDA DE FOTONÊUTRONS GERADOS EM ACELERADORES COM  
ENERGIA ACIMA DE 8 MV.**

Rio de Janeiro  
2016

**INSTITUTO MILITAR DE ENGENHARIA**

**MARCELO VILELA DA SILVA**

**PROPOSTA DE APARATO EXPERIMENTAL PARA  
CARACTERIZAÇÃO DA RESPOSTA DE DETECTORES DE  $^3\text{He}$ , PARA  
MEDIDA DE FOTONÊUTRONS GERADOS EM ACELERADORES COM  
ENERGIA ACIMA DE 8 MV.**

Dissertação de Mestrado apresentada ao Curso de Mestrado em Engenharia Nuclear do Instituto Militar de Engenharia, como requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Ciências em Engenharia Nuclear.

Orientadores:

Prof. Gladson Silva Fontes - DSc

Prof. Domingos D'Oliveira Cardoso - DSc

Rio de Janeiro

2016

c2016

INSTITUTO MILITAR DE ENGENHARIA

Praça General Tibúrcio, 80 – Praia Vermelha

Rio de Janeiro – RJ CEP: 22290-270

Este exemplar é de propriedade do Instituto Militar de Engenharia, que poderá incluí-lo em base de dados, armazenar em computador, microfilmar ou adotar qualquer forma de arquivamento.

É permitida a menção, reprodução parcial ou integral e a transmissão entre bibliotecas deste trabalho, sem modificação de seu texto, em qualquer meio que esteja ou venha a ser fixado, para pesquisa acadêmica, comentários e citações, desde que sem finalidade comercial e que seja feita a referência bibliográfica completa.

Os conceitos expressos neste trabalho são de responsabilidade do(s) autor(es) e do(s) orientador(es).

621.48 S586p	Silva, Marcelo Vilela da Proposta de aparato experimental para caracterização da resposta de detectores de $^3\text{He}$ , para medida de fotonêutrons gerados em aceleradores com energia acima de 8 MV / Marcelo Vilela da Silva; orientado por Gladson Silva Fontes; Domingos D'Oliveira Cardoso –Rio de Janeiro: Instituto Militar de Engenharia, 2016.  77p.: il.  Dissertação (Mestrado) – Instituto Militar de Engenharia, Rio de Janeiro, 2016.  •Curso de Engenharia Nuclear – teses e dissertações. 2. Aceleradores de partículas. I. Fontes, Gladson Silva. II. Cardoso, Domingos D'Oliveira. III. Título. IV. Instituto Militar de Engenharia.
-----------------	---

**INSTITUTO MILITAR DE ENGENHARIA**

**MARCELO VILELA DA SILVA**

**PROPOSTA DE APARATO EXPERIMENTAL PARA  
CARACTERIZAÇÃO DA RESPOSTA DE DETECTORES DE  $^3\text{He}$ , PARA  
MEDIDA DE FOTONÊUTRONS GERADOS EM ACELERADORES COM  
ENERGIA ACIMA DE 8 MV.**

Dissertação de Mestrado apresentada ao Curso de Mestrado em Engenharia Nuclear do Instituto Militar de Engenharia, como requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Ciências em Engenharia Nuclear.

Orientadores: Prof. Gladson Silva Fontes – D.Sc  
Prof. Domingos D'Oliveira Cardoso – D.Sc

Aprovada em 5 de dezembro de 2016 pela seguinte Banca Examinadora:

---

Prof. Gladson Silva Fontes – D.Sc do IME - Presidente

---

Prof. Domingos D'Oliveira Cardoso – D.Sc do IME

---

Prof. Sergio de Oliveira Vellozo – D.Sc do IME

---

Prof. Sergio Gavazza – Ph.D do IME

---

Prof. Rex Nazaré Alves – D.Sc do IME

---

Prof. Edmilson Monteiro de Souza – D.Sc da UEZO

---

Delano Valdivino Santos Batista – M.Sc do IRD

Rio de Janeiro  
2016

*À Minha Avó*

*Regina Pereira de Oliveira (In memoriam)*

*Pelos abraços, carinhos, conselhos, pelos incentivos intermináveis...*

## AGRADECIMENTOS

Agradeço em especial à minha mãe, Claudia de Castro Vilela, minha avó materna, Juraci de Castro, mulheres que com muita luta, mesmo em momento de ausência, sempre me acolheram e principalmente com amor.

Agradeço pela minha tia Madalena (*In Memoriam*) pelo carinho e dedicação com meu filho.

À minha amada e companheira Ana Beatriz que me apoiou nos momentos difíceis com paciência e compreensão ao longo deste trabalho e pelo amor e cuidado para com o nosso filho, Malcolm Akins.

Aos meus familiares que me deram suporte emocional e a meu pai que mesmo distante contribuiu para que isso fosse realizado.

Agradeço aos professores e orientadores Gladson Silva Fontes e Domingos D'Oliveira Cardoso pela amizade, dedicação e contribuição no desenvolvimento deste trabalho.

Agradeço desde já aos professores da SE/7, ao Sergio Vellozo pelos conselhos, conjecturas e sugestões na aplicação do Maple, ao professor Sergio Gavazza pelos ensinamentos e sugestões na composição dos gráficos.

Ao professor Rex Nazaré pelos ensinamentos, entusiasmo e sabedoria em sala de aula e pelo aceite em participar da banca de dissertação.

Ao Dr. Edmilson Monteiro pelo aceite para compor banca de dissertação de Mestrado e por sugestões relevantes na redação final.

Ao Físico Médico Delano pela cooperação técnica e científica/acadêmica na utilização dos equipamentos do Hospital Quinta D'or e aceite para compor banca de dissertação com contribuições valiosas para o ajuste da dissertação.

Ao chefe da seção SE/7 Cel Walter Guimarães pelos conselhos e incentivos para conclusão deste trabalho.

À Comissão de Aperfeiçoamento de Pessoal do Nível Superior (CAPES) pela bolsa de estudo concedida.

Faço um agradecimento também a todos os funcionários da secretaria do Programa de Engenharia Nuclear que sempre foram muito atenciosos em especial "De Andrade", Viviane e "Pereira".

Aos colegas e amigos do Programa de Engenharia Nuclear (IME), Rodrigo, Kelmo, Valdir, Guilherme, Camilla, Filipe, Maura, Mayara, Jadna e Gabriele.

Aos amigos pessoais que me acompanham nessa caminhada, Alecksandro Maick, Leinimar Pires, Dayse Gomis, Rodrigo Reduzino, Allyne Andrade, Adalto Neto, Moacir Junior, Adriano, Roberto, Anderson, Júlio Moraes, Fábio Tavares, Alexandre Martins, Marcelo Oliveira.

Nada na vida é para ser temido,  
é apenas para ser compreendido.  
Agora é hora de compreender mais,  
para que possamos temer menos.

MARIE CURIE

Lembre-se que as pessoas podem tirar tudo de você,  
menos o seu conhecimento. Ele é o seu bem mais precioso.

ALBERT EINSTEIN



## SUMÁRIO

LISTA DE ILUSTRAÇÕES .....	10
LISTA DE TABELAS.....	13
LISTA DE SÍMBOLOS .....	14
LISTA DE SIGLAS.....	15
<b>1      INTRODUÇÃO</b> .....	<b>18</b>
1.1    Justificativa .....	20
1.2    Objetivo.....	20
1.3    Motivação e Relevância.....	21
1.4    Caracterização do Problema .....	21
1.5    Organização do Trabalho .....	21
<b>2      REVISÃO BIBLIOGRÁFICA</b> .....	<b>23</b>
<b>3      FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA</b> .....	<b>26</b>
3.1    Breve Histórico .....	26
3.2    Nêutrons .....	26
3.2.1    Características.....	27
3.3    Produção de Fotonêutrons .....	27
3.4    Interação do Nêutron Com a Matéria.....	29
3.5    Fator de Crescimento (build-up) .....	30
3.6    Difusão de Nêutrons .....	30
<b>4      DETECTORES DE NÊUTRONS</b> .....	<b>33</b>
4.1    Câmara de Ionização.....	36
4.2    BF <sub>3</sub> .....	37

<b>5</b>	<b>ACELERADORES DE PARTÍCULAS .....</b>	<b>38</b>
5.1	Acelerador Linear .....	38
5.1.1	Acelerador de Elétrons .....	41
5.2.	Aceleradores de Cockcroft-Walton .....	43
5.3	Aceleradores Eletrostático de Van de Graaf .....	43
5.4	Ciclotron.....	44
5.5	Síncrotron .....	45
5.6	Bétatron .....	47
<b>6</b>	<b>MATERIAIS E MÉTODOS.....</b>	<b>48</b>
<b>7</b>	<b>ANÁLISE DOS RESULTADOS.....</b>	<b>59</b>
<b>8</b>	<b>CONCLUSÕES .....</b>	<b>72</b>
<b>9</b>	<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS .....</b>	<b>75</b>

## LISTA DE ILUSTRAÇÕES

FIG. 3.1	Difusão de nêutrons térmicos a partir de uma fonte infinita plana (KAPLAN, 1955) .....	31
FIG. 4.1	Diagrama dos detectores de nêutrons a gás (KNOLL, 1979). .....	35
FIG.4.2	Secção de choque para $^{10}\text{B}(n, \alpha)$ e $^3\text{He}(n,p)$ em função da energia do nêutron(KNOLL, 1979). .....	36
FIG. 5.1	Acelerador Linear Varian 2100 C/D rotacionado e paciente. Fonte:Varian Medical Systems. ....	39
FIG. 5.2	Principais componentes internos do LINAC: a) canhão de elétrons, b) tubo acelerador, c) magneto, d) alvo, e) carrossel com o filtro aplanador e outros implementos, f) câmara de ionização, g) colimadores secundários superiores Y e inferiores X, também conhecidos por <i>jaws</i> , h) colimador multifolhas (MLC), i) carcaça do equipamento. Fonte: Varian Medical Systems .....	39
FIG. 5.3	Visualização do MLC: a) vista do MLC no aparelho Varian 2100 C/D, b) diferentes configurações do MLC, conforme posicionamento do <i>gantry</i> (Fonte:VarianMedicalSystems).....	41
FIG. 5.4a	Esquema de um acelerador linear de elétrons (TAUHATA, 2014).....	42
FIG. 5.4b	Acelerador de elétrons usado em terapia de câncer em hospitais (TAUHATA, 2014).....	42
FIG. 5.5	Circuito Cockcroft-Walton (MURRAY, 2004). ....	43
FIG. 5.6	Acelerador Van de Graaf (MURRAY, 2004). ....	44
FIG. 5.7	Esquema de Cíclotron (TAUHATA, 2014) .....	45
FIG. 5.8	Esquema de um acelerador Síncroton (LILEY, 2001).....	46
FIG. 5.9	Figura do betatron (MURRAY, 2004) .....	47
FIG. 6.1	Ilustração do comportamento dos nêutrons rápidos e térmicos.....	49
FIG. 6.2	Modelo usado para representar o aparato experimental.....	50
FIG. 6.3a	Sistema de referência (SILVA, MV). ....	51
FIG. 6.3b	Sistema de referência gantry 270° (SILVA, MV). ....	51

FIG. 6.4	Detector encostado no feixe de incidência (SILVA, MV). .....	52
FIG.7.1	Resposta de blindagem com feixe de energia 6 MV e campo 25,2 cm x 5 cm, composto: 5 parafinas, 1 cádmio e a esfera de Bonner.....	59
FIG.7.2	Resposta de blindagem com feixe de energia 6 MV e campo 25,2 cm x 5 cm, composto : 1 parafinas, 1 cádmio e a esfera de bonner. ....	59
FIG.7.3	Resposta de blindagem com feixe 16 MV e campo 25,2 cm x 5 cm, composto : 5 parafinas, 1 cádmio e a esfera de bonner .....	60
FIG.7.4	Resposta de blindagem com feixe de energia 16 MV e campo 25,2 cm e 5 cm, composto : 3 parafinas, 1 cádmio e a esfera de bonner .....	60
FIG.7.5	Resposta de blindagem com feixe de energia 16 MV e campo 25,2 cm e 5 cm, compoisto: Esfera de de bonner. ....	61
FIG.7.6	Diferentes respostas do detector para diferentes taxas de doses e diferentes espessuras de atenuações de nêutrons. ....	61
FIG.7.7	Gráfico de dependência direcional para feixe de fótons de 16 MV e taxa de dose de 300 CGy/min. ....	62
FIG.7.8	Resposta do detector de nêutrons para feixe de fótons (16 MV e 6 MV) com taxa de dose 100 CGy/min e diferentes espessuras de atenuações de nêutrons.....	62
FIG.7.9	Resposta do detector de nêutrons para feixe de fótons (16 MV e 6 MV) com taxa de dose 200 CGy/min e diferentes espessuras de atenuações de nêutrons.....	63
FIG.7.10	Resposta do detector de nêutrons para feixe de fótons (16 MV e 6 MV) com taxa de dose 300 CGy/min e diferentes espessuras de atenuações de nêutrons.....	63
FIG.7.11	Resposta do detector de nêutrons para feixe de fótons (16 MV e 6 MV) com taxa de dose 400 CGy/min e diferentes espessuras de atenuações de nêutrons.....	64
FIG.7.12	Resposta do detector de nêutrons para feixe de fótons (16 MV e 6 MV) com taxa de dose 500 CGy/min e diferentes espessuras de atenuações de nêutrons.....	64

FIG.7.13	Resposta do detector de nêutrons para feixe de fótons (16 MV e 6 MV) com taxa de dose 600 CGy/min e diferentes espessuras de atenuações de nêutrons.....	65
FIG.7.14	Resposta de blindagem com feixe de energia 16 MV e campo $y=0,4$ cm e $x= 5$ cm, composto : 5 parafinas, 1 cádmio e a esfera de bonner. ....	65
FIG.7.15	Resposta de blindagem com feixe de energia 16 MV e campo $y=0,4$ cm e $x= 5$ cm, composto: 3 parafinas, 1 cádmio e a esfera de bonner. ....	66
FIG.7.16	Resposta de blindagem com feixe de energia 16 MV e campo $y=0,4$ cm e $x= 5$ cm, composto : 1 parafinas, 1 cádmio e a esfera de bonner. ....	66
FIG.7.17	Diferentes respostas do detector para diferentes taxas de doses, diferentes espessuras de atenuações de nêutrons e campo ( $y=0,4$ cm e $x= 5$ cm).....	67
FIG.7.18	Blindagens com diferentes campos. ....	67
FIG.7.19	Resposta de blindagens com feixe de energia 16 MV e campo $y=0,4$ cm e $x=0,2$ cm composto: 5 parafinas, 1 cádmio e esfera de bonner ....	68
FIG.7.20	Resposta de blindagens com feixe de energia 16 MV e campo $y=0,4$ cm e $x=0,2$ cm composto: 3 parafinas, 1 cádmio e esfera de bonner. ....	68
FIG.7.21	Resposta de blindagens com feixe de energia 16 MV e campo $y=0,4$ cm e $x=0,2$ cm composto: 1 parafinas, 1 cádmio e esfera de bonner.....	69
FIG.7.22	Diferentes respostas do detector para diferentes taxas de doses, diferentes espessuras de atenuações de nêutrons e campos $y=0,4$ cm e $x=0,2$ cm ....	69
FIG.7.23	Respostas de blindagens com diferentes campos e o detector encostado $y=0,4$ cm e $x=0,2$ cm.....	70
FIG.7.24	Respostas de blindagens com diferentes campos e o detector encostado $y=0,4$ cm e $x=0,2$ cm (encostado ao feixe de incidência) ....	70
FIG.7.25	Gráficos de distribuição fluxo rápido e térmico sem as espessuras de parafinas.....	71
FIG.7.26	Gráficos de distribuição fluxo rápido e térmico com as espessuras de parafinas.....	71

## LISTA DE TABELAS

TAB.3.1	Propriedades das fontes ( $\alpha,n$ ) mais usadas (BYRNE, 1995).....	27
TAB.3.2	Propriedades das fontes ( $\gamma,n$ ) mais usadas (BYRNE, 1995) .....	28
TAB.6.1	Condições experimentais de uso do acelerador linear e energia de fótons 6MV para campos de irradiação $y=25,2$ cm, $x=5$ cm .....	53
TAB.6.2	Continuação dos dados obtidos na TAB. 6.1, para energia de fótons 16MV (campos $y=25,2$ cm e $x=5$ cm) .....	54
TAB.6.3	Resultados obtidos para energia de fótons de 16 MV do acelerador linear para os campos $y=0,4$ cm e $x=5$ cm .....	54
TAB.6.4	Continuação da tabela 6.3 para energia 16 MV do acelerador linear para campos $y=0,4$ cm e $x=0,2$ cm.....	55
TAB.6.5	Resultados obtidos a energia de fótons 16 MV e campos $y=0,4$ cm, $x=0,2$ cm, RTN $90^\circ$ .....	56
TAB.6.6	Dados obtidos do acelerador linear e para campos $y=0,4$ cm, $x=0,2$ cm, RTN $0^\circ$ .....	57
TAB.6.7	Dependência direcional com diferentes espessuras de atenuações de nêutrons e com taxa de dose 300 CGy/min (campos $y=0,4$ cm, $x=0,2$ cm, RTN $90^\circ$ ).....	58

## LISTA DE SÍMBOLOS

- D - Coeficiente de difusão
- J - Densidade de corrente
- $M_n$  - Massa inercial de nêutron
- $R^2$  - coeficiente de correlação
- $\mu_n$  - Momento de dipolo

## LISTA DE SIGLAS

CERN	Organização Européia para a Pesquisa Nuclear
CNEN	Comissão Nacional de Energia Nuclear
FERMILAB	<i>Fermi National Accelerator Laboratory</i>
IAEA	<i>International Atomic Energy Agency</i>
ICRU	<i>International Commission on Radiation Units and Measurements</i>
IMRT	Radioterapia com Intensidade Modulada
IPEN	Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares
LINAC	<i>Linear Accelerator</i>
LNLS	Laboratório Nacional de Luz Síncrotron
INCA	Instituto Nacional do Câncer
MCNPX	<i>Monte Carlo N-Particle eXtended</i>
MLC	Colimadores Multifolhas
NCRP	<i>National Council on Radiation Protection and Measurements</i>
UNSCEAR	<i>United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation</i>



## RESUMO

A tecnologia dos aceleradores de partículas tem profundo impacto na sociedade. Suas aplicações estão bem estabelecidas, principalmente, no tratamento de câncer e outras doenças. O objetivo deste trabalho foi desenvolver um aparato experimental com detectores  $^3\text{He}$  para medida de fotonêutrons superiores a 8 MV. O aparato permitiu a obtenção do procedimento de medidas de nêutrons multienergéticos com detector, e utilizou-se as diferentes espessuras de blindagens para diferentes taxas de doses. Adicionalmente, desenvolveu-se um modelo analítico, baseado na aproximação da difusão, a 2 grupos de energia (parâmetros nucleares). Os resultados obtidos indicaram um comportamento crescente e linear na resposta do detector. Não houve produção de fotonêutrons com energia de fótons de 6 MV. A base desta pesquisa mostrou-se satisfatória e conveniente para a avaliação e continuidade em aprimorar a caracterização energética e dependência direcional.

## ABSTRACT

Particle accelerator technology has a profound impact on society. Its applications are well established mainly in the treatment of cancer and other diseases. The objective of this work was to develop an experimental apparatus with  $^3\text{He}$  detectors for photoneutron measurements greater than 8 MV. The apparatus allowed us to obtain multienergetic neutron measurements with a detector, and different shield thicknesses were used for different dose rates. Additionally, an analytical model was developed for two groups of energy (nuclear parameters), based on the approximation of the diffusion. The results obtained from this work are part of a master's thesis, and indicated an increasing and linear behavior in the detector response. The results indicated an increasing and linear behavior in the detector response. There was no photon-neutron production with photon energy of 6 MV. The basis of this research was satisfactory and convenient for the evaluation and continuity in improving the energy characterization and directional dependence.

# 1 INTRODUÇÃO

As pesquisas utilizando feixes de partículas em aceleradores têm fornecido blocos básicos de construção da matéria e sobre a natureza das forças fundamentais. Estes aceleradores gerados por feixes altamente energéticos recriam as condições que ocorreram desde após o Big Bang. Eles são fundamentais para os esforços de compreender a natureza da matéria escura e da energia escura.

As pesquisas científicas e os avanços tecnológicos em aceleradores, a maioria deles, um quarto do tamanho ou menor que os grandes aceleradores FERMILAB (de Fermi National Accelerator Laboratory) e a Organização Europeia para a Pesquisa Nuclear (CERN), servem como ferramentas essenciais para a investigação biomédica e dos materiais, para diagnosticar e tratar doenças e para uma série crescente de tarefas na produção e na tecnologia da energia e, até mesmo, em questões de segurança interna.

A ciência dos aceleradores tem profundo impacto na sociedade como um todo. Suas aplicações estão bem estabelecidas na ciência em geral e nas tecnologias. Uma fração significativa dos radioisótopos utilizada no tratamento para diagnosticar, e na pesquisa em doenças são produzidas usando aceleradores. Feixes de raios X, nêutrons, prótons e íons que são derivados de aceleradores de partículas são usados atualmente no tratamento de câncer e outras doenças. Além disso, representam as maiores fontes de exposição à radiação. O UNSCEAR calcula que as aplicações médicas da radiação representam cerca de 95% da exposição à radiação proveniente de fontes artificiais e em torno de 12% da exposição total (UNSCEAR, 2008 e 2012). Além disso, os avanços tecnológicos têm provocado um constante aumento das aplicações médicas da radiação ionizante, incluindo procedimentos de altas doses, como os tratamentos que utilizam aceleradores lineares (IAEA, 2012).

