AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

**CARACTERIZAÇÃO DOSIMÉTRICA E MODELAGEM COMPUTACIONAL DE UM
DETECTOR DO TIPO TRANSISTOR DE EFEITO DE CAMPO METAL-ÓXIDO-
SEMICONDUTOR**

Clayton Henrique de Souza

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

Orientador:

Prof. Dr. Julian Marco Barbosa Shorto

São Paulo

2019

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

**CARACTERIZAÇÃO DOSIMÉTRICA E MODELAGEM COMPUTACIONAL DE UM
DETECTOR DO TIPO TRANSISTOR DE EFEITO DE CAMPO METAL-ÓXIDO-
SEMICONDUTOR**

Clayton Henrique de Souza

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

Orientador:
Prof. Dr. Julian Marco Barbosa Shorto

Versão Corrigida
Versão Original disponível no IPEN

São Paulo
2019

Fonte de Financiamento: CAPES

Autorizo a reprodução e divulgação total ou parcial deste trabalho,
para fins de estudo e pesquisa, desde que citada a fonte

Como citar:

SOUZA, C. H. ***Caracterização Dosimétrica e Modelagem Computacional de um Detector do Tipo Transistor de Efeito de Campo Metal-Óxido-Semicondutor***. 2019. 207 p. Dissertação (Mestrado em Tecnologia Nuclear), Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, IPEN-CNEN/SP, São Paulo. Disponível em: (data de consulta no formato: dd/mm/aaaa)

Ficha catalográfica elaborada pelo Sistema de geração automática da Biblioteca IPEN/USP,
com os dados fornecidos pelo(a) autor(a)

Souza, Clayton Henrique
Caracterização Dosimétrica e Modelagem Computacional de um
Detector do Tipo Transistor de Efeito de Campo
Metal-Óxido-Semicondutor / Clayton Henrique Souza; orientador
Julian Marco Barbosa Shorto. -- São Paulo, 2019.
207 p.

Dissertação (Mestrado) - Programa de Pós-Graduação em
Tecnologia Nuclear (Reatores) -- Instituto de Pesquisas
Energéticas e Nucleares, São Paulo, 2019.

1. MOSFET. 2. RADFET. 3. Monte Carlo. 4. MCNP. 5.
Dosimetria in vivo. I. Shorto, Julian Marco Barbosa, orient.
II. Título.

DEDICATÓRIA

Aos meus pais.

AGRADECIMENTOS

Agradeço ao meu orientador, Prof. Dr. Julian Marco Barbosa Shorto, pela sua orientação, visão crítica, paciência e contribuição neste trabalho. Certamente, é um dos grandes responsáveis pelo valioso crescimento que me foi proporcionado durante o desenvolvimento deste projeto.

Agradeço ao Prof. Dr. Hélio Yoriyaz e ao Prof. Dr. Paulo de Tarso Dalledone Siqueira pelo posicionamento sempre crítico e construtivo a cada novo passo dado durante o curso de Mestrado. Seus questionamentos sempre foram catalisadores de muita valia para o bom direcionamento do estudo do detector.

Agradeço à Profa. Dra. Maíra Goes Nunes pelo imensurável suporte fornecido no decorrer do projeto, estando sempre presente nos experimentos mais desafiadores. Sua contribuição foi vital para o prosseguimento deste trabalho.

Agradeço ao Prof. Dr. Ademir Xavier da Silva pelo empréstimo do módulo de leitura do dosímetro MOSFET, sem o qual este projeto não poderia ser realizado.

Agradeço aos amigos do IPEN - em ordem alfabética - Amanda, Bruna, Dayane, Isabela, Luis Felipe, Márcio, Marcos Vinicius, Murillo, Paula, Renata, Rodrigo, Talita e Tássio, pela honrosa convivência compartilhada, e por todos momentos cheios de boas risadas, bons aprendizados e ajuda mútua proporcionados.

Agradeço ao Prof. Dr. Claudio Antonio Federico pelo convite para realização de experimentos no Laboratório de Radiação Ionizante (LRI/IEAv), por toda ajuda e por toda hospitalidade durante os sucessivos dias em que as irradiações foram realizadas.

Agradeço ao Sílvio Aparecido Lemes dos Campos, ao Rafael Galhardo, ao Felipe de Barros Gaspar e ao Prof. Dr. Jonas Rubini Júnior, por todo auxílio na condução das irradiações no LRI/IEAv.

Agradeço ao Iremar Alves da Silva Júnior e ao Lucas Rodrigues dos Santos pelo suporte nos experimentos realizados no Laboratório de Calibração de Instrumentos (LCI/IPEN).

Agradeço à Profa. Dra. Larissa Otubo e ao Prof. Dr. Rafael Henrique Lazzari Garcia, pela realização dos experimentos para caracterização estrutural do detector MOSFET no Centro de Ciência e Tecnologia de Materiais (CCTM/IPEN).

Agradeço ao Marcos Vinicius Nakaoka Nakandakari, por compartilhar parte da sua vasta experiência clínica e por ceder parte de seu tempo livre para auxiliar na condução dos experimentos no Hospital Beneficência Portuguesa de São Paulo.

Agradeço a toda equipe de funcionários do IPEN.

Agradeço às agências de fomento, CAPES e CNPq, por fornecerem o apoio financeiro que tornou viável a execução deste projeto.

Agradeço aos comprometidos professores do Ensino Fundamental, do Ensino Médio, do SENAI, da Graduação, da Pós-Graduação, e de todas as demais instituições que passaram pela minha vida, por me inspirarem a buscar seguir esta profissão tão importante que é a docência. Em especial, agradeço a Profa. Dra. Marizilda Magro, por ser minha grande referência desde muito jovem. Sem dúvidas, uma das mais capacitadas e talentosas professoras que conheço.

Agradeço aos amigos da República Caverna do Dragão pela amizade e momentos vivenciados.

Agradeço aos meus amigos de longa data, Cleverson e Alan, pelas mais de duas décadas de parceria. A amizade de vocês é muito importante para mim. Que ela ainda perdure muitos e muitos anos.

Por fim, agradeço à minha família. Aos meus pais, Delfim e Terezinha, e à minha irmã Kelly, por todo amor, carinho, conselho, incentivo, e suporte dado. Sem vocês, certamente eu não teria como conquistar tudo o que conquistei até hoje. Obrigado por sempre estarem ao meu lado.

A todos vocês, meu muitíssimo obrigado!

RESUMO

SOUZA, C. H. **Caracterização Dosimétrica e Modelagem Computacional de um Detector do Tipo Transistor de Efeito de Campo Metal-Óxido-Semicondutor**. 2019. 207p.

Dissertação (Mestrado) – Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, São Paulo, 2019.

A dosimetria *in vivo* é uma ferramenta essencial para programas de garantia de qualidade no campo da radioterapia, sendo um procedimento comumente realizado com TLDs ou diodos. No entanto, um dosímetro que vem em crescente popularidade nos últimos anos é o detector do tipo transistor de efeito de campo de metal-óxido-semicondutor (MOSFET). Os dosímetros MOSFET preenchem todas as características necessárias para realização da dosimetria *in vivo*, uma vez que possuem tamanho pequeno, boa precisão e viabilidade de medição, além de seu fácil manuseio. No entanto, seu verdadeiro diferencial é permitir a leitura de dose em tempo real, possibilitando intervenção imediata na correção de desvios de parâmetros físicos e na antecipação de pequenas alterações anatômicas no paciente durante um tratamento. Assim, foi proposta a caracterização dosimétrica do detector microMOSFET TN-502RDM-H e a construção de seu respectivo modelo computacional em MCNP6. Os resultados mostraram que o dosímetro MOSFET possui boa reprodutibilidade, boa linearidade e independência energética para feixes de altas energias de fótons e elétrons. Com relação a linearidade, destaca-se o excelente desempenho do detector MOSFET para valores doses acima de 50cGy, tendo apresentado uma precisão de 0,3%. Além disso, foi obtido um fator de calibração único, considerando fótons e elétrons de altas energias, com 2,9% de reprodutibilidade. Também foram constatadas dependências angulares de 4% e 13% para irradiações com e sem a condição de equilíbrio eletrônico, respectivamente. Foi encontrada uma diferença de 8% na resposta entre fótons de baixas energias nas qualidades RQR 3 e RQR 10. Com relação ao modelo computacional, a utilização das técnicas caracterização estrutural de MEV e EDS possibilitaram estimar a geometria e a composição do dispositivo MOSFET. Dos resultados do modelo computacional, ressalta-se a excelente concordância da dependência energética simulada em MCNP6 com a calculada analiticamente e também com a literatura. Por fim, o dosímetro MOSFET mostrou bom desempenho dosimétrico, confirmando seu potencial clínico; fato este que, certamente, contribui para sua maior aceitação na radioterapia. Somado a isto, a obtenção de um modelo computacional adequado proporciona um leque de oportunidades para trabalhos futuros, possibilitando o aprimoramento do instrumento nos mais diversos procedimentos de tratamento do câncer por radiação.

Palavras-chave: MOSFET, RADFET, Monte Carlo, MCNP, dosimetria *in vivo*.

ABSTRACT

SOUZA, C. H. **Dosimetric Characterization and Computational Modeling of Metal-Oxide-Semiconductor Field Effect Transistor Type Detector**. 2019. 207p. Master's degree dissertation – Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, São Paulo, 2019.

In vivo dosimetry is an essential tool for quality assurance programs in the field of radiotherapy, being a commonly performed procedure with TLDs or diodes. However, a dosimeter coming in popularity growing in recent years is the metal-oxide-semiconductor field-effect transistor (MOSFET) type detector. MOSFET dosimeters fulfill all necessary characteristics to perform the dosimetry in vivo, since they have small size, good precision and viability of measurement, besides its easy handling. Nevertheless, its true differential is to provide dose reading in real time, allowing immediate intervention in the deviations correction of physical parameters and the anticipation of small anatomical changes in the patient during a treatment. Thus, it was proposed the dosimetric characterization of the TN-502RDM-H microMOSFET detector and the construction of its respective computational model in MCNP6. Results showed that MOSFET dosimeter has good reproducibility, good linearity and energy independence for high energy beams of photons and electrons. Regarding linearity, the excellent performance of the MOSFET detector for dose values above 50 cGy stands out, since the dosimeter presented an accuracy of up to 0.3%. In addition, a single calibration factor was obtained with a reproducibility of 2.9% considering photons and high energy electrons. Angular dependencies of 4% and 13% were also observed for irradiations with and without the charged-particle equilibrium (CPE), respectively. It was found a difference of 8% in the response between low energy photon in RQR 3 and RQR 10 qualities. Concerning the computational model, use of the structural characterization techniques of SEM and EDS allowed to estimate geometry and composition of the MOSFET device. Excellent agreement of simulated energy dependence in MCNP6 with that calculated analytically and with literature is highlighted. Finally, MOSFET dosimeter showed good dosimetric performance, confirming its clinical potential. This certainly contributes to their greater acceptance in radiotherapy. Further, obtaining a suitable computational model provides a range of opportunities for future work, making it possible to improve the instrument in a variety of cancer treatment procedures.

Keywords: MOSFET, RADFET, Monte Carlo, MCNP, *in vivo dosimetry*.

SIGLA E ABREVIATURAS

3D CRT – Radioterapia 3D conformacional

CCTM - Centro de Ciência e Tecnologia dos Materiais do IPEN

CdS – Sulfeto de cádmio

CEN – Centro de Engenharia Nuclear do IPEN

CPF – Função de probabilidade cumulativa

CT – Tomografia Computadorizada

DCTA – Departamento de Ciências e Tecnologia Aeroespacial

DD – Dano por deslocamento

DE/DF – Cartão auxiliar do código MCNP

ENIAC - Eletronic Numerical Integrator and Computer

FOM – Figura de mérito

GaAs – Arseneto de gálio

Ge – Germânio

GEANT – Geometry and tracking

HDR – *High dose rate*

IARC – *International Agency for Research on Cancer*

IEAv – Instituto de Estudos Avançados

IGRT – Radioterapia guiada por imagem

IMRT – Radioterapia de intensidade modulada

INCA – Instituto Nacional do Câncer

IPEN - Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares

ITS – *Integrated Tiger Series*

Kerma – *Kinect energy released per unit of mass*

LANL – *Los Alamos National Laboratory*

LCI – Laboratório de Calibração de Instrumentos do IPEN

LDR – *Low dose rate*

LET – *Linear Energy Transfer*

LiF – Fluoreto de Lítio

LINAC – *Linear Particle Accelerator*

LRI – Laboratório de Radiação Ionizante do IEAv

MCNP – *Monte Carlo N-Particle*

MMC – Método Monte Carlo

MOSFET – *Metal-Oxide-Semiconductor Field Effect Transistor*

MRI – Imageamento por Ressonância Magnética

NIST – *National Institute of Standard and Technology*

NPS – Número de histórias de partícula

OMS – Organização Mundial da Saúde

PDF – Função densidade de probabilidade

PDP – Porcentagem de dose profunda

PET – Tomografia por emissão de pósitron

RADFET – *Radiation sensing field effect transistor*

RGN – Gerador de números aleatórios

SEE – *Single event effects*

Si – Silício

SiO₂ – dióxido de silício

TBI – *Total body irradiation*

TD – *Total dose*

TID – *Total ionization dose*

TLD – Dosímetro termoluminescente

GLOSSÁRIO

Braquiterapia - Modalidade da radioterapia caracterizada pelo uso de fontes de radiação posicionadas próxima do tumor.

Qualidade de Feixe de Radiação (X) - Propriedade de um feixe de radiação caracterizada pela sua penetração no material.

Teleterapia - Modalidade da radioterapia que utiliza fontes de radiação posicionadas distante do tumor.

Unidade Monitora (UM) - Medida de tempo de feixe aberto de radiação usado para aceleradores lineares em tratamentos por radiação. Por convenção, adota-se que 1 UM é igual a 1 cGy de dose absorvida em água sobre condições específicas de calibração para os aceleradores lineares clínicos.

SUMÁRIO

DEDICATÓRIA.....	i
AGRADECIMENTOS	ii
RESUMO	iv
ABSTRACT	v
SIGLA E ABREVIATURAS	vi
GLOSSÁRIO.....	ix
LISTA DE FIGURAS	xiii
LISTA DE TABELAS	xx
1. INTRODUÇÃO.....	1
2. FUNDAMENTOS TEÓRICOS	8
2.1. Princípios de Física das Radiações.....	8
2.1.1. Radiação	8
2.1.2. Interação dos Fótons com a Matéria	11
2.1.2.1. Efeito Fotoelétrico	12
2.1.2.2. Efeito Compton	13
2.1.2.3. Produção de Pares	15
2.1.3. Interação de Partículas Carregadas com a Matéria	17
2.1.3.1. Principais Processos de Interação de Partículas Carregadas	17
2.2. Grandezas e Unidades Dosimétricas	19
2.2.1. Dose Absorvida (D).....	19
2.2.2. Kerma (K).....	20
2.2.3. Região de <i>Build Up</i> e Equilíbrio Eletrônico.....	21
2.3. Dispositivos Semicondutores.....	26
2.3.1. Semicondutores Intrínsecos e Extrínsecos	27
2.3.2. Geração e Recombinação de Portadores	29
2.3.3. Deriva e Difusão de Portadores	30
2.4. O Dispositivo MOSFET	34
2.4.1. Introdução e Principais Componentes do MOSFET.....	35
2.4.2. O Capacitor MOS.....	36
2.4.2.1. Diagrama de Bandas Característico de um Capacitor MOS.....	38
2.4.2.2. Capacitor MOS Ideal.....	41
2.4.2.3. Capacitor MOS Prático	46

2.4.2.4.	Relações I-V Características de um Dispositivo MOSFET	48
2.5.	Efeitos da Radiação em Dispositivos Semicondutores	52
2.5.1.	Dose Total Ionizante (TID) em Dispositivos MOSFET	54
2.6.	Dispositivos MOSFET como Detectores de Radiação: RADFETs	59
2.6.1.	Tensão de Limiar (V_T) x Dose Absorvida (D)	61
2.7.	Método de Monte Carlo	61
2.7.1.	Breve Abordagem Histórica	61
2.7.2.	O Método de Monte Carlo e a Física Médica	65
3.	MATERIAIS E MÉTODOS	73
3.1.	Caracterização Experimental.....	73
3.1.1.	Sistema de Dosimetria por MOSFET	73
3.1.1.1.	O Detector MOSFET	73
3.1.1.2.	Sistema de Leitura e Aquisição de Dados	76
3.1.1.3.	Medida Parcial <i>Online</i> x Medida Total	81
3.1.2.	Fontes de Radiação e Arranjos Experimentais	83
3.1.2.1.	Raios X	83
3.1.2.2.	Césio-137.....	84
3.1.2.3.	Cobalto-60	85
3.1.2.4.	Acelerador Linear.....	88
3.1.3.	Repetibilidade	89
3.1.4.	Reprodutibilidade	89
3.1.5.	Estabilidade de Polarização Pré-Irradiação	90
3.1.6.	Linearidade	90
3.1.7.	Dependência Energética	92
3.1.8.	Dependência Angular.....	93
3.1.9.	Dependência da Taxa de Dose	95
3.1.10.	Resposta para Feixe de Elétrons.....	95
3.2.	Modelagem Computacional.....	96
3.2.1.	O Programa MCNP6	96
3.2.2.	Metodologia para Simulações no Programa MCNP6	105
3.2.2.1.	Modelo Computacional do Dosímetro MOSFET	105
3.2.2.2.	Dependência Energética.....	105
3.2.2.3.	Dependência Angular	113

3.2.2.4. Simulação da Porcentagem de Dose Profunda para ^{137}Cs , ^{60}Co e LINAC (6 MV)	115
4. RESULTADOS E DISCUSSÕES	118
4.1. Caracterização Dosimétrica	118
4.1.1. Estabilidade de Polarização Pré-Irradiação	119
4.1.2. Variabilidade e Incerteza da Resposta	122
4.1.2.1. Dispersão em Leituras Sequenciais	122
4.1.2.2. Repetibilidade dos Detectores MOSFET	122
4.1.2.3. Reprodutibilidade dos Detectores MOSFET	128
4.1.2.4. Distância Entre Detectores MOSFET	130
4.1.2.5. Medição Individual x Medição Simultânea	132
4.1.3. Linearidade	133
4.1.4. Dependência da Taxa de Dose	138
4.1.5. Dependência Energética	142
4.1.6. Dependência Angular	146
4.1.7. Fótons x Elétrons	148
4.2. Modelagem Computacional	149
4.2.1. O Primeiro Modelo e Dificuldades Encontradas	150
4.2.2. Microscopia Eletrônica de Varredura (MEV)	153
4.2.3. Modelagem Computacional no Programa MCNP6	156
4.2.4. Coeficiente Mássico de Absorção de Energia	159
4.2.5. Dependência Energética	160
4.2.6. Dependência Angular	164
5. CONCLUSÕES	166
6. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	170
APÊNDICE A - Junções p-n	182
APÊNDICE B – Coeficientes Mássicos de Absorção de Energia	185

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 - Representação do espectro eletromagnético (NIST, [s.d.]).	9
Figura 2 - Ilustração representativa do efeito fotoelétrico (adaptado) (OKUNO; YOSHIMURA, 2010).	12
Figura 3 - Gráfico que representa o intervalo de predominância de cada um dos três processos de interação do fóton em função da energia e do número atômico do material alvo (adaptado) (YOSHIMURA, 2009).	13
Figura 4 - Ilustração representativa do efeito Compton (adaptado) (OKUNO; YOSHIMURA, 2010).	14
Figura 5 - Ilustração representativa do processo de produção de par (adaptado) (OKUNO; YOSHIMURA, 2010).	16
Figura 6 - Esquema de ionização por fótons do meio formando a região de <i>build up</i> (adaptado) (SCAFF, 1997).	22
Figura 7 - Esboço comparativo entre dose absorvida e kerma em função da profundidade para o caso onde há atenuação de fótons (adaptado) (SCAFF, 1997).	25
Figura 8 - Comparação entre dose absorvida e kerma em função da profundidade para o caso onde não há atenuação de fótons. Formação das regiões de <i>build up</i> e equilíbrio eletrônico (adaptado) (JOHNS; CUNNINGHAM, 1983).	25
Figura 9 - Diagrama de energias característicos de metais (à esquerda) e isolantes (à direita) (SWART, 2008).	27
Figura 10 - Modelo de ligações químicas de semicondutores intrínsecos (SWART, 2008).	28
Figura 11 - Ilustração das ligações químicas de um semicondutor dopado com boro e fósforo (INFOESCOLA, 2018).	29
Figura 12 - Comportamento da velocidade de deriva do portador por intensidade de campo elétrico para lacunas e elétrons em um semicondutor de silício, e para elétrons em um semicondutor de GaAs (SWART, 2008; SZE; NG, 2007).	33