Recentemente, a maior parte dos tratamentos radioterápicos é feita através de irradiações com feixes de fótons de alta energia. Esses feixes se originam em fontes radioativas (como nuclídeos cobalto 60) ou são gerados em aceleradores lineares de elétrons. Esses elétrons são incididos num alvo metálico, para produzir raios X de altas energias, os quais podem chegar 20 MeV (PERUZZO, 2012).

O tratamento de radioterapia consiste na aplicação programada de doses elevadas de radiação ionizante (com energia da ordem de MeV), com a finalidade de “destruir” as

células alvo e causar o menor dano possível aos tecidos sadios intermediários ou adjacentes. Esta área é dividida em duas modalidades: teleterapia e braquiterapia.

Na teleterapia, a fonte de radiação ionizante, pode ser uma fonte de  $^{60}\text{Co}$  ou acelerador linear externa ao corpo. Como o feixe de radiação após penetrar no corpo é atenuado de maneira acentuada, a dose nos órgãos e tecidos localizados próximos à superfície será grande. Por esse motivo, feixes únicos de radiação são utilizados apenas em tumores superficiais; nos tumores mais profundos é recomendado um número maior de feixes, aplicados em diferentes direções (PERES, 2008). Nesse caso, os feixes de radiação são focalizados no tumor e a dose de radiação é dividida entre os feixes, reduzindo a dose nos tecidos sadios, apesar de aumentar o volume total de tecido irradiado (ZHANG, 2011).

No procedimento da braquiterapia, a fonte de radiação é colocada diretamente no tumor. O feixe de radiação é produzido por radionuclídeos blindados (selados), para evitar a contaminação do paciente com o material radioativo (MORTON e BLOCH, 2011).

Vale ressaltar que o ICRU 83 recomenda a utilização de baixas energias para feixes de fótons, uma vez que acima de 10 MV ocorre a produção de nêutrons (ICRU, 2010). Dessa forma, a interação de nêutrons com os pacientes contribui com a dose absorvida fora da região a ser tratada em procedimento.

Sabe-se que a produção de nêutrons no acelerador de partículas não ocorre apenas no cabeçote, mas em diversos pontos em seu interior. À medida que fótons ao interagir com o alvo, filtro aplanador, colimadores e outros materiais de alto número atômico presentes no acelerador produzem, além de fótons de raios X de freamento, nêutrons principalmente pela reação nuclear do tipo  $(\gamma, n)$ , e se degradará em energia como consequência das interações dos nêutrons com a estrutura do próprio acelerador (NCRP, 1984). Outras reações ocorrem nos aceleradores com grande quantidade de colisões elásticas, que não representem perdas energéticas significativas, aumentando a trajetória percorrida pelos nêutrons dentro da blindagem aumentando, portanto, a probabilidade de reações  $(n, 2n)$ .

## 1.1 JUSTIFICATIVA

Os aceleradores de partículas fornecem energias a feixes de partículas subatômicas eletricamente carregadas, por meio de processos elétricos, magnéticos ou eletromagnéticos que possibilitam a concentração de alta energia num pequeno volume. Exemplos comuns de aceleradores de partículas existem nas televisões e geradores de raios X, na produção de isótopos radioativos, na radioterapia do câncer e na radiografia de alta potência para aplicação industrial. Todavia, a interação dos fotonêutrons com outros materiais presentes na sala de tratamento de radioterapia, com aceleradores lineares clínicos, resulta na modificação do espectro inicial de nêutrons do campo misto. Além da produção de fotonêutrons, há produção de nêutrons quando se utiliza o feixe de elétrons no tratamento devido à incidência desse feixe nos materiais dos componentes dos aceleradores, tais como as paredes de guia de onda, colimadores e outros (FERNÁNDEZ *et al*, 2007).

## 1.2 OBJETIVOS

Este trabalho tem como objetivos:

- ✓ O desenvolvimento de uma metodologia de detecção de nêutrons multienergético provenientes da interação da radiação gama com energia superiores a 8 MV;
- ✓ A caracterização do detector  $^3\text{He}$  para medidas de neutrons multi energético.

Atividades:

- i. Comparação de diferentes materiais;
- ii. Análise da resposta do detector adicionando blindagem de cádmio e parafina;
- iii. Análise das diferentes respostas detector, em campos de nêutrons de múltiplas energias, em termos da linearidade a dependência direcional;
- iv. Resposta para diferentes doses, para o acelerador LINAC.

### 1.3 MOTIVAÇÃO E RELEVÂNCIA

A relevância deste trabalho é caracterizada por:

- ✓ Relevância científica em desenvolver uma metodologia de detecção de nêutrons, com um aparato experimental de baixo custo, em aceleradores lineares clínicos, parâmetro fundamental para avaliar a influência dos nêutrons;
- ✓ Outra relevância é verificar a viabilidade da utilização de parafina no entorno do cabeçote de maneira a minimizar a quantidade de nêutrons que atingiriam o paciente;
- ✓ Foi realizado teste de aderência dos resultados experimentais com resultados obtidos na simulação;
- ✓ Desenvolver uma metodologia de detecção de nêutrons multi energias e simultaneamente realizar simulações da equação de difusão em dois grupos a partir da produção de fotonêutrons provenientes do cabeçote dos aceleradores lineares e em seguida, compará-los com os resultados experimentais.

### 1.4 CARACTERIZAÇÃO DO PROBLEMA

Este trabalho se caracteriza por sua contribuição teórica-experimental, para obtenção de uma medida de nêutrons multi energéticos utilizando o mesmo detector e alterando a espessura (atenuação) da blindagem da parafina, possibilitando assim, uma melhor compreensão da dinâmica do fluxo de nêutrons rápidos e térmicos.

### 1.5 ORGANIZAÇÃO DO TRABALHO

Esta dissertação foi organizada nos seguintes capítulos:

O capítulo 1 descreve um breve histórico dos aceleradores de partículas, objetivos e caracterização do problema;

O capítulo 2 traz uma revisão bibliográfica;

O capítulo 3 apresenta uma fundamentação teórica, sobre aspectos relativos à compreensão da física de nêutrons, sua origem, características, fontes e sua produção de fotonêutrons;

No capítulo 4 foi apresentado um panorama no estudo sobre detectores de nêutrons;

O capítulo 5 apresenta os aceleradores de partículas enfatizando os aceleradores lineares clínicos;

O capítulo 6 mostra a metodologia e ferramentas utilizadas no desenvolvimento de proposta do procedimento do aparato experimental realizado;

Os resultados e as discussões acerca do método desenvolvido no capítulo 7;

O capítulo 8 são apresentadas as conclusões e sugestões para realização de trabalhos futuros.

## 2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Os procedimentos radioterápicos de altas doses, como os tratamentos que utilizam aceleradores lineares têm sido cada vez mais objeto de estudo por parte dos pesquisadores, já que a radiação secundária, provenientes destes procedimentos, um aumento de sobrevida dos pacientes e oferece o risco de danos a órgãos que não são alvos do tratamento.

KRÁLIK e TUREK (2004) afirmaram que a medição de nêutrons em campos gerados por aceleradores clínicos utilizando detectores ativos é extremamente difícil devido às indesejáveis interferências como campos eletromagnéticos de alta frequência, fugas e espalhamento de fótons abundantes. O funcionamento em modo pulso do LINAC, requer uma abordagem mais complexa na correção do tempo morto da medição da taxa de contagem. Uma aproximação é possível apenas em laboratórios especializados e não em salas de tratamento radioterápico contendo LINAC.

FERNANDEZ *et al.* (2007) fizeram medições de nêutrons em uma instalação contendo acelerador Linac Varian 2100C, com energia do feixe primário igual a 18 MeV em um campo  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ , utilizando um conjunto de esferas de Bonner com detectores passivos onde se obteve a taxa de fluência em energia dos nêutrons e do equivalente de dose ambiente avaliados em dois pontos, no isocentro e no ponto situado a 1 metro do isocentro. Neste estudo, os pesquisadores analisaram a possibilidade de utilizar o espectrômetro esferas de Bonner com folhas de ouro como sistema de detecção na proteção radiológica para a dosimetria de nêutrons nestas instalações.

ZABIHZADEH *et al* (2009) utilizaram um método simplificado de Monte Carlo para calcular a dose de nêutrons em diferentes distâncias do isocentro para diferentes feixes de fótons. Concluíram que a dose de nêutrons no plano dos nove pacientes dentro da sala de tratamento radioterápico é função da energia dos fótons, do tamanho do campo e da distância do isocentro. Dentro do labirinto<sup>1</sup>, a dose de nêutrons é independente do tamanho do campo e diminui com distância. O pico de energia dos nêutrons térmicos é aproximadamente o mesmo em diferentes posições dentro da sala e diminui ao longo

---

<sup>1</sup> A construção de um labirinto é recomendado para diminuir a intensidade de radiação que chega na entrada da sala de tratamento.



do labirinto. No entanto, para os nêutrons rápidos os resultados indicaram que eles não existem no labirinto.

AMBROSI (2009) revisou as normas utilizadas para caracterização e calibração de instrumentos de medição em radioproteção. Segundo o autor, as normas fornecem métodos mostrando como gerar campos de radiação de referência com parâmetros de campo bem definidos, além de fornecer orientações para a dosimetria desses campos e dar conselhos sobre a forma de calibrar os medidores de dose nestes campos. O autor observou a inexistência de uma norma que descreva os campos de referência pulsante, embora os instrumentos de proteção radiológica devessem medir a dose (taxa) nesses campos.

MARTÍNEZ *et al.* (2010) calcularam o equivalente de dose ambiente e o equivalente de dose pessoal em diferentes pontos localizado dentro de duas salas de tratamento radioterápico, uma contendo o acelerador Varian de 15 MV e outra com Elekta de 15 MV. Para realizar os cálculos utilizaram o código MCNPX. Os valores das taxas do equivalente de dose ambiente para nêutrons dependem da posição e ficaram na faixa entre 1,2 e 419 mSv.h<sup>-1</sup> para a sala de tratamento contendo o acelerador Elekta e entre 0,96 e 1140 mSv.h<sup>-1</sup> para a sala de tratamento contendo o acelerador Varian.

Howell (2006) realizou medidas de dose equivalente e efetiva, em dois aceleradores da Varian, um operando em 6 MeV e 18 MeV e o outro operando em 15 MeV, ambos equipados com o MLC-120. As medidas para dose equivalente para fótons foram realizadas em todas as energias e para nêutrons apenas no acelerador que operou em 15 MeV e 18 MeV. As medições foram feitas com os equipamentos utilizando a técnica convencional e o IMRT, ambos simulando o tratamento de próstata. Comparando os resultados do tratamento convencional e IMRT, verificou-se que a dose efetiva sobre o paciente diminuiu com o emprego do IMRT em comparação com o método convencional. No entanto, a parcela de dose equivalente devido aos nêutrons, sofreu um aumento em todos os órgãos analisados.

Rabello (2009) destaca que a produção de nêutrons no cabeçote não ocorre apenas nessa região, mas sim em vários pontos dentro do mesmo, o que gera uma produção de nêutrons em toda a região do cabeçote e em todas as direções. Nesse sentido constatou-se a necessidade de envolver todo cabeçote com uma camada de blindagem para nêutrons. Outras reações, com grande quantidade de colisões

elásticas, mesma que não representem perda energética significativa, aumentam a trajetória percorrida pelos nêutrons dentro da blindagem, aumentando, portanto, a probabilidade de reações (n, 2n) (Facure, 2006).

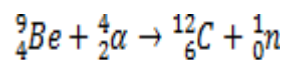
Thalhofer (2011) verificou através da simulação computacional que a deposição de dose varia em função da inclinação do gentry, tendo constatado ainda a deposição de dose mais homogênea devido a nêutrons, quando comparado com a distribuição de dose equivalente devido aos fótons.

### 3. FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

#### 3.1 BREVE HISTÓRICO

Atualmente, sabemos que o nêutron é uma das partículas fundamentais que, juntamente aos prótons, formam o núcleo dos átomos. A descoberta do nêutron aconteceu no ano de 1932 com o físico inglês James Chadwick. No entanto, doze anos antes desse acontecimento, o célebre cientista inglês Rutherford já tinha previsto a existência dessa partícula. Segundo ele, uma possível ligação de um próton com um elétron originaria uma partícula sem carga elétrica, mas com massa igual a do próton. A essa partícula ele chamou de nêutron, mas não tinha certeza da sua existência.

A experiência de J. Chadwick consistiu, basicamente, de feixes de partículas alfa colidindo com uma amostra de berílio (Be). De tal colisão surgiu um tipo de radiação que levaram muitos cientistas a acreditar que se tratava de raios gama. Depois de realizar vários cálculos, James concluiu que não se tratava de raios gama, e sim de nêutrons, conforme descrito na equação 1 (PERUZZO,2012).



EQ.1

Com esse feito e por seus importantes trabalhos, em 1935 James foi premiado com o Prêmio Nobel da Física (ZAMBONI, 2007).

#### 3.2 NÊUTRONS

Os nêutrons são partículas nucleares muito abundantes na natureza e que são bem peculiares por não interagirem com a matéria através dos mesmos mecanismos que as outras formas de radiação (alfa, beta e gama) o fazem. Como não possuem cargas elétricas líquidas são praticamente insensíveis a ação de campos eletromagnéticos, sofrendo perturbação desprezível da eletrosfera e da barreira coulombiana ao se aproximar do núcleo. Essa característica faz com que o principal modo de interação dessas partículas seja através da interação nuclear forte, ou seja, interações diretas com os núcleos dos elementos (ZAMBONI, 2007).

### 3.2.1 CARACTERÍSTICAS

A massa inercial do nêutron é, aproximadamente,  $m_n = 1,008664904(14)$  u.m.a (unidade de massa atômica definida como 1/12 da massa do átomo de  $^{12}\text{C}$ ) e comparado à massa do próton, essa é maior em menos de 0.1%. Apesar de não ter carga líquida, o nêutron tem um momento de dipolo magnético de  $\mu_n = -1.913\mu_N$ , enquanto o próton, como base de comparação tem um momento de dipolo magnético  $\mu_p = +2,793\mu_N$ .  $\mu_N$  é o magnéton de Bohr, e tem spin  $\frac{1}{2}$ . Essa característica sugere que os nêutrons possuam algum tipo de estrutura interna com uma distribuição não homogênea de carga. Além disso, o nêutron tem spin de  $\frac{1}{2}$ , assim como o próton e o elétron. Outra característica peculiar ao nêutron é que ele só é estável quando ligado a um núcleo; livre, o nêutron possui uma meia-vida de 10,235(23) minutos, decaindo em um próton, um elétron e um antineutrino (ZAMBONI, 2007).

### 3.3 A PRODUÇÃO DE FOTONÊUTRONS

Diferentemente de outras radiações como alfa e beta, nêutrons não são emitidos espontaneamente dos núcleos, e, portanto não é tão simples obter uma fonte dessas partículas. A maneira mais comum de se obter nêutrons é através da combinação de um elemento emissor alfa como o  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{210}\text{Po}$  ou  $^{241}\text{Am}$ , como um elemento leve, em geral o Be, de modo que a radiação alfa do primeiro produza uma reação nuclear. A TAB.3.1 abaixo mostra outras reações desse tipo e suas propriedades.

TAB. 3.1: Propriedades das fontes ( $\alpha, n$ ) mais usadas (BYRNE, 1995).

<b>Fonte</b>	<b><math>E_\alpha</math> (MeV)</b>	<b><math>T_{1/2}</math></b>	<b>Produção (<math>n/\alpha</math>)</b>
$^{210}\text{Po} + \text{Be}$	5,30	138,4 dias	$0,7 \times 10^{-4}$
$^{226}\text{Ra} + \text{Be}$	4,78; 4,59	$1,622 \times 10^3$ anos	$1,8 \times 10^{-4}$
$^{239}\text{Pu} + \text{Be}$	5,15	$2,44 \times 10^4$ anos	$0,6 \times 10^{-4}$
$^{241}\text{Am} + \text{Be}$	5,48	$4,60 \times 10^2$ anos	$0,7 \times 10^{-4}$
$^{242}\text{Cm} + \text{Be}$	6,11	163 dias	$0,7 \times 10^{-4}$
$^{241}\text{Am} + \text{B}$	5,48	$2,44 \times 10^4$	$1,1 \times 10^{-5}$

$^{241}\text{Am} + \text{F}$	5,45	$2,44 \times 10^3$	$4,0 \times 10^{-6}$
------------------------------	------	--------------------	----------------------

Outra maneira de se obter nêutrons é através de reações com fótons ( $\gamma, n$ ), onde se combina elementos emissores betas, que posteriormente emitem  $\gamma$  ( $^{24}\text{Na}$  por exemplo), com algum elemento passível de reagir com esses fótons e emitir nêutrons. Como exemplo têm-se as reações do tipo  $^9\text{Be}(\gamma, n)^8\text{Be}$  ou  $^2\text{H}(\gamma, n)^1\text{H}$ . A TAB.3.2 exemplifica as fontes gama/nêutron.

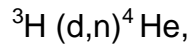
TAB. 3.2: Propriedades das fontes ( $\gamma, n$ ) mais usadas (BYRNE, 1995).

<b>Fonte</b>	<b><math>E_\gamma</math> (MeV)</b>	<b><math>T_{1/2}</math></b>	<b>Produção (<math>n/\beta</math>)<math>\text{cm}^2\text{g}^{-1}</math></b>
$^{24}\text{Na} + \text{Be}$	2,76	15,1 h	$0,7 \times 10^{-4}$
$^{24}\text{Na} + \text{D}_2\text{O}$	2,76	15,1 h	$1,8 \times 10^{-4}$
$^{72}\text{Ga} + \text{D}_2\text{O}$	2,51	14,3 h	$0,6 \times 10^{-4}$
$^{124}\text{Sb} + \text{Be}$	1,69	60,9 dias	$0,7 \times 10^{-4}$
$^{140}\text{La} + \text{Be}$	2,51	40,2 h	$1,1 \times 10^{-4}$

Nêutrons também podem ser produzidos através do processo de fissão nuclear (2 a 3 nêutrons/ fissão) e, portanto são abundantes em reatores nucleares. A grande vantagem desse modo de produção é o fluxo de nêutrons chegar à ordem de  $10^{13}$  n.  $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  ou mais. Um cuidado a ser tomado é que, em geral, esses fluxos possuem grande parcela de radiação gama.

Outra maneira de se obter nêutrons é através de reações indiretas em aceleradores de partículas. Objeto de estudo neste trabalho é acelerar elétrons contra um alvo primário gerando raios X de freamento ou bremsstrahlung, os quais posteriormente devem atingir um alvo secundário produzindo nêutrons através de reações ( $\gamma, n$ ). Pode-se ainda acelerar partículas como prótons ou deutérios, por exemplo, fazendo-os colidir com um alvo produzindo nêutrons através de reações nucleares, que terão espectro de energia monoenergético. As duas reações mais usadas nessa técnica são:





$$Q=17,6 \text{ MeV}$$

EQ.3

### 3.4 INTERAÇÃO DO NÊUTRON COM A MATÉRIA

A interação do nêutron com a matéria ocorre essencialmente através da interação direta com o núcleo. A ausência de carga elétrica faz com que nêutrons com energias bem pequenas possam induzir reações nucleares, já que não sofrem ação das forças coulombianas do átomo. Em contrapartida, por agirem diretamente nos núcleos dos átomos os quais possuem um tamanho relativo pequeno, a probabilidade dos nêutrons passarem pelo átomo sem interagir é grande, e, portanto o poder de penetração dos nêutrons na matéria é relativamente alto comparado com outras partículas. Em 1934, o físico Fermi descobriu que a radioatividade induzida em alvos bombardeados com nêutrons aumenta quando se faz os mesmos passarem através de um material hidrogenoso colocado em frente ao alvo. Fermi e seus colegas mostraram que os nêutrons são moderados no material hidrogenoso, aparentemente sem serem absorvidos, e que os nêutrons mais lentos têm uma probabilidade maior de induzir radioatividade, do que os nêutrons mais energéticos.

Os processos de interação dos nêutrons com a matéria são: espalhamento elástico, espalhamento inelástico, reações por absorção e reações de fissão. Essas interações dependem da energia cinética do nêutron incidente e da seção de choque do material com que ele interage. No espalhamento elástico ocorre a conservação da energia cinética do nêutron incidente e o núcleo alvo permanece estável porque não sofreu alterações na sua estrutura nuclear. Já no processo do espalhamento inelástico o nêutron incidente é absorvido pelo núcleo alvo, deixando o núcleo alvo instável (LAMARSH, 1983).

Nas reações de absorção, o núcleo energeticamente excitado composto pelo nêutron incidente e o núcleo alvo atinge a estabilidade pela emissão de um ou mais fótons ou partículas. As reações de absorção são divididas em função da energia do nêutron incidente e do produto final: captura radioativa quando os nêutrons incidentes são térmicos resultando em reações do tipo  $(n, \gamma)$ ; partícula carregada para nêutrons rápidos em reações do tipo  $(n, p)$  e  $(n, \alpha)$ ; nêutrons de alta energia para reações do tipo  $(n, 2n)$  e  $(n, 3n)$  (LEITE, 2010).