Figura 13 - Diagrama esquemático simplificado de um MOSFET canal tipo p (adaptado) (MA; DRESSENDORFER, 1989; SZE; NG, 2007).....	36
Figura 14 - Estrutura de um capacitor MOS (SWART, 2008).....	37
Figura 15 - Diagrama de bandas de energia individuais de cada um dos componentes de um capacitor MOS tipo P (SWART, 2008).....	39
Figura 16 - Comparação das bandas de energia características de um semiconductor: a) intrínseco; b) tipo n; c) tipo p (SWART, 2008).	41
Figura 17 - Diagramas de banda de energia de um capacitor MOS em condição de: a) banda plana; b) acumulação; c) depleção; d) inversão (adaptado) (MA; DRESSENDORFER, 1989).....	43
Figura 18 - Ilustração das configurações de condução pelo canal do dispositivo MOSFET em modo de depleção quando: a) $V_D = 0$; b) $V_{Dsat} > V_D > 0$; c) $V_D = V_{Dsat}$; d) $V_D > V_{Dsat}$ (adaptado) (MA; DRESSENDORFER, 1989).....	50
Figura 19 - Curva característica $I_D \times V_D$ de um dispositivo MOSFET, considerando o efeito de <i>pinch-off</i> (MA; DRESSENDORFER, 1989).	51
Figura 20 - Curva característica I-V de um dispositivo MOSFET do tipo N representando as regiões de operação: linear, não-linear e de saturação (adaptado) (SZE; NG, 2007).	52
Figura 21 - Fração de rendimento em função do campo aplicado no óxido para diversos tipos de radiação incidindo no dispositivo MOSFET (adaptado de MCLEAN et. al) (MA; DRESSENDORFER, 1989).	55
Figura 22 - Mecanismo de acúmulo de cargas no óxido. Superior: esquema ilustrando os processos de geração, recombinação e transporte de cargas. Inferior: variação do campo elétrico no óxido desde a interface metal-óxido até a interface óxido-semicondutor (adaptado de MCLEAN et. al apud HOLMES-SIEDLE & ADAMS) (HOLMES-SIEDLE; ADAMS, 2007).	57
Figura 23 - Representação das curvas características de dispositivos MOSFET de canal P e N com a polarização ligada (<i>on</i>) e desligada (<i>off</i>) (adaptado) (MA; DRESSENDORFER, 1989).....	58
Figura 24 - Degradação de um dispositivo MOSFET tipo P para níveis de dose crescentes de 0 a 4. O nível de dose 0 representa o dispositivo antes da irradiação (adaptado) (HOLMES-SIEDLE; ADAMS, 2007).	60

Figura 25 - Experimento da Agulha de Buffon (<i>Buffon's Needle</i>), no qual é estimada a probabilidade p de uma agulha de tamanho L cair sobre uma das linhas de uma folha de papel com linhas espaçadas a uma distância d (MAYLES; NAHUM; ROSENWALD, 2007).	62
Figura 26 - Crescimento no número de publicações por ano associada ao MMC (adaptado de BIELAJEW) (SECO; VERHAEGEN, 2013)	65
Figura 27 - Esboço do tempo de solução de um problema em função da sua complexidade geométrica utilizando o MMC e métodos analíticos/determinísticos (adaptado de BIELAJEW) (SECO; VERHAEGEN, 2013)	67
Figura 28 - Número de publicações por ano na MedLine utilizando os códigos EGS e MCNP (adaptado de BIELAJEW) (SECO; VERHAEGEN, 2013).	69
Figura 29 - Representação do funcionamento dos programas que utilizam Método de Monte Carlo para transporte de radiação (adaptado) (YORIYAZ, 2009).	69
Figura 30 - Dosímetro MOSFET, modelo TN-502RDM-H, ao lado de uma moeda.	74
Figura 31 - Sistema de dosimetria MOSFET composto por notebook (com programa de monitoramento de dose instalado), leitora e dosímetro MOSFET.	77
Figura 32 - Diagrama ilustrando a sequência de aquisição de dados do sistema de dosimetria MOSFET durante qualquer irradiação.	77
Figura 33 - Vista frontal do módulo de leitura do sistema dosimétrico MOSFET. À esquerda: chave seletora de polarização (bias select), no centro: entradas para conexão dos detectores MOSFET, à direita: entrada para conexão tipo Linear Array.	79
Figura 34 - Exemplo de leitura sequencial realizada pelo programa mobileMOSFET.	82
Figura 35 - Arranjo experimental utilizado no sistema irradiador Pantak/Seivert de Raios X para radiodiagnóstico.	83
Figura 36 - Diagrama esquemático do decaimento radioativo do Cs-137 (ATTIX, 2004; BALTAS; SAKELLIU; ZAMBLOGLOU, 2007; OKUNO; YOSHIMURA, 2010).	85

Figura 37 - Arranjo experimental para experimentos com o dosímetro MOSFET no sistema irradiador com a fonte de Cs-137 no LCI/IPEN.....	86
Figura 38 - Diagrama esquemático do decaimento radioativo do Co-60 (BALTAS; SAKELLIU; ZAMBLOGLOU, 2007; HELMER, 2010; NNDC, [s.d.]).	87
Figura 39 - Arranjo experimental para experimentos com o dosímetro MOSFET no sistema irradiador com a fonte de Co-60 no LRI/IEAv.	87
Figura 40 - Arranjo experimental para experimentos com o dosímetro MOSFET no acelerador linear Varian Clinac CX no Hospital Beneficência Portuguesa de São Paulo.....	88
Figura 41 - Ilustração do arranjo com o lado epóxi virado de face para o feixe de fótons da fonte de Co-60 do IEAv.	94
Figura 42 - Ilustração do exemplo de uma célula como um cubo de água formada por 6 superfícies planas.	99
Figura 43 - Ilustração do exemplo de uma célula como um cilindro de cobre formado por 2 superfícies planas e 1 casca cilíndrica.....	99
Figura 44 - Ilustração do "universo de eventos" da simulação, formado por: um cilindro de ar, fonte com feixe unidirecional, dosímetro MOSFET e dois cilindros de água (A1 e A2).	106
Figura 45 - Ilustração do "universo de eventos" das simulações para curva de PDP das fontes de Cs-137, Co-60 e LINAC (6 MV). Universo de eventos formado por: um cilindro de ar, fonte de radiação com feixe unidirecional e um cilindro de água.	116
Figura 46 - Cilindro de água, do exemplo anterior, em vista ampliada e seccionado em 251 células iguais para cálculo da curva de PDP das fontes de Cs-137, Co-60 e LINAC (6 MV).	116
Figura 47 - Verificação do tempo necessário para alcançar a estabilidade de polarização pré-irradiação para o MOSFET #7. Amostras de medidas parciais em tempo real (tcol = 10 s).....	119
Figura 48 - Histograma das medidas parciais em tempo real de um detector MOSFET com intervalos de 10, 30 e 60s entre cada leitura.	123
Figura 49 - Repetibilidade dos detectores MOSFET do Grupo A, irradiados em um LINAC (6 MV) no Hospital Beneficência Portuguesa de São Paulo.	124

Figura 50 - Repetibilidade de três detectores MOSFET (Grupo B) irradiados individualmente na fonte de Co-60 do IEAv.	127
Figura 51 - Repetibilidade de três detectores MOSFET (Grupo C) irradiados individualmente em um LINAC (6 MV) no Hospital Beneficência Portuguesa de São Paulo.....	128
Figura 52 - Reprodutibilidade dos Grupos A e B dos detectores MOSFET para 20 cGy.....	129
Figura 53 - Arranjo para verificação da resposta com a distância entre os MOSFETs do Grupo B: à esquerda: detectores lado a lado (dist = 0 cm); à direita: detectores espaçados (dist = 2 cm).....	130
Figura 54 - Verificação da diferença na resposta de três detectores MOSFET (Grupo B): próximos lado a lado (círculo vermelho) e distanciados em um intervalo de 2 cm (quadrado preto).	131
Figura 55 - Verificação da diferença na resposta de três detectores MOSFET (Grupo B): irradiados simultaneamente (quadrado preto) e irradiados individualmente (círculo vermelho).....	132
Figura 56 - Verificação da linearidade do detector de referência (Câmara de Ionização <i>Waterproof</i> PTW Farmer de 0,6 cm ³) do Hospital Beneficência Portuguesa de São Paulo, irradiado em um LINAC (6 MV).	134
Figura 57 - Verificação da linearidade dos detectores MOSFET do Grupo A, irradiados em um LINAC (6 MV) no Hospital Beneficência Portuguesa de São Paulo.	135
Figura 58 - Incertezas dos detectores MOSFETs com a dose. As retas ligando os pontos têm apenas a função de auxiliar na leitura do gráfico.....	137
Figura 59 - Curva de calibração média dos três MOSFETs do Grupo A.....	138
Figura 60 - Verificação da resposta com a taxa de dose dos três detectores MOSFET do Grupo C, irradiados em um LINAC (6 MV) do Hospital Beneficência Portuguesa de São Paulo.	140
Figura 61 - Pontos equidistantes escolhidos para calcular cinco valores de taxa de dose na fonte de Co-60 do IEAv.	141
Figura 62 - Verificação da resposta com a taxa de dose de um detector MOSFET, irradiado na fonte de Co-60 do IEAv.	141

Figura 63 - Pontos experimentais da verificação da dependência energética do detector MOSFET.	144
Figura 64 - Verificação da dependência energética do detector MOSFET com a curva de ajuste de comportamento teórico extraída do trabalho de Kron e colaboradores (1998).	146
Figura 65 - Verificação experimental da dependência angular do detector MOSFET para cinco ângulos, irradiado no ar na fonte de Co-60 do IEAv.	147
Figura 66 - Verificação da dependência angular para os ângulos de 0° e 180° (lado epóxi e lado plano de face voltada para fonte, respectivamente), irradiado em equilíbrio eletrônico na fonte de Co-60 do IEAv.	148
Figura 67 - Vistas laterais de um detector MOSFET com aumento de 20, 50, 400 e 5000 vezes o tamanho real (A, B, C e D, respectivamente), caracterizadas pela técnica de MEV no CCTM/IPEN.....	153
Figura 68 - Vistas superiores de um detector MOSFET mostrando o epóxi e a região sensível de SiO ₂ com aumento de 25, 100, 200 e 400 vezes o tamanho real (A, B, C e D, respectivamente), caracterizadas pela técnica de MEV no CCTM/IPEN.....	154
Figura 69 - Vista lateral da MEV do MOSFET, indicando a região onde aparece o fio de cobre.....	155
Figura 70 - Ilustração tridimensional do detector MOSFET (TN-502RDM-H): Superior: com a resina epóxi visível; Inferior: com a resina epóxi ocultada.	157
Figura 71 - Curvas de dependência energética do dosímetro MOSFET por: simulação de Monte Carlo (círculos vermelhos) e cálculo analítico (quadrados cinzas).....	161
Figura 72 - Curvas de PDP simuladas em Monte Carlo pelo autor para as qualidades de feixe: Cs-137 (quadrado pretos), Co-60 (círculos vermelhos) e 6 MV (triângulos azuis).....	162
Figura 73 - Comparação dos resultados para dependência angular entre o modelo computacional em MCNP6 (quadrado preto) e dados experimentais (círculo vermelho).....	164
Figura 74 - Semicondutores N e P antes serem conectados para formarem uma junção p-n.....	182

Figura 75 - Junção p-n formada a partir do contato dos semicondutores P e N, com a respectiva região de depleção.....	183
Figura 76 - Valores de coeficiente mássico de absorção de energia do Si, O e SiO ₂ . Os valores do SiO ₂ foram calculados pelo autor desta dissertação a partir dos valores de coeficientes de silício e oxigênio extraídos do NIST* (HUBBELL; SELTZER, 2004).	185
Figura 77 - Valores utilizados de coeficiente mássico de absorção de energia do ar extraídos do NIST (HUBBELL; SELTZER, 2004).	186

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 - Condições de funcionamento de um capacitor MOS ideal dos tipos P e N dependente de V_G	42
Tabela 2 - Componentes e modelo do Sistema de Dosimetria <i>Wireless mobile</i> MOSFET.....	78
Tabela 3 - Reprodutibilidade com relação à dose e à sensibilidade de polarização para família de dosímetros MOSFET de sensibilidade padrão (prefixo TN-502RD) em uma fonte de Co-60, segundo o fabricante (“Operator’s Manual for Mobile MOSFET System”, 2008).....	80
Tabela 4 - Configuração do sistema de irradiação Pantak/Seivert para obtenção das qualidades de feixe de radiodiagnóstico utilizadas, estabelecidas pelo LCI / IPEN.....	84
Tabela 5 - Configuração de dose e taxa de dose para irradiações dos Grupos A, B e C de detectores MOSFET.	90
Tabela 6 - Configuração dos parâmetros fixos do LINAC para verificação da linearidade.....	91
Tabela 7 - Energia média ponderada das qualidades de feixe de radiação utilizadas na verificação da dependência energética do detector MOSFET. ...	92
Tabela 8 - Configuração do sistema irradiador LINAC para experimentos verificando a dependência da taxa de dose.	95
Tabela 9 - Configurações do sistema irradiador LINAC para verificação da resposta do detector para elétrons.....	96
Tabela 10 - Relação dos 7 <i>tallies</i> padrão disponibilizados pelo MCNP6 (PELOWITZ, 2013; X-5 MONTE CARLO TEAM, 2008).	98
Tabela 11 - Medições anômalas encontradas com os MOSFETs do Grupo A no Hospital Beneficência Portuguesa de São Paulo.	125
Tabela 12 - Coeficientes angular e linear da câmara de ionização e dos dosímetros MOSFET #1, #2 e #3. O coeficiente angular corresponde ao fator de calibração dos detectores e o coeficiente linear ao ponto em que a curva de calibração intercepta o eixo das ordenadas.	136

Tabela 13 - Parâmetros utilizados para ajuste da curva teórica de dependência energética (Equação 68). Os valores iniciais utilizados foram extraídos do trabalho de Zílio e colaboradores (2006); os valores de ajuste foram obtidos pelo programa Origin neste trabalho. (ZILIO et al., 2006).	144
Tabela 14 - Comparação da resposta do MOSFET #1 para feixe de elétrons e fótons de altas energias para doses de 25 e 50cGy.	149
Tabela 15 - Dimensões dos quatro componentes do MOSFET (TN-502RDM-H) estimadas a partir da técnica de MEV, realizada no CCTM/IPEN.....	155

1. INTRODUÇÃO

Tumor maligno ou neoplasia maligna são nomes dados ao mesmo conjunto de doenças que têm como característica comum o crescimento autônomo e desordenado de células neoplásicas, podendo ocorrer em qualquer parte do corpo de um ser humano (INCA, 2011; WHO, 2018). Segundo a Organização Mundial da Saúde (OMS), mais de 8,8 milhões de pessoas vieram a óbito em decorrência de algum tipo de câncer em 2015, sendo esta a segunda principal causa de morte no mundo (WHO, 2017). Para 2018, a Agência Internacional de Pesquisa sobre Câncer (*International Agency for Research on Cancer - IARC*), instituição associada à OMS, estimou um número de 18,1 milhões de novos casos, sendo que, deste total, 9,6 milhões de pessoas viriam a óbito (IARC, 2018a). E este número pode ficar ainda pior pois, segundo a IARC, a previsão para o ano de 2040 é 29,5 milhões de novos casos de câncer, o que representa um aumento de 63% na estimativa quando comparada ao ano de 2018 (IARC, 2018b).

Hoje, cerca de uma a cada seis mortes no mundo é devido ao câncer. Estima-se que 70% destas mortes ocorram em países de renda média e baixa. Ainda, segundo a OMS, o impacto econômico global do câncer é significativo e crescente. Calcula-se ter sido gerado um custo de US\$ 1,16 trilhões com câncer no ano de 2010 e, certamente, este valor é ainda maior hoje, quase uma década depois (IARC, 2018a; WHO, 2018). O Instituto Nacional do Câncer (INCA), importante órgão brasileiro vinculado ao Ministério da Saúde, relata que existem quatro tipos principais de tratamentos oncológicos, que podem ou não ser utilizados de forma conjunta. São eles: a cirurgia, a quimioterapia, o transplante de medula óssea e a radioterapia (INCA, 2018a).

A cirurgia é a modalidade oncológica de tratamento no qual o tecido cancerígeno é retirado do corpo do paciente através de operações (INCA, 2018b). Na quimioterapia, o tecido cancerígeno é destruído através da administração de medicamentos na corrente sanguínea do paciente (INCA, 2018c). O transplante de medula óssea permite tratar alguns casos de câncer associados às células do sangue, como leucemias ou linfomas. Neste tipo de tratamento, a medula óssea doente do paciente é substituída por uma medula óssea sadia (INCA, 2018d).

A radioterapia é a especialidade médica no qual se utiliza radiação ionizante para destruir o tumor ou inibir seu desenvolvimento, além de poder também ser aplicada no tratamento de outros tipos de doenças. Segundo o INCA, a maior parte dos tratamentos oncológicos são realizados através da técnica de radioterapia (IAEA, 2010; INCA, 2018e). Um procedimento radioterápico ideal visa entregar a maior dose possível às células tumorais, mas sempre buscando, concomitantemente, também preservar as células sadias circunvizinhas evitando a deposição de energia nestas. Baseado neste princípio, técnicas e dispositivos avançados têm sido desenvolvidos nos subcampos da física médica, como a radioterapia e o radiodiagnóstico, o que acarreta na necessidade de planejamentos cada vez mais modernos e sofisticados. No campo do radiodiagnóstico, são exemplos de técnicas modernas: a tomografia computadorizada (CT), a imagem por ressonância magnética (MRI) e a tomografia por emissão de pósitron (PET). No campo da radioterapia, são exemplos de tratamentos modernos: a radioterapia guiada por imagem (IGRT), a radioterapia de intensidade modulada (IMRT), a radioterapia 3D conformacional (3D CRT) e a radioterapia com *gating* respiratório (IAEA, 2010; KHAN; GIBBONS; SPERDUTO, 2016). Não há dúvidas de que estes avanços trazem ganhos imensuráveis para sociedade global, uma vez que a localização espacial precisa do tumor possibilita otimizar a redução de dose no tecido sadio circunvizinho durante o tratamento. Isto ocorre pois há um aumento na acurácia das informações extraídas das imagens, tais como, a geometria dos pacientes e a densidade dos tecidos requeridos na avaliação de dose e, portanto, pode-se ter maior controle da região irradiada. Estes avanços tecnológicos permitem o tratamento de tumores muito próximos de regiões críticas e pequenas, onde uma dose excedente poderia provocar sérias complicações. Desta forma, espera-se ajudar a reduzir o já alto número casos fatais de câncer através do aumento da acurácia na dose administrada na região do tumor em pacientes durante a terapia por radiação. Por outro lado, para que todos estes novos e elaborados procedimentos possam ser implementados, também devem ser desenvolvidas ferramentas e técnicas que garantam a administração correta de dose no paciente, sendo este, inclusive, um dos papéis atribuídos aos programas de

garantia de qualidade em radioterapia. Assim, a dosimetria se destaca como um importante procedimento de rotina clínica, sendo realizado com relativa frequência e de forma contínua. Além dos procedimentos rotineiros de dosimetria, há modalidades, como a dosimetria *in vitro* e a dosimetria *in vivo*, que têm por objetivo fornecer uma checagem final do processo global de planejamento de um tratamento. Na dosimetria *in vitro*, um dosímetro realiza medidas de dose em objetos simuladores (*phantoms*), sendo sempre um procedimento muito importante, principalmente na implementação de novas técnicas de tratamento e procedimentos clínicos. Já na dosimetria *in vivo*, um dosímetro é acoplado junto a alguma região do corpo do próprio paciente – como, por exemplo, a região de superfície sobre a pele onde há entrada ou saída do feixe de radiação - para monitoramento da dose administrada durante o tratamento. Inclusive, medidas de dose *in vivo* se mostram de extrema importância para a radioterapia moderna, uma vez que fornecem mais uma garantia da exatidão no processo de entrega de dose durante o tratamento de um paciente, especialmente em regiões onde há preocupação com estruturas críticas, como olhos, gônadas ou um feto em desenvolvimento (KHAN; GIBBONS; SPERDUTO, 2016). Assim, a dosimetria *in vivo* é uma ferramenta imprescindível a programas de garantia de qualidade. Para tanto, os detectores comumente escolhidos são os dosímetros termoluminescentes (TLDs) e os diodos (IAEA, 2013; KHAN; GIBBONS; SPERDUTO, 2016; MACDOUGALL et al., 2017; SCALCHI; FRANCESCON, 1998).

O funcionamento de um TLD parte do princípio onde, quando este detector é irradiado, elétrons são armadilhados em estados metaestáveis em seu material, geralmente composto de LiF (fluoreto de lítio) com dopantes adicionados. Após irradiados, os TLDs são levados até uma leitora apropriada que os aquece, fornecendo energia suficiente para que estes elétrons armadilhados migrem para estados estáveis. Quando o elétron migra para um estado estável, um fóton óptico é emitido. Este fóton emitido é então detectado e medido por uma fotomultiplicadora, sendo a quantidade de luz medida proporcional à dose absorvida. Para que o TLD possa ser reutilizado em uma nova irradiação, ele deve ser tratado termicamente a altas temperaturas, num processo chamado

annealing, que retira qualquer elétron residual que possa estar eventualmente armadilhado no detector (IAEA, 2013). Os três passos sequenciais de tratamento térmico (pré-irradiação), irradiação e leitura para aquisição de dados (pós-irradiação) são procedimentos de rotina comumente realizados na dosimetria com TLDs.