Para maior parte dos fins práticos, o processo importante de moderação é o

espalhamento elástico por núcleos leves. O espalhamento inelástico por núcleos intermediários ou pesados é importante para nêutrons com energia acima de 1 MeV, no entanto se torna praticamente desprezível abaixo desta energia.

### 3.5 FATOR DE CRESCIMENTO (BUILDUP)

A partir da atenuação exponencial da radiação eletromagnética por um material, pode-se supor que os fótons espalhados pelas interações são completamente removidos do feixe transmitido, na direção de incidência. No entanto, isso só ocorre no caso de feixe colimado e com espessura fina de material absorvedor, requisitos de uma “*boa geometria*”.

Em grande parcela dos fótons espalhados reincide na direção do detector e contribui para o feixe transmitido, alterando o comportamento exponencial da atenuação do feixe. Essa contribuição aditiva representa efetivamente um *crescimento* da intensidade do feixe em relação ao valor esperado. A diferença pode ser corrigida por um fator denominado *fator de crescimento (fator de build up)* que depende da energia da radiação incidente, a espessura do material absorvedor e do coeficiente de atenuação.

### 3.6 DIFUSÕES DE NÊUTRONS

A maioria dos estudos considera o movimento de nêutrons como um processo de difusão. Na verdade, supõe-se que os nêutrons tendem a difundir a partir de regiões de alta densidade de nêutrons para regiões de baixa densidade de nêutrons, da mesma forma que as moléculas de um gás se difundem tendendo a deixar uniforme a distância entre moléculas do gás em todo volume que o gás ocupa (DUDERSTADT, 1976).

A equação de difusão de nêutrons é uma equação de derivadas parciais que descreve a variação de densidade de nêutrons e representa o balanço entre produção e perda de nêutrons. Ela é obtida substituindo a lei de Fick na equação da continuidade de nêutrons, de acordo com a qual o número líquido de nêutrons  $J$  passando por unidade tempo através de uma área unitária normal à direção do fluxo é dado para o caso unidimensional por:

$$J = -D \frac{dn}{dx}$$

EQ.4

J é chamado de densidade de corrente e D é o coeficiente de difusão.

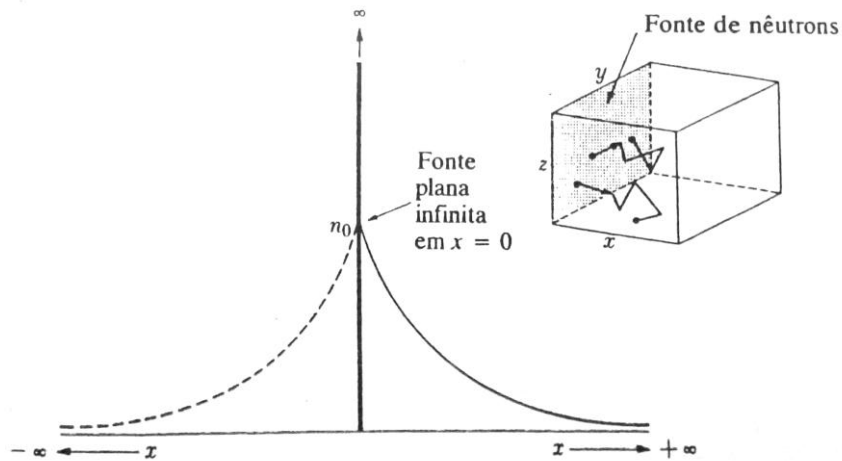


FIG.3.1: Difusão de nêutrons térmicos a partir de uma fonte infinita plana (KAPLAN, 1955).

O número de nêutrons que passam para dentro da barra é indicado por unidade de tempo é indicado por  $L_x dx$ , sendo dado por:

$$\begin{aligned} L_x dx &= J(x) - J(x + dx) \\ &= -\frac{\lambda_{tr}}{3} v \frac{dn}{dx} \Big|_x + \frac{\lambda_{tr}}{3} v \frac{dn}{dx} \Big|_{x+dx} \\ &= \frac{\lambda_{tr}}{3} v \frac{d^2 n}{dx^2} dx \end{aligned}$$

EQ.5

Ao desenvolvê-la torna-se,

$$= \frac{d^2 n}{dx^2} = \frac{n}{L^2}$$

EQ.6



Por substituição direta, temos que:

$$n(x) = a.e^{-\frac{x}{L}} + b.e^{\frac{x}{L}} \quad \text{EQ.7}$$

onde a e b são constantes a serem determinadas pelas condições do problema. Uma condição é que n deve ser infinito para todos os valores de x, incluindo  $x = \infty$  como L é positivo, segue que b deve ser zero. A segunda condição é que a densidade de corrente em  $x=0$  é  $j(0)=Q/2$ , já que somente metade dos nêutrons produzidos pela fonte uniforme entra no moderador. Esta condição determina o valor da constante  $a$  de forma que:

$$a = \frac{3}{2} \frac{QL}{\frac{\lambda_{tr}}{3}v} = \frac{QL}{2D} \quad \text{Q.8}$$

Portanto , a solução do problema é :

$$n(x) = \frac{QL}{2D} .e^{-x/L} = n_0.e^{-x/L} \quad \text{EQ.9}$$

visto que a densidade de nêutrons decresce exponencialmente com a distância da fonte.

## 4 DETECTORES DE NÊUTRONS

Os nêutrons são partículas descarregadas e produzem uma quantidade de ionização desprezível na passagem através da matéria, portanto não podem ser detectados diretamente em nenhum instrumento cuja ação dependa da ionização causada pela partícula que o penetra (contador Geiger, câmara de nuvens). A detecção de nêutrons depende de efeitos secundários que resultam de suas interações com os núcleos. A seguir são listadas algumas reações:

- I. A absorção de um nêutron por um núcleo com emissão imediata de uma partícula carregada rápida.
- II. A absorção de nêutron com a fissão do núcleo composto resultante.
- III. A absorção de um nêutron com a formação de um nuclídeo radioativo cuja atividade pode ser medida.

Na detecção dos nêutrons podem ser utilizados vários tipos de detectores. Os principais tipos sensíveis aos nêutrons são: gasosos (câmara de ionização ou detectores proporcionais preenchidas com boro, câmaras revestidas com boro ou câmara de fissão), autoalimentados (self-power), cintiladores ( $^6\text{Li}$ ), semicondutores e Tipo Traço CR-39.

Partindo do princípio de que a detecção dos nêutrons é feita de maneira indireta, faz-se necessário a utilização de materiais conversores. Como fontes de nêutrons também geram radiações gama, que podem interferir na medição, é necessário que o detector seja capaz de discriminar a presença dessa radiação.

Grande parte dos monitores de área para nêutrons são construídos por três componentes fundamentais: conversor de nêutrons, detector, e um componente eletrônico. O princípio básico de funcionamento desses detectores é através da conversão da energia do nêutron em uma partícula carregada: nêutrons + conversor = radiação ionizante. Um conversor deve ser um material com alta seção de choque para nêutrons com energia que se deseja medir.

Os conversores mais utilizados na detecção de nêutrons térmicos são:

- a) Boro-10 ( $^{10}\text{B}$ ): Utilizado em vários detectores, principalmente os detectores a gás  $\text{BF}_3$  e os detectores com paredes revestidos como boro. Apresenta uma seção de choque 3840 barns.

- b) Hélio-3 ( $^3\text{He}$ ): Utilizado em detectores gasosos, apresenta uma seção choque 5330 barns para nêutrons térmicos.
- c) Lítio-6 ( $^6\text{Li}$ ): Utilizado como conversor para nêutrons térmicos, apresenta uma seção de choque de 940 barns para nêutrons térmicos.

De uma maneira geral, os nêutrons são detectados através das partículas carregadas que eles produzem em reações nucleares, espalhamentos elásticos e inelásticos. Em algumas aplicações, os pulsos das partículas carregadas são registrados simplesmente para inferir a presença de nêutrons. Em outras situações deseja-se analisar o espectro de energia dos nêutrons. Para nêutrons lentos, com energias cinéticas menores que 0,5 eV, a detecção é usualmente o único requisito. Para nêutrons intermediários e rápidos com energia maior que 0,5 eV o conhecimento do espectro é frequentemente necessário (TURNER, 2007). A detecção de nêutrons exige a transferência de parte ou toda energia dos nêutrons para as partículas carregadas produzidas nas reações do nêutron com o gás. As partículas carregadas ionizam e excitam os átomos ao longo de sua trajetória até perder toda a sua energia.

Em um detector de gás cheio, cerca de 30 eV são necessários para criar um par de íons. Quando uma voltagem positiva é aplicada ao anodo, os elétrons se movem em direção a ele e os íons carregados positivamente se moverão em direção à parede do tubo (cátodo), produzindo um sinal de saída elétrica de magnitude dependente da voltagem aplicada, da geometria do contador e do gás de preenchimento. Estes parâmetros determinam se o detector opera na região de ionização, na região proporcional, ou na região Geiger-Mueller. Para a detecção indireta de nêutrons através da ativação, os detectores a gás preenchidos com  $^3\text{He}$  ou  $\text{BF}_3$  operam na região proporcional produzindo bons detectores proporcionais gasosos. Os contadores de nêutrons que operam nesse modo podem fornecer uma corrente de saída média ou pulsos individuais, dependendo da eletrônica associada. A medição apenas da corrente de saída média é útil para a dosimetria de nêutrons, e para o modo pulso, onde os eventos individuais podem ser registrados, é útil para análise de materiais nucleares.

A FIG. 4.1 a seguir mostra uma configuração típica para a contagem de nêutrons com um detector a gás.

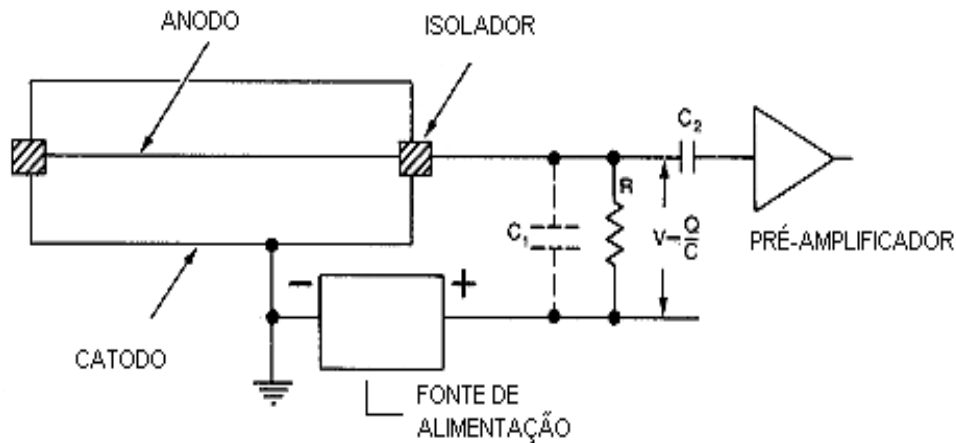


FIG. 4.1- Diagrama dos detectores de nêutrons a gás (KNOLL, 1979).

Em geral, os detectores de  $^3\text{He}$  e  $\text{BF}_3$  possuem eficiência para nêutrons térmicos elevada, e probabilidade de interação para raios gama baixa, no entanto, os detectores preenchidos com  $^3\text{He}$  são melhores por terem boa resolução, mistura de gás uniforme e podem operar em altas pressões com melhor eficiência de detecção, todavia, o gás  $\text{BF}_3$  é mais barato em comparação com  $^3\text{He}$ .

A secção de choque para os gases, conforme exemplificado na FIG. 4.2, utilizados na interação com os nêutrons dentro do detector cai rapidamente com o aumento da energia dos nêutrons, isso significa que um instrumento baseado na detecção de nêutrons térmicos, requer na prática, muito cuidado na sua construção. O problema de detectar nêutrons em campos que possuem ampla faixa de energia utilizando a dependência energética das reações de captura, em geral, envolve uma grande moderação de nêutrons para melhorar a eficiência com que os nêutrons rápidos são detectados. Um modelo simples pode superestimar a resposta para nêutrons epitérmicos, para evitar isso, uma camada de material absorvedor de nêutrons térmicos fica localizada a uma profundidade intermediária do moderador. Na prática, esta camada geralmente é perfurada para que a resposta para nêutrons térmicos não seja superestimada. O resultado é um instrumento que detecta nêutrons térmicos e rápidos com resposta de equivalente de dose aproximadamente iguais, mas que pode levar a erros significativos para nêutrons epitérmicos. No entanto, mesmo para os campos que têm fluência significativa na faixa de energia dos nêutrons intermediários a maior componente de equivalente de dose é geralmente de nêutrons rápidos (TANNER *et al.*, 2006).

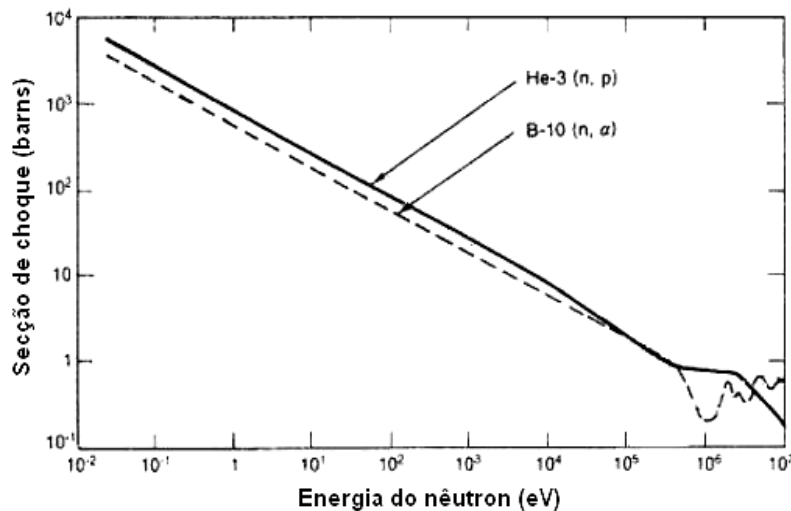


FIG. 4.2: Secção de choque para  $^{10}\text{B}(n, \alpha)$  e  $^3\text{He}(n,p)$  em função da energia do nêutron (KNOLL, 1979).

Os monitores de área para nêutrons foram projetados para ter uma resposta aproximadamente isotrópica, ou seja, ter uma resposta que seja o mais independente possível da energia do nêutron e do ângulo de incidência. Todavia, devido às dificuldades de projetar monitores com essa característica isotrópica, eles são todos deficientes em termos de energia e dependência angular para certas medidas. Cada instrumento tem uma direção de referência específica, que é cuidadosamente selecionada para evitar a modificação da resposta pela eletrônica, baterias e cabos, que são componentes fundamentais dos detectores.

#### 4.1 CÂMARA DE IONIZAÇÃO

A câmara de ionização opera na região de saturação de íons e para cada par de íons gerado pela partícula no interior do volume sensível do detector gasoso um sinal é coletado. As câmaras de ionização trabalham normalmente no modo corrente e se convenientemente construídas, utilizando o ar como elemento gasoso é capaz de medir diretamente a grandeza exposição.

Em função de sua grande estabilidade ao longo do tempo (da ordem de 0,1 % de variação ao longo de muitos anos), as câmaras de ionização são muito utilizadas também como instrumentos de referência para calibração, pois eliminam a necessidade de recalibrações frequentes.

Alguns tipos de detectores especiais funcionam dentro do modo de câmara de ionização. Entre eles podem ser citados:

- ✓ Câmara de ionização “free air”;
- ✓ Caneta dosimétrica;
- ✓ Câmara de ionização portátil;
- ✓ Câmara do tipo dedal.

#### 4.2 BF<sub>3</sub>

Um dos detectores mais usados é o contador proporcional que utiliza o gás trifluoreto de boro (BF<sub>3</sub>). Para maior sensibilidade, o boro é geralmente enriquecido em <sup>10</sup>B acerca de 19,7 acima de sua abundância isotrópica natural. As especificações típicas de contadores comerciais são as seguintes (TSOULFANIDIS, 1995):

- i. Sensibilidade: 5 contagens por segundos por n. cm<sup>-2</sup>. S<sup>-1</sup>;
- ii. Dimensões variadas;
- iii. Pressão do BF<sub>3</sub>: entre 1 a 2 atm (202 kPa). Um aumento na pressão requer um aumento na tensão de operação;
- iv. Temperatura: a máxima de operação é aproximadamente 100 °C.

## 5 ACELERADORES DE PARTÍCULAS

Acelerador de partículas é um dispositivo que aplica forças a partículas carregadas por alguma combinação de campos elétricos e magnéticos, trazendo os íons a alta velocidade e alta energia cinética. Alguns tipos foram desenvolvidos para estudo das reações nucleares e da estrutura nuclear básica, numa crescente demanda de maiores energias de partículas (MURRAY, 2004).

Todos os aceleradores partículas possibilitam a concentração de alta energia num pequeno volume e em posições geralmente controladas, na produção de isótopos radioativos, na radioterapia do câncer e na radiografia de alta potência para aplicação industrial (PERUZZO, 2012). Nesse sentido, existem inúmeros tipos de aceleradores. A seguir será exemplificado apenas os que tiverem maior aplicação na pesquisa nuclear e detalhando melhor os aceleradores lineares clínicos. Todavia, todos os tipos de aceleradores, independentemente do seu grau de avanço tecnológico, obedecem aos mesmos princípios básicos. O que os diferencia são o seu formato geométrico e o seu poder de aceleração, as quais lhes conferem características específicas, seja lineares ou, cíclicos, sendo que cada um destes englobam diferentes tipos. A seguir, alguns exemplos de aceleradores de partículas, e mais detalhadamente os aceleradores lineares tendo como foco o desenvolvimento da metodologia de detecção de nêutrons.

### 5.1 ACELERADOR LINEAR

No século XX, diversos tipos de aceleradores de partículas para pesquisa básica, em física nuclear e em física de altas energias, foram desenvolvidos, dentre eles os betatrons, os cíclotrons, os microtrons e os aceleradores lineares. Com a utilização da radiação na medicina, muitos desses aceleradores foram modificados para uso em radioterapia.

Os tratamentos radioterápicos se expandiram com o desenvolvimento do acelerador de elétrons. Os aceleradores lineares (LINACs) são equipamentos que aceleram elétrons, até atingirem energias cinéticas entre 4 MeV e 25 MeV em um tubo linear, que ao se chocarem com um alvo de material pesado, geram raios X de freamento ou *bremstrahlung*, formando o feixe útil para o tratamento de tumores.

No início, os aceleradores lineares operavam em energias baixas, o que limitava sua aplicação no tratamento de cânceres profundos. Para superar essas limitações, LINACs operando com energias cada vez maiores foram desenvolvidas, ampliando o uso destes aparelhos e tornando-os os mais utilizados atualmente na teleterapia. Dentre estes, pode-se destacar os equipamentos fabricados pela *Varian Medical Systems*. Um dos seus modelos, o Varian 2100 C/D, é apresentado na FIG. 5.1.



FIG. 5.1: Acelerador Linear Varian 2100 C/D rotacionado e paciente. Fonte: Varian Medical Systems.

Os princípios de funcionamento de qualquer modelo de acelerador linear existente no mercado mundial têm características comuns, podendo, entretanto, apresentar algumas variações. A FIG. 5.2 mostra os principais componentes de um LINAC.

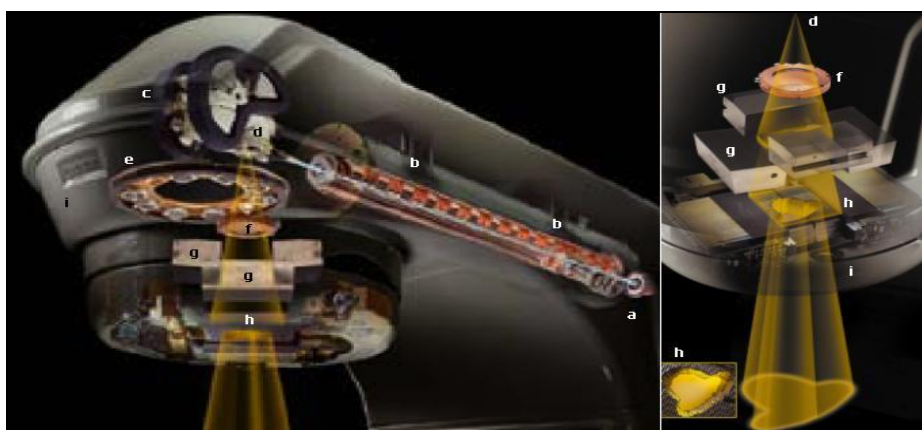


FIG. 5.2: Principais componentes internos do LINAC: a) canhão de elétrons, b) tubo acelerador, c) magneto, d) alvo, e) carrossel com o filtro aplanador e outros implementos, f) câmara de ionização, g) colimadores secundários superiores Y e inferiores X, também conhecidos por *jaws*, h) colimador multifolhas (MLC), i) carcaça do equipamento. Fonte: Varian Medical Systems.



Os elétrons são gerados no canhão de elétrons (a) e acelerados pelos campos eletromagnéticos no vácuo do tubo acelerador (b). Ao saírem do tubo acelerador, os elétrons passam por outro campo magnético no magneto (c) onde sofrem uma mudança de  $270^\circ$  na sua trajetória, sendo direcionados para um alvo metálico (d), onde, ao se chocarem, ocorre a produção de raios X de freamento ou *bremsstrahlung*. Os raios X produzidos são gerados em geometria  $4\pi$ , sendo necessária a colimação do feixe útil gerado em direção ao paciente. Esta primeira colimação é realizada por colimadores instalados ao redor do alvo, denominados colimadores primários. Em seguida, os raios X atravessam o filtro aplanador ou *flatteningfilter*, fixo no carrossel (e), cuja finalidade é homogeneizar a dose devido a fótons a certa profundidade na região do tratamento. Após passar pelo filtro, o feixe de fótons atravessa uma câmara de ionização (f) onde sua taxa de dose é aferida. Posteriormente, o feixe é colimado na forma retangular pelos colimadores secundários (g) formados por quatro blocos geralmente de tungstênio que trabalham em pares. Os superiores são os colimadores Y e os mais próximos ao paciente são os colimadores X. Devido à semelhança com o formato de mandíbulas, esses pares de colimadores também são denominados *jaws*.

Em equipamentos modernos, o feixe útil ainda passa por um colimador adicional, chamado multifolhas ou *Multileaf Collimator* (MLC), composto por um conjunto de folhas móveis e independentes que podem gerar formas irregulares de campo, mais adaptáveis ao formato do tumor. O MLC permitiu o emprego da Radioterapia de Intensidade Modulada (IMRT), uma modalidade diferenciada de tratamento que permite maior precisão na entrega da dose no sítio tumoral, protegendo mais os tecidos saudáveis.

Também visando minimizar as doses sobre órgãos saudáveis, os protocolos de tratamento preveem a rotação do braço ou *gantry* do equipamento, de forma que a radiação seja entregue em vários ângulos, sendo os colimadores ajustados conforme a projeção do tumor em cada direção do *gantry*, FIG. 5.3.

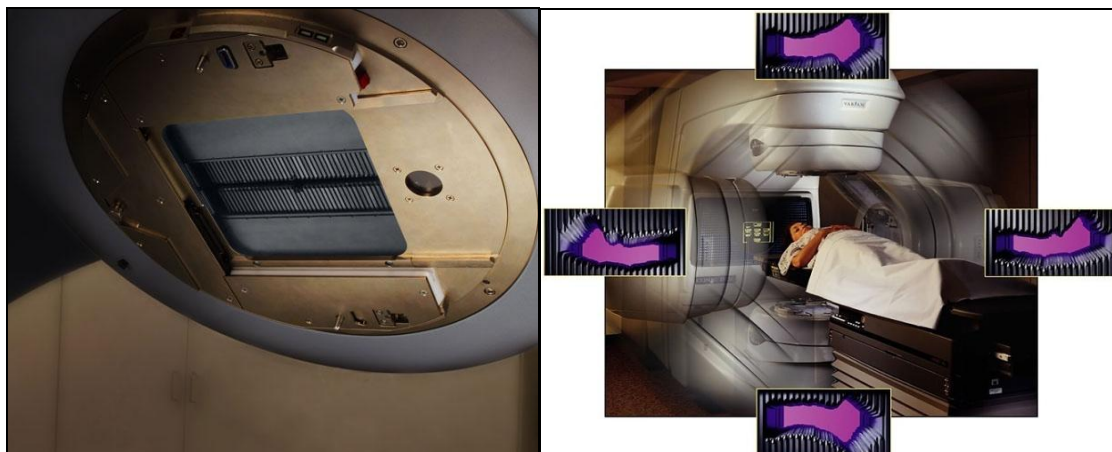


FIG. 5.3 :Visualização do MLC: a) vista do MLC no aparelho Varian 2100 C/D, b) diferentes configurações do MLC, conforme posicionamento do *gantry*. Fonte: Varian Medical Systems.

Durante as sessões de radioterapia, fótons com energias superiores a 6,7 MeV provocam reações nucleares capazes de liberar nêutrons, os chamados fotonêutrons (Facure, 2006). Esta liberação ocorre quando os fótons incidentes interagem com materiais de número atômico elevado presentes nos colimadores *jaws*, no MLC e na blindagem externa do cabeçote. Além da dose no tumor devido a fótons, pacientes submetidos a tratamentos radioterápicos com energia superior a 6,7 MeV estão sujeitos a uma dose adicional devido a nêutrons. Os nêutrons liberados acabam atingindo diretamente o paciente em regiões sadias, e ainda são espalhados pelas paredes, piso e teto da sala em direção ao paciente.

Outro dispositivo que permite a geração de feixes intensos de partículas com energia variável, utilizando processos de aceleração baseados em campos elétricos. Dentre este dispositivo, os dois mais difundidos são os aceleradores de elétrons, apresentado a seguir.

### 5.1.1 ACELERADORES DE ELÉTRONS

Os aceleradores de elétrons são utilizados nos hospitais, nas indústrias e nos institutos de pesquisa. São muito versáteis, pois, a partir do feixe de elétrons pode-se produzir feixes de radiação de freamento (radiação eletromagnética de alta energia e espectro contínuo), ou feixe de nêutrons.

Utilizando reações nucleares, para certas faixas de energia. Os elétrons, gerados por emissão termiônica nos filamentos aquecidos, são

injetados num tubo e carregados por uma onda portadora estacionária, por várias secções da máquina, até atingir a energia desejada, num mecanismo de transporte semelhante ao *surf*. A onda portadora é gerada por válvulas tipo Klystron, de microondas, e introduzida na máquina por meio de guias de onda. O feixe é colimado por bobinas. As FIG. 5.4a e 5.4b mostram o esquema de funcionamento e a visão de um acelerador linear de elétrons utilizado em terapia de câncer em hospitais.

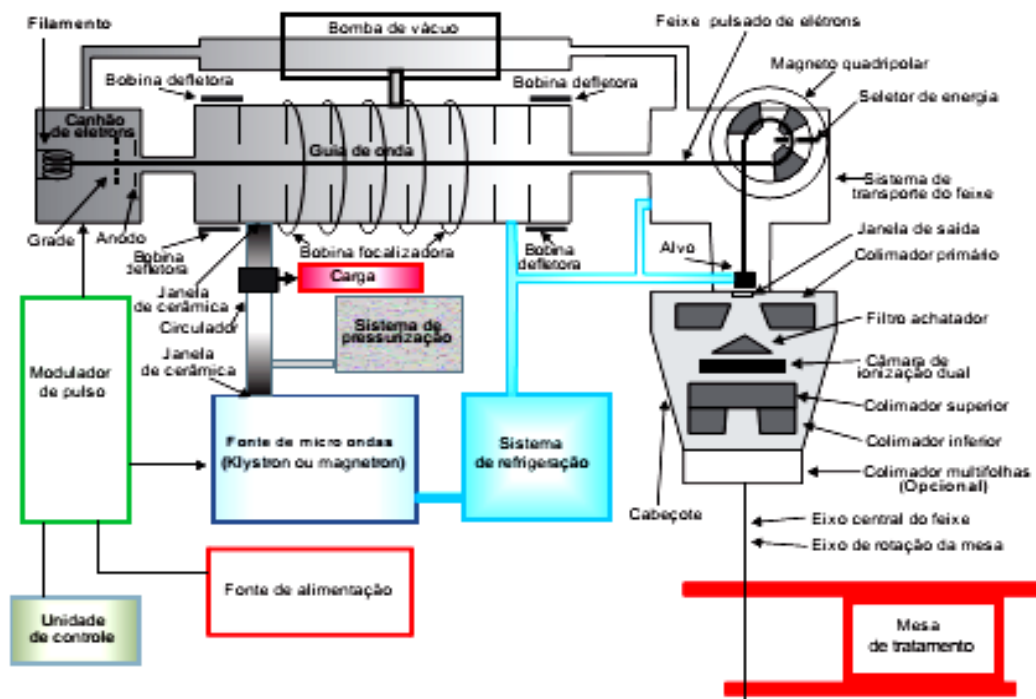


FIG. 5.4a: Esquema de um acelerador linear de elétrons (TAUHATA, 2014).



FIG. 5.4b: Acelerador de elétrons usado em terapia de câncer em hospitais (TAUHATA, 2014).

## 5.2 ACELERADORES DE COCKCROFT-WALTON

Desenvolvido em 1932 por John Cockcroft e Ernest Walton, onde prótons são produzidos pela ionização do  $H$  e são acelerados entre duas placas submetidas a uma ddp, e acabam atingindo o alvo do material a ser bombardeada. Nesse acelerador os prótons conseguem atingir energias de até 5 MeV.

O acelerador de Cockcroft-Walton foi um dos primeiros aceleradores de partículas, construído na Universidade de Cambridge, Inglaterra. Com ele os inventores obtiveram a primeira reação nuclear induzida artificialmente, sem a utilização de substâncias radioativas. Tal feito, eles desintegraram o átomo de lítio ( $Li$ ) bombardeando um alvo do material com prótons. Por esse motivo, Cockcroft e Walton ganharam o Prêmio Nobel de física de 1951.

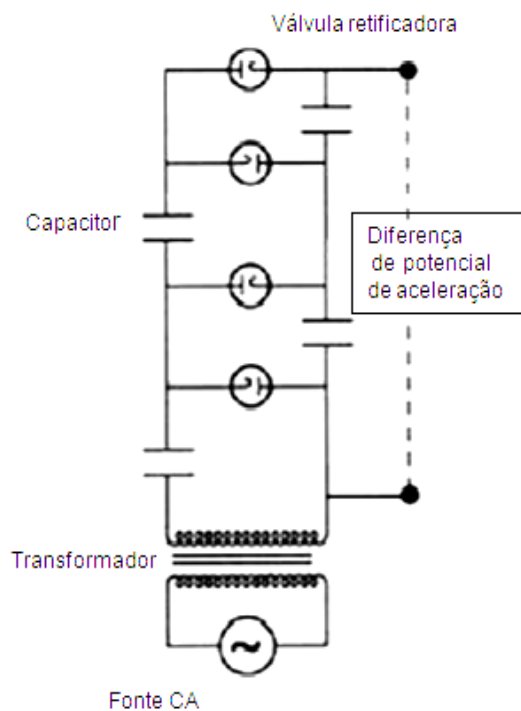


FIG. 5.5: Circuito Cockcroft-Walton (MURRAY, 2004).

## 5.3 ACELERADORES ELETROSTÁTICO DE VAN DE GRAAF

Esse tipo de acelerador foi construído em 1931, apesar de já ter sido descrito ainda em 1830 por Kelvin. É utilizado para acelerar prótons, íons de deutério e partículas alfa. O esquema desse acelerador está representado na FIG. 5.6.

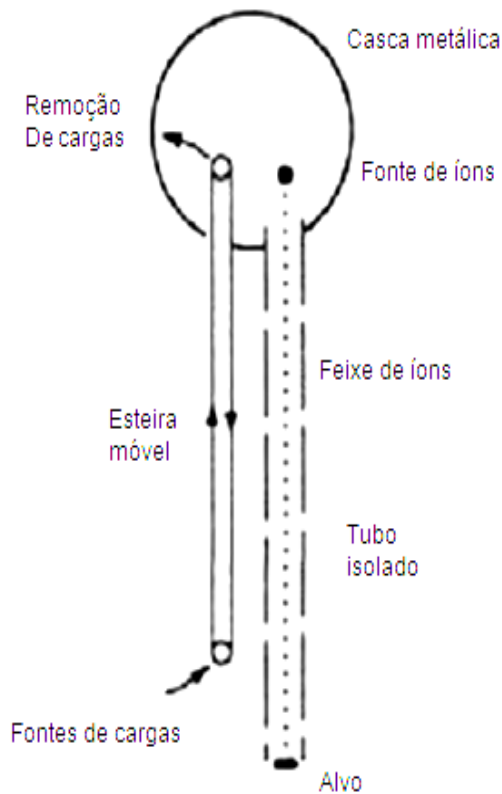


FIG. 5.6: Acelerador Van de Graaf (MURRAY, 2004).

#### 5.4 CICLOTRON

Existem também aceleradores cíclicos, pois estes são construídos para promover a trajetória curvada das partículas pela ação dos campos magnéticos em espiral ou circular. Este tipo de acelerador força a partícula a passar inúmeras vezes pelos sistemas de aceleração, o que lhes permite fornecer mais energia. A energia final das partículas depende da amplitude da diferença de potencial aplicada e do número de voltas que estas dão no dispositivo. Os tipos de aceleradores cíclicos mais utilizados são o cíclotron e o sincrotron. A seguir um esquema de um cíclotron na FIG. 5.7.

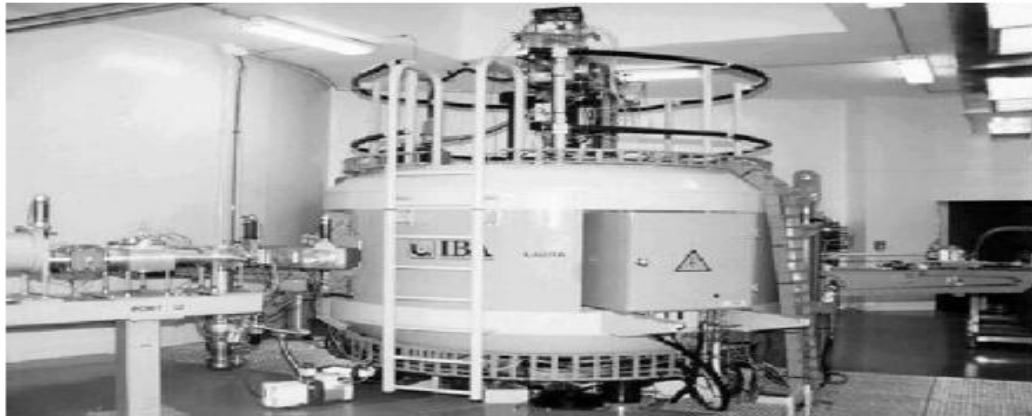
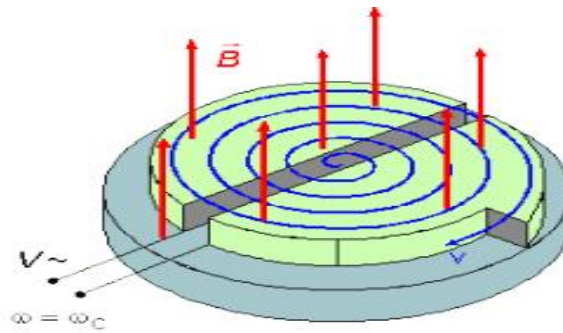


FIG. 5.7: Esquema de Cíclotron (TAUHATA, 2014).

Os íons a serem acelerados são introduzidos no centro  $P$ , e descrevem uma trajetória espiralada até saírem pela abertura indicada pela seta, bombardeando um alvo de uma determinada amostra. Dois semidisco  $D_1$  e  $D_2$  são submetidos a uma corrente alternada, funcionando alternadamente como cargas positivas e negativas. Perpendicularmente ao plano onde se encontram os semidiscos, estão colocados 2 polos de um, eletroímã, o qual gera um campo magnético de intensidade  $B$ . A alternância do campo elétrico em  $D_1$  e  $D_2$  faz com que os íons que surgem no centro sejam, acelerados, descrevendo trajetórias espiraladas.

A trajetória dos íons é aproximadamente uma espiral, tendo em vista quando o raio externo é atingido e os íons estão com energia total, um feixe de íons é extraído dos  $D_1$  e  $D$  por campos magnéticos e elétricos especiais, de modo a atingir um alvo, no qual ocorrem reações nucleares (MURRAY, 2004).

## 5.5 SÍNCROTRON

Os sincrotrons, aceleradores semelhantes ao cíclotron, foram desenvolvidos com o objetivo de dar maior energia às partículas aceleradas. Uma das modificações foi fazer

com que a trajetórias das partículas ocorressem em órbitas de raios fixos, em não de raios crescentes, como nos cíclotrons.

O funcionamento do síncrotron baseia-se no princípio da estabilidade de fase, mantendo o sincronismo entre campo elétrico aplicado e a frequência de revolução da partícula. Um campo magnético aplicado causa a deflexão de partícula para órbita circular, e sua intensidade são modulados de forma cíclica, mantendo assim órbitas cujo raio é bastante estável e constante, apesar do ganho de energia e massa consequente (LILLEY, 2001). Com isto podem ser produzidos feixes de prótons com energia muito alta, como por exemplo, 730 MeV na Califórnia (U.S.A.), 680 MeV em Dubna (Rússia), 600 MeV em Genebra (Suíça), etc. Com o acoplamento de máquinas aceleradoras, pode-se chegar a energias incríveis, como por exemplo, 10 GeV no *synchrotron* do Instituto de Pesquisas Nucleares de Dubna (Rússia) e 12,5 GeV na máquina do Laboratório Nacional de Argonne (USA).

Em Campinas, estado de São Paulo, está instalado o Laboratório Nacional de Luz Síncrotron (LNLS) que utiliza um síncrotron para acelerar elétrons que vão gerar feixes de fótons de alta energia e diferentes comprimentos de onda. O síncrotron existente acelera elétrons com energia de até 1,37 GeV que vão gerar os feixes de fótons utilizados em diversos ramos de pesquisa e estudo de materiais como estruturas moleculares, cristalografia e em desenvolvimentos de materiais para a indústria. Está prevista a construção de um novo síncrotron no mesmo local, com energia de até 3 GeV. O novo projeto denomina-se Sirius (TAUHATA, 2014).

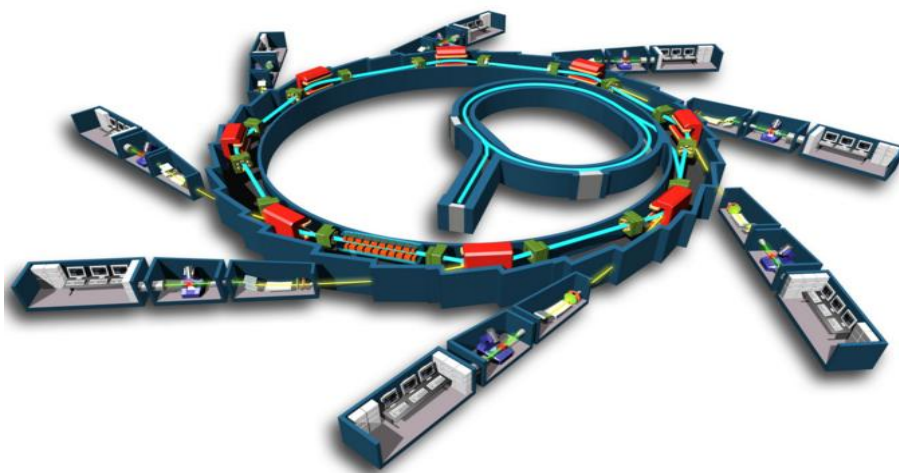


FIG. 5.8: Esquema de um acelerador Síncrotron (LILLEY, 2001).



## 5.6 BÉTATRON

Os elétrons são levados a altas velocidades no acelerador de indução ou bétatron. Um fluxo variável fornece um campo elétrico e aplica uma força sobre as cargas, enquanto são guiadas numa trajetória de raio constante. A FIG. 5.9 mostra a secção transversal da câmara de vácuo na forma de pneu, e colocada entre pólos magnéticos de formato especial. A força sobre os elétrons, de carga  $e$ , é tangencial a órbita de raio  $r$ .

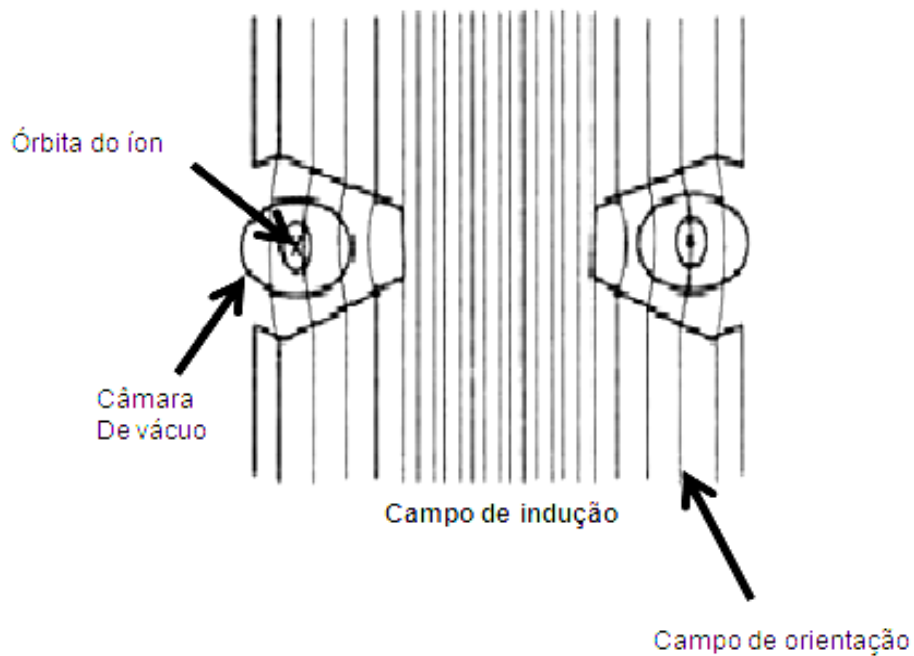


FIG. 5.9: Figura do bétatron (MURRAY, 2004).