Os diodos, por sua vez, têm seu princípio de funcionamento baseado na produção e coleta de pares de carga elétron-lacuna quando o dispositivo é irradiado. Detectores de diodo são feitos de material semicondutor, como silício, a partir de junções p-n (Apêndice A). Uma explicação sobre a tecnologia de semicondutores é fornecida na Seção 2.3. De forma resumida, quando a radiação incide gerando um par elétron-lacuna no diodo, um campo elétrico, que está ao redor da região de depleção da junção p-n, gera um fluxo de cargas, podendo o sinal de saída ser medido por um simples eletrômetro, que irá coletar a variação de corrente ou a variação de tensão gerada. Assim, espera-se que o sinal de saída medido seja proporcional à dose absorvida.

Todavia, um tipo de dosímetro que vem sendo cada vez mais utilizado é o Transistor de Efeito de Campo Metal-Óxido-Semicondutor (*Metal-Oxide-Semiconductor Field Effect Transistor* – MOSFET). O detector MOSFET atende todas as características necessárias para realização de uma dosimetria *in vivo*, uma vez que possui tamanho pequeno, boa precisão, boa resolução espacial, além de uma instrumentação simples e robustez (GOPIRAJ; BILLIMAGGA; RAMASUBRAMANIAN, 2008; IAEA, 2013; RAMASESHAN et al., 2004; SCALCHI; FRANCESCON, 1998).

Quando comparado ao TLD, o dosímetro MOSFET apresenta vantagens como a possibilidade de controle da dose administrada em tempo real e a fácil obtenção dos dados. Uma dosimetria por TLDs tende a ser um processo muito demorado e trabalhoso, uma vez que, antes de irradiá-lo, deve-se tratar termicamente o detector em forno apropriado a altas temperaturas e, após irradiado, é necessária uma exaustiva etapa para extração dos dados (GOPIRAJ; BILLIMAGGA; RAMASUBRAMANIAN, 2008; IAEA, 2013). Por outro lado, quando se compara o dosímetro MOSFET a diodos, a principal vantagem é seu tamanho reduzido, pois, ainda que o diodo seja um detector de tamanho relativamente

pequeno, o dosímetro MOSFET é cerca de 100 vezes menos espesso do que um diodo, além de também oferecer uma área sensível de tamanho menor (BOWER, 1997; GARGETT et al., 2015; HIGGINS et al., 2003; RAMASESHAN et al., 2004). Todas estas características tornam o dosímetro MOSFET uma ferramenta viável não só para aplicações em dosimetria *in vivo*, mas também na dosimetria de campos pequenos e na dosimetria de campos de radiação com alto gradiente de dose. Por causa de sua boa resolução espacial, se mostra uma ferramenta útil, especialmente, para tratamentos por IMRT, radiocirurgia e braquiterapia. A leitura de dose em tempo real permite a antecipação de pequenas alterações anatômicas do paciente, além de possibilitar a correção na caracterização dos parâmetros físicos utilizados durante uma irradiação na radioterapia. (GOPIRAJ; BILLIMAGGA; RAMASUBRAMANIAN, 2008; IAEA, 2013; PARWAIE et al., 2018; RAMANI; RUSSELL; O'BRIEN, 1997; SCALCHI; FRANCESCON, 1998). Segundo Khan e colaboradores (2016), em um processo de planejamento de tratamento na radioterapia, estes parâmetros físicos podem significar: o volume alvo, o volume de tratamento, as estruturas limitantes de dose, a prescrição de dose, o fracionamento de dose, a distribuição de dose, o posicionamento do paciente ou, ainda, as configurações da máquina utilizada no tratamento (KHAN; GIBBONS; SPERDUTO, 2016).

De forma resumida, o funcionamento do dosímetro MOSFET se baseia na variação da tensão de limiar gerada quando uma radiação ioniza seu volume sensível de óxido de silício, produzindo pares de carga elétron-lacuna. Abaixo do volume sensível de óxido de silício, há uma camada semicondutora de silício. Tanto o óxido de silício quanto o silício são recobertos por uma resina epóxi fixada sob um cabo flexível. O cabo flexível, por sua vez, conduz a informação até a leitora (CHOW; LEUNG, 2008; FREEMAN; HOLMES-SIEDLE, 1978; HOLMES-SIEDLE; ADAMS, 2007; RAMASESHAN et al., 2004).

A funcionalidade do detector MOSFET é baseada no fato de que a sua tensão de limiar varia linearmente com a dose absorvida, desde que o detector seja da tecnologia de detectores PMOS (FREEMAN; HOLMES-SIEDLE, 1978; HOLMES-SIEDLE; ADAMS, 2007; PEJOVIC, 2016). Outra característica interessante da construção do detector MOSFET é o sistema “*dual bias dual*

MOSFET” que compõe o circuito integrado do dispositivo, e que torna sua resposta praticamente independente da temperatura ambiente. O sistema *dual bias dual* MOSFET difere da construção de um MOSFET único, pois consiste de, não um, mas dois MOSFETs idênticos fabricados sobre o mesmo substrato de semicondutor de silício. Estes MOSFETs irão operar em diferentes valores de tensão positiva de polarização de porta. O MOSFET com a polarização mais alta será responsável por medir os efeitos provenientes da interação com a radiação incidente. O MOSFET sob polarização de valor mais baixo servirá como "referência" para medida de dose. O princípio básico de operação de cada um dos MOSFETs do sistema dual é similar ao de uma estrutura com um único MOSFET. Assim, a resposta observada será a diferença entre a tensão de limiar do MOSFET em alta polarização e o MOSFET em mais baixa polarização, após irradiados. Cada um dos MOSFETs irá produzir uma variação da tensão de limiar proporcional à polarização individualmente aplicada a eles, e a resposta medida, que é proporcional à dose absorvida, será dada como a diferença das variações das tensões de limiar entre os dois MOSFETs ($R = \Delta V_{th1} - \Delta V_{th2}$). Assim, os efeitos provenientes da variação de temperatura são mínimos, uma vez que ambos os MOSFET, que são idênticos, sofrem as mesmas alterações na resposta por causa de mudanças de temperatura (GOPIRAJ; BILLIMAGGA; RAMASUBRAMANIAN, 2008; RAMASESHAN et al., 2004; SOUBRA; CYGLER; MACKAY, 1994). Uma explicação sobre os princípios básicos de operação e exemplificação da estrutura do detector MOSFET é apresentada na Seção 2.4. O funcionamento do dispositivo MOSFET como detector de radiação é apresentado na Seção 2.6.

Apesar de ser claramente uma alternativa vantajosa frente a outros detectores comumente usados em física médica –particularmente na dosimetria *in vivo* – o detector MOSFET ainda sofre certa resistência para ser incorporado à rotina clínica. Com o objetivo de contribuir para uma maior aceitabilidade do dispositivo, é proposta aqui a caracterização do dosímetro microMOSFET TN-502RDM-H. Além disso, propõe-se também a construção de um modelo computacional do detector para simulações pelo programa MCNP6.

A caracterização experimental do dosímetro MOSFET tem o objetivo de possibilitar a verificação do desempenho do detector quanto a sua dependência angular, dependência energética, linearidade, reprodutibilidade e dependência com a taxa de dose. Por outro lado, a construção de modelo computacional em Monte Carlo visa contribuir na elucidação dos processos físicos que ocorrem durante uma irradiação do detector. No futuro, espera-se que este trabalho atue como uma base sólida aplicada à rotina clínica, onde será possível analisar, aperfeiçoar e estabelecer fatores de correção de parâmetros físicos essenciais para procedimentos radioterápicos, através de experimentos *in vitro* e *in vivo*, e seja possível comparar estes dados com simulações computacionais do detector MOSFET.

2. FUNDAMENTOS TEÓRICOS

A seguir, é apresentada parte da teoria da física das radiações pertinente a este trabalho. Além disso, também é descrito o funcionamento básico do dispositivo MOSFET e os efeitos provenientes de sua interação com a radiação. Por fim, uma abordagem é realizada sob a ferramenta matemática Método de Monte Carlo, base metodológica de cálculo do programa¹ utilizado na modelagem computacional do detector MOSFET.

2.1. Princípios de Física das Radiações

Diz-se Física das Radiações o campo da física que trata das características e processos físicos decorrentes da interação de uma radiação ionizante com a matéria, com um enfoque no modo como a energia é transferida para o meio (YOSHIMURA, 2009).

Por se tratar de um campo muito amplo, serão tratados aqui apenas os temas relacionados a este trabalho, como o que se compreende por radiação e alguns de seus processos de interação, elementos radioativos e as principais grandezas radiológicas.

2.1.1. Radiação

Segundo Okuno e Yoshimura, o termo radiação pode ser entendido como “energia em trânsito”, de forma análoga a que o termo vento representa “ar em trânsito”. Em outras palavras, radiação é a energia emitida a partir de uma fonte que se propaga no meio, seja este um meio material ou vácuo. A radiação pode ser composta por ondas eletromagnéticas, recebendo o nome de radiação ondulatória, ou constituída de partículas atômicas ou subatômicas, recebendo o nome de radiação corpuscular (OKUNO; YOSHIMURA, 2010).

Uma onda eletromagnética se propaga através de um campo elétrico e um campo magnético, que são perpendiculares entre si. Esta radiação

¹ Foi utilizado o programa MCNP 6

eletromagnética não possui massa, mas possui momento e viaja com a velocidade da luz no vácuo (c)². Einstein propôs que a radiação eletromagnética fosse quantizada e, posteriormente, este *quantum* de radiação recebeu o nome de fóton, sendo a energia desta quantidade elementar de luz descrita pela Equação 1 abaixo:

$$E = h\nu \quad (1)$$

onde h é a constante de Planck³, e ν é a frequência do fóton. A Figura 1 apresenta o espectro eletromagnético para um intervalo de frequências entre ondas longas e raios gama (OKUNO; YOSHIMURA, 2010).

Figura 1 - Representação do espectro eletromagnético (NIST, [s.d.]).

É importante ser dito que, além do espectro eletromagnético poder ser representado por energia ou frequência do fóton, também se faz possível sua representação pelo comprimento de onda do *quantum* de radiação, uma vez que:

$$\lambda = \frac{c}{\nu} \quad (2)$$

² $c = 2,99792458 \times 10^8$ m/s (extraído do NIST)

³ $h = 6,62607004 \times 10^{-34}$ J s (extraído do NIST)

onde λ e ν são o comprimento de onda e a frequência do fóton, respectivamente, e c é a velocidade constante da luz no vácuo (OKUNO; YOSHIMURA, 2010).

Por outro lado, radiações corpusculares são formadas por partículas atômicas ou subatômicas, podendo então ser compostas por elétrons, prótons, partículas α , nêutrons, dêutrons, dentre outras (OKUNO; YOSHIMURA, 2010).

Além do tipo de partículas que compõem a radiação, outra distinção importante é quanto a capacidade desta radiação ionizar o meio que ela atravessa, sendo dividida em duas categorias principais: a radiação ionizante e a radiação não-ionizante. Uma radiação é dita ionizante quando for capaz de ejetar um elétron da órbita de um átomo ou molécula. Uma radiação não-ionizante é aquela composta por partículas que não possuem capacidade de ionizar o meio que atravessam. Segundo Brown, fótons com energia na ordem do ultravioleta (aproximadamente 12,4 eV), por exemplo, estão na faixa de transição entre fótons ionizantes e não ionizantes. Contudo, neste trabalho será adotada a energia de 13,6 eV como o limiar de energia que separa um fóton ionizante de um não-ionizante. Este limiar está baseado na menor energia de ligação do núcleo de um átomo de hidrogênio com sua camada K. Ao tratar fótons com energia menor que 13,6 eV como não ionizantes, engloba-se fótons de luz visível, infravermelho, radiofrequência, micro-onda e de frequências extremamente baixas (abaixo de 300 Hz) (BROWN et al., 1999; OKUNO; YOSHIMURA, 2010; YOSHIMURA, 2009).

Uma radiação ionizante atua de forma diferente de uma radiação não ionizante, pois a ionização pode interferir diretamente na estrutura de átomos e moléculas (BROWN et al., 1999). Assim, as radiações ionizantes podem ser ainda divididas em dois subgrupos, sendo classificadas quanto a forma como ionizam o meio que atravessam: diretamente ionizante ou indiretamente ionizante (OKUNO; YOSHIMURA, 2010).

Uma radiação diretamente ionizante é constituída por partículas carregadas, sendo estas ionizações oriundas de colisões ou interações coulombianas com os elétrons da eletrosfera ou com o núcleo, de reações nucleares ou por aniquilação de pósitron. São exemplos de partículas carregadas

rápidas que constituem radiações diretamente ionizantes: elétrons, pósitrons, prótons e partículas α (OKUNO; YOSHIMURA, 2010).

Uma radiação é dita indiretamente ionizante quando partículas sem carga elétrica ionizam o meio. São duas as partículas que podem compor uma radiação indiretamente ionizante: nêutrons e fótons. Nêutrons são partículas subatômicas com massa de repouso próxima a do próton e sem campo eletromagnético, que interagem por colisão com o núcleo do átomo, podendo ele ser capturado por este núcleo, participar de reações nucleares ou sofrer espalhamento. A ionização de um material por um nêutron é atribuída às partículas geradas após sua interação com o núcleo, como, por exemplo, partículas β ou prótons; são estas partículas secundárias que ionizam o material que o nêutron atravessa e, por este motivo, ele é chamado de indiretamente ionizante. Fótons, por sua vez, não possuem massa, mas possuem campo eletromagnético e são tratados como partículas em seu modelo de interação com a matéria, que será melhor discutido na Seção 2.1.2 (OKUNO; YOSHIMURA, 2010).

2.1.2. Interação dos Fótons com a Matéria

Por convenção, os fótons são divididos em duas classificações, dependendo da sua origem: raios X e raios gama. Fótons de raios X são produzidos na eletrosfera do átomo pela desexcitação de um elétron, geralmente de camadas mais internas, ou como radiação de freamento de uma partícula carregada rápida pelo processo de *bremsstrahlung*; já os fótons de raios gama são oriundos de processos de transição nuclear pela desexcitação de núcleos instáveis (OKUNO; YOSHIMURA, 2010; YOSHIMURA, 2009).

Em seu modelo de interação com a matéria, estabelece-se que os fótons se comportam como partículas, apesar de seu conhecido comportamento dual de onda-partícula. Para faixa de energia utilizada na radioterapia e no radiodiagnóstico (entre alguns keV até dezenas de MeV), destacam-se três processos de interação: efeito fotoelétrico, efeito Compton e produção de pares (YOSHIMURA, 2009).

2.1.2.1. Efeito Fotoelétrico

O efeito fotoelétrico é o processo de interação onde um fóton tem toda sua energia cedida ao elétron que orbita o átomo em camadas mais internas. A explicação de tal processo rendeu o Prêmio Nobel em Física a Albert Einstein em 1921 e está representada na Figura 2.

Figura 2 - Ilustração representativa do efeito fotoelétrico (adaptado) (OKUNO; YOSHIMURA, 2010).

Desta interação, um elétron é ejetado com sua energia dada por:

$$K = h\nu - B \quad (3)$$

onde K é a energia cinética do elétron, $h\nu$ é a energia do fóton incidente e B é a energia de ligação do elétron ao átomo em dado orbital. Além disso, o elétron possui um momento dado por:

$$\vec{p}_e = \vec{p}_{\text{fóton}} - \vec{p}_{\text{at}} \quad (4)$$

onde p_e , $p_{\text{fóton}}$ e p_{at} são os momentos do elétron, do fóton e do átomo, respectivamente. O átomo, agora excitado, pode se estabilizar pela emissão de raios X característicos ou elétrons Auger (OKUNO; YOSHIMURA, 2010).

A Figura 3 apresenta o intervalo de predominância de cada um dos processos de interação do fóton com a matéria, tratados nesta dissertação, em função da energia do fóton e do número atômico do material alvo. Pela Figura 3, nota-se que efeito fotoelétrico é predominante para fótons com energia de até 500 keV e número atômico (Z) alto (YOSHIMURA, 2009).

Figura 3 - Gráfico que representa o intervalo de predominância de cada um dos três processos de interação do fóton em função da energia e do número atômico do material alvo (adaptado) (YOSHIMURA, 2009).

2.1.2.2. Efeito Compton

O efeito Compton, também conhecido como espalhamento Compton, espalhamento incoerente ou espalhamento inelástico de fótons, é a interação onde um fóton incide no meio, interagindo com um elétron livre. Este processo,

resulta no espalhamento e na perda de energia fóton, além de gerar um elétron espalhado (também chamado de elétron de recuo). A descoberta e explicação de tal processo rendeu o Prêmio Nobel em Física a Arthur H. Compton em 1927 e está ilustrado na Figura 4.

Figura 4 - Ilustração representativa do efeito Compton (adaptado) (OKUNO; YOSHIMURA, 2010).

As energias que compõem o sistema são apresentadas na Equação 5 abaixo:

$$h\nu = h\nu' + K \quad (5)$$

onde $h\nu$ e $h\nu'$ são as energias do fóton incidente e espalhado, respectivamente, e K é a energia cinética do elétron espalhado. Ao levar em consideração a conservação de energia e momento do sistema para um elétron relativístico, é possível ainda chegar a equações que estabelecem uma relação que utiliza apenas as energias e o ângulo do fóton espalhado.

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2}(1 - \cos \theta)} \quad (6)$$

$$K = \frac{(1 - \cos \theta) \frac{h\nu}{m_e c^2}}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2}(1 - \cos \theta)} h\nu \quad (7)$$

sendo m_e a massa de repouso do elétron⁴ e θ o ângulo do fóton espalhado (OKUNO; YOSHIMURA, 2010; TSOULFANIDIS, 1995).

Pela Figura 3, é possível perceber que efeito Compton prevalece para fótons com energias entre de 500 keV a 5 MeV ao incidir a grande maioria dos elementos (YOSHIMURA, 2009).

2.1.2.3. Produção de Pares

A produção de pares é o processo de interação do fóton com o átomo onde é criado um par partícula-antipartícula. Neste processo, um fóton incide o núcleo, sendo totalmente absorvido e gerando o par partícula-antipartícula. Para energias usuais na Física Médica, considera-se que o par elétron-pósitron é o produto desta interação. Toda a energia do fóton é convertida na produção do par elétron-pósitron. O processo é ilustrado na Figura 5.

A energia mínima do fóton incidente para a produção do par elétron-pósitron ocorra é de $2m_e c^2$ (ou 1,022 MeV), que é a energia mínima para produzir um par elétron-pósitron com energia de repouso de 511 keV cada e energia cinética inicial nula. O pósitron ainda pode vir sofrer repulsão com o núcleo do átomo quando gerado, fazendo com que sua energia cinética sempre seja ligeiramente maior que a do elétron.

Caso o fóton tenha uma energia maior que $2m_e c^2$, a energia excedente do processo de criação de pares se torna a energia cinética inicial do elétron e do pósitron gerados. Ou, ainda, caso a energia seja maior que múltiplos de $2m_e c^2$, mais de um par pode ser gerado pela interação do fóton com o núcleo.

⁴ $m_e = 9,10938356 \times 10^{-31}$ kg (extraído do NIST)

Figura 5 - Ilustração representativa do processo de produção de par (adaptado) (OKUNO; YOSHIMURA, 2010).

Além disso, pelo processo de aniquilação, o pósitron gerado no processo de produção de pares pode resultar em um par de fótons, com 511 keV de energia cada. Segundo Tsoulfanidis, a produção destes fótons deve ser levado em conta no cálculo de blindagem tanto para o pósitron quanto para detectores de raios gama (TSOULFANIDIS, 1995).

A energia e o momento se conservam no processo de produção de pares e são descritas pelas Equações 8 e 9.

$$h\nu = K_{-} + K_{+} + K_{at} + 2m_e c^2 \quad (8)$$

$$\vec{p}_{fóton} = \vec{p}_{-} + \vec{p}_{+} + \vec{p}_{at} \quad (9)$$

onde K_{-} , K_{+} e K_{at} são as energias cinéticas do elétron, do pósitron e do núcleo atômico, sendo este último considerado praticamente nulo. E $p_{fóton}$, p_{-} , p_{+} e p_{at} são os momentos do fóton, do elétron, do pósitron e do núcleo, respectivamente (OKUNO; YOSHIMURA, 2010).

Por fim, pela Figura 3, conclui-se que o processo produção de pares é dominante para fótons de altas energias (acima de 5 MeV) que incidem sobre materiais de alto valor de número atômico (Z).

2.1.3. Interação de Partículas Carregadas com a Matéria

Na Seção 2.1.1, dividiu-se a radiação em duas categorias: radiação ionizante e não-ionizante. Esta primeira ainda foi desmembrada em mais dois subgrupos: radiação diretamente ionizante e indiretamente ionizante. Agora, se faz necessária a introdução de um outro subgrupo importante referente a radiação diretamente ionizante, podendo ela ser formada tanto por partículas carregadas rápidas leves quanto por partículas carregadas rápidas pesadas (OKUNO; YOSHIMURA, 2010; YOSHIMURA, 2009).