## 6 MATERIAIS E MÉTODOS

A metodologia tem com o objetivo o desenvolvimento de um sistema de detecção de nêutrons utilizando-se um arranjo experimental acessível e de baixo custo. Neste trabalho, os componentes utilizados foram:

I. A blindagem utilizada era composta por: 5 placas de parafinas (comprimento 14,5 cm, largura de 13 cm e espessura 3,5 cm), 1 placa de cádmio (1 mm) que servem para blindagem, FIG. (6. 3a e 6. 3b);

II. O sistema de detecção, um monitor utilizado é um detector proporcional tipo  $^3\text{He}$ , o qual apresenta ótimas características de discriminação (nêutrons-gamas). Tal detector possui alta eficiência de contagens para nêutrons térmicos, e baixa eficiência para contagens de nêutrons rápidos, modelo: RADEYE PX, SN: 10362 marca: Thermo Scientific;

III. Esfera de Bonner, modelo: NRD-H2, SN: 02556 marca: Thermo Scientific;

IV. Personal Radiation Detector, modelo: RADEYE PRD-ER, SN: 30307/30303), marca:Thermo Scientific;

V. Acelerador linear Varian, modelo Clinac ix, Potencial acelerador nominal de 16 MV e 6 MV;

VI. Sistema de referência do detector e acelerador, chamado gantry, posicionado inicialmente no ângulo  $0^\circ$  e em seguida o gantry foi alterado para ângulo de  $270^\circ$  e ao longo do procedimento o colimador foi rotacionado para simular o gantry nas posições correspondentes aos ângulos  $0^\circ$  e  $90^\circ$ .

O trabalho experimental dividiu-se em quatro fases:

a) Montagem de todo o arranjo experimental, com 5 placas de parafinas, 1 placa de Cádmio e a esfera de Bonner associado ao detector.

b) Medidas de energia de nêutrons, com detector ( $^3\text{He}$ ) fixo, em função da composição do material de blindagem, colocando a sequência do arranjo experimental dos diversos materiais, conforme a sequência de medidas indicada nas TAB. 6.1, 6.2, 6.3, 6.4, 6.5, 6.6 ; medida da dependência direcional e energética (com diferentes espessuras de parafinas) dos nêutrons que emergem da blindagem completa (com todos os materiais de blindagem, deslocando o detector ( $^3\text{He}$ ) para várias posições de medida, conforme indicado na TAB. 6.7; uma planilha “*ad-hoc*” em Excel para realizar a

coleta e o registro dos dados obtidos após a aplicação, das diferentes camadas de blindagem durante a realização dos procedimentos, com o acelerador linear;

c) Os dados obtidos durante os procedimentos foram analisados e elaborados gráficos e tabelas para estudar o comportamento das diferentes taxas de doses e com espessuras variáveis a fim de verificar a influência de nêutrons multi energético;

d) A partir da teoria de difusão, formulou-se um modelo que descreve o comportamento dos nêutrons rápidos e térmicos para 2 grupos, todavia uma teoria que pudesse confirmar a validade do aparato experimental utilizado, vide FIG. 6.1 abaixo:

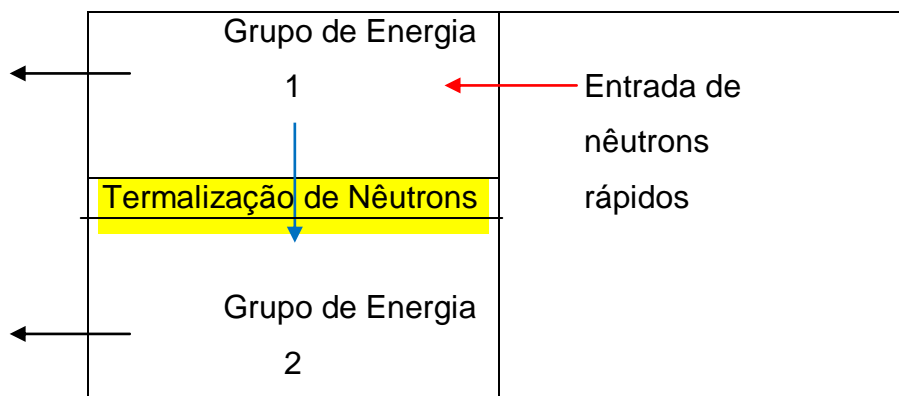


FIG. 6. 1: Ilustração do comportamento dos nêutrons rápidos e térmicos

No esquema mostra-se que a entrada de nêutrons se dá apenas no grupo de energia 1 (rápido). Por moderação, nêutrons do grupo 1 são termalizados. No grupo, 2, somente nêutrons térmicos são contabilizados. As setas ( $\leftarrow$ ) à esquerda da figura representam as fugas de nêutrons rápidas e térmicos.

Este esquema se traduz matematicamente, nas equações abaixo:

$$-D_1 \frac{d^2 \Phi}{dx^2} + \Sigma_{R1} \Phi = 0 \quad \text{EQ.5}$$

$$-D_2 \frac{d^2 \chi}{dx^2} + \Sigma_{R2} \chi = \Sigma_{21} \Phi \quad \text{EQ.6}$$

$\Phi \rightarrow$  Fluxo de nêutrons rápidos;

$\chi \rightarrow$  Fluxo de nêutrons térmicos;

$D_1 \rightarrow$  Coeficiente de difusão do grupo de energia 1;

$D_2 \rightarrow$  Coeficiente de difusão do grupo de energia 2;

$\Sigma_{R1}$  → Seção de choque macroscópica de remoção do grupo de energia 1;

$\Sigma_{R2}$  → Seção de choque macroscópica de remoção do grupo de energia 2;

$\Sigma_{21}$  → Seção de choque macroscópica de espalhamento do grupo 1 para o 2.

As condições de contorno que fixam  $\Phi$  e  $\chi$  são, respectivamente,  $\Phi(0) = 0$ ,  $-D_1 \nabla \Phi|_S = J_1^-|_S$ ,  $\chi(0) = 0$ ,  $\chi(s) = 0$ .  $J_1^-|_S$  é a corrente parcial que representa a fonte de nêutrons rápidos na superfície S do experimento.

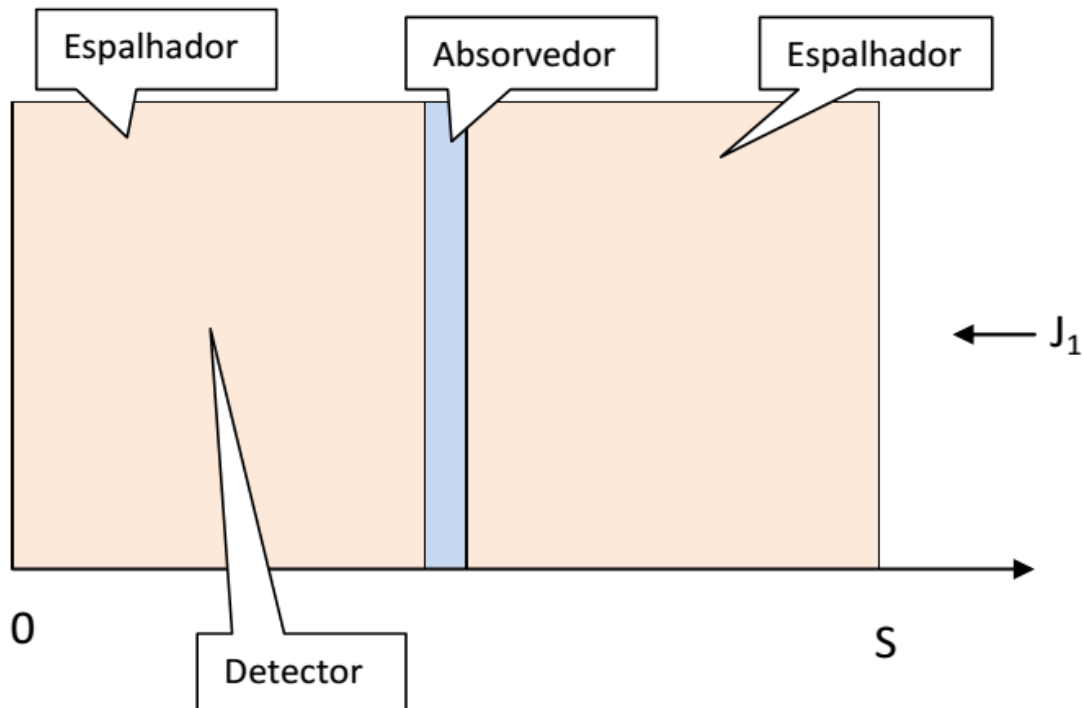


FIG. 6.2: Modelo usado para representar o aparato experimental.

Para validar o aparato experimental, com o auxílio da teoria de difusão de nêutrons a 2 grupos de energia, criou-se duas condições para validação do aparato experimental desenvolvido, um sem a blindagem, de acordo com o FIG. 7.25 e o outro considerado o sistema de atenuação completa, conforme o FIG. 7.26.

Iniciou-se o trabalho experimental com energia de 6 MV, adotado como sistema de irradiação, veja as FIG. 6. 3a e 6. 3b, para medir corrente de fuga e o início da produção de fotonêutrons, segundo a literatura a produção de fotonêutrons ocorre para energias de fótons maiores que 8 MV, como o equipamento não disponibiliza a energia de aceleração de fótons de 8 MV, realizou-se medidas com feixe de fótons de energia mais próxima desse valor disponibilizada pela máquina. Nesse feixe de fótons de 6 MV,

realizou-se então, medidas da corrente de fuga para diferentes taxas de doses, os resultados encontram-se na TAB. 6.1 e apresentados nos gráficos 7.1, e 7.2.

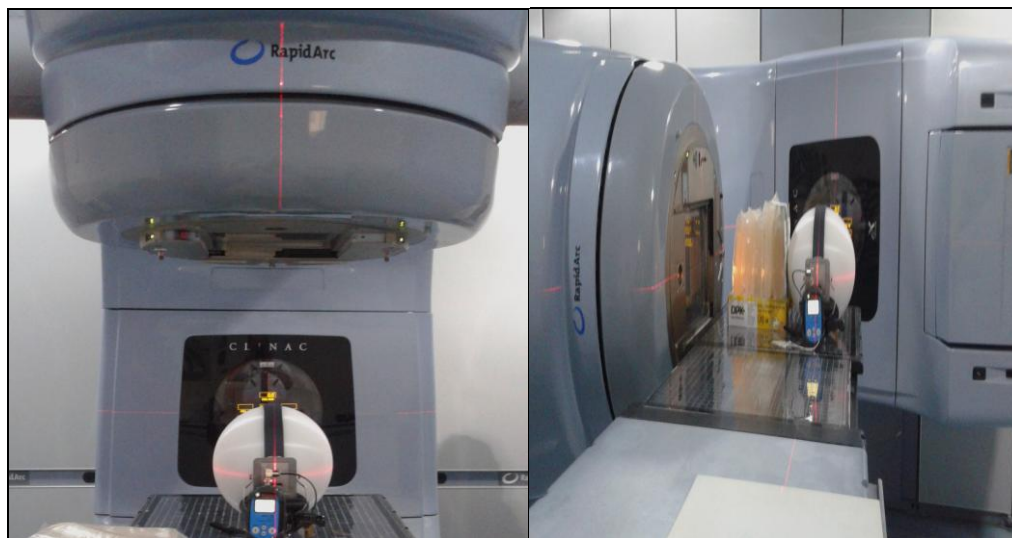


FIG. 6. 3a: Sistema de referência (SILVA, MV). FIG. 6. 3b: Sistema de referência gantry 270° (SILVA, MV).

Em seguida, foram realizadas medidas com energia de fótons 16 MV, com diferentes taxas de doses, e diferentes espessuras de atenuações de nêutrons, para verificar a linearidade de resposta do detector, vide TAB. 6.2 e, os resultados foram apresentados nos FIG. 7.3, 7.4 e 7.5. Possibilitando uma melhor análise de resultados, a FIG. 7.6, apresenta a linearidade para todo aparato experimental utilizado e demonstram a existência de diferentes energias do espectro de fotonêutrons gerados no cabeçote do acelerador linear.

Aprimorando a caracterização do detector, obteve-se agora a dependência direcional (TAB. 6.7 e os resultados apresentados na FIG. 7.7) utilizando o seguinte procedimento:

- ✓ O gantry foi mantido na posição de 270° e a seguir o aparato experimental foi irradiado nessa geometria;

- ✓ Para simular a dependência direcional para os ângulos 0° e 90°, o colimador foi rotacionado, mantendo-se o gantry na posição constante, da seguinte forma, o posicionamento das placas de tungstênios do colimador foi alterado, utilizando-se o mecanismo de controle disponibilizado pelo equipamento, de modo que, a incidência

da radiação do acelerador simule o posicionamento do colimador para os ângulos  $0^\circ$  e  $90^\circ$  e com objetivo também de minimizar os efeitos dos raios X.

Continuando com os dados da TAB. 6.2, com intuito de verificar as respostas do detector para diferentes espessuras de atenuações de feixe de fótons 16 MV e de 6 MV com diferentes taxas de doses e para as diferentes atenuações de nêutrons conforme FIG. 7.8, 7.9, 7.10, 7.11, 7.12, e 7.13.

Para uma melhor caracterização linear de resposta do detector, o gantry mantido na posição  $270^\circ$  para energia de fótons 16 MV e alterando os campos de referências para os campos ( $y = 0,4$  cm e  $x = 5$  cm), e os dados adquiridos na TAB. 6.3, os resultados apresentados nas FIG. 7.14; 7.15; 7.16, e a FIG. 7.18 apresenta diferentes respostas do detector para diferentes taxas de doses e diferentes espessuras de atenuações de nêutrons.

Mantendo-se o objetivo acima, e de forma verificar a influência da dependência direcional alterou-se agora os campos na componente  $y = 0,4$  cm e alterado o outro campo na componente  $x = 0,2$  cm e distância de 1 m em relação ao acelerador, a tabela 6.4 e os resultados das atenuações com diferentes campos apresentado vide FIG. 7.19, 7.20, 7.21 e o FIG. 7.22 apresenta diferentes repostas do detector para diferentes taxas de doses e diferentes espessuras de atenuações de nêutrons.

Isto posto aproximou-se o detector ao alvo do LINAC, a FIG. 6.4, rodou o braço (gantry), pois o máximo das componentes do colimador foram  $y = 0,4$  cm e  $x = 0,2$  cm, e obtiveram-se os dados na tabela 6.5 e os resultados encontram-se na FIG. 7.23, a qual simula o detector com ângulo de incidência de  $90^\circ$ .



FIG. 6.4 Detector encostado no feixe do colimador (SILVA, MV).

Por fim, verificou-se a influência de nêutrons em diferentes espessuras de atenuações para campos reduzidos e alterando agora o ângulo de incidência de 90° para 0°, vide TAB. 6.6 e os resultados apresentados na FIG. 7.24.

TAB. 6.1: Condições experimentais de uso do acelerador linear e energia de fótons 6 MV para campos de irradiação y = 25,2 cm, x = 5 cm.

Energia 6 MV	Gantry 270°	NRD- H2	Gantry 270°	NRD- H2	Gantry 270°	NRD- H2	Gantry 270°	NRD- H2	Campos (cm)
Dose (cGy/min)	5P+1Cd+B	Monitor (CPS)	3P+1Cd+B	Monitor (CPS)	1P+1Cd+B	Monitor (CPS)	B	Monitor (CPS)	
100	110	Média	130	Média					Y=25,2 X=5
	112		129						
	111	111,50	131	130,50	----	----	----	----	
	113		132						
200	212		267						Y=25,2 X=5
	213		257						
	209	215,00	260	261,00	----	----	----	----	
	226		260						
300	328		384						Y=25,2 X=5
	324		382						
	326	324,50	389	384,00	----	----	----	----	
	320		378						
400	428		510						Y=25,2 X=5
	430		506						
	428	425,75	504	505,25	----	----	----	----	
	417		501						
500	529		341						Y=25,2 X=5
	530		335						
	528	528,75	340	339,5	----	----	----	----	
	528		342						
600	637		736						Y=25,2 X=5
	631		735						
	618	628	767	749	----	----	----	----	
	625		758						

TAB. 6.2: Continuação dos dados obtidos na TAB. 6.1, para energia de fótons 16 MV (campos y = 25,2 cm e x = 5 cm).

Energia 16 MV	Gantry 270°	NRD-H2	Gantry 270°	NRD-H2	Gantry 270°	NRD-H2	Gantry 270°	NRD-H2	Campos (cm)			
Dose (cGy/min)	5P+1Cd+B	Monitor (CPS)	3P+1Cd+B	Monitor (CPS)	1P+1Cd+B	Monitor (CPS)	B	Monitor (CPS)				
100	1919	Média	2006	Média	2231	Média	2482	Média	Y=25,2 X=5			
	1922		2022		2003		2487					
	1904		1918,00		2015		2209			2113	2478	2483,5
	1927		2008		2010		2487					
200	3800	3791	4027	4028	4572	4516	5065	5070,75	Y=25,2 X=5			
	3780		4031		4518		5077					
	3798		4024		4531		5083					
	3788		4030		4445		5058					
300	6000	5975,50	6472	6174	6875	6845,75	7726	7707,25	Y=25,2 X=5			
	5986		6080		6881		7708					
	5990		6054		6803		7676					
	5926		6090		6824		7719					
400	7950	7959,75	8221	8219,50	9264	9248,25	10400	10400	Y=25,2 X=5			
	7931		8210		9259							
	7941		8228		9230							
	7997		8219		9240							
500	10000	10000	10300	10300	11600	11650	13100	13150	Y=25,2 X=5			
					11700		13200					
600	12100	12100	12600	12600	14100	14150	16000	16100	Y=25,2 X=5			
					14200		16200					

TAB. 6.3: Resultados obtidos para energia de fótons de 16 MV do acelerador linear para os campos y = 0,4 cm e x = 5 cm.

Energia 16 MV	Gantry 270°	NRD-H2	Gantry 270°	NRD-H2	Gantry 270°	NRD-H2	Gantry 270°	NRD-H2	Campos (cm)
Dose (cGy/min)	5P+1Cd+B	Monitor (CPS)	3P+1Cd+B	Monitor (CPS)	1P+1Cd+B	Monitor (CPS)	B	Monitor (CPS)	
	1911	Média	1944	Média	2136	Média	2311	Média	Y=0,4
	1908		1950		2095		2309		

100	1917 1916	1913	1941 1936	1942,75	2096 2097	2106	2311 2322	2313,25	X=5
200	3791 3809 3836 3788	3806	3914 3859 3850 3953	3894	4274 4223 4012 4081	4147,50	4711 4714 4721 4675	4705,25	Y=0,4 X=5
300	5776 5741 5730 5736	5745,75	5838 5878 5874 5841	5857,75	6403 6334 6314 6349	6350	7070 7103 7057 7125	7088,75	Y=0,4 X=5
400	7760 7800 7714 7732	7751,50	7959 7939 7937 7987	7955,50	8492 8529 8536 8536	8523,25	9638 9630 9568 9571	9601,75	Y=0,4 X=5
500	9800 9814 9809 9851	9818,50	9968 9973 9938 9971	9962,50	10800 10700	10750	12100 12200	12150	Y=0,4 X=5
600	11900 11800	11850	12000 12100	12050	13100	13100	14600 14800	14700	Y=0,4 X=5

TAB. 6.4: Continuação da tabela 6.3 para energia 16 MV do acelerador linear para campos  $y = 0,4$  cm e  $x = 0,2$  cm.

Energia 16 MV	Gantry 270°	NRD-H2	Gantry 270°	NRD-H2	Gantry 270°	NRD-H2	Gantry 270°	NRD-H2	Campos (cm)
Dose (cGy/min)	5P+1Cd+B	Monitor (CPS)	3P+1Cd+B	Monitor (CPS)	1P+1Cd+B	Monitor (CPS)	B	Monitor (CPS)	
100	1957 1969 1966 1956	Média 1962	2028 2017 2001 1971	Média 2004,25	2154 2118 2137 2120	Média 2132,25	-----	Média -----	Y=0,4 X=0,2
200	4045 3999 3952 3928	3981	4087 3978 4086 3984	4033,75	4324 4301 4311 4279	4303,75	-----	-----	Y=0,4 X=0,2
300	5953 5939 5976 5974	5960,50	6100 6064 6186 6048	6099,50	6457 6448 6419 6462	6446,50	-----	-----	Y=0,4 X=0,2
	8061 8018		8122 8134		8517 8702				Y=0,4



400	8073 8032	8046	8098 8132	8121,50	8742 8687	8662	-----	-----	X=0,2
500	10200 10100	10150	10200	10200	11000 10900	10950	-----	-----	Y=0,4 X=0,2
600	12300	12300	12400 12500	12450	13400 13300	13350	-----	-----	Y=0,4 X=0,2

TAB. 6.5: Resultados obtidos a energia de fótons 16 MV e campos  $y = 0,4$  cm,  $x = 0,2$  cm, RTN  $90^\circ$ .