O termo partícula carregada rápida leve engloba elétrons e pósitrons, seja qual for a origem desta partícula: partícula beta, criação de pares ou feixe produzido em um acelerador. Partículas carregadas rápidas pesadas são partículas ou íons atômicos com carga e massa de repouso maior que a do elétron ($m_e c^2 = 511 \text{ keV}$), com energia cinética maior que a energia de ligação dos elétrons aos átomos do meio, como, por exemplo, um feixe de prótons, íons de ferro, partículas alfa, dentre outros. Neste trabalho, tratar-se-á apenas da interação de partículas carregadas rápidas leves com a matéria. Contudo, uma abordagem mais aprofundada sobre a interação de todas as partículas carregadas rápidas com a matéria pode ser encontrada em OKUNO & YOSHIMURA (2010) e SMITH (2000) (OKUNO; YOSHIMURA, 2010; SMITH, 2000; YOSHIMURA, 2009).

2.1.3.1. Principais Processos de Interação de Partículas Carregadas

São cinco tipos de interações que uma partícula carregada rápida pode ter com a matéria e que são consideradas relevantes na Física Médica:

1. Colisão inelástica com o átomo: também chamada de colisão suave, trata-se da interação da partícula carregada rápida com elétrons das últimas camadas de valência, alterando levemente a direção da partícula primária e, por consequência, gerando excitação dos átomos ou elétrons orbitais ou, de forma mais rara, ionização. Neste

tipo de interação há uma pequena perda de momento e energia da partícula incidente. É o tipo mais frequente de interação de partículas carregadas rápidas pesadas.

2. Colisão inelástica com elétron fortemente ligado: também conhecida como colisão dura, é o tipo de colisão onde a partícula carregada rápida colide frontalmente com elétrons de camadas mais internas do átomo. Desta interação, podem resultar a ionização ou a excitação do átomo-alvo, gerando radiação ionizante pela partícula primária pós-interação, elétron rápido (secundário), elétrons Auger e raios X característicos.
3. Colisão elástica com o núcleo: interação onde a aproximação da partícula primária com o núcleo do átomo reflete em uma grande mudança de direção da partícula carregada rápida (sem alteração na sua energia) e no recuo do núcleo.
4. Colisão inelástica com o núcleo: é o tipo de interação geralmente atribuída a elétrons e pósitrons, onde há o freamento da partícula incidente pelo núcleo, fazendo com que ela perca grande parte de sua energia e emita um fóton de raios X de *Bremsstrahlung* (ou radiação de freamento).
5. Aniquilação do pósitron: tipo de interação exclusivamente associada a pósitrons, ocorre quando um pósitron se aniquila junto a um elétron do meio, gerando um par de fótons com energia igual ou maior que 511 keV cada.

Devido ao núcleo atômico ser muito pequeno em relação a eletrosfera (seu raio é cerca de 10^5 vezes menor que o raio do átomo) (SALMERON, 2008), somado ao fato da nuvem eletrônica blindar o campo elétrico nuclear, têm-se que as interações de partículas carregadas rápidas ocorrem mais comumente com os

elétrons da eletrosfera do que com o núcleo do átomo. Além disso, espera-se que colisões suaves sejam muito mais frequentes que colisões duras. Por fim, a probabilidade de ocorrência de cada um desses tipos de interação depende de fatores como carga, massa e velocidade da partícula incidente, além do parâmetro de impacto da colisão (OKUNO; YOSHIMURA, 2010; YOSHIMURA, 2009).

2.2. Grandezas e Unidades Dosimétricas

2.2.1. Dose Absorvida (D)

Entende-se como dose absorvida a grandeza física referente a energia de radiação (E) transferida em uma região com dada massa (m). De forma geral, ela pode ser equacionada como sendo:

$$D = \frac{dE_{ab}}{dm} \quad (10)$$

onde dE_{ab} é a parcela da energia da partícula absorvida ao meio de volume dm (OKUNO; YOSHIMURA, 2010).

Há ainda outras duas formas desta grandeza física ser equacionada quanto ao tipo de radiação incidente. A primeira é com relação à fluência de partículas carregadas rápidas, e está representada na Equação 11 abaixo:

$$D = \left(\frac{dE}{\rho dm} \right)_c \frac{N}{S} \quad (11)$$

onde $\left(\frac{dE}{\rho dm} \right)_c$ é o poder de freamento mássico de colisão da partícula carregada rápida no material, N é o número de partículas carregadas rápidas e S a área do alvo incidente. A razão $\frac{N}{S}$ pode ser entendida como fluência das partículas carregadas rápidas incidentes (OKUNO; YOSHIMURA, 2010).

A segunda equação relaciona a dose absorvida com a fluência de fótons. Contudo, ela somente é válida caso seja obedecida a condição de equilíbrio eletrônico (ver Seção 2.2.3) no meio.

$$D = \left(\frac{\mu_{ab}}{\rho} \right)_{meio} \psi \quad (12)$$

onde $\left(\frac{\mu_{ab}}{\rho} \right)_{meio}$ é o coeficiente mássico de absorção de energia do material e ψ é a fluência de fótons dada por:

$$\psi = \frac{N}{S} h\nu \quad (13)$$

onde N é o número de fótons, S é a área incidente e $h\nu$ é a energia de cada fóton. A unidade adotada pelo SI para dose absorvida é o *gray* (Gy) (OKUNO; YOSHIMURA, 2010).

Outra unidade que pode ser utilizada para representar a dose absorvida é o *rad* (acrônimo de radiation absorbed dose), sendo:

$$1 \text{ cGy} = 1 \text{ rad} = 10^{-2} \frac{\text{J}}{\text{kg}} \quad (14)$$

2.2.2. Kerma (K)

Assim como a dose absorvida, o kerma (acrônimo de Kinect Energy Released per unit of Mass) é tido como a grandeza física que trata de uma razão entre energia e massa em um meio material. Contudo, ela se difere da dose absorvida por tratar apenas das partículas carregadas rápidas liberadas por uma radiação indiretamente ionizante, especificamente no exato momento em que estas partículas carregadas rápidas são geradas. Portanto, quando se fala de kerma, está se referindo à soma das energias cinéticas iniciais de todas as partículas carregadas liberadas pela radiação indiretamente ionizante (OKUNO; YOSHIMURA, 2010).

Para o caso de fótons com energias menores, é esperado que o valor do kerma seja aproximadamente equivalente ao valor da dose absorvida. Já para fótons com energias maiores (como é o caso de fontes de Co-60 ou de parte do espectro de raios X de “megavoltagem” de um acelerador linear, utilizados em tratamentos radioterápicos) é necessário que seja obedecida a condição de equilíbrio eletrônico (ver Seção 2.2.3) para que os valores de dose absorvida e kerma sejam equivalentes (JOHNS; CUNNINGHAM, 1983; OKUNO; YOSHIMURA, 2010; SCAFF, 1997).

Portanto, o kerma pode ser equacionado da seguinte forma:

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} \quad (15)$$

sendo dE_{tr} a soma das energias cinéticas iniciais de todas as partículas carregadas produzidas em um volume de massa dm (OKUNO; YOSHIMURA, 2010).

Há ainda a representação do kerma em função da fluência de fótons como sendo:

$$K_{meio} = \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{meio} \psi \quad (16)$$

onde $\left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)$ é o coeficiente mássico de transferência de energia ao meio e ψ é a fluência de fótons. Esta equação não depende da condição de equilíbrio eletrônico (OKUNO; YOSHIMURA, 2010).

2.2.3. Região de *Build Up* e Equilíbrio Eletrônico

A região de equilíbrio eletrônico e a região de *build up* são conceitos extremamente importantes, principalmente ao se tratar de uma irradiação com fótons de altas energias (acima de 1 MeV) em material tecido-equivalente, como é

o caso de tratamentos de pacientes na radioterapia com fontes de Co-60 (cobaltoterapia) e feixes de raios X de “megavoltagem” de aceleradores lineares.

Para explicar tal condição, considera-se um esquema simplificado formado por um feixe de fótons com a mesma alta energia incidindo sobre um dado alvo. Além disso, supõe-se que todos os elétrons são produzidos com uma mesma energia cinética, percorrem um mesmo trajeto de alcance R em uma mesma direção e não produzem fótons por freamento (*bremsstrahlung*) (JOHNS; CUNNINGHAM, 1983; SCAFF, 1997).

A Figura 6 apresenta um esquema onde cinco fótons incidem um dado material. Dividindo este meio em regiões de mesmo tamanho de A a H, toma-se, então, que cada fóton produz elétrons de mesmo alcance R. Esses elétrons sempre realizam a mesma sequência de ionizações no meio: 6 na primeira região, 9 na segunda, 25 na terceira e 60 na quarta.

Figura 6 - Esquema de ionização por fótons do meio formando a região de *build up* (adaptado) (SCAFF, 1997).

	A	B	C	D	E	F	G	H
I	6	9	25	60				
II		6	9	25	60			
III			6	9	25	60		
IV				6	9	25	60	
V					6	9	25	60
Total de ionizações por região	6	15	40	100	100	94	85	60

Assim, quando somadas as ionizações realizadas por cada um dos cinco fótons, têm-se que nas regiões D e E são produzidas 100 ionizações. Contudo, com a atenuação do feixe primário de fótons, o número total de ionizações começa a diminuir.

Ao voltar-se para os dois tipos de radiações presentes neste modelo hipotético, há dois comportamentos físicos importantes a serem destacados:

1. Os elétrons, por serem partículas carregadas rápidas, têm seu número de ionizações inversamente proporcional à sua velocidade:

$$I \propto \frac{1}{v} \quad (17)$$

ou seja, quanto mais o elétron viaja, menor sua velocidade e mais ionizações ele produz. Consequentemente, a fluência de elétrons aumenta conforme o elétron percorre seu trajeto por causa dos novos elétrons ejetados dos átomos do alvo durante as ionizações (SCAFF, 1997).

2. Os fótons, por sua vez, têm um comportamento de fluência oposto ao dos elétrons, uma vez que eles não são freados em seu trajeto como as partículas carregadas rápidas, mas, sim, interagem “por completo” com a matéria, seja por efeito fotoelétrico, espalhamento Compton ou produção de pares. O número de fótons de um feixe penetrando um material é dado por:

$$N = N_0 e^{-\mu x} \quad (18)$$

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (19)$$

onde N e N_0 são o número final e inicial de fótons e I e I_0 são a intensidade final e inicial de fótons, respectivamente; x é a espessura percorrida pelo feixe no alvo e μ é o coeficiente de atenuação específico do elemento que compõe o alvo. O termo $e^{-\mu x}$ pode ser compreendido como a fração de fótons que não interagiram

ao atravessar o meio por qualquer um dos processos de interação anteriormente discutidos (ver Seção 2.1.2). A possibilidade de não interação dos fótons contrasta com os processos de interação das partículas carregadas rápidas, pois se considera que estas possuem 100% de probabilidade de interagir com o meio material (OKUNO; YOSHIMURA, 2010; SCAFF, 1997; YOSHIMURA, 2009).

Assim, é evidente que, conforme o feixe de fótons penetra o material, sua fluência diminui.

Como discutido na Seção 2.2.1, a dose absorvida é diretamente proporcional à fluência dos elétrons (ver Equação 12). Logo, é esperado que a dose absorvida aumente conforme o feixe penetre o alvo, pois a fluência dos elétrons também está aumentando. No entanto, com a fluência de fótons diminuindo, deve existir um certo ponto em que haja equilíbrio, onde a fluência dos elétrons seja máxima e, depois disso, comece a diminuir. A Figura 7 ilustra o processo descrito neste parágrafo. A profundidade onde o equilíbrio é alcançado é dada por d , equivalente as regiões D e E da Figura 6. A esta região, desde a superfície do alvo até o ponto de queda da fluência eletrônica, dá-se o nome de Região de *Build Up* (SCAFF, 1997).

Na Figura 7 é possível constatar que, após a região de *build up*, tanto o kerma quanto a dose absorvida decrescem. Contudo, a dose absorvida sempre tem seu valor superior ao do kerma. E esta diferença entre os valores de dose absorvida e kerma dependerá, principalmente, da energia do feixe de fótons. Um dos motivos para que isto ocorra é o fato de que quanto maior for a energia do feixe de fótons, maior também será a sua porcentagem de atenuação no material. Para nível de comparação, um feixe de fótons de 100 keV, tem cerca de 0,24% do feixe atenuado na profundidade d . Um feixe de 3 MeV tem 5,7% de atenuação. Já um feixe de fótons de 100 MeV tem cerca de 75% do feixe atenuado quando os fótons alcançam o final da região de *build up*. A Figura 8 ilustra um caso hipotético, onde não há atenuação dos fótons no material (JOHNS; CUNNINGHAM, 1983).

Figura 7 - Esboço comparativo entre dose absorvida e kerma em função da profundidade para o caso onde há atenuação de fótons (adaptado) (SCAFF, 1997).

Figura 8 - Comparação entre dose absorvida e kerma em função da profundidade para o caso onde não há atenuação de fótons. Formação das regiões de *build up* e equilíbrio eletrônico (adaptado) (JOHNS; CUNNINGHAM, 1983).

Pela Figura 8 é perceptível que, após alcançar a profundidade d , o kerma e a dose absorvida permanecem com os mesmos valores. A esta região, após a Região de *Build Up*, dá-se o nome de Região de Equilíbrio Eletrônico. Contudo, este é um caso hipotético onde não há atenuação do feixe de fótons. No geral, o que ocorre na prática se assemelha mais ao apresentado na Figura 7. Assim, para fótons de altas energias, a condição de equilíbrio eletrônico nunca é perfeitamente alcançada. O que se tem é uma aproximação desta condição que, dependendo da aplicação, se mostra suficiente para afirmar que a dose absorvida é equivalente ao kerma (JOHNS; CUNNINGHAM, 1983; SCAFF, 1997).

2.3. Dispositivos Semicondutores

Semicondutores podem ser compreendidos como um caso especial de materiais isolantes, inclusive se comportando como tal à temperatura de 0 K. Suas bandas de valência e condução são separadas por uma faixa de banda proibida de energia, também chamada de *gap* de energia (E_G). A Figura 9 apresenta a diferença entre o diagrama de energia de metais e isolantes. A não existência de um *gap* de energia E_G entre as bandas de condução e valência é a propriedade que torna metais como bons condutores de cargas. Utilizando o mesmo raciocínio, quanto maior for o *gap* de energia E_G de um material isolante, melhores serão as qualidades desse material como isolante. Apesar de não haver um consenso, geralmente, são considerados semicondutores materiais com a banda proibida de energia menor do que 3 ou 4 eV. Acima deste valor o material pode ser considerado um isolante. Para fins de comparação, o silício (Si), um dos elementos mais utilizados na produção de dispositivos semicondutores, possui um valor de banda proibida de 1,12 eV; já o dióxido de silício (SiO_2), material isolante que pode ser aplicado na tecnologia MOSFET e demais dispositivos semicondutores, possui uma banda proibida de energia de 9 eV. Além do silício, diversos outros elementos ou compostos podem ser empregados em semicondutores, como, por exemplo, o germânio (Ge), o arseneto de gálio (GaAs) ou o sulfeto de cádmio (CdS) (SWART, 2008).

Figura 9 - Diagrama de energias característicos de metais (à esquerda) e isolantes (à direita) (SWART, 2008).

2.3.1. Semicondutores Intrínsecos e Extrínsecos

O semicondutor intrínseco é o caso ideal de um semicondutor puro, ou seja, sem qualquer adição de impurezas. Apesar de não existirem semicondutores com tal grau de pureza na prática, ele é comumente utilizado como base para representação dos modelos de semicondutores e de suas propriedades. O modelo de ligações químicas de um semicondutor intrínseco composto pelo elemento silício, por exemplo, é mostrado na Figura 10. O silício possui o número atômico 14 e pertence à família 4A dos semimetais. Uma rede cristalina de silício é feita por ligações covalentes entre os 4 elétrons da camada de valência.

Contudo, o que torna os semicondutores tão importantes são as suas propriedades quando impurezas são adicionadas, de forma controlada, à estrutura da sua rede cristalina por técnicas de dopagem. A este tipo de semicondutor dá-se o nome de semicondutor extrínseco. Estas impurezas nada mais são que átomos que ocupam o lugar do átomo de silício na estrutura da rede cristalina do semicondutor. Quando a dopagem é realizada com elementos da coluna 3A da tabela periódica, um átomo com 3 elétrons em sua última camada ocupará a rede cristalina. É o caso do átomo de boro, por exemplo, que ao ser adicionado a um semicondutor de silício deixa uma das ligações covalentes incompleta. A este estado vazio não preenchido por um elétron dá-se o nome de lacuna, buraco ou *hole*. Por outro lado, se a dopagem é realizada com elementos

da família 5A, a impureza terá 5 elétrons na camada de valência. Isto se aplica, por exemplo, a dopagens realizadas com átomo de fósforo que, ao ser adicionado ao cristal de Si, excede em um elétron suas ligações covalentes com os átomos de silício vizinhos, gerando um elétron livre. A Figura 11 ilustra um semiconductor dopado tanto com átomo de boro (família 3A) quanto de fósforo (família 5A) (SWART, 2008).

Figura 10 - Modelo de ligações químicas de semicondutores intrínsecos (SWART, 2008).

Após abordar o conceito de dopagem de um material, se torna conveniente definir outros dois importantes conceitos ao se trabalhar com semicondutores: átomos doadores e átomos aceitadores. Um átomo doador é aquele que tem elétrons em excesso e, após doar o seu elétron, se torna um íon positivo. Um átomo aceitador é aquele que tem elétrons em falta e, ao receber um elétron, se torna um íon negativo. Assim, quando se falar em concentração de doadores ou aceitadores em um semicondutor, nada mais é do que a densidade de átomos doadores ou aceitadores, dado em número de átomos por unidade de área (SWART, 2008).

Figura 11 - Ilustração das ligações químicas de um semiconductor dopado com boro e fósforo (INFOESCOLA, 2018).

2.3.2. Geração e Recombinação de Portadores

Lacunas e elétrons livres em um semiconductor recebem o nome de portadores. Deve-se ressaltar, contudo, que uma lacuna não passa de um artifício matemático para justificar o movimento do elétron dentro de um cristal, não existindo, portanto, a ideia de uma “lacuna livre” no semiconductor ou de uma radiação composta por um “feixe de lacunas”, como no caso de elétrons.

A concentração de portadores em um semiconductor diz respeito ao número de lacunas e elétrons livres no material. Para um semiconductor puro, essa concentração recebe o nome de concentração intrínseca (n_i) e tem o mesmo valor para elétrons e lacunas. Em outras palavras

$$n_i = n = p \quad (20)$$

onde n e p são as concentrações de elétrons e lacunas, respectivamente.

Sabe-se que, na temperatura de 0 K, o semicondutor se comporta como um isolante, não havendo nenhum elétron na banda de condução. Contudo, quando a temperatura é maior que 0 K (por exemplo, à temperatura ambiente), pode ocorrer o processo de geração térmica, no qual os átomos excitados da rede cristalina transferem energia suficiente para que os elétrons da banda de valência vençam a banda proibida de energia E_G , passando à banda de condução, e gerando um par elétron-lacuna. Partindo deste raciocínio, portanto, a taxa de geração de portadores pode ser colocada como função da temperatura e da banda proibida de energia:

$$G = f(T, E_G) \quad (21)$$

Por outro lado, estes mesmos portadores têm uma chance de se recombinar, podendo essa taxa de recombinação ser descrita por:

$$R = \alpha np \quad (22)$$

onde α é a probabilidade de ocorrer a recombinação (SWART, 2008).

Assim, em um sistema em equilíbrio térmico, a taxa de geração e recombinação de portadores pode ser retratada pela Equação 23:

$$R = \alpha np = G = f(T, E_G) \quad (23)$$

2.3.3. Deriva e Difusão de Portadores

Comumente, quando um semicondutor é empregado, são aplicadas fontes de energia externas sobre ele, como um feixe de radiação ou um campo elétrico. Estes estímulos podem acarretar em diferentes comportamentos dos portadores, sendo elas: a deriva, a difusão, a geração, a recombinação, o tunelamento, a emissão termiônica e a avalanche. Nesta seção, serão tratadas as duas

primeiras, as demais podem ser consultadas no livro-texto *Semicondutores*, de J. W. Swart (SWART, 2008).

A ação de deriva é a resposta dos portadores de um semicondutor a um campo elétrico. Além do movimento browniano, resultante da energia térmica ($T > 0$ K) do semicondutor, os portadores podem responder a um campo elétrico aplicado. Caso este campo elétrico seja pouco intenso, a velocidade média com que estes portadores viajam pelo semicondutor pode ser estimada pela Equação 24 abaixo:

$$v_d = \frac{a\tau_c}{2} = \frac{q\epsilon\tau_c}{2m^*} = \mu_M\epsilon \quad (24)$$

onde, v_d é chamada velocidade de deriva, a é a aceleração atribuída a força do campo elétrico aplicado, ϵ é o campo elétrico aplicado, τ_c é o tempo médio entre colisões de portadores, q é a carga unitária elementar⁵, μ_M é a mobilidade do portador⁶ e m^* a massa efetiva do portador (SWART, 2008). Os conceitos de massa efetiva (m^*) e tempo médio entre colisões (τ_c) são abordados mais adiante.