Energia 16 MV	Gantry 270°	NRD-H2	Gantry 270°	NRD-H2	Gantry 270°	NRD-H2	Gantry 270°	NRD-H2	Campos (cm)
Dose (cGy/min)	5P+1Cd+B	Monitor (CPS)	3P+1Cd+B	Monitor (CPS)	1P+1Cd+B	Monitor (CPS)	B	Monitor (CPS)	
100	1970 1980 1983 1973	Média  1976,50	2052 2066 2064 2030	Média  2053	2110 2108 2126 2101	Média  2111,25	-----	Média  -----	Y=0,4 X=0,2 RTN $90^\circ$
200	3918 3941 3910 3920	  3922,25	4052 4044 4081 4065	  4060,50	4344 4323 4361 4290	  4329,50	-----	  -----	Y=0,4 X=0,2 RTN $90^\circ$
300	6056 6009 6024 5990	  6019,75	6158 6076 6123 6024	  6095,25	6590 6576 6529 6527	  6555,50	-----	  -----	Y=0,4 X=0,2 RTN $90^\circ$
400	7947 8045 8992 8050	  8258,50	8239 8263 8235 8259	  8249	8790 8834 8784 8782	  8797,50	-----	  -----	Y=0,4 X=0,2 RTN $90^\circ$
500	12200 10100	 11150	10500 10400	 10450	11100 11000	 11050	-----	 -----	Y=0,4 X=0,2 RTN $90^\circ$
600	12300 12300	 12300	12600 12700	 12650	13500	 13500	-----	 -----	Y=0,4 X=0,2 RTN $90^\circ$

TAB. 6.6: Dados obtidos do acelerador linear e para campos  $y = 0,4$  cm,  $x = 0,2$  cm, RTN  $0^\circ$ .

Energia 16 MV	Gantry 270°	NRD- H2	Gantry 270°	NRD- H2	Gantry 270°	NRD- H2	Gantry 270°	NRD- H2	Campos (cm)
Dose (cGy/min)	5P+1Cd+B	Monitor (CPS)	3P+1Cd+B	Monitor (CPS)	1P+1Cd+B	Monitor (CPS)	B	Monitor (CPS)	
100	2001	Média	2031	Média	2166	Média	2396	Média	Y=0,4 X=0,2 RTN 0°
	2001		2036		2147		2341		
	1994	1994,50	2021	2030,25	2169	2156	2365	2367,00	
	1982		2033		2144		2366		
200	4067		4169		4426		4795		Y=0,4 X=0,2 RTN 0°
	4038		4133		4338		4793		
	3995	4025,50	4080	4137,75	4342	4354,50	4832	4790,50	
	4002		4169		4312		4742		
300	6087		6229		6651		7293		Y=0,4 X=0,2 RTN 0°
	6011		6230		6634		7243		
	6048	6049,75	6262	6236,50	6631	6625,75	7294	7270,50	
	6053		6225		6587		7252		
400	8192		8448		8872		9857		Y=0,4 X=0,2 RTN 0°
	8171		8381		8870		9777		
	8107	8155,50	8347	8378,25	8831	8864	9816	9817,50	
	8152		8337		8883		9820		
500			10500		11200		12400		Y=0,4 X=0,2 RTN 0°
	10300	10300	10600	10550	11300	11250	12300	12350	
600			12800		13600				Y=0,4 X=0,2 RTN 0°
	12500	12500	12900	12850	13700	13650	15100	15100	

TAB. 6.7: Dependência direcional com diferentes espessuras de atenuações de nêutrons e com taxa de dose 300 cGy/ min.

Dependência direcional	Espessuras de Atenuações de Nêutrons			
	5P+1Cd+B	3P+1Cd+B	1P+1Cd+B	B
$D1 = \hat{\text{Ângulos}} \frac{270^\circ}{270^\circ} = \text{Campos} \frac{(y = 0,4 \text{ cm e } x = 5 \text{ cm})}{(y = 25,2 \text{ cm e } x = 5 \text{ cm})}$	0,961	0,949	0,928	0,919
$D2 = \hat{\text{Ângulos}} \frac{270^\circ}{270^\circ} = \text{Campos} \frac{(y = 0,4 \text{ cm e } x = 0,2 \text{ cm})}{(y = 25,2 \text{ cm e } x = 5 \text{ cm})}$	0,997	0,988	0,942	-----
$D3 = \hat{\text{Ângulos}} \frac{90^\circ}{270^\circ} = \text{Campos} \frac{(y = 0,4 \text{ cm e } x = 0,2 \text{ cm})}{(y = 25,2 \text{ cm e } x = 5 \text{ cm})}$	1	0,987	0,958	-----
$D4 = \hat{\text{Ângulos}} \frac{0^\circ}{270^\circ} = \text{Campos} \frac{(y = 0,4 \text{ cm e } x = 0,2 \text{ cm})}{(y = 25,2 \text{ cm e } x = 5 \text{ cm})}$	1,012	1,01	0,968	0,943

## 7. ANÁLISE DOS RESULTADOS

Nas FIG. 7.1 e 7.2, com energia de 6 MV, com diferentes taxas de dose e com atenuações variáveis de parafinas, constata-se para esta energia, um comportamento linear e não houve produção fotonêutrons e essas medidas, atribuiu-se a corrente de fuga, podendo ser devido a fótons que interagem no detector e ou partículas geradas no arranjo de medidas utilizados.

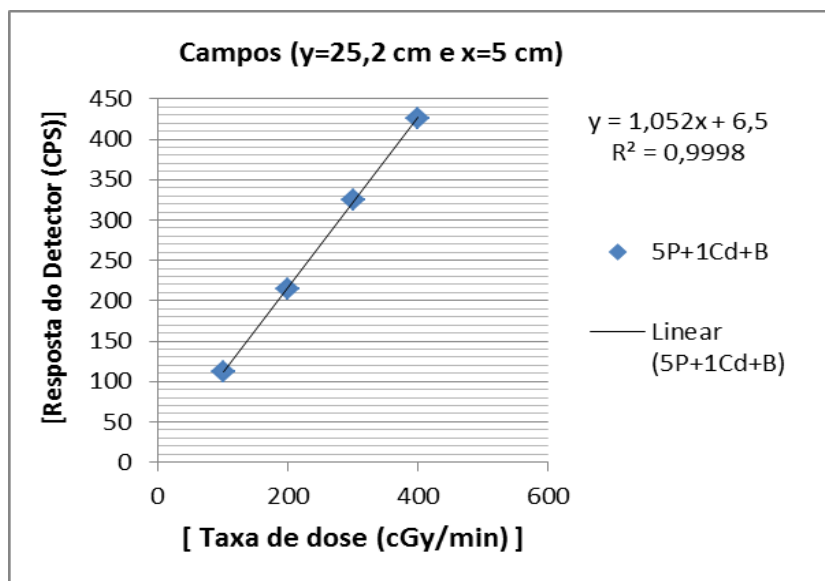


FIG. 7.1: Resposta de blindagem com feixe de energia 6 MV e campo 25.2 cm x 5 cm, composto : 5 parafinas, 1 Cádmi e a esfera de Bonner.

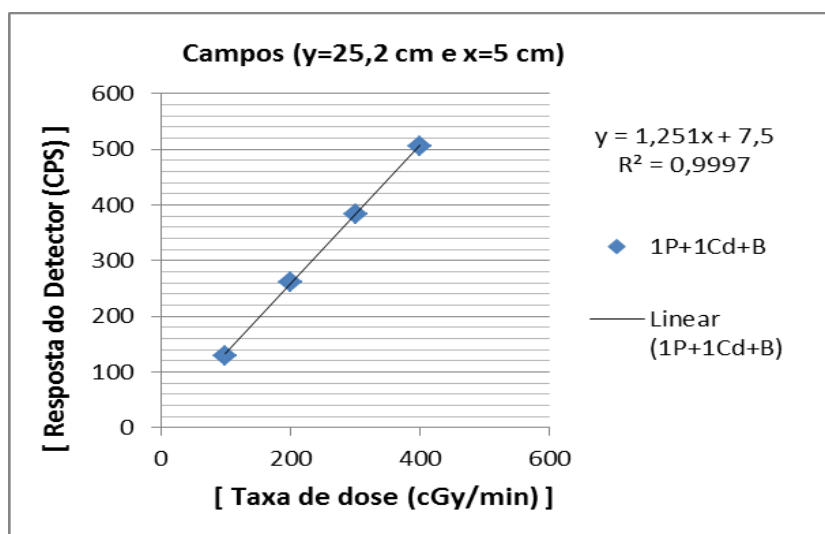


FIG. 7.2: Resposta de blindagem com feixe de energia 6 MV e campo 25,2 cm x 5 cm, composto : 1 parafinas,1 Cádmi e a esfera de Bonner.

Já as FIG. 7.3, 7.4, e 7.5 abaixo, todas obtidas com energia de fótons acelerados de 16 MV, além da linearidade, verificou-se um aumento na contagem do detector (CPS) e o mais importante, ao retirar as placas de parafinas evidenciou-se uma menor medida de nêutrons termalizados, demonstrando assim que o fluxo de nêutrons gerados no cabeçote possui nêutrons de diferentes energias. As medidas realizadas diretamente com a esfera de bonner, apontam que o fluxo de nêutrons de maior intensidade é devido aos fotonêutrons de menor energia produzidos no cabeçote.

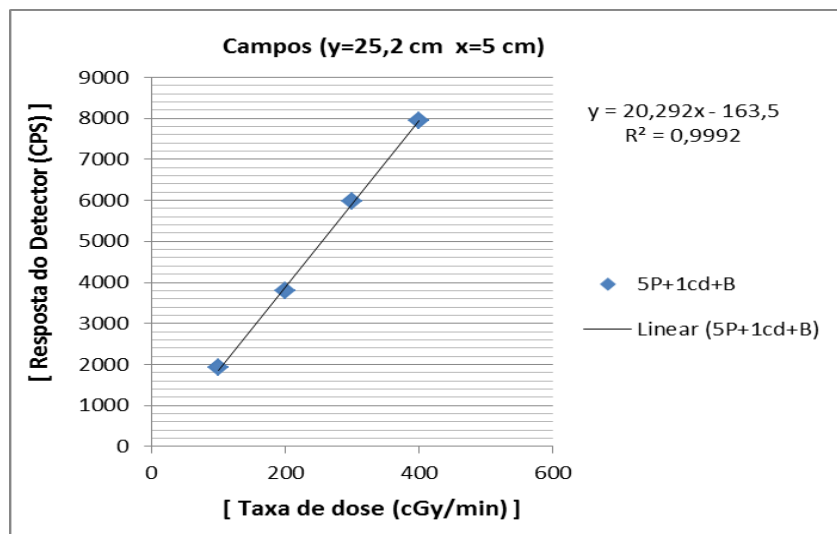


FIG. 7.3: Resposta de blindagem com feixe de energia 16 MV e campo 25,2 cm e 5 cm e campo 25,2 x 5 cm, composto : 5 parafinas, 1 Cádmiio e a esfera de Bonner.

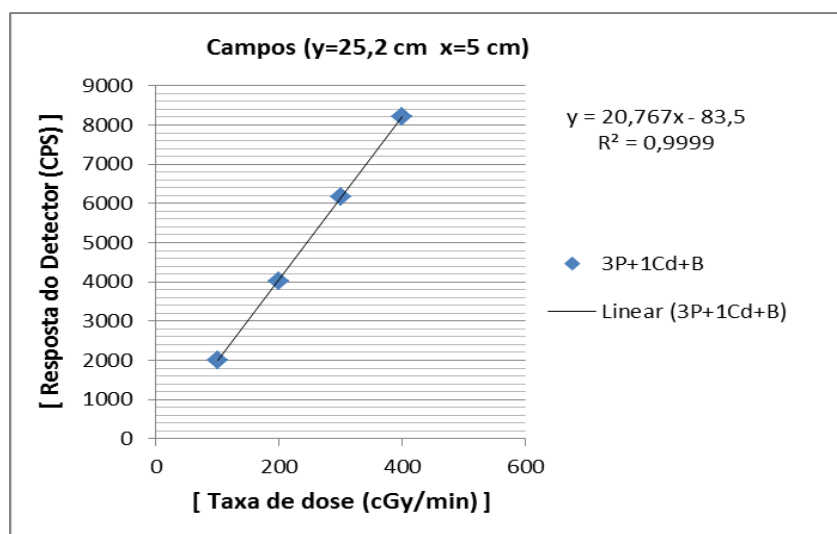


FIG. 7.4: Resposta de blindagem com feixe de energia 16 MV e campo 25,2 cm e 5 cm, composto : 3 parafinas, 1 Cádmiio e a esfera de Bonner.

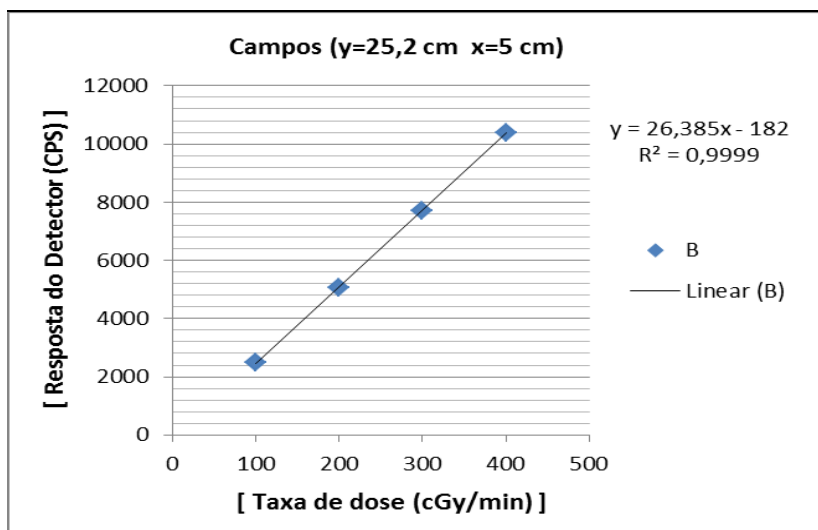


FIG. 7.5: Resposta de blindagem com feixe de energia 16 MV e campo 25,2 cm e 5 cm , composto: Esfera de Bonner.

Após verificar a linearidade para diferentes taxas de doses e a eficiência da resposta do detector nos gráficos acima. A resposta do detector com o aparato experimental, corrobora com a teoria de difusão de nêutrons a 2 grupos, na qual o aumento da taxa de dose tende a aumentar a probabilidade da interação de choque no cabeçote acarretando sua produção de fotonêutrons. A FIG. 7.6 evidência um comportamento de crescimento na resposta em razão das diferentes atenuações de nêutrons para diferentes taxas de doses.

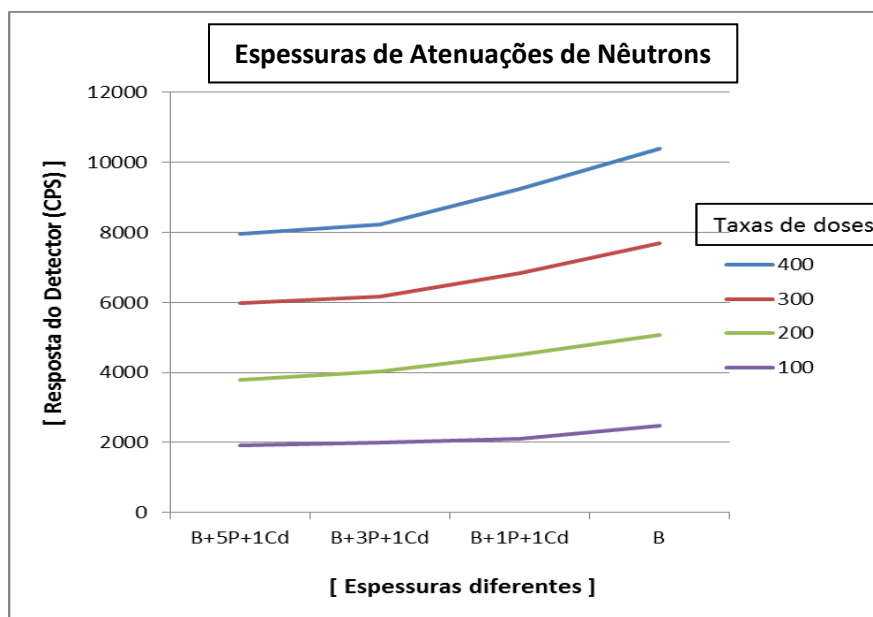


FIG. 7.6: Diferentes respostas do detector para diferentes taxas de doses e diferentes espessuras de atenuações de nêutrons.

A seguir é apresentada a caracterização da dependência direcional do detector associando-se as diferentes espessuras de atenuações de nêutrons, com energia 16 MV e com taxa de dose de 300 cGy/min, vide FIG. 7.7. A máquina disponibiliza apenas este potencial nominal de 16 MV de aceleração de fótons, impossibilitando assim, a realização da caracterização da dependência energética do detector.

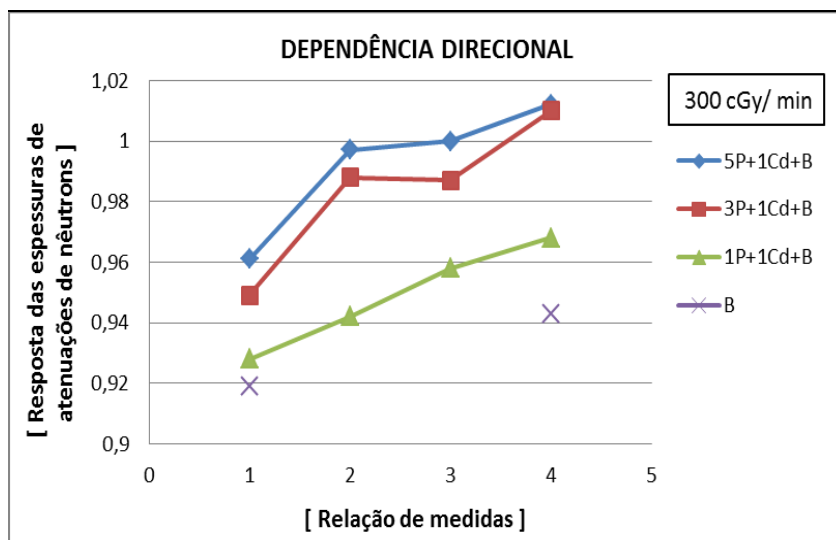


FIG. 7.7: Gráfico de dependência direcional para feixe de fótons de 16 MV e taxa de dose de 300 cGy/min.

Prosseguindo no trabalho, verificou-se o comportamento da resposta em função de: Saturação do detector; influência dos nêutrons termalizados, comparando as respostas para diferentes taxas de doses, mantido o campo constante e para diferentes espessuras de atenuações de nêutrons para feixe 16 MV e 6 MV. Vide FIG. 7.8 a 7.13.

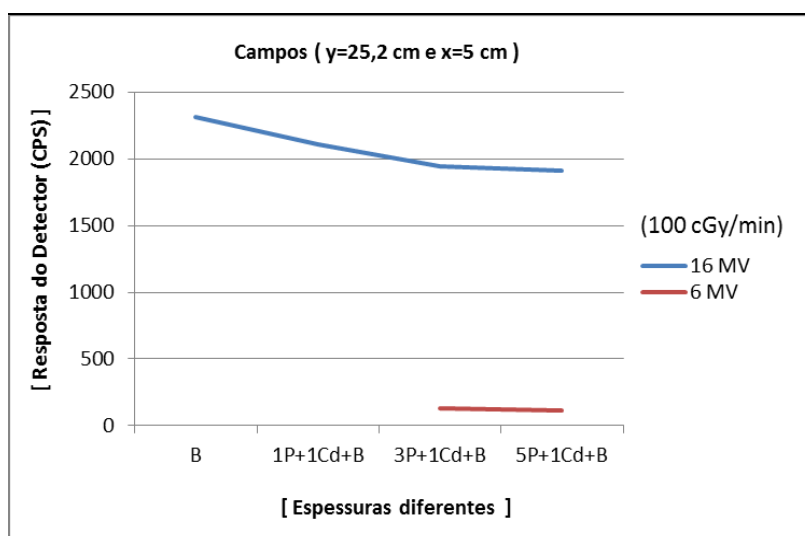


FIG. 7.8: Resposta do detector de nêutrons para feixe de fótons (16 MV e 6 MV), com taxa dose 100 cGy/min e diferentes espessuras de atenuações de nêutrons.

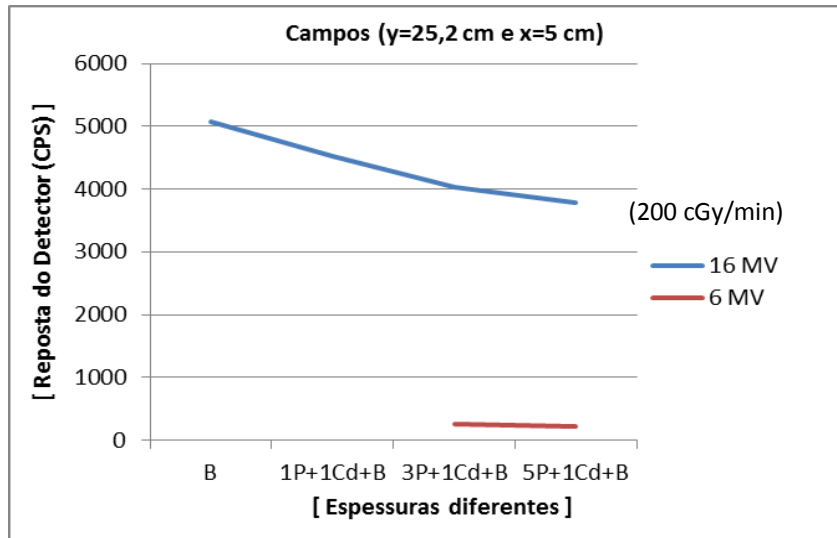


FIG. 7.9 Resposta do detector de nêutrons para feixe de fôtons (16 MV e 6 MV), com taxa dose 200 cGy/min e diferentes espessuras de atenuações de nêutrons.

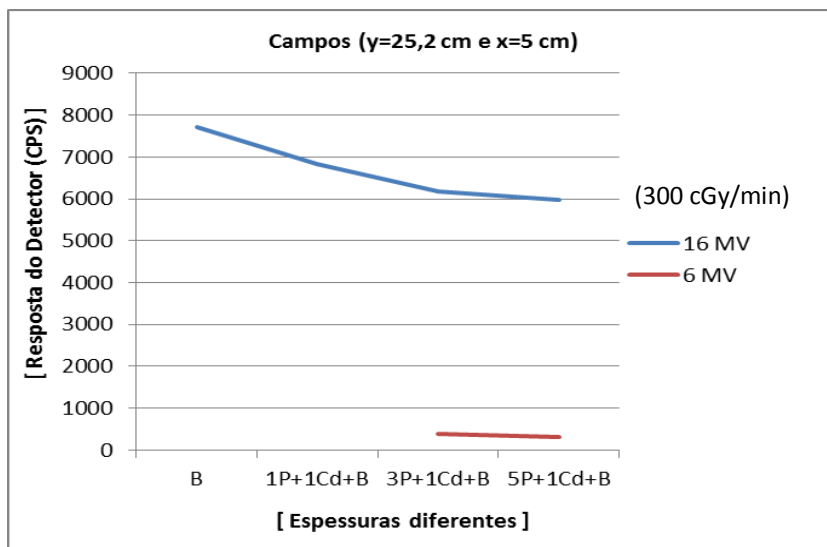


FIG. 7.10: Resposta do detector de nêutrons para feixe de fôtons (16 MV e 6 MV), com taxa dose 300 cGy/min e diferentes espessuras de atenuações de nêutrons.



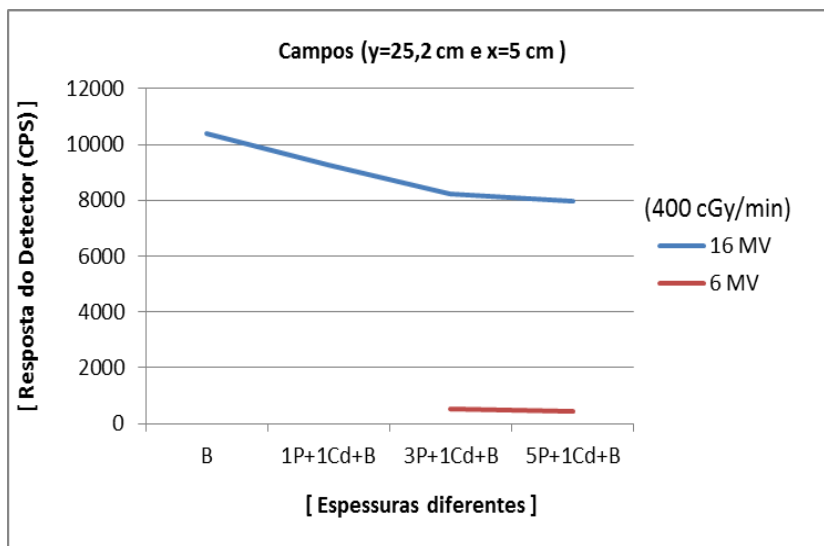


FIG. 7.11: Resposta do detector de nêutrons para feixe de fôtons (16 MV e 6 MV), com taxa dose 400 cGy/min e diferentes espessuras de atenuações de nêutrons.

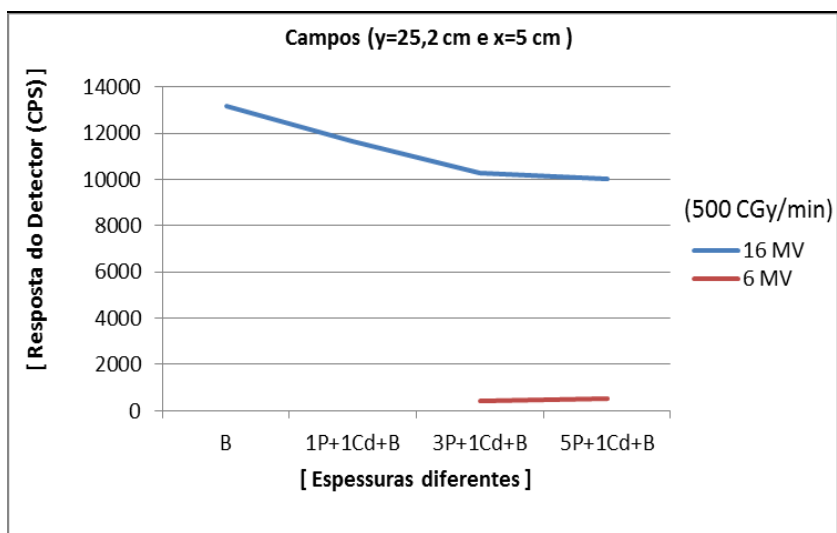


FIG. 7.12: Resposta do detector de nêutrons para feixe de fôtons (16 MV e 6 MV), com taxa dose 500 cGy/min e diferentes espessuras de atenuações de nêutrons.

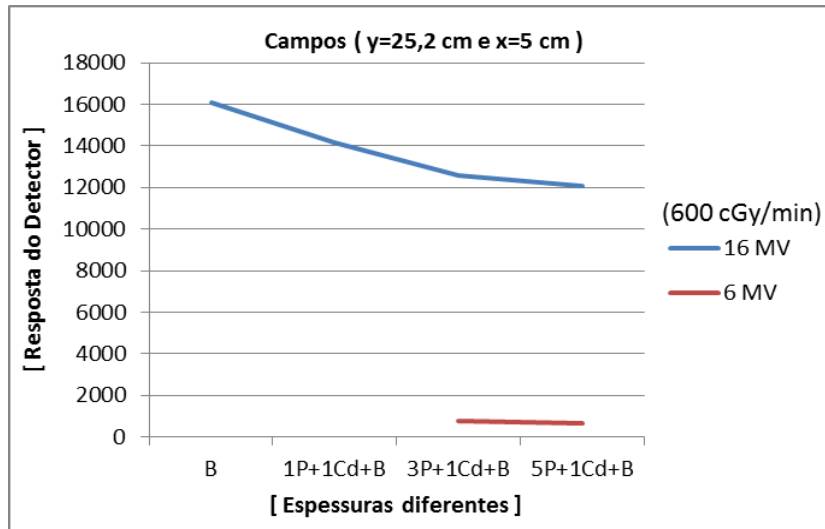


FIG. 7.13: Resposta do detector de nêutrons para feixe de fótons (16 MV e 6 MV), com taxa dose 600 cGy/min e diferentes espessuras de atenuações de nêutrons.

Continuando com o levantamento da dependência direcional o aparato experimental foi irradiado, apenas por campo colimado de  $y = 0,4$  cm e  $x = 5$  cm, visando irradiar eixo central do aparelho e o comprimento 5 cm no centro geométrico do detector para verificar a linearidade de resposta do detector. Os resultados obtidos encontram-se nas FIG. 7.14 a 7.18.

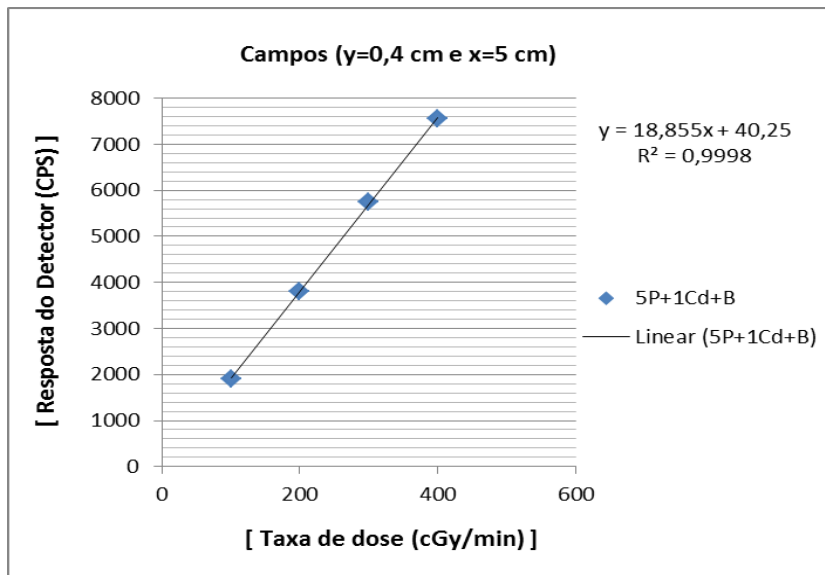


FIG. 7.14: Resposta de blindagem com feixe de energia 16 MV e campo  $y = 0,4$  cm e  $x = 5$  cm, composto: 5 parafinas, 1 Cádmi e a esfera de Bonner.

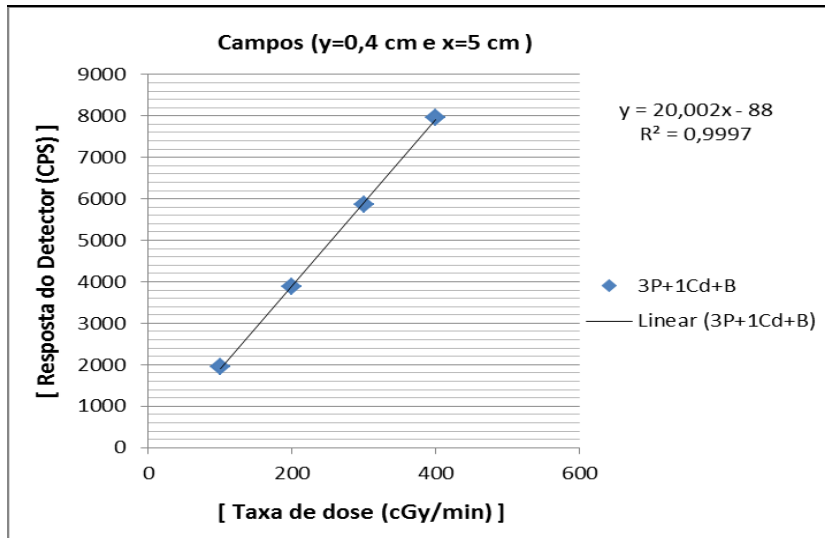


FIG. 7.15: Resposta de blindagem com feixe de energia 16 MV e campo  $y = 0,4$  cm e  $x = 5$  cm, composto: 3 parafinas, 1 Cádmi e a esfera de Bonner.

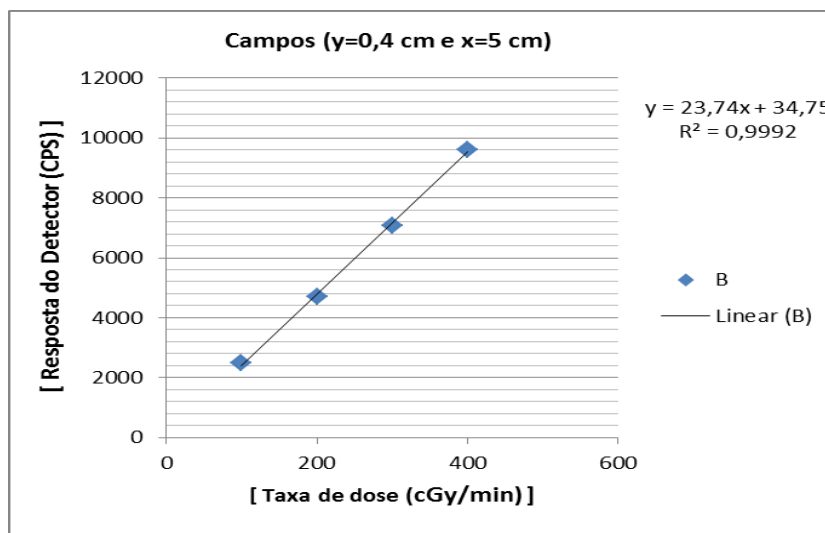


FIG. 7.16: Resposta de blindagem com feixe de energia 16 MV e campo  $y=0,4$  cm e  $x=5$  cm, composto: 1 esfera de Bonner.

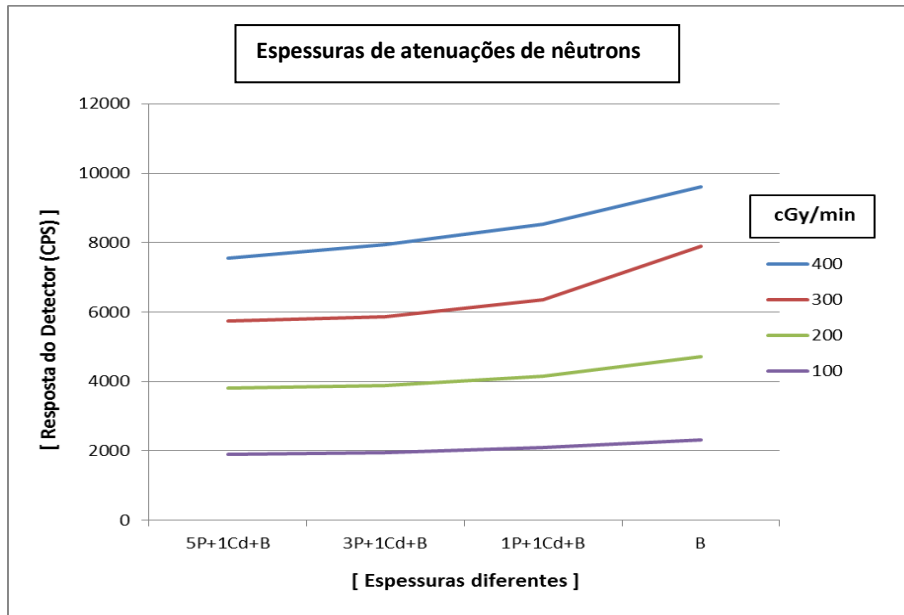


FIG. 7.17: Diferentes respostas do detector para diferentes taxas de doses, diferentes espessuras de atenuações de nêutrons e campos ( $y = 0,4$  cm e  $x = 5$  cm).

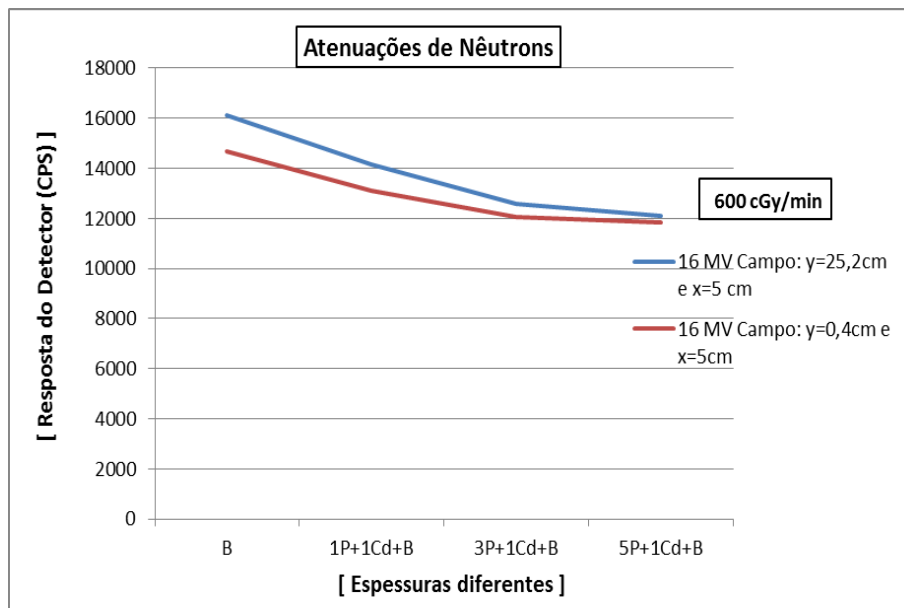


FIG. 7.18: blindagens com diferentes campos.

Continuando com o processo para obtenção da linearidade de resposta do detector o aparato experimental foi irradiado com o menor campo possível, ou seja, para as dimensões  $y = 0,4$  cm e  $x = 0,2$  cm. Os resultados apresentados nas FIG. 7.19, 7.20, e 7.21. Na FIG. 7.22 são apresentadas as diferentes respostas de crescimento para diferentes taxas de doses e para diferentes espessuras de atenuações de nêutrons.

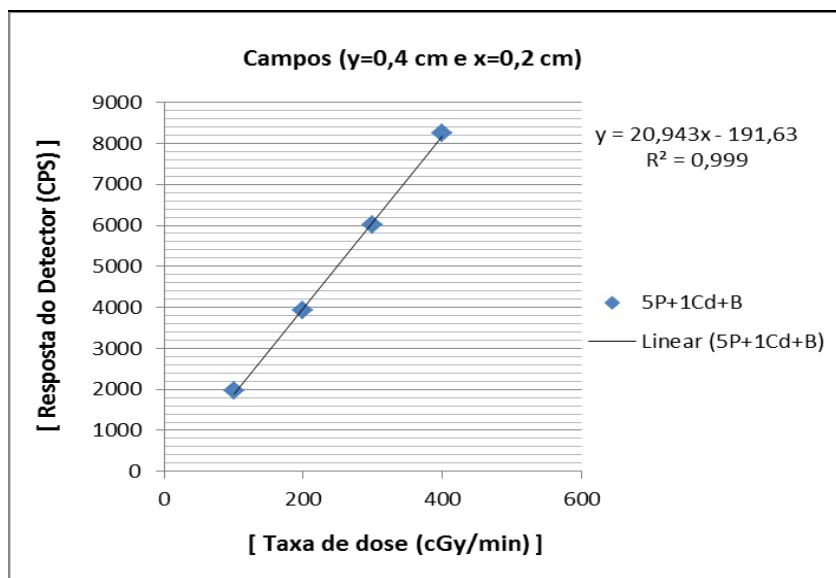


FIG. 7.19: Resposta de blindagem com feixe de energia 16 MV e campo  $y = 0,4$  cm e  $x = 0,2$  cm, composto : 5 parafinas, 1 Cádmio e a esfera de Bonner.

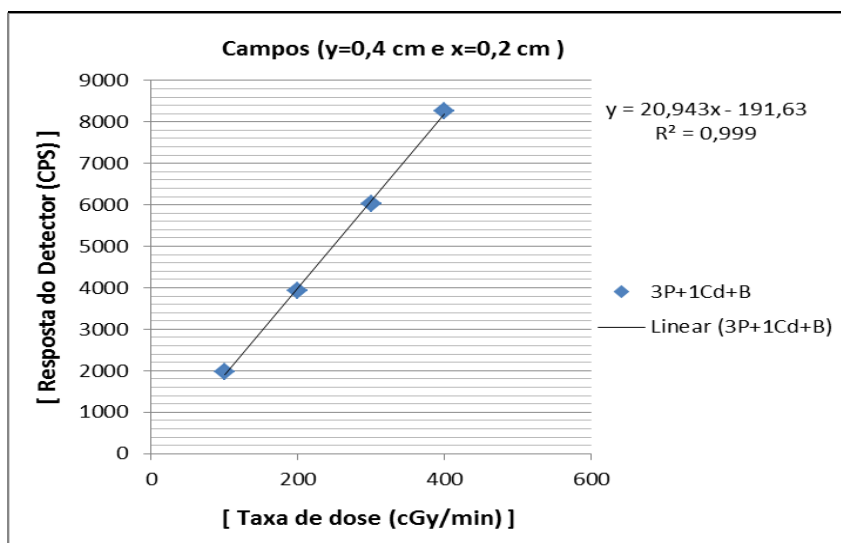


FIG. 7.20: Resposta de blindagem com feixe de energia 16 MV e campo  $y = 0,4$  cm e  $x = 0,2$  cm , composto : 3 parafinas, 1 Cádmio e a esfera de Bonner.

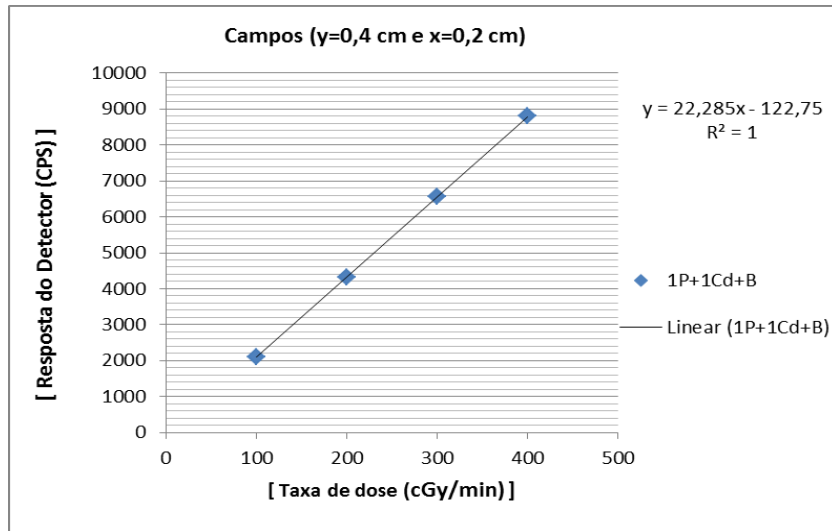


FIG. 7.21: Resposta de blindagem com feixe de energia 16 MV e campo  $y = 0,4$  cm e  $x = 0,2$  cm, composto : 1 parafinas, 1 Cádmiio e a esfera de Bonner.