Quando aplica-se campos elétricos (ϵ) pouco intensos, a velocidade de deriva (v_d) será muito baixa e a velocidade do portador é próxima a sua velocidade térmica (na ordem de 10^7 cm/s para semicondutores de silício), uma vez que a força do campo elétrico pouco contribuirá no movimento do portador. Conforme a intensidade do campo elétrico é aumentada, a contribuição da ação de deriva também aumenta, o que torna a velocidade de deriva um fator cada vez mais relevante na velocidade média do portador. Entretanto, há um ponto de saturação na velocidade do portador, e ele é alcançado quando a velocidade de deriva é da ordem de grandeza da velocidade térmica. Isto ocorre pois, para campos elétricos muito intensos, há uma variação da massa efetiva do portador e uma queda no tempo médio de colisão entre portadores devido ao aumento da

⁵ $q = 1,6021766208 \times 10^{-19}$ C (extraído do NIST)

⁶ Aqui, a mobilidade do portador é denotada pelo símbolo μ_M para diferenciar do coeficiente de atenuação (μ). Contudo, na literatura a mobilidade do portador pode ser encontrada simbolizada por μ (SWART, 2008).

energia cinética dos portadores pelo campo elétrico aplicado. A Figura 12 apresenta o que foi discutido neste parágrafo, mostrando o aumento da velocidade de deriva para elétrons e lacunas em um semicondutor de Si, e para elétrons de um semicondutor de GaAs. Nota-se que, a partir do valor de intensidade de campo elétrico de 10^5 V/cm, a velocidade de deriva para todos os portadores é praticamente constante devido a saturação da mesma.

A mobilidade é uma característica muito importante na modelagem do transporte de portadores em dispositivos semicondutores. Ela atua como uma constante de proporcionalidade para velocidade de deriva e depende de grandezas como: tipo de portador, temperatura, dopagem e campo elétrico aplicado. Da Equação 24 obtém-se a Equação 25, que indica serem duas as principais variáveis responsáveis pela diferença na mobilidade entre portadores: seu tempo médio entre colisões de portadores e sua massa efetiva.

$$\mu_M = \frac{q\tau_c}{2m^*} \quad (25)$$

Assim, a dependência da mobilidade para o tipo de portador, temperatura, dopagem e campo elétrico aplicado aparece de forma indireta, uma vez que estes fatores variam a massa efetiva e o tempo médio entre colisões dos portadores, como será descrito adiante.

O conceito de massa efetiva é definido como a atribuição de uma massa fictícia ao elétron que leva em consideração todos os efeitos de seu comportamento quântico no cristal, permitindo, dessa maneira, um tratamento clássico do portador no semicondutor. A variação da massa efetiva de um portador depende do campo elétrico aplicado, do tipo de portador, da orientação do portador na rede cristalina e do tipo de material que compõe o semicondutor. A diferença entre massas efetivas explica, por exemplo, por que elétrons têm maior mobilidade em semicondutores de GaAs do que em semicondutores de silício, uma vez que a massa efetiva de elétrons em GaAs é menor do que em Si. Todavia, quando se compara a massa efetiva do elétron com a massa de repouso num semicondutor de silício, por exemplo, vê-se que ela é 18% maior que sua

massa de repouso; em contrapartida, a massa efetiva da lacuna, neste mesmo semiconductor, é 19% menor que a massa de repouso do elétron. Conclui-se, portanto, que, apesar da mobilidade ser inversamente proporcional à massa efetiva, o elétron só poderia possuir uma mobilidade maior que a da lacuna devido ao seu maior tempo médio de colisão com os componentes da estrutura cristalina. O tempo médio de colisão são ocasionados por desvios na trajetória do portador, e compreende desde colisões do portador com o núcleo de átomos do semiconductor, até espalhamentos gerados pela perturbação do potencial periódico da rede cristalina. Estes espalhamentos gerados pela perturbação do potencial da rede, por sua vez, podem ser variados por fatores como: temperatura, devido ao aumento da vibração térmica dos átomos do cristal aumentar sua seção de choque; densidade de impurezas ou dopantes, que podem perturbar o potencial da rede; e defeitos da própria rede, como vacâncias e discordâncias, que também alteram o potencial periódico local da rede.

Figura 12 - Comportamento da velocidade de deriva do portador por intensidade de campo elétrico para lacunas e elétrons em um semiconductor de silício, e para elétrons em um semiconductor de GaAs (SWART, 2008; SZE; NG, 2007).

Vale ressaltar que, por exemplo, em semicondutores de silício à baixa dopagem (densidade de impurezas $< 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) e temperatura ambiente ($T \approx 300 \text{ K}$) elétrons possuem uma mobilidade cerca de três vezes maior que lacunas. Outro caso que deve ser destacado, é quando olha-se para a mobilidade de portadores em isolantes de dióxido de silício (SiO_2), nos quais esta diferença é ainda maior se comparado a semicondutores de silício, podendo a mobilidade do elétron ser da ordem de 10^4 a 10^{11} vezes maior que a mobilidade da lacuna (MA; DRESSENDORFER, 1989; SWART, 2008).

A ação de difusão, por sua vez, é aquela na qual uma força, oriunda do gradiente de concentração de portadores dentro do semicondutor, tende a gerar um fluxo de portadores a fim de tornar uniforme a distribuição destes portadores no sistema. Ela não é uma ação exclusiva de portadores em semicondutores. Um exemplo da ação de difusão no cotidiano é a propagação de odores (um perfume, um vazamento de gás de cozinha ou a fumaça de um cigarro) num ambiente. De modo geral, o fluxo que resulta do processo de difusão unidimensional pode ser descrito pela Equação 26:

$$F = -D \frac{dN}{dx} \quad (26)$$

onde D é o coeficiente de difusão de portadores, dado em unidade de área por unidade de tempo, e o diferencial $\frac{dN}{dx}$ é a variação da concentração de portadores em dado espaço da estrutura do semicondutor (SWART, 2008).

2.4. O Dispositivo MOSFET

Nesta seção, será abordado o principal objeto de estudo deste trabalho: o Transistor de Efeito de Campo Metal-Óxido-Semicondutor, mais conhecido como MOSFET (do inglês: *Metal-Oxide-Semiconductor Field Effect Transistor*). Sua apresentação se dará por meio da introdução de seus componentes, seguida de uma breve explicação das condições de funcionamento de um capacitor MOS, culminando naquele que é, certamente, o principal conceito de interesse nesta

dissertação e de quaisquer aplicações deste tipo de transistor como um detector de radiação: a tensão de limiar (V_T). Por fim, serão brevemente tratadas as relações corrente-tensão características de um dispositivo MOSFET.

2.4.1. Introdução e Principais Componentes do MOSFET

O MOSFET é um conhecido dispositivo semicondutor de efeito de campo bastante apropriado para uso em aparatos eletrônicos de alta performance. Estima-se que ele seja o elemento básico de cerca de 95% dos circuitos integrados modernos, sendo aplicado, por exemplo, desde mísseis, robôs, veículos espaciais e supercomputadores até amplificadores, sistemas de som de automóveis e calculadoras domésticas (HOLMES-SIEDLE; ADAMS, 2007; “MOSFET: MOSFET Applications. Eletronics Hub”, 2018; SWART, 2008). Em síntese, seu funcionamento se baseia no controle da passagem de uma corrente elétrica a partir de um campo elétrico aplicado.

Os terminais, componentes básicos de um dispositivo MOSFET típico, são mostrados no diagrama esquemático simplificado da Figura 13. São eles: a porta (*gate*), a fonte (*source*), o dreno (*drain*) e o substrato (*substrate*). A região logo abaixo da porta é chamada de canal (*channel*). Esta região possui um comprimento L , sendo por ela onde a principal corrente elétrica (I_D) fluirá, dependendo da tensão aplicada na porta, como veremos com mais detalhes nas próximas seções. O termo W indica a largura do dispositivo MOSFET.

Dependendo do tipo de portador que é conduzido pelo seu canal, o MOSFET pode ser classificado como de tipo P ou tipo N. Um MOSFET de canal P é aquele que necessariamente conduz lacunas e um MOSFET canal N é aquele que conduz elétrons.

Caso o dispositivo não esteja polarizado, ou seja, caso não haja uma tensão V_{GS} (ou V_G) aplicada entre a fonte e a porta, diz-se que o dispositivo está em modo de enriquecimento (*enhancement mode*), também tratado na literatura como estado “*off*”. Em contrapartida, caso o dispositivo esteja polarizado por uma tensão V_G , diz-se que está em modo de depleção (*depletion mode*), também tratado na literatura como estado “*on*” (MA; DRESSENDORFER, 1989; SZE; NG,

2007). Destaca-se que, para que seja possível o monitoramento em tempo real da dose aplicada, que é a proposta do dosímetro MOSFET deste trabalho, o detector tem de estar obrigatoriamente em modo de enriquecimento, que, neste caso, pode também receber o nome de modo ativo. Analogamente, um dosímetro MOSFET se diz em modo passivo caso esteja em modo de enriquecimento durante a irradiação (MA; DRESSENDORFER, 1989).

Figura 13 - Diagrama esquemático⁷ simplificado de um MOSFET canal tipo p (adaptado) (MA; DRESSENDORFER, 1989; SZE; NG, 2007)

2.4.2. O Capacitor MOS

Para que seja dada sequência na explicação sobre o dispositivo MOSFET, se faz necessário tratar daquele que é o elemento chave de sua estrutura: o capacitor MOS. Um capacitor MOS é uma estrutura composta da sequência metal-óxido-semicondutor, como está ilustrado na Figura 14.

O contato de metal depositado sobre o óxido (SiO_2) é chamado de terminal de porta. Ele geralmente tem $0,5 \mu\text{m}$ de espessura, e é responsável pela principal comunicação do capacitor com o restante do dispositivo ou com circuitos adjacentes, podendo ser constituído de alumínio, silício policristalino altamente

⁷ O sinal de + na frente da letra p (p^+), visto nos terminais fonte e dreno na Figura 13, significa que p tem dopagem muito maior que o substrato-n (SWART, 2008).

dopado, liga metal-silício ou pela combinação de todos estes materiais em camadas.

Figura 14 - Estrutura de um capacitor MOS (SWART, 2008).

Abaixo do metal se localiza o isolante feito de dióxido de silício (SiO_2) - que funciona como volume sensível à radiação para detectores do tipo MOSFET. Sua espessura em dispositivos MOSFET comerciais costuma variar entre 2 e 1000 nm. Seu tratamento dentro da estrutura do capacitor MOS é similar a um capacitor de placas paralelas, sendo comumente atribuído a ele a sigla C_{ox} . A Equação 27 apresenta uma das possíveis relações para representar a capacitância do isolante:

$$C_{ox} = \frac{\epsilon_{ox}}{d_{ox}} \quad (27)$$

onde ϵ_{ox} é a constante de permissividade elétrica e d_{ox} é a espessura do óxido. Desta forma, quando maior for a espessura do isolante, menor será sua capacitância.

Por último, tem-se o substrato, formado por um semicondutor extrínseco de silício (Si) do tipo P ou N, localizado logo abaixo do isolante. É próximo à interface do isolante com o semicondutor que é formado o canal por onde flui a corrente entre a fonte e o dreno do dispositivo MOSFET (ver Figura 13). Este canal é necessariamente formado por portadores minoritários do semicondutor. Ou seja, o canal é formado por aqueles portadores que não são os portadores de maior concentração (majoritários) do substrato. Assim, um dispositivo MOSFET composto por um capacitor MOS com substrato do tipo N, terá um canal do tipo P entre a fonte e o dreno; e vice-versa (SWART, 2008).

2.4.2.1. Diagrama de Bandas Característico de um Capacitor MOS

Vale ainda ressaltar que, assim como fora apresentado para metais e isolantes genéricos na Figura 9, também podem ser representados os diagramas de bandas de energias individuais dos componentes do capacitor MOS, como mostra a Figura 15, sendo: Φ_M a função trabalho do metal, que pode ser entendida como a energia necessária para um elétron escapar do metal; χ a afinidade eletrônica do semicondutor; χ_i é a afinidade eletrônica do isolante; e E_0 é chamado de nível de energia do vácuo.

Na Figura 15, E_v e E_c são, respectivamente, as energias da banda de valência e da banda de condução dos materiais que compõem o capacitor MOS separadamente, tal qual o diagrama de bandas genérico para metais e isolantes que fora utilizado na Figura 9. O termo E_F é o nível de referência Fermi, e está relacionado com a função estatística de distribuição de Fermi-Dirac (Equação 28), desde que o sistema seja não-degenerado. Ou seja, desde que a temperatura seja tal que $E > E_F + 3kT$, onde k é a constante de Boltzmann⁸ e T é a temperatura em Kelvin. Caso o sistema seja degenerado, a função de Fermi-Dirac acaba não sendo a que melhor representa a distribuição de estados ocupados do

⁸ $k = 1,38064852 \times 10^{-23}$ J/K (extraído do NIST)

semicondutor. De modo geral, E_F é definido pela mecânica estatística como o nível de energia onde a probabilidade dos estados quânticos estarem ocupados por elétrons é de 50% a uma dada temperatura.

Figura 15 - Diagrama de bandas de energia individuais de cada um dos componentes de um capacitor MOS tipo P (SWART, 2008).

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{(E - E_F)/kT}} \quad (28)$$

O termo E_i da Figura 15 é chamado de nível de Fermi intrínseco e vale, aproximadamente, -0,0128 eV para um semicondutor intrínseco de silício à temperatura ambiente (~300 K), caso considere-se o centro da banda proibida como referência (0 eV). Assim, E_i pode ser atribuído, de forma aproximada, como sendo a média entre o nível de energia da banda de condução (E_C) e da banda de valência (E_V) do semicondutor intrínseco (DONALD A. NEAMEN, 2003). Quando se trata de um semicondutor intrínseco, é tido que $E_i = E_F$. Contudo, para o caso de um capacitor MOS que possui um semicondutor extrínseco, $E_i \neq E_F$.

Garantindo que o nível de dopagem do semiconductor não o torne degenerado, ou seja, que $|E_F - E_c| > 3kT$ e $|E_F - E_v| > 3kT$, expressa-se a variação do nível de Fermi de um semiconductor extrínseco em relação à dopagem, tipo P (Equação 29) ou tipo N (Equação 30), e em relação à temperatura do semiconductor como segue:

$$E_F = E_i - kT \ln \frac{N_A}{n_i} \quad (29)$$

$$E_F = E_i + kT \ln \frac{N_D}{n_i} \quad (30)$$

onde, E_F é o nível de Fermi, E_i é o nível intrínseco de Fermi, k é a constante de Boltzmann, N_A é a concentração de dopantes doadores, N_D é a concentração de dopantes aceitadores e n_i é a concentração intrínseca de portadores.

Ainda refletindo sobre as relações do nível de Fermi (E_F), à temperatura constante, tanto pela Figura 15 quanto pelas Equações 29 e 30, vê-se que ele sempre se aproxima da banda de condução ou de valência dependendo do tipo de dopagem aplicada no semiconductor. Ao se voltar, por exemplo, para um semiconductor do tipo N, é tido que E_F está mais próximo da banda de condução do que da banda de valência. Isto se deve ao maior número de elétrons do que lacunas dentro do cristal de silício. De forma análoga, um semiconductor do tipo P tem E_F mais próximo da banda de valência, devido ao seu maior número de lacunas do que de elétrons. A Figura 16 compara as bandas de energia características de um semiconductor intrínseco e extrínseco (tipo N e P) (DONALD A. NEAMEN, 2003; SWART, 2008).

Figura 16 - Comparação das bandas de energia características de um semiconductor: a) intrínseco; b) tipo n; c) tipo p (SWART, 2008).

2.4.2.2. Capacitor MOS Ideal

Em um primeiro momento, como é comum na física, tratar-se-á de um capacitor MOS ideal para vias de simplificação. Feito isto, serão realizadas as devidas correções na seção seguinte, para um modelo de capacitor MOS mais próximo do modelo prático.

Caso um capacitor MOS seja considerado ideal, assumem-se as seguintes condições (MA; DRESSENDORFER, 1989):

- I. Não há corrente fluindo através do isolante;
- II. Não existem cargas no isolante;
- III. O semiconductor está dopado uniformemente;
- IV. Não há armadilhas na interface SiO_2/Si .
- V. Não existe diferença na função trabalho entre o metal e o semiconductor ($\Phi_{MS} = \Phi_M - \Phi_S = 0$);

Considerando o capacitor MOS ideal em equilíbrio térmico, pode-se dizer que são quatro as condições de funcionamento: banda plana (*flatband*), acumulação, depleção e inversão. Há ainda a subcategorização da região de depleção quando em limiar de inversão fraca ou limiar de inversão forte, que será melhor tratada no decorrer do texto. A magnitude e a polaridade da tensão de porta (V_G) são responsáveis por estabelecer em quais das condições o capacitor MOS se encontra. A Tabela 1 apresenta as condições de funcionamento de um capacitor MOS ideal hipotético do tipo P e do tipo N, sendo V_{GI} o valor de tensão

de limiar para inversão fraca e V_T o valor de tensão de limiar para inversão forte, sendo o último tratado também somente por tensão de limiar na literatura.

Tabela 1 - Condições de funcionamento de um capacitor MOS ideal dos tipos P e N dependente de V_G .

Condição de Funcionamento	Substrato tipo P	Substrato tipo N
Banda Plana	$V_G = 0$	$V_G = 0$
Acumulação	$V_G < 0$	$V_G > 0$
Depleção e Limiar de Inversão Fraca	$V_{Gi} \geq V_G > 0$	$V_{Gi} \leq V_G < 0$
Depleção e Limiar de Inversão Forte	$V_T > V_G > V_{Gi}$	$V_T < V_G < V_{Gi}$
Inversão Forte	$V_G \geq V_T$	$V_G \leq V_T$

A fim de realizar uma breve descrição de cada uma das condições de funcionamento do capacitor MOS ideal da Tabela 1, será adotado como referência um capacitor MOS ideal com substrato do tipo N – que é o mesmo tipo de substrato utilizado em capacitores MOS de dosímetros MOSFET como o deste trabalho. Assim, quando não é aplicada nenhuma tensão de porta ($V_G = 0$) tem-se estabelecida a condição de banda plana. Isto se deve as cinco condições inicialmente adotadas para um capacitor MOS ideal, garantindo um nível de Fermi (E_F) constante nos três materiais que o compõem e, portanto, um diagrama de bandas como mostrado na Figura 17a.

A condição de banda plana de um capacitor MOS ideal deixa de existir a partir do momento em que uma tensão de porta é aplicada. Caso $V_G > 0$, estará estabelecida a condição de acumulação, representada na Figura 17b. Isto ocorre devido à atração dos elétrons (portadores majoritários) do semiconductor junto a interface SiO_2/Si pela aplicação de uma tensão positiva no metal. Assim, quanto mais positivo for o valor de V_G , mais elétrons se acumularão próximos à interface (MA; DRESSENDORFER, 1989).

Figura 17 - Diagramas de banda de energia de um capacitor MOS em condição de: a) banda plana; b) acumulação; c) depleção; d) inversão (adaptado) (MA; DRESSENDORFER, 1989).

Caso $V_G < 0$, o capacitor poderá estar em uma das seguintes condições: depleção ou inversão. Para o caso onde V_G seja negativo, mas ainda menor em módulo que a tensão de limiar (V_T), ocorre a condição de depleção (Figura 17c). Nesta condição, a tensão negativa aplicada no contato de metal irá repelir os elétrons próximos à interface SiO_2/Si , criando uma região de carga espacial formada pelos doadores carregados. Assim, concomitantemente, elétrons (portadores majoritários) são repelidos e lacunas (portadores minoritários) são atraídas para superfície do semiconductor, mas, a princípio, a contribuição destas lacunas para o processo pode ser considerada insignificante. Inicialmente, esta região de depleção funcionará, de certa forma, como um isolante. Contudo, conforme aumenta-se V_G , aumenta-se também a espessura da região de depleção e eleva-se gradualmente a concentração de elétrons na interface SiO_2/Si , até o instante em que V_G alcançará um valor V_{Gi} . Enquanto $V_{Gi} < V_G$, diz-se que o capacitor está em condição de depleção e inversão fraca. Na condição de inversão fraca, o número de elétrons no semiconductor próximos à interface SiO_2/Si é sempre menor que a concentração intrínseca de portadores. Caso V_G ultrapasse o valor de V_{Gi} , mas ainda seja menor que V_T , é dito que o capacitor MOS ideal está em condição de depleção e limiar de inversão forte. Nesta condição, a concentração de elétrons será sempre menor que a concentração de dopantes (N_D), que, no caso de um semiconductor tipo N, é formada por impurezas de elementos da família 5A (MA; DRESSENDORFER, 1989; SWART, 2008).

Caso seja aplicada uma tensão de porta de valor cada vez mais negativo, até o ponto onde $V_G \leq V_T$, o capacitor estará em condição de inversão forte. Nesta condição, a tensão de porta é alta o suficiente para gerar uma concentração de lacunas na superfície do semiconductor, de forma que a região do substrato tipo N próxima à interface SiO_2/Si se assemelhe a um semiconductor do tipo P, ajudando a formar aquele que virá a ser o canal do dispositivo MOSFET do tipo P. Também deve ser ressaltado que, na condição de inversão, a espessura da região de depleção, que até então era crescente conforme o valor de V_G aumentava em magnitude, deixa de crescer e se torna praticamente constante. Isto se deve a camada de portadores (lacunas, neste caso) formada na superfície do substrato que blinda o restante do substrato do aumento do campo aplicado no contato de

metal. Prosseguindo com a explicação, é justamente o valor de tensão de limiar que é modificado quando o detector de radiação do tipo MOSFET é irradiado, como veremos nas Seções 2.5 e 2.6 mais adiante. De modo geral, a tensão de limiar de um capacitor MOS ideal varia conforme a relação da Equação 31:

$$V_T = -2\phi_F - \frac{\sqrt{2q\epsilon_S N_D 2\phi_F}}{C_{ox}} \quad (31)$$

onde C_{ox} é a capacitância do isolante (SiO_2), q é a carga do elétron, ϵ_S é a constante de permissividade elétrica do semiconductor e N_D é a concentração de impurezas doadoras do semiconductor. O termo ϕ_F é chamado de potencial de Fermi, e pode ser entendido como a diferença entre o nível de energia de Fermi intrínseco e o nível de Fermi de referência (dividido pela constante q), e expresso pelas relações da Equação 32:

$$\phi_F = \frac{1}{q} (E_F - E_i)|_{x=\infty} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_D}{n_i} \quad (32)$$

onde, $\lim_{x \rightarrow \infty} f(x)$ representa que estas energias são consideradas por toda extensão do corpo do substrato, sendo $\lim_{x \rightarrow 0} f(x)$ a interface SiO_2/Si e $\lim_{x \rightarrow \infty} f(x)$ a face oposta da superfície do substrato (ver Figura 14) (SWART, 2008).

A escolha pelo capacitor MOS ideal com semiconductor do tipo N como referência para elaboração desta seção se deu por um viés didático, visto que é o mesmo tipo de semiconductor utilizado em dosímetros MOSFET. Todavia, na literatura opta-se, geralmente, pela explicação do capacitor MOS ideal utilizando de um semiconductor do tipo P (MA; DRESSENDORFER, 1989; NICOLLIAN; BREWS, 1982; SWART, 2008; SZE; NG, 2007). A lógica aplicada é mesma, sendo apenas utilizados valores de carga e tensão de sinais opostos.

2.4.2.3. Capacitor MOS Prático

Na seção anterior, foi descrito o capacitor MOS ideal, sendo assumidas cinco condições iniciais. Todavia, na prática, essas condições que foram assumidas podem não ser atendidas, fazendo-se necessário realizar algumas correções com relação ao modelo ideal (MA; DRESSENDORFER, 1989):

- I. Há uma considerável carga imóvel no isolante;
- II. Existem também íons móveis no isolante;
- III. Existem íons móveis na interface SiO_2/Si ;
- IV. Há uma diferença na função trabalho entre o metal e o semicondutor ($\Phi_{MS} = \Phi_M - \Phi_S \neq 0$).

Destas correções, dois novos parâmetros acabam se tornando relevantes nas relações do diagrama de bandas e distribuição de cargas do capacitor MOS e, conseqüentemente, no valor de tensão de porta (V_G) necessário para atender as condições de banda plana, acumulação, depleção ou inversão. Estes parâmetros são: a carga líquida efetiva (Q_{ef}) no óxido e a diferença das funções trabalho do metal e do semicondutor ($\Phi_{MS} \neq 0$).

A carga efetiva Q_{ef} é o termo atribuído a uma carga líquida na região da interface SiO_2/Si fruto da somatória de outras três cargas encontradas nos componentes de um capacitor MOS não-ideal, sendo elas (MA; DRESSENDORFER, 1989; SWART, 2008):

- a) **Carga Armadilhada na Interface (Q_{it}):** cargas originadas pelos estados de interface dentro da banda proibida do semicondutor, uma vez que a interface entre os dois diferentes materiais, um amorfo (SiO_2) e outro uma rede cristalina periódica (semicondutor), possui o contato de duas estruturas completamente distintas, desencadeando vacâncias de oxigênio e diversas ligações incompletas de silício. Estas cargas podem ser de dois tipos: doadoras ou aceitadoras;

- b) **Carga Imóvel no Óxido (Q_{ox}):** carga fixa e positiva que se acumula próximo à interface SiO_2/Si oriunda de regiões de transição, como vacâncias de oxigênio, pelo estresse mecânico gerado no processo de fabricação, produzindo ligações atômicas incompletas e armadilhas na estrutura do óxido;
- c) **Carga Móvel no Óxido (Q_m):** formada basicamente por impurezas (como íons Na^+ , H^+ e OH^-) que tem origem em contaminações do processo de fabricação do *wafer* MOS. Estas cargas são um dos principais responsáveis por problemas de instabilidade do dispositivo MOSFET, uma vez que são suficientemente móveis em condições de operação;

Já o fato da diferença da função trabalho entre metal e semicondutor ser não-nula ($\Phi_{MS} \neq 0$) pode ser compreendida como uma tensão interna gerada pelos elétrons, tanto do metal quanto do semicondutor, na busca do estado de menor energia possível. Como os elétrons de um material com maior nível de energia de Fermi (E_F) terão, por consequência, uma energia média também maior, têm-se que, ao colocar os materiais em contato, como no caso de um capacitor MOS, os elétrons do material de maior energia média tenderão a buscar o menor estado de energia possível, que, neste caso, está no material adjacente. Se é o metal ou o semicondutor que terá o maior E_F , isso dependerá de alguns fatores. Fixando a temperatura, tem-se que a função trabalho do metal (Φ_M) é dependente do nível de energia de Fermi (E_F) e da energia do vácuo (E_0); e a função trabalho do semicondutor (Φ_S) depende do nível de dopagem do material e da afinidade eletrônica (χ) característica do semicondutor em questão, que é a energia necessária para levar um elétron do menor estado de energia da banda de condução (E_C) até o nível do vácuo (E_0).

Assim, levando em consideração que em um capacitor MOS não-ideal existem tanto uma carga líquida (Q_{ef}) quanto uma função trabalho entre o metal e o semicondutor não-nula ($\Phi_{MS} \neq 0$), é compreensível que seja necessário realizar um ajuste na Equação 31 para V_T apresentada anteriormente. Para isso, uma tensão V_{FB} será introduzida. A tensão de banda plana (V_{FB}) é a tensão de porta

(V_G) mínima para o capacitor MOS não-ideal alcançar a condição de banda plana, e leva em conta os parâmetros Q_{ef} e Φ_{MS} no cálculo de V_T da seguinte forma (SWART, 2008):

$$V_{FB} = \frac{\Phi_{MS}}{q} - \frac{Q_{ef}}{C_{ox}} \quad (34)$$

Assim, quando $V_G = V_{FB}$, o capacitor estará em condição de banda plana, como na Figura 17a para um capacitor MOS ideal. Vale ressaltar que, para o caso do capacitor MOS ideal descrito na seção anterior, $V_G = V_{FB} = 0$ V.

Deste modo, V_T pode ser reescrita adicionando o termo V_{FB} como segue:

$$V_T = V_{FB} - 2\phi_F - \frac{\sqrt{2q\epsilon_S N_D 2\phi_F}}{C_{ox}} \quad (35)$$

As condições de banda plana, acumulação, depleção e inversão obedecerão a mesma lógica já apresentada, apenas adicionando o fator V_{FB} .

2.4.2.4. Relações I-V Características de um Dispositivo MOSFET

Via de regra, o modelo físico de funcionamento de um dispositivo MOSFET, como o representado na Figura 13, é baseado em duas junções p-n (fonte-substrato e substrato-dreno) e um capacitor MOS (ver Seção 2.4.2.2 e 2.4.2.3) (MA; DRESSENDORFER, 1989). A formação de um canal tipo P ou N, geralmente com espessura na ordem de 5 nm, por onde faz fluir uma corrente I_D entre a fonte e o dreno, é controlada pela tensão entre a porta e a fonte (V_G) aplicada no contato de metal do capacitor (SZE; NG, 2007). Os portadores que formam o canal são necessariamente do mesmo tipo dos portadores minoritários do substrato e dos portadores majoritários que formam os terminais de fonte e dreno. Como já foi dito, no caso de um MOSFET do tipo P, que possui substrato do tipo N, deve ser aplicado um V_G negativo e maior em módulo que a tensão de limiar ($V_G \leq V_T$) para que seja formado um canal de portadores do tipo lacuna. As

lacunas que formam este canal são atraídas pelo efeito de campo gerado, e provêm tanto do substrato, onde são portadores minoritários, quanto dos terminais porta e dreno, onde são portadores majoritários. O mesmo raciocínio se aplica ao dispositivo MOSFET do tipo N (com substrato do tipo P), tomando-se apenas o cuidado de considerar cargas e tensões opostas.

Uma importante característica de um dispositivo MOSFET é o comportamento da corrente I_D entre a fonte e o dreno dependendo das tensões aplicadas nos terminais, como, por exemplo, a tensão V_D entre a fonte e o dreno. Considera-se, por exemplo, o caso de um dispositivo MOSFET de canal N formado, ou seja, $V_G \geq V_T$. Neste caso, ao ser aplicada uma pequena diferença de potencial V_D entre a fonte e o dreno, já estará estabelecida a condução de uma corrente de elétrons entre os terminais através do canal. Contudo, o canal pode apresentar diferentes características conforme o valor de V_D é gradualmente aumentado. Além disso, a região de depleção ao redor do dreno aumenta com o aumento de V_D . A Figura 18 ilustra o que ocorre com a condução do canal para quatro diferentes configurações de V_D .

A Figura 18a apresenta o caso em que $V_D = 0$. Neste caso, o canal estará formado, porém não estará estabelecida uma condução no canal por não haver diferença de potencial entre os terminais fonte e dreno. Para o caso em que $V_{Dsat} > V_D > 0$ (Figura 18b), onde V_{Dsat} é valor de saturação da corrente no canal, vale o que fora dito no parágrafo anterior, sendo conduzida uma corrente pelo canal do dispositivo. Contudo, para o caso onde $V_D = V_{Dsat}$ (Figura 18c) nota-se o desaparecimento gradual da comunicação do canal próximo ao dreno, que é cada vez mais acentuado para $V_D > V_{Dsat}$. Este efeito de corte da corrente I_D recebe o nome de *pinch-off*, e gera uma região de depleção de largura ΔL . Se ΔL é muito menor que o comprimento L do canal, a região de depleção de *pinch-off* fará com que a intensidade da corrente pare de aumentar e permaneça constante. Contudo, caso ΔL tenha um valor equiparável a L , a corrente voltará a crescer de forma linear por um processo que recebe o nome de *channel length modulation*. A Figura 19 apresenta a relação $I_D \times V_D$, para um V_G fixo, para os dois casos de região de depleção de *pinch-off* descritos. É perceptível a diminuição da inclinação na resposta $I_D \times V_D$ entre os pontos A e B com o aumento da corrente.

Isto ocorre devido ao crescimento da camada de depleção ΔL ao redor do dreno formado pelo aumento de sua tensão, conforme explanado neste parágrafo (MA; DRESSENDORFER, 1989).

Figura 18 - Ilustração das configurações de condução pelo canal do dispositivo MOSFET em modo de depleção quando: a) $V_D = 0$; b) $V_{Dsat} > V_D > 0$; c) $V_D = V_{Dsat}$; d) $V_D > V_{Dsat}$ (adaptado) (MA; DRESSENDORFER, 1989).

Figura 19 - Curva característica I_D x V_D de um dispositivo MOSFET, considerando o efeito de *pinch-off* (MA; DRESSENDORFER, 1989).

Portanto, ao aumentar gradativamente o valor de V_G , é estabelecida uma curva característica corrente-tensão para o dispositivo MOSFET, como a apresentada na Figura 20. Esta curva pode ainda ser dividida em três regiões características de operação do dispositivo MOSFET: região linear, região não-linear e região de saturação (SZE; NG, 2007).

Por fim, a Equação 36 abaixo relaciona todos os parâmetros vistos nesta seção para condução de corrente I_D no canal do dispositivo MOSFET do tipo N, para o caso de operação onde $V_{Dsat} > V_D > 0$.

$$I_D = \frac{W}{L} \mu_n C_{ox} \left[(V_G - V_T) V_D - \frac{V_D^2}{2} \right] \quad (36)$$

onde W e L são a espessura e largura do canal (ver Figura 13), μ_n é a mobilidade efetiva do elétron e C_{ox} é a capacitância do óxido (MA; DRESSENDORFER, 1989).

Figura 20 - Curva característica I-V de um dispositivo MOSFET do tipo N representando as regiões de operação: linear, não-linear e de saturação (adaptado) (SZE; NG, 2007).

2.5. Efeitos da Radiação em Dispositivos Semicondutores

Na literatura, os efeitos da radiação em dispositivos semicondutores podem ser classificados de duas formas: quanto ao tipo de processo físico que envolve o evento; ou quanto sua natureza acumulativa ou não-acumulativa.

A primeira classificação é com relação ao tipo de dano causado na estrutura do semicondutor, podendo ela ser pela ionização (ver [Seção 2.1.1](#)) do dispositivo alvo ou pelo processo de dano por deslocamento dos átomos da estrutura do material (DD ou *displacement damage*). O efeito de dano de ionização na estrutura de um dispositivo semicondutor pode ser devido a feixes de fótons (indiretamente), elétrons, prótons ou íons atômicos, realizando a quebra

de ligações atômicas e criando pares elétron-lacuna. O dano por deslocamento (DD) é aquele que desloca os átomos de suas posições originais do dispositivo, modificando as propriedades do cristal e gerando vacâncias e interstícios na estrutura do semicondutor (MA; DRESSENDORFER, 1989; RATTI, 2013). É geralmente atribuído a feixes de nêutrons, mas também pode ocorrer com íons, elétrons e fótons muito energéticos (SPIELER, 2012). Seu principal efeito em dispositivos semicondutores é a diminuição do tempo de vida de cargas minoritárias, que, no geral, não é um parâmetro de grande preocupação ao se tratar de dispositivos MOSFET; mas não restringindo somente a isso, podendo também estar relacionado à alteração de parâmetros elétricos como: aumento da corrente de fuga em detectores, diminuição da mobilidade de cargas, remoção de cargas majoritárias e redução da corrente de ganho. Portanto, ele é mais comumente associado a dispositivos que realizam toda sua condução através do semicondutor, como é o caso, por exemplo, de diodos e dispositivos BJT e JFET (MESSENGER, 1992; RATTI, 2013; SROUR; PALKO, 2013). Assim, neste trabalho considera-se apenas o efeito de dano por ionização para deposição de energia no dispositivo MOSFET.

A segunda classificação dos efeitos da radiação é subdividida em duas categorias: efeitos de dose total (TD ou *total dose*) e os efeitos de evento único (SEE ou *single event effects*). A primeira categoria (TD) é um evento determinístico e abrange efeitos acumulativos que causam a deposição gradual de energia no dispositivo. Ou seja, em dispositivos MOSFET, engloba cargas armadilhadas no óxido (Q_{ox}) e na interface (Q_{it}) geradas pelo processo de ionização, como veremos na seção a seguir. Além do acúmulo de cargas no dispositivo por ionização, os efeitos TD também são associados a eventos de dano por deslocamento (DD) que geram defeitos na estrutura de dispositivos semicondutores. Por outro lado, a segunda categoria (SEE) é um evento estocástico relacionada a deposição de energia realizada por uma única partícula que atravessa uma região sensível do dispositivo. Os SEEs ainda podem ser classificados quanto ao tipo de dano causado, podendo ser destrutivo ou não-destrutivo. Contudo, por este trabalho tratar somente da utilização do dispositivo MOSFET como dosímetro clínico, não serão abordados os efeitos de dose total

(TD) por dano de deslocamento (DD), nem os efeitos de evento único (SEE), sendo, portanto, tratado unicamente o efeito de dose total por dano de ionização, comumente retratado na literatura pela sigla TID (MA; DRESSENDORFER, 1989; RATTI, 2013).

2.5.1. Dose Total Ionizante (TID) em Dispositivos MOSFET

Como explicado na Seção 2.2.1 (dose absorvida) quando uma radiação incide um dispositivo MOSFET e ioniza-o, ela está depositando energia neste material. As regiões de interesse em um MOSFET que são sensíveis à radiação ionizante são: o isolante SiO_2 e a interface SiO_2/Si . A sigla TID (do inglês *Total Ionization Dose*), ou Dose Total Ionizante, é um termo comumente utilizado para tratar a dose absorvida depositada pela radiação ionizante em dispositivos semicondutores, como o MOSFET.

Existem dois processos que devem ser destacados quando uma radiação ionizante incide um dispositivo MOSFET: a criação de pares elétron-lacuna por ionização no óxido, e a quebra de ligações e relaxamento atômico. Esses processos, somados à injeção de cargas pelos contatos de metal, culminam nos seguintes eventos: o acúmulo de lacunas no óxido, criação de armadilhas neutras e criação de armadilhas de interface. Assim, na Seção 2.4.2.3, foi introduzido o conceito de que capacitores MOS práticos possuem cargas Q_m , Q_{ox} e Q_{it} que influenciam seus parâmetros elétricos, como a tensão de limiar V_T , mesmo que o capacitor não tenha contato com nenhuma energia externa. Acontece que, ao ser irradiado, o efeito TID pode aumentar esta quantidade de cargas fixas no óxido (Q_{ox}) e na interface do substrato (Q_{it}) do dispositivo MOSFET, por um dos três processos citados no início deste parágrafo e que são melhor descritos a seguir.

Olhando-se, primeiramente, para o processo de criação do par elétron-lacuna no óxido, ele pode se dar tanto pela ionização causada pela radiação incidente, quanto pela fotoemissão interna causada pelos contatos de metal. Esse elétron ou essa lacuna, agora, poderá ser transportado pelo óxido ou, então, se recombinar. Uma pequena quantidade dos pares elétron-lacuna criados se recombina dentro do óxido, e a taxa de recombinação dependerá de grandezas

como temperatura, campo elétrico aplicado, densidade de pares elétron-lacuna gerados, e energia e tipo de radiação incidente. A Figura 21 apresenta o rendimento fracional de cargas não recombinadas em função do campo elétrico aplicado no óxido. Pela Figura 21, é importante ressaltar o baixo nível de recombinação (ou alto rendimento fracional) para feixes de radiação de fótons e elétrons, principalmente aqueles de altas energias, como raios gama oriundos de fontes de Co-60 e com elétrons de altas energias (12 MeV). Isto contrasta com baixo rendimento fracional (ou alto número de recombinações) de partículas mais pesadas, como prótons e partículas alfa.

Figura 21 - Fração de rendimento em função do campo aplicado no óxido para diversos tipos de radiação incidindo no dispositivo MOSFET (adaptado de MCLEAN et. al) (MA; DRESSENDORFER, 1989).

Aqueles portadores que não forem recombinados poderão, então, ser transportados dentro do óxido. Mas, como já foi dito na Seção 2.3.3, em óxidos,

elétrons são muito mais móveis que lacunas, em uma razão μ_n/μ_p de 10^4 a 10^{11} vezes, dependendo de grandezas como temperatura e campo elétrico aplicado no óxido. Estima-se que o elétron leve um tempo na ordem de picossegundos para alcançar o contato de porta e sair do óxido. Por outro lado, pelo fato da lacuna ser muito pouco móvel, ela pode acabar ou sendo armadilhada dentro do óxido, resultando em uma carga líquida positiva Q_{ox} ; ou ser atraída até a interface SiO_2/Si e capturar um elétron, gerando uma armadilha de interface de carga Q_{it} .

Um efeito colateral da produção de pares de carga elétron-lacuna é a quebra de ligações químicas entre os átomos do isolante. Essas ligações rompidas podem ser reestabelecidas, caso um par elétron-lacuna se recombine. Todavia, caso a recombinação não ocorra, estas ligações rompidas podem gerar defeitos locais eletricamente ativos, que servem como armadilhas para fixação de lacunas ou, então, ao migrar para próximo da região SiO_2/Si , podem formar armadilhas de interface. Se esta ligação rompida estiver associada a impurezas, ela pode liberar estas impurezas, que, por sua vez, podem migrar até a interface e gerar mais armadilhas de interface.

A Figura 22 ilustra o processo de geração e transporte de carga dentro do óxido pela incidência de radiação. As lacunas são transportadas pelo óxido por um processo estocástico chamado *trap-hopping*. Os processos de criação de pares elétron-lacuna, recombinação e armadilhamento de lacunas aparece representado na parte superior da Figura 22. Já na parte inferior da Figura 22, é mostrado o comportamento do campo elétrico através do óxido, ficando claro que o campo elétrico aumenta conforme se aproxima da região da interface SiO_2/Si .

Como já foi dito, a carga Q_{ox} sempre será positiva. Em contrapartida, se a carga Q_{it} será positiva ou negativa, dependerá do tipo de estado da armadilha que ela é feita: doadora ou aceitadora. O estado e o tipo de armadilha de interface gerado depende da polarização aplicada no capacitor e da espécie de portador que ela tem contato na interface do substrato. De modo geral, o estado de carga de Q_{it} é mais positivo para um V_G negativo do que para um V_G positivo, e vice-versa.

Figura 22 - Mecanismo de acúmulo de cargas no óxido. Superior: esquema ilustrando os processos de geração, recombinação e transporte de cargas. Inferior: variação do campo elétrico no óxido desde a interface metal-óxido até a interface óxido-semicondutor (adaptado de MCLEAN et. al apud HOLMES-SIEDLE & ADAMS) (HOLMES-SIEDLE; ADAMS, 2007).

Assim, o estado de carga de Q_{it} é o principal responsável pela diferença no comportamento de dispositivos MOSFET do tipo P e N à radiação ionizante incidente. Como o MOSFET do tipo P tem sempre aplicado um V_G negativo quando em modo de depleção, ele tende a ter um acúmulo de cargas Q_{it} positivas; enquanto que um MOSFET do tipo N, que tem sempre um V_G positivo, tende a ter um acúmulo de cargas Q_{it} negativas. Essa diferença de

comportamento em resposta à incidência de radiação ionizante entre transistores pMOS e nMOS é representada na Figura 23, e é a principal razão para a escolha dos dispositivos MOSFET do tipo P como detectores de radiação ao invés dos dispositivos MOSFET do tipo N.

Figura 23 - Representação das curvas características de dispositivos MOSFET de canal P e N com a polarização ligada (*on*) e desligada (*off*) (adaptado) (MA; DRESSENDORFER, 1989).

Pela Figura 23, é notável que, conforme a dose absorvida depositada no dispositivo aumenta até o valor de 10^5 cGy, tanto o MOSFET tipo P quanto MOSFET tipo N respondem de maneira aproximadamente linear, diminuindo seu parâmetro V_T . Isso se deve a maior contribuição das cargas Q_{ox} positivas fixadas dentro do óxido para ambos os dispositivos para doses acumuladas mais baixas. Contudo, para valores acima de 10^5 cGy, os dispositivos apresentam comportamentos completamente distintos, sendo que, se por um lado o dispositivo MOSFET tipo P acentua a inclinação de sua curva, com uma variação de V_T cada vez mais negativa; por outro lado, o dispositivo MOSFET tipo N

começa a ter uma inversão em seu comportamento, que inicialmente variava negativamente V_T , mas que agora começa a variar V_T positivamente. Já para doses acima de 10^6 cGy, a contribuição das cargas de interface Q_{it} é maior do que as de Q_{ox} , o que pode ser explicado pelo aumento de sua relevância conforme o dispositivo é irradiado, sendo, inclusive, atribuído à ela o termo *long term response* na literatura (MA; DRESSENDORFER, 1989).

Assim, por tudo o que foi descrito nesta seção e considerando $V = Q/C$, pode-se concluir que, ao irradiar o dispositivo MOSFET, sua tensão de limiar V_T , que fora anteriormente descrita pela Equação 35, varia segundo a relação da Equação 37 a seguir:

$$\Delta V_T = \Delta V_{ot} + \Delta V_{it} \quad (37)$$

onde, ΔV_T é a variação da tensão de limiar total, ΔV_{ot} é a parcela da variação de V_T ocasionada pelo acúmulo de cargas positivas Q_{ox} no óxido e ΔV_{it} é a parcela da variação de V_T ocasionada pelo acúmulo de cargas Q_{it} na interface SiO_2/Si , que pode ter um valor positivo ou negativo (SCHWANK et al., 2008).

2.6. Dispositivos MOSFET como Detectores de Radiação: RADFETs

Dosímetros MOSFET ou RADFETs (acrônimo de *Radiation-Sensing Field Effect Transistor*) são nomes dados aos detectores de radiação que utilizam a tecnologia de dispositivos MOSFET, geralmente do tipo P, como instrumento de medição (HOLMES-SIEDLE; ADAMS, 2007). Seu funcionamento se baseia na ionização do volume sensível extremamente fino de SiO_2 pela radiação incidente, gerando uma variação no parâmetro elétrico tensão de limiar (V_T) que, no caso do MOSFET do tipo P, é diretamente proporcional à dose absorvida, como pode ser visto na Figura 23 (HOLMES-SIEDLE; ADAMS, 2007; MA; DRESSENDORFER, 1989).

Estes dosímetros podem funcionar tanto no modo ativo quanto no modo passivo. No modo ativo (ou modo *on*), a dose administrada é monitorada em tempo real, estando o dispositivo MOSFET em modo de depleção enquanto é

irradiado. Este é o caso do detector abordado nesta dissertação. No entanto, também é possível que o dosímetro esteja em modo passivo, sendo necessária uma etapa após a irradiação para que a informação relativa a dose total administrada seja extraída (MA; DRESSENDORFER, 1989).

Figura 24 - Degradação de um dispositivo MOSFET tipo P para níveis de dose crescentes de 0 a 4. O nível de dose 0 representa o dispositivo antes da irradiação (adaptado) (HOLMES-SIEDLE; ADAMS, 2007).

Em tempo, a Figura 24 mostra a alteração do comportamento da curva $I_D \times V_G$ em um dispositivo MOSFET do tipo P sendo irradiado com níveis de dose de 0 a 4, onde 0 representa a curva do dispositivo antes de ser irradiado. A linha pontilhada paralela à abscissa indica o valor de V_T . Note que, conforme a dose absorvida é acumulada, o valor de V_G necessário para que a corrente I_D flua no

canal ($V_G \leq V_T$) se torna maior e mais negativo. A região abaixo da linha pontilhada recebe o nome de região sublimiar (HOLMES-SIEDLE; ADAMS, 2007).

2.6.1. Tensão de Limiar (V_T) x Dose Absorvida (D)

Em 1975, Freeman & Holmes-Siedle propuseram um modelo para dispositivos MOSFET comerciais relacionando a variação da tensão de limiar V_T pela dose absorvida D administrada em dispositivos MOSFET. A relação desenvolvida é apresentada na Equação 38.

$$\Delta V_T = RAD \quad (38)$$

onde, R e A são constantes, sendo A a probabilidade de armadilhamento de carga no óxido e D é a dose absorvida (FREEMAN; HOLMES-SIEDLE, 1978; HOLMES-SIEDLE; ADAMS, 2007).

Por fim, pela Equação 38 fica clara a possibilidade da utilização do dispositivo MOSFET como detector de radiação, uma vez que a tensão de limiar V_T varia proporcionalmente com a dose absorvida D .

2.7. Método de Monte Carlo

Nesta seção, será tratado o Método de Monte Carlo pelos seguintes tópicos: uma breve abordagem histórica, seu processo de funcionamento e sua contribuição para o campo da Física Médica.

2.7.1. Breve Abordagem Histórica

Para explicar o Método de Monte Carlo (MMC), é interessante um tipo de abordagem que tenha a sua origem histórica como ponto inicial. Segundo Bielajew, apesar do termo “Método de Monte Carlo” ter sido estabelecido em 1947, aquilo que é conhecido hoje como MMC tem sua origem em 1777, com o grande naturalista e matemático francês, Georges-Louis Leclerc - o conde de

Buffon. Buffon propôs um problema, que ficou conhecido como o experimento da Agulha de Buffon (tradução livre de *Buffon's Needle*), no qual seria calculada a probabilidade (p) de uma agulha, de tamanho L , cair sobre uma das linhas de uma folha de papel que possui linhas espaçadas por uma distância d , sendo $d > L$. O experimento é ilustrado na Figura 25 (BIELAJEW, 2013; KALOS; WHITLOCK, 2008):

Figura 25 - Experimento da Agulha de Buffon (*Buffon's Needle*), no qual é estimada a probabilidade p de uma agulha de tamanho L cair sobre uma das linhas de uma folha de papel com linhas espaçadas a uma distância d (MAYLES; NAHUM; ROSENWALD, 2007).

Na prática, este experimento consistia em lançar diversas vezes essas agulhas e contabilizar quantas delas cruzavam uma linha. Deste experimento, o

conde de Buffon encontrou que a probabilidade da agulha tocar uma das linhas obedece a seguinte relação:

$$p = \frac{2L}{\pi d} \quad (39)$$

Mais de um século depois, Laplace propôs uma nova abordagem utilizando o mesmo experimento. Em 1886, ele sugeriu que o problema da Agulha de Buffon fosse pensado pelo “caminho inverso” para, assim, estimar o valor da famosa constante matemática π . Embora o procedimento fosse lento para a época, ele foi um passo importante e mais próximo daquele que seria conhecido como MMC no futuro. De modo geral, a proposta visava uma solução estocástica para resolver problemas não-estocásticos. Em outras palavras, o conde de Buffon primeiro propôs uma ideia no sentido de encontrar uma probabilidade de um evento estocástico acontecer. Depois, Laplace propôs que uma constante matemática – teoricamente, de valor exato e definido – fosse encontrada através de um processo estocástico. Ou seja, Laplace sugeriu que problemas não-probabilísticos fossem resolvidos por um método probabilístico.

Na década 30, Enrico Fermi já usava o MMC para solucionar o transporte de nêutrons, embora não usasse esse nome nem tenha feito qualquer publicação sobre seu estudo. Foi no final da década de 1940 que Ulam idealizou o primeiro método de amostragem estocástica enquanto jogava, com cartas de baralho, o famoso jogo conhecido como “Paciência”. Posteriormente, em 1949, Metropolis e Ulam viriam a propor a utilização do termo MMC (METROPOLIS; ULAM, 1949). Na época, os três pesquisadores trabalhavam no desenvolvimento de armas termonucleares para Segunda Guerra Mundial, e pensaram no método de amostragem estocástica como uma alternativa para cálculos precisos no transporte de nêutrons. Mais adiante, ele seria oficialmente proposto como uma alternativa para o cálculo de transporte das demais das radiações. Vale ressaltar que, em 1949, foi organizado o primeiro simpósio sobre o MMC. Os principais temas tratados neste histórico simpósio foram: o desenvolvimento de técnicas

matemáticas, física nuclear, mecânica quântica e análises estatísticas gerais (BIELAJEW, 2013).

Para Bielajew, a ironia nessa história toda é que, apesar do propósito inicial do MMC ter sido aplicado na construção de uma bomba termonuclear - poderosa arma de destruição em massa – esta ferramenta matemática, felizmente, viria a salvar muitas vidas. Isto porque o MMC se tornaria uma ferramenta de muita utilidade para o campo da Medicina, beneficiando milhões de pessoas com o desenvolvimento, por exemplo, de técnicas, processos e dispositivos cada vez mais eficazes para o tratamento e diagnóstico do câncer. Estima-se que, em 2011, 10% dos artigos publicados associados ao termo “Método de Monte Carlo” eram provenientes da área da Medicina. Isto, certamente, foi benéfico tanto para evolução do campo da Física Médica quanto para o desenvolvimento do próprio MMC e programas associados, uma vez que, por consequência, culminaria em ter cada vez mais pesquisadores engajados no desenvolvimento destas áreas (BIELAJEW, 2013).

Em seu início, o crescimento de publicações com o termo “Método de Monte Carlo” foi exponencial, ilustrando como a ferramenta sempre foi bem recebida pela comunidade científica desde seu surgimento. A Figura 26 mostra o crescimento do número de publicações com o termo “Método de Monte Carlo” de 1975 até meados de 2011, tanto associados ao campo da Medicina como a todos os outros campos somados. Certamente, o crescimento do número de publicações foi catalisado pelo desenvolvimento paralelo de dispositivos eletrônicos que possibilitariam grande capacidade de armazenamento e cálculos cada vez mais velozes e precisos. Inclusive, desde 1947, von Neumann e Richtmyer já propunham a utilização do computador ENIAC do LANL (acrônimo de *Los Alamos National Laboratory*) para realizar amostragem repetitiva (ECKHARDT, 1987; METROPOLIS, 1987). Assim, é possível afirmar que os computadores são a principal ferramenta utilizada para aplicação do MMC nas mais diversas áreas de pesquisa (BIELAJEW, 2013).

Figura 26 - Crescimento no número de publicações por ano associada ao MMC (adaptado de BIELAJEW) (SECO; VERHAEGEN, 2013)

Não é o intuito deste trabalho esmiuçar acerca do MMC para o leitor. Contudo, existem *reviews*, como o de Rogers (2006) e Yoriyaz (2009), e livros-texto disponíveis na literatura que podem ser excelentes caminhos para um maior aprofundamento do tema (BIELAJEW, 2013; KALOS; WHITLOCK, 2008; MAYLES; NAHUM; ROSENWALD, 2007; ROGERS, 2006; SECO; VERHAEGEN, 2013; YORIYAZ, 2009).

2.7.2. O Método de Monte Carlo e a Física Médica

Como é apresentado na Seção 2.7.1 acima, a área médica, em especial a Física Médica, possui uma relação muito próxima do MMC. Existem programas que se baseiam no MMC para realizar a simulação do transporte de radiação na matéria. O transporte de radiação pelo MMC se faz possível, uma vez que segue a cadeia de Markov. A cadeia de Markov pode ser aplicada a qualquer modelo

estocástico cujos possíveis eventos obedecem distribuições de probabilidade, de forma que a distribuição de probabilidade do estado seguinte depende apenas do conhecimento de seu estado atual e não da sequência de eventos anteriores a ele (HASTINGS, 1970; KALOS; WHITLOCK, 2008; SPALL, 2002). Isto será melhor compreendido ao se tratar do transporte de radiação pelo MMC mais adiante.

Programas que realizam o cálculo do transporte de radiação pelo MMC já são consolidados há anos e bastante utilizados tanto no meio acadêmico quanto no meio clínico, sendo, inclusive, as principais ferramentas para realizar as chamadas “Simulações de Monte Carlo”. Nesta seção, serão rapidamente descritos três destes programas: o EGS, o GEANT e o MCNP. Contudo, antes disso, talvez valha a pena discorrer sobre o que significa o termo “Simulação de Monte Carlo”. Transcrevendo, em tradução livre, Kalos & Whitlock:

“Neste ponto de vista, a simulação é uma transcrição bastante direta, em termos computacionais, de um processo estocástico natural (como no exemplo da Paciência [sic]). Monte Carlo, por contraste, é a solução por métodos probabilísticos de problemas não-probabilísticos (como no exemplo de π). A distinção é um pouco útil, mas muitas vezes impossível manter” (KALOS & WHITLOCK, 2008, p. 2).

Ou seja, a simulação busca reproduzir algo que pode ocorrer naturalmente, enquanto que o MMC é apenas uma das possíveis formas de se simular um evento natural, como, por exemplo, a emissão de radiação por parte de núcleos instáveis ou o decaimento de sua atividade. A atenção em distinguir e desmembrar os termos “Simulação” e “Monte de Carlo” por parte do autor deste trabalho tem o intuito de, minimamente, tentar auxiliar a compreensão acerca desta ferramenta para aqueles que nunca tiveram contato, uma vez que é comumente seu significado é comumente confundido (KALOS; WHITLOCK, 2008).

Vale ressaltar que o MMC é apenas um dos possíveis métodos disponíveis no mundo acadêmico atualmente para o cálculo do transporte de radiação. Além deste, que utiliza métodos estocásticos, é possível também realizar cálculos por

métodos determinísticos ou analíticos. Estes dois últimos não serão tratados nesta dissertação, mas têm sua devida importância e, assim como o MMC, suas potencialidades e limitações, sendo, segundo Bielajew, uma habilidade necessária por parte do pesquisador definir qual é o melhor método para aplicar no caso em questão. De modo geral, é tido que técnicas de Monte Carlo são mais vantajosas para solucionar problemas mais complexos. A Figura 27 esboça o tempo de solução do MMC, quando comparado a métodos analíticos e determinísticos, ao passo que a complexidade geométrica do problema aumenta (KALOS; WHITLOCK, 2008; SECO; VERHAEGEN, 2013).

Figura 27 - Esboço do tempo de solução de um problema em função da sua complexidade geométrica utilizando o MMC e métodos analíticos/determinísticos (adaptado de BIELAJEW) (SECO; VERHAEGEN, 2013)

Retornando aos programas utilizados para simulação em Monte Carlo, o programa EGS (acrônimo de *Electron Gamma Shower*) é um código computacional que, assim como o GEANT e o MCNP, utiliza do Método de Monte Carlo para o cálculo do transporte de radiação. Pela Figura 28, é possível notar que, historicamente, o código EGS sempre foi o mais utilizado para fins médicos

até meados de 2011. Além disso, nota-se que a partir da década de 90, houve um crescimento exponencial na utilização do código EGS. Contudo, pela Figura 28, também é perceptível o crescimento da aplicação de outro código de transporte da radiação bastante difundido hoje: o MCNP. O MCNP (acrônimo de Monte Carlo N-Particle) é um programa desenvolvido pela LANL e tido, até 2011, como o código de Monte Carlo mais utilizado da literatura (7 vezes mais do que o EGS) e o segundo mais utilizado na Física Médica. Seu crescimento, apesar de um pouco mais tardio quando comparado ao EGS, se deu, principalmente, pela incorporação a códigos que realizavam o transporte de elétrons, como o ITS (Integrated TIGER Series), a partir de sua versão 4. Para Bielajew, o que torna o MCNP o programa mais utilizado para transporte de radiação no mundo é o seu estado da arte para transporte de nêutrons, sendo, por este motivo, o principal programa escolhido para transporte de radiação por pesquisadores da área nuclear (SECO; VERHAEGEN, 2013).

Outro importante código de Monte Carlo disponível é o GEANT (Geometry and Tracking), desenvolvido pelo CERN. Ele se destaca por possuir um código de fonte aberto, possibilitando que toda comunidade científica contribua para seu desenvolvimento, além de fornecer acesso gratuito a ferramenta. Seu crescimento mais tardio (década passada) é posterior ao MCNP, mas já mostra ter um alcance bastante significativo no meio acadêmico (SECO; VERHAEGEN, 2013).

Agora que os programas foram apresentados, fica a pergunta: “Afim, como se dá o funcionamento básico do processo de simulação computacional pelo MMC?”. A Figura 29 mostra um diagrama que apresenta, de forma simplificada, a lógica por trás da simulação do transporte de radiação pelo MMC.

Figura 28 - Número de publicações por ano na MedLine utilizando os códigos EGS e MCNP (adaptado de BIELAJEW) (SECO; VERHAEGEN, 2013).

Figura 29 - Representação do funcionamento dos programas que utilizam Método de Monte Carlo para transporte de radiação (adaptado) (YORIYAZ, 2009).

Para realizar uma simulação computacional do transporte de radiação por um código baseado no MMC, são necessários: um gerador de números aleatórios, funções densidade de probabilidade e técnicas de amostragem adequadas. A seguir são explicados cada uma dessas etapas do processo de simulação (HARRISON, 2010; SECO; VERHAEGEN, 2013; YORIYAZ, 2009):

- **Gerador de Números Aleatórios (RGN):** são algoritmos determinísticos que geram números pseudoaleatórios integrados ao código de Monte Carlo em questão. O termo “pseudo” (falso) é utilizado pois, de certa forma, é possível prever os números que serão gerados, uma vez que eles sempre obedecem a algum tipo de fórmula de recorrência. A busca por algoritmos que forneçam bons geradores de números aleatórios é uma área de pesquisa ativa da Matemática e com ampla aplicação. Estes algoritmos buscam reproduzir a aleatoriedade que ocorre na natureza, sendo um bom gerador de números aleatórios aquele que é capaz de gerar uma sequência numérica suficientemente grande sem que haja qualquer correlação nesta sequência. Em outras palavras, é de suma importância que os números aleatórios gerados sejam reutilizados o mínimo possível. Segundo Yoriyaz, uma simulação computacional típica utilizando um código baseado no MMC, necessita de 10^7 a 10^{12} números aleatórios para amostragem.
- **Funções Densidade de Probabilidade (PDF):** são funções estatísticas responsáveis por descrever os eventos desencadeados associados a uma dada simulação. As PDFs fornecem as possibilidades dentro de um evento e a probabilidade com que estes possíveis eventos podem ocorrer. Citando um exemplo físico simplificado, pode-se pensar na PDF que descreve as possíveis interações da radiação com a matéria. Ela descreveria, por exemplo, se um fóton incidindo um alvo iria interagir com os átomos desse alvo, e, caso essa interação ocorresse, se ela seria por efeito fotoelétrico, efeito Compton ou produção de pares; além disso, forneceria as probabilidades relacionadas a esta interação, que estariam ligadas, por exemplo, à energia do fóton incidente e as características do material alvo,

como a sua composição elementar (ver Figura 3). Para proposta de amostragem, há ainda o tratamento das PDFs através de Funções de Probabilidade Cumulativa (CPF), que é definida como a integral de uma PDF, como mostra a Equação 40 abaixo:

$$c(x) = \int_{x_{min}}^{x_{max}} p(x)dx \quad (40)$$

sendo, $p(x)$ a função associada à PDF e $c(x)$ a função associada à CPF, com $c(x_{min}) = 0$ no início do domínio de x e $c(x_{max}) = 1$ no final do domínio de x .

- **Técnicas de Amostragem:** são responsáveis por conectar cada número aleatório gerado às funções estatísticas relacionadas aos eventos da simulação. São diversas as técnicas de amostragem disponíveis, sendo a mais conhecida delas a amostragem pelo Método da Inversão. Para ilustrar o método de inversão, será utilizada, como exemplo, a função probabilística associada à distância que um fóton viaja dentro de um meio material até que interaja (ver Equação 18 e 19). Pela Equação 18 já discutida anteriormente, sabe-se que a PDF que descreve esta simulação é dada por uma distribuição exponencial:

$$f(x; \lambda) = \lambda e^{-\lambda x} \quad (41)$$

onde λ é a constante de ajuste associada ao coeficiente de atenuação, para qualquer x não-negativo. A CPF associada é dada por:

$$N_A = F(x) = 1 - \lambda e^{-\lambda x} \quad (42)$$

onde N_A é o número randomicamente gerado no intervalo entre 0 e 1. Estando em posse da CPF, aplica-se sua função inversa para N_A , caso ela seja inversível, sendo:

$$x = F^{-1}(N_A) = -\frac{\ln(1-u)}{\lambda} \quad (43)$$

Assim, ao gerar o número aleatório (N_A), estabelece-se o valor correspondente a x pela função inversa. O valor de x obtido a partir de N_A é a amostragem aleatória para esta distribuição exponencial.

- **Resultados:** em códigos que utilizam o MMC para transporte da radiação, estes resultados visam estimar grandezas físicas de interesse como, por exemplo, dose absorvida ou fluxo de partículas. No caso especial do programa MCNP - ferramenta deste trabalho - estes resultados recebem o nome de *tally*. O processo de amostragem deve ser repetido diversas vezes. Quanto maior for o número de histórias de partícula, menor será a incerteza estatística associada ao evento (entende-se como história de partícula os eventos decorrentes do momento em que se gera uma dada partícula, que sai de uma fonte virtual, até o momento em que ela deixa de existir, por absorção completa ou por ultrapassar os limites geométricos da região de interesse da simulação).

Como já fora apresentado na Figura 28, a aplicação do MMC no campo da Física Médica teve seu crescimento exponencial a partir da década de 80. Desde então, diversas vertentes da física aplicada à medicina têm sido beneficiadas por esta ferramenta, tendo como ponto inicial a área da medicina nuclear e, posteriormente, aplicada nas áreas da radioterapia e radiologia diagnóstica. Bielajew e Yoriyaz elencam aplicações em cada uma dessas subáreas da Física Médica, como, por exemplo, a criação de modelos computacionais de órgãos humanos, modelagem de aceleradores lineares, modelagem de câmaras de ionização e demais detectores de radiação, mapeamento da distribuição de dose de sementes radioativas em tratamentos braquiterápicos, entre outras (HARRISON, 2010; SECO; VERHAEGEN, 2013; YORIYAZ, 2009).

3. MATERIAIS E MÉTODOS

O presente trabalho pode ser dividido em duas vertentes: a caracterização experimental do dosímetro MOSFET TN-502RD-H e o desenvolvimento de um modelo computacional deste mesmo detector em MCNP6.

A primeira parte desta seção trata da caracterização experimental do MOSFET, descrevendo os materiais utilizados, a metodologia adotada e os arranjos experimentais desenvolvidos para realização das irradiações.

Na segunda parte deste capítulo, é apresentada a metodologia adotada para construção do modelo computacional em MCNP6, indicando as ferramentas de cálculo utilizadas para análise dos resultados obtidos.

3.1. Caracterização Experimental

3.1.1. Sistema de Dosimetria por MOSFET

3.1.1.1. O Detector MOSFET

O lote de detectores do tipo MOSFET utilizados neste trabalho são do modelo TN-502RDM-H, fabricado pela Best Medical Canada, Ottawa, Ontario, Canada. Na Figura 30, um exemplar é mostrado ao lado de uma moeda para que o leitor possa ter uma ideia de seu tamanho. O lote de dosímetros MOSFET foi adquirido por meio do apoio financeiro do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) ao projeto intitulado “Estudo da Dependência Energética de Detectores do Tipo MOSFET para Uso em Radioterapia”, Processo N° 457234/2014-8, coordenado pelo Prof. Dr. Hélio Yoriyaz, pesquisador do Centro de Engenharia Nuclear do Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares (CEN/IPEN) (CNPQ, 2014).

O termo “micro” atribuído ao MOSFET de modelo TN-502RDM-H se deve ao fato dele possuir dimensões menores, em largura e espessura, quando comparado ao dosímetro MOSFET de modelo padrão (prefixo TN-502RD sem a letra “M”). Segundo o fabricante, o modelo micro possui um cabo flexível com $(375 \times 1 \times 0,3) \text{ mm}^3$ enquanto o modelo padrão apresenta um cabo flexível com

($200 \times 2,5 \times 0,3$) mm³ (TECHNICAL NOTE. 7, [s.d.]). Apesar dos dosímetros MOSFET de modelo micro e padrão possuírem cabos de dimensões distintas, seu volume sensível é o mesmo com ($0,2 \times 0,2 \times 0,0005$) mm³, apresentando, portanto, uma região sensível à radiação com uma espessura de dimensão micrométrica (BESTMEDICAL, 2008; FRANCESCON et al., 2009; RAMASESHAN et al., 2004; TECHNICAL NOTE. 7, [s.d.]; XIANG et al., 2007).

Figura 30 - Dosímetro MOSFET, modelo TN-502RDM-H, ao lado de uma moeda.

Há ainda outra distinção importante entre os modelos de dosímetros MOSFET deste mesmo fabricante, como o fato de ser um dosímetro de sensibilidade padrão à radiação (prefixo TN-502RD) ou de sensibilidade alta à radiação (prefixo TN-1002RD). A principal diferença física esperada entre ambos é a espessura do volume sensível, pois, enquanto os modelos de sensibilidade padrão (prefixo TN-502RD) apresentam 0,5 µm de espessura na região sensível, os dosímetros de modelo de alta sensibilidade (prefixo TN-1002RD) apresentam uma espessura de 1,0 µm (CHOW; LEUNG, 2008; FRANCESCON et al., 2009; MATTAR; HAMMAD; AL-MOHAMMED, 2011; PANETTIERI et al., 2007; WANG;

KIM; XU, 2003, 2004; WANG; XU; KIM, 2005; XIANG et al., 2007). Aqui, o termo “esperado” é utilizado pois, contudo, não há certeza no fato de esta ser realmente uma diferença na fabricação entre os detectores de diferentes sensibilidades, uma vez que outros trabalhos na literatura contradizem os trabalhos de Wang e colaboradores (2003, 2004, 2005) e afirmam que o detector de sensibilidade alta à radiação também possui 0,5 μm de espessura na região sensível, assim como o dosímetro MOSFET de sensibilidade padrão. Contudo, a escolha de valores pode parecer conflitante para um mesmo autor, uma vez que CHOW e colaboradores (2008) publicaram dois artigos em um mesmo ano sobre o modelo de prefixo TN-1002RD, e informaram espessuras distintas de 0,5 μm e 1,0 μm para a região sensível em cada um deles (CHOW; GRIGOROV, 2008; CHOW; LEUNG, 2008). Por outro lado, Wang e colaboradores (2003, 2004, 2005) afirmam que as informações relacionadas à estrutura do dosímetro MOSFET foram cedidas à eles pelo próprio fabricante do dispositivo, o que reforça a confiança em suas informações, ou seja, que a espessura da região sensível do modelo de prefixo TN-1002RD valha 1 μm (AMIN et al., 2011; CHOW; LEUNG, 2008; WANG; KIM; XU, 2003, 2004; WANG; XU; KIM, 2005).

De qualquer maneira, a grande diferença entre os detectores de sensibilidade distintas no momento de seu uso está no fato de que o dosímetro de sensibilidade padrão possui uma sensibilidade nominal de 1 mV/cGy, enquanto o dosímetro de alta sensibilidade possui uma sensibilidade nominal de 3 mV/cGy. Ou seja, o dosímetro de sensibilidade alta é três vezes mais sensível à radiação do que o dosímetro de sensibilidade padrão. E esta diferença de sensibilidade pode ser tanto na versão de tamanho padrão como na versão micro do dispositivo, que foram apresentados no parágrafo anterior (TECHNICAL NOTE. 7, [s.d.]). Ainda, segundo o fabricante, os detectores de sensibilidade padrão são indicados tanto para aplicações na radioterapia quanto aplicações no radiodiagnóstico, sendo principalmente recomendados como dosímetros para aplicações radioterápicas em medida de dose espalhada, dose central e TBI (acrônimo de *Total Body Irradiation* – Irradiação de Corpo Total). Além disso, pelo fato do TN-502RDM-H ser um microMOSFET - ou seja, pelo fato de possuir dimensões volumétricas menores do que um dosímetro MOSFET padrão, como o

TN-502RD - sua aplicação também é indicada para braquiterapia de alta taxa de dose, podendo ser alocado junto a um cateter e introduzido no paciente. Estes detectores são também recomendados como dosímetro para aplicações radiológicas em fluoroscopia normal e fluoroscopia de alta dose (BESTMEDICAL, 2008).

Assim, neste trabalho, foi utilizado o modelo TN-502RDM-H, que reúne características como o fato de ter uma região sensível com uma espessura 0,5 μm , tamanho reduzido (micro) em relação a versão de tamanho padrão, sensibilidade mais baixa (ou padrão) à radiação e, segundo o fabricante, estrutura reforçada, indicada pela letra “H” no nome de seu modelo, que fornece maior resistência e durabilidade quando comparado às versões não reforçadas. A escolha do dosímetro MOSFET, modelo TN-502RDM-H, para este trabalho se dá por suas potencialidades como ferramenta em diversas aplicações radioterápicas – tanto para teleterapia quanto para braquiterapia - importantes para a rotina clínica. Além disso, soma-se também o fato dele ser indicado para valores de dose mais altos ($> 20 \text{ cGy}$) quando comparado aos modelos de sensibilidade mais alta (prefixo TN-1002RD), que é indicado para valores de dose mais baixos, abrangendo, portanto, um maior número de aplicações em procedimentos da radioterapia, que geralmente trabalha com doses bem maiores que 20 cGy.

Por fim, para uma melhor compreensão de sua estrutura e funcionamento, há uma seção inteira dedicada aos fundamentos teóricos do dispositivo MOSFET e seu princípio de operação como detector de radiação, que pode ser consultada pelo leitor na Seção 2.6 desta dissertação.

3.1.1.2. Sistema de Leitura e Aquisição de Dados

O sistema de dosimetria MOSFET completo pode ser visto na Figura 31. De forma resumida, para efetuar a medida de dose o detector MOSFET foi conectado à leitora. A leitora, por sua vez, foi conectada a um computador que possuía instalado o programa de aquisição de dados comercializado pelo fabricante. A Figura 32 apresenta um diagrama ilustrando a sequência para aquisição de dados por meio do sistema de dosimetria MOSFET.

Figura 31 - Sistema de dosimetria MOSFET composto por notebook (com programa de monitoramento de dose instalado), leitora e dosímetro MOSFET.

Figura 32 - Diagrama ilustrando a sequência de aquisição de dados do sistema de dosimetria MOSFET durante qualquer irradiação.

Nomeado pelo fabricante de Sistema de Dosimetria Sem Fio de *mobileMOSFET* (tradução livre), modelo TN-RD-70-W, este sistema reúne os itens básicos necessários para realização da medida de dose e tem seus componentes listados na Tabela 2 abaixo (BESTMEDICAL, [s.d.], 2008):

Tabela 2 - Componentes e modelo do Sistema de Dosimetria *Wireless mobileMOSFET*.

COMPONENTE	MODELO
Módulo de Leitura	TN-RD-16
Cabo RS-232 de 15 m (para conexão direta PC-Leitora)	TN-RD-48
Programa <i>MobileMOSFET Remote Monitoring Dose Verification</i> (1 licença)	TN-RD-75
Adaptador de energia universal para mobileMOSFET	TN-RD-77

Além dos componentes listados na Tabela 2, o fabricante também fornece um transceptor *Bluetooth™* sem fio, modelo TN-RD-38, e alguns dosímetros MOSFET, modelo TN-502RD. Contudo, esses itens não foram utilizados neste trabalho.

O módulo de leitura deve ser ajustado em um dos dois modos de operação: Sensibilidade Alta de Polarização (tradução livre de *High Bias Sensitivity*) ou Sensibilidade Padrão de Polarização (tradução livre de *Standard Bias Sensitivity*). A principal diferença entre ambas as polarizações da leitora é a tensão que é aplicada ao sistema e que chega à porta (*gate*) do dispositivo MOSFET. Segundo Gopiraj e colaboradores (2008), o modo sensibilidade padrão de polarização utiliza uma bateria de 9 V, enquanto o modo de sensibilidade alta de polarização utiliza duas baterias de 9 V (GOPIRAJ; BILLIMAGGA; RAMASUBRAMANIAN, 2008). Por outro lado, Koivisto e colaboradores (2015) afirmam que o modo de

sensibilidade alta de polarização aplica uma tensão de 13,6 V, não havendo, portanto, um consenso pelo fato do sistema de dosimetria fornecido pela Best Medical Canada não ter sua eletrônica detalhada disponibilizada. A princípio, espera-se que, quanto maior a polarização aplicada na porta, maior será o número de elétrons coletados, menor será o número de recombinações elétron-lacuna e maior serão o número de lacunas que contribuem na alteração da tensão de limiar na interface $\text{SiO}_2\text{-Si}$, resultando em uma maior sensibilidade do detector (GOPIRAJ; BILLIMAGGA; RAMASUBRAMANIAN, 2008; PEJOVIĆ, 2015). O trabalho de Pejović traz uma abordagem sobre esta relação “sensibilidade x polarização de porta” (PEJOVIĆ, 2015). Além disso, há uma seção inteira dedicada a explicação do funcionamento do detector MOSFET (ver [Seção 2.6](#)) que pode vir ser consultada pelo leitor.

Figura 33 - Vista frontal do módulo de leitura do sistema dosimétrico MOSFET. À esquerda: chave seletora de polarização (bias select), no centro: entradas para conexão dos detectores MOSFET, à direita: entrada para conexão tipo Linear Array.

Retomando, a polarização da leitora está diretamente ligada à amplitude da resposta do sistema dosimétrico, sendo este sistema até três vezes mais sensível se o módulo de leitura está configurado em alta polarização, quando comparado ao mesmo sistema configurado na polarização padrão (BESTMEDICAL, 2008). A Figura 33 mostra a chave de seleção de polarização (*Bias Select*) localizada à esquerda do plano frontal do módulo de leitura. Na mesma figura, à direita, é mostrada a opção *Linear Array*, que é um tipo de conexão dedicada a um modelo com múltiplos dosímetros MOSFETs em uma mesma conexão (geralmente 5

MOSFETs em 1 conexão), que não foi utilizado neste trabalho. Por fim, no centro da leitora são indicadas as portas (1, 2, 3, 4 e 5) para conexão dos dosímetros MOSFET.

Para este trabalho, todas as irradiações foram realizadas com a leitora configurada em sensibilidade alta de polarização, a fim de obter a melhor precisão possível na resposta. A Tabela 3, que foi extraída do manual do fabricante, mostra as incertezas esperadas para um mesmo detector MOSFET de sensibilidade padrão (prefixo TN-502RD) conectado à leitora configurado em modo de sensibilidade padrão e em modo de sensibilidade alta de polarização para diferentes valores de dose. Deste modo, optou-se por uma resposta mais sensível e precisa de dose em detrimento de um maior desgaste dos dosímetros MOSFET durante as irradiações. Assim, é esperada uma sensibilidade nominal de 3 mV/cGy para um dosímetro de sensibilidade padrão conectado à leitora em sensibilidade alta de polarização (BESTMEDICAL, 2008).

Tabela 3 - Reprodutibilidade com relação à dose e à sensibilidade de polarização para família de dosímetros MOSFET de sensibilidade padrão (prefixo TN-502RD) em uma fonte de Co-60, segundo o fabricante ("Operator's Manual for Mobile MOSFET System", 2008).

Dose (cGy)	Sensibilidade de Polarização	
	Alta	Padrão
200	< 0,8%	< 2%
100	< 1,2%	< 3%
20	< 3%	< 8%

*68% de confiança

Após todos os aparatos estarem devidamente conectados (dosímetro + módulo de leitura + computador), é informado ao programa as configurações de montagem, como: modelo de dosímetro MOSFET usado, porta(s) de conexão entre os MOSFET(s) e a leitora (1, 2, 3, 4 ou 5 – ver Figura 33 acima) e a porta de conexão entre a leitora e o computador. Assim que estas informações são fornecidas ao programa, ele solicita permissão, automaticamente, para realizar a verificação da tensão acumulada atual de cada detector MOSFET conectado à

leitora. A partir deste momento, o sistema está pronto para ser irradiado. Infelizmente, informações detalhadas sobre a eletrônica do sistema de dosimetria MOSFET não são fornecidas pelo fabricante, fazendo deste um “sistema fechado”.

3.1.1.3. Medida Parcial *Online* x Medida Total

É importante diferenciar o que está sendo tratado como resultado de uma medição com o detector MOSFET neste trabalho. O sistema de dosimetria MOSFET possibilita fiscalizar a dose administrada em tempo real, podendo o usuário escolher qual o intervalo de tempo entre a coleta de amostras. Para isto, basta usar a opção de Leitura Sequencial (*Sequential Reading*) do programa *mobileMOSFET*, localizado na aba de Ferramentas (*tools*), para coleta de dados (Fig. 35). Segundo o fabricante, esta é uma ferramenta útil para pesquisa, desenvolvimento de atividades ou procedimentos demorados como braquiterapia e fluoroscopia. O intervalo de tempo selecionável vai de 10 s a 30 min. Entre 10 e 60 s, é possível escolher valores de tempo em intervalos de 5 s (10 s, 15 s, 20 s, 25 s, ..., 1 min, ..., 30 min). A Figura 34 abaixo dá um exemplo de como é a interface do programa *mobileMOSFET* para leitura sequencial de um único dosímetro MOSFET. A coluna “Time#1” indica o momento em que a medida sequencial está sendo realizada e a coluna “D#1-1” apresenta os valores de tensão acumulada do detector em dado momento. Neste exemplo, nas colunas “D#1-2”, “D#1-3”, “D#1-4” e “D#1-5” aparece a mensagem “*absent*”, pois não havia nenhum MOSFET conectado às respectivas portas na leitora.

Esta é uma opção de ferramenta que pode ser muito útil, visto que possibilita ao usuário saber qual dose está sendo administrada em tempo real, sem esperar a irradiação terminar para se ter informações. Contudo, quanto menor for este intervalo de tempo, maior será a incerteza da medição, como será tratado na Seção 4.1.2.1, que trata da dispersão para diferentes tempos de coleta no modo de leitura sequencial.

Figura 34 - Exemplo de leitura sequencial realizada pelo programa mobileMOSFET.

Type	Time#1	D#1-1	D#1-2	D#1-3	D#1-4	D#1-5
Total	14:55:58	944,29 mV	Absent	Absent	Absent	Absent
Total	14:56:38	944,14 mV	Absent	Absent	Absent	Absent
Total	14:58:27	947,40 mV	Absent	Absent	Absent	Absent
Total	14:59:07	996,94 mV	Absent	Absent	Absent	Absent
Total	14:59:47	1044,67 mV	Absent	Absent	Absent	Absent
Total	15:00:27	1093,36 mV	Absent	Absent	Absent	Absent
Total	15:01:07	1143,08 mV	Absent	Absent	Absent	Absent
Total	15:01:47	1190,84 mV	Absent	Absent	Absent	Absent
Total	15:02:27	1237,81 mV	Absent	Absent	Absent	Absent
Total	15:03:07	1286,16 mV	Absent	Absent	Absent	Absent
Total	15:03:47	1334,53 mV	Absent	Absent	Absent	Absent
Total	15:04:27	1383,76 mV	Absent	Absent	Absent	Absent
Total	15:05:07	1430,72 mV	Absent	Absent	Absent	Absent
Total	15:05:47	1479,91 mV	Absent	Absent	Absent	Absent
Total	15:06:27	1528,34 mV	Absent	Absent	Absent	Absent
Total	15:07:07	1528,15 mV	Absent	Absent	Absent	Absent

Todavia, neste trabalho, a medida parcial em tempo real não é a medição que corresponde às amostras expostas nos resultados de caracterização dosimétrica, exceto nas subseções [4.1.1](#) e [4.1.2.1](#), que tratam da estabilidade pré-irradiação e da dispersão para leituras sequenciais. Uma medição, aqui, será aquela onde se tem a variação total da tensão de limiar (ΔV_{th}) durante uma irradiação completa. Por exemplo, se for administrada uma dose de 50 cGy, a medida de uma amostra do detector MOSFET será a diferença entre a resposta no momento em que se abre o feixe de radiação sobre o detector até o momento em que ele é cessado. Dito isto, também deve ser ressaltado que, em todas as irradiações, foi utilizada a opção de leitura sequencial com tempo de coleta de 10 s, apenas para conferência da fração de dose parcial recebida. Assim, para irradiações que duraram menos de 10 s, a medição completa de uma leitura é a mesma que a medição dada pela leitura parcial *online*.

3.1.2. Fontes de Radiação e Arranjos Experimentais

3.1.2.1. Raios X

O sistema de radiação X, fabricado pela Pantak/Seivert, contém um tubo de potencial constante, modelo MXR-160/22, e pode ser visto na Figura 35. Este equipamento possui um alvo de tungstênio, podendo ser operado com tensões entre 5 e 160 kV e correntes entre 0,1 e 45 mA. O sistema de raios X está localizado no Laboratório de Calibração de Instrumentos do Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares (LCI / IPEN) (SANTOS, 2017; SILVA, 2013). O arranjo experimental