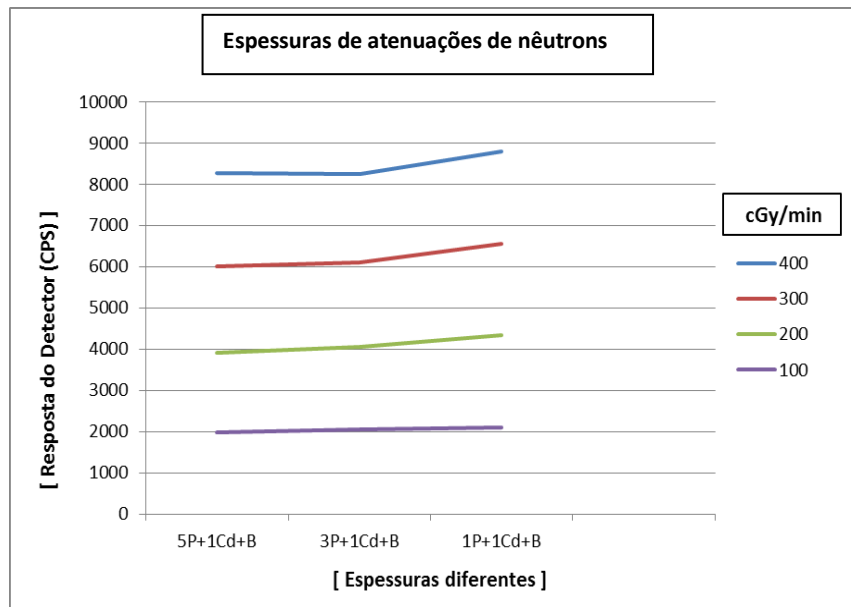


FIG. 7.22: Diferentes respostas do detector para diferentes taxas de doses, diferentes espessuras de atenuações de nêutrons e campos ( $y = 0,4$  cm e  $x = 0,2$  cm).

Continuando com análise da linearidade do detector, aproximou-se o mesmo do colimador, mantendo-se o eixo de incidência de fótons, conforme destacado na FIG. 7.23. A seguir o gantry foi rotacionado no entorno do eixo de incidência, para tanto, o ângulo do mesmo foi alterado da posição angular  $270^{\circ}$  para  $90^{\circ}$  e em seguida, foi rotacionado, sempre mantendo o detector fixo. Os resultados obtidos encontram-se nas FIG. 7.23, e 7.24.

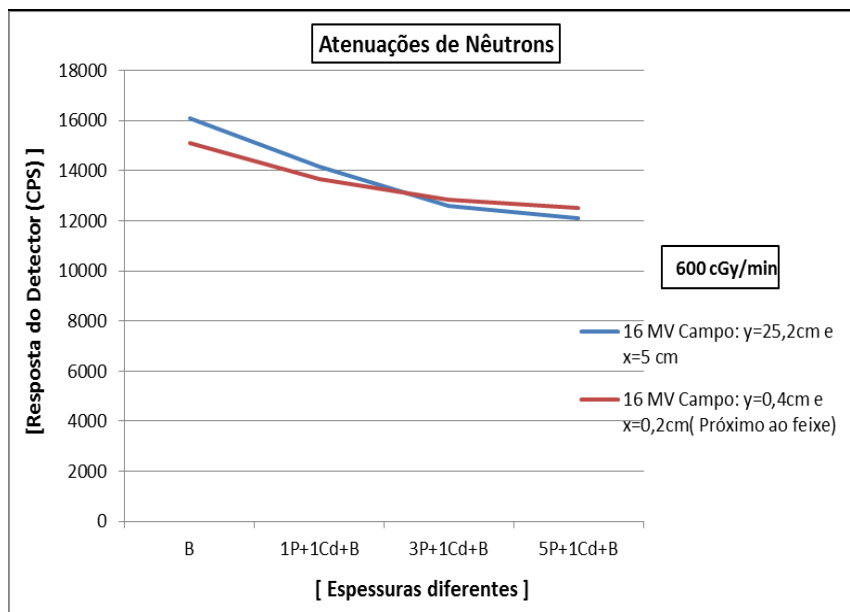


FIG. 7.23: Respostas de blindagens com diferentes campos e o detector encostado  $y = 0,4$  e  $x = 0,2$  (deslocado 10 cm do detector, em relação ao feixe).

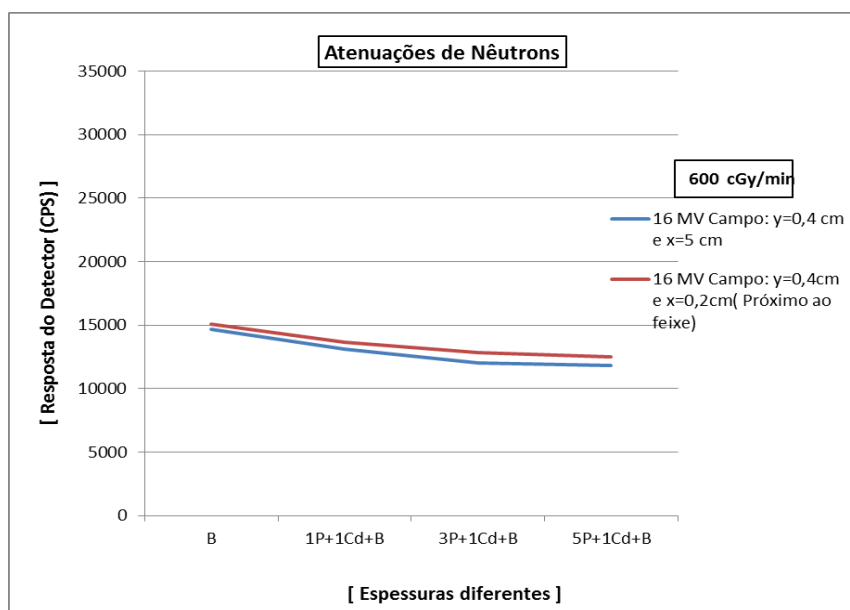


FIG. 7.24: Respostas de blindagens com diferentes campos e o detector encostado  $y = 0,4$  e  $x = 0,2$  (encostado ao feixe de incidência).

Após a realização do procedimento experimental, necessitava-se ainda correlacionar os resultados experimentais obtidos, com os dados teóricos oriundos da equação de difusão de nêutrons a 2 grupos, com o objetivo de validar a metodologia proposta. Os resultados das FIG. 7.25 e 7.26 foram gerados pelo aplicativo MAPLE,

uma evidência o comportamento para nêutrons térmicos e a outra o comportamento para nêutrons rápidos.

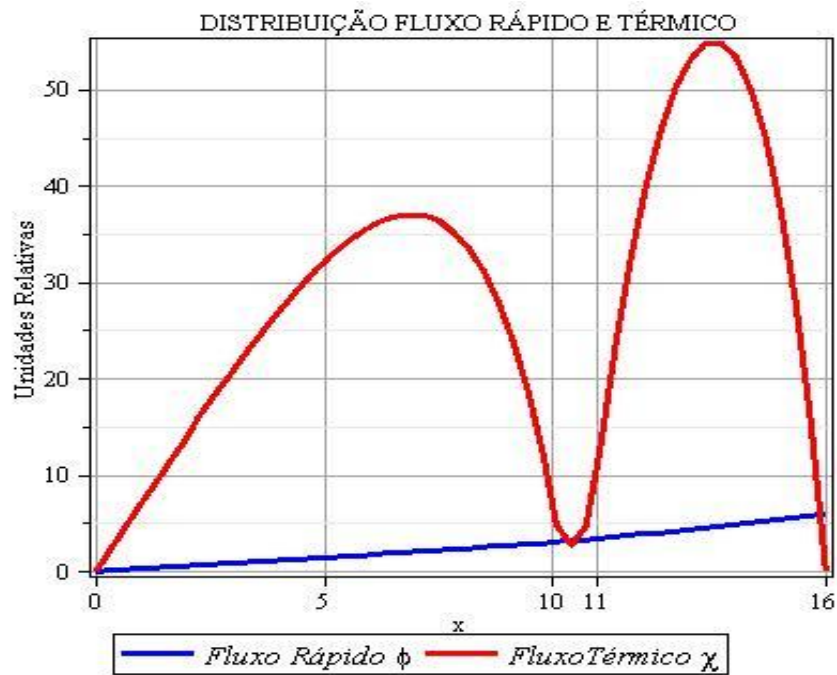


FIG. 7.25: Gráficos da distribuição fluxo rápido e térmico sem as espessuras de parafinas.

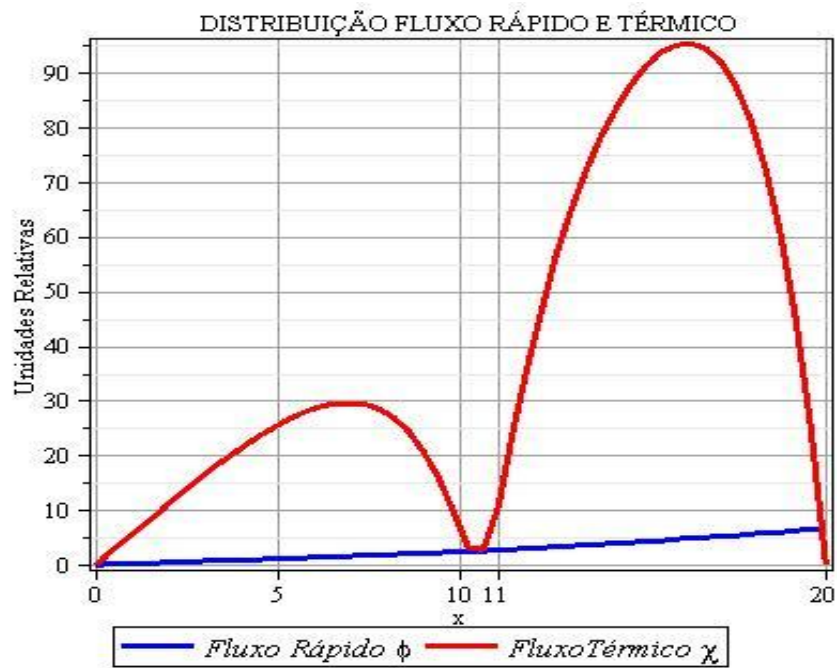


FIG. 7.26: Gráficos da distribuição fluxo rápido e térmico com as espessuras completas de parafinas.



## 8. CONCLUSÕES

As conclusões foram realizadas baseando-se nos resultados obtidos numa única série de medidas.

Pelo acima exposto, as conclusões apresentadas a seguir devem ser entendidas como orientadoras do trabalho a ser desenvolvido visando à obtenção do aparato experimental.

Estudou-se, inicialmente, a linearidade de resposta do detector para medidas de nêutrons. Constatou-se neste item um crescimento na resposta do detector de nêutrons para um incremento para taxa de fótons 6 MV, vide FIG. 7.1 e 7.2. A literatura cita que a produção de fotonêutrons ocorre somente quando a energia de fótons é maior que 8 MV. Concluiu-se que, pela resposta medida do detector, que é levemente sensível a fótons, existem uma corrente de fuga para o detector de  $^3\text{He}$ . Para melhor caracterização desta hipótese recomendamos que fossem refeitas as medidas com fótons de 8 MV e simultaneamente irradiar o detector  $^3\text{He}$  com fonte gama (cobalto 60) para verificar a influência de fótons no detector  $^3\text{He}$ .

Repetiu-se a caracterização linear de resposta do detector do aparato experimental acoplada ao mesmo e evidenciou-se que para, essas energias de 16 MV, o aparato experimental respondeu com linearidade, de acordo com as FIG. 7.3, 7.4, e 7.5.

Os resultados na análise do item anterior foram colocados num mesmo gráfico e evidenciou-se a detecção de nêutrons de diferentes energias. Fato este, que indica a viabilidade de discriminação de nêutrons utilizando o aparato experimental, conforme FIG. 7.6.

Foram apresentados os resultados, vide FIG. 7.7, da dependência direcional obtida quando da irradiação do aparato experimental com energia de fótons de 16 MV, devido à limitação do equipamento, não foi possível fazer a caracterização do aparato experimental proposto, para outras energias de fótons. Para melhor caracterização da dependência direcional recomendamos que fossem refeitas as medidas com outros fótons acima de 8 MV.

Foram comparados os resultados obtidos, das FIG. 7.8 a 7.13, com diferentes taxas de doses e para energias de fótons 16 MV e 6MV e constatou-se que é

necessária uma melhor caracterização da corrente de fuga do detector e uma possível tendência de saturação do detector de  $^3\text{He}$ .

Ampliou-se o estudo da dependência direcional alterando o tamanho dos colimadores, vide FIG. 7.14 a 7.18 (para campos  $y = 0,4$  cm e  $x = 5$  cm) e FIG. 7.19 a 7.21 (campos  $y = 0,4$  cm e  $x = 0,2$  cm), e percebeu-se que as respostas obtidas eram bastante similares às respostas obtidas quando foram utilizados os campos de  $y = 25,2$  cm e  $x = 5$  cm. Atribuiu-se a este fato que os colimadores de tungstênio, utilizados no acelerador, não servem de blindagens para nêutrons e, sendo assim, existe uma dose devido a nêutrons nos órgãos sadios situados ao redor do órgão a ser irradiados ao paciente. Fato este evidenciado na dissertação de (THALHOFER, 2011) e entendeu-se ainda, que esta constatação aponta um acerto na proposta da metodologia em desenvolvimento.

Repetiram-se as análises nos itens acima para uma menor distância (10 cm e encostado) fonte de irradiação em relação ao detector e confirmou-se o mesmo comportamento já observado anteriormente, conforme resultados apresentados nas FIG. 7.23 e 7.24.

Nas FIG. 7.25 e 7.26 conferiu-se que o desenvolvimento teórico apresentado no subitem 6.d foi observado, nos itens acima, para energia de 16 MV de fótons, entendemos, então, que o procedimento metodológico em estudo é viável e deve ser continuando.

### **Sugestões de trabalhos futuros.**

No desenvolvimento deste trabalho foi observado que o sistema de detecção utilizado pode sofrer diversas modificações para sua atualização e aplicação. Sendo assim, seria interessante que fossem executados os seguintes trabalhos:

- ✓ Desenvolvimento de aparato experimental com espessuras de atenuações com parafina borada.
- ✓ Desenvolvimento de simulação de incidência do feixe em várias direções.
- ✓ Verificação de dependência energética para feixe de energias acima de 8 MV.
- ✓ Desenvolvimento de simulação da equação de difusão de nêutrons para um maior número de grupos de energias.

✓ Retirada do detector do interior da esfera de bonner e a utilização de placas de parafinas para atenuações de nêutrons rápidos.

✓ Como sequência do trabalho pode ser usado o método de Monte Carlo para simular um processo estocástico, tal como a interação com a matéria, sendo útil em problemas complexos que não podem ser realizados por método determinísticos.

## 9. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- AMBROSI, P., 2009, “**Radiation protection and environmental standards**”, *Metrologia*, v. 46, pp. S99 - S111.
- BYRNE, J., **Neutrons, Nuclei and Matter**, Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 1995.
- BLOCH, C. **Proton therapy at Siteman Cancer Center: The state of the art.** in AIP Conference Proceedings, 2011.
- DUDERSTADT, James J., Hamilton, Louis J. **Nuclear Reactor Analysis**. Wiley, 1976.
- FACURE, Alessandro Neves de Salles Soares. **Doses ocupacionais devido a nêutrons em salas de aceleradores lineares de uso médico**. 2006. 125 p. Tese (Doutorado em Ciências) - Universidade Federal do Rio de Janeiro, Programa de Pós Graduação de Engenharia Nuclear, COPPE, 2006.
- FERNÁNDEZ, F., DOMINGO, C., AMGAROU, K., CASTELO, J., BOUASSOULE, T., GARCIA, M. J., LUGUERA, E., 2007, “**Neutron measurements in a varian 2100C Linac facility using a bonner sphere system based on passive gold activation detectors**”, *Radiation Protection Dosimetry*, v. 126, pp. 361–365.
- HOWELL, R. **Calculation of effective dose from measurements of secondary neutron spectra and scattered photon dose from dynamic MLC IMRT for 6 MV, 15 MV, and 18 MV beam energies**. *Medical Physics*, Vol. 33, No. 2, February 2006.
- IAEA. International Atomic Energy Agency. [http://www.iaea.org/worldatom/Meetings/2001/infcn85\\_sp1stannounce.shtml](http://www.iaea.org/worldatom/Meetings/2001/infcn85_sp1stannounce.shtml) 2012 [cited 14/05/ 2012]. International Commission on Radiation Units and Measurements.
- ICRU. ICRU Report 83: **Prescribing Recording and Reporting Photon-Beam Intensity-Modulated Radiation Therapy (IMRT)**. Oxford University Press. *Journal of the ICRU*. 2010;10(1):17-38.
- KAPLAN, Irving. **Nuclear Physics. Second Edition**. Massachusetts: Addison-Wesley Publishing Company, 1955.
- KNOLL, G.F., 1979, **Radiation Detection and Measurement**. 2 ed., Toronto, Editora John Wiley & Sons.
- KRÁLIK, M., TUREK, K., 2004, “**Characterisation of neutron fields around high-energy x- ray radiotherapy machines**”, *Radiation Protection Dosimetry*, v. 110, pp. 503-507.

- LAMARSH, J. R., 1983, **Introduction to nuclear engineering**, 2 ed. Massachusetts, Addison-Wesley Publishing Company, p.668.
- LEITE, S.P, 2010, **Estudo de um sistema alternativo para determinação da eficiência do banho de sulfato de manganês**, Tese de D.Sc., COPPE/UFRJ, Rio de Janeiro, Brasil.
- LEWIS, Elmer Eugene. **Fundamentals of Nuclear Reactor Physics**. Elsevier/Academic Press, 2008.
- LILLEY. **Nuclear Physics: Principles and Applications**. Chichester, England: John Wiley and Sons, LTD, 2001.
- MARTINEZ, S.A., BARQUERO, R., GÓMEZ-ROS, J.M., LALLENA, A.M., ANDRÉS, C., TORTOSA, R., 2010, “**Evaluation of neutron production in new accelerators for radiotherapy**”, **Radiation Measurements**, v.45, pp. 1402-1405.
- MURRAY, Raymond. **Energia Nuclear**. São Paulo: Hemus, 2004.
- MORTON, G.C., et al., *Health-related quality of life after single-fraction high-dose-rate brachytherapy and hypofractionated external beam radiotherapy for prostate cancer*. *International Journal of Radiation Oncology Biology Physics*, 2011.80(5): p. 1299-1305.
- PERES, L., **Radiação ionizante: princípios físicos, aplicações e riscos**. 1ª ed. CELD. 2008.
- .PERUZZO, Jucimar. **Física e Energia Nuclear**. São Paulo: Editora Livraria da Física.
- TANNER R.J., MOLINOS C., ROBERTS N.J., BARTLETT D.T., HAGER L.G., JONES L.N., TAYLOR G.C., THOMAS D.J., 2006, “**Practical implications of neutron survey instrument performance**”, Health Protection Agency. 2012.
- TAUHATA, L., Salati, I. P. A., Di Prinzio, R., Di Prinzio, M. A. R. R. **Radioproteção e Dosimetria: Fundamentos** - 10ª revisão abril/2014 - Rio de Janeiro - IRD/CNEN, 344p.
- THALHOFER, Jardel Lemos. **Cálculo de Doses em Órgãos Sadios no Tratamento Radioterápico para Próstata, Utilizando Modelagem Computacional e Fantoma em Voxel**. 2011. 83 p. Dissertação (Mestrado em Ciências) - Instituto Militar de Engenharia, Seção de Engenharia Nuclear, 2011.
- TURNER, J.F, **Atoms, Radiation and Radiation Protection**, 3 ed. Weinheim: Wiley-VCH, 2007.

UNSCEAR. **United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation. Sources and effects of ionizing radiation. Report to the General Assembly, with scientific annexes.** Volume I: Report to the General Assembly, Scientific Annexes A and B. 2008.

UNSCEAR. **United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation. "Sources and Effects of Ionising Radiation".** vol. 2.

ZABIHZADEH, M., Ay, M. R., ALLAHVERDI, M., MESBAHI, A., MAHDAVI, S.R., SHAHRIARI, M., 2009, **Monte carlo estimation of photoneutrons contamination from high-energy x-ray medical accelerators in treatment room and maze: a simplified model,** *Radiation Protection Dosimetry*, v. 135, pp. 21 – 32.

ZAMBONI, C.B., 2007, **Fundamentos da Física de Nêutrons**, 1 ed., São Paulo, Editora Livraria da Física.

ZHANG, X., et al., **A methodology for automatic intensity-modulated radiation treatment planning for lung cancer.** *Physics in Medicine and Biology*, 2011.56(13): p. 3873-3893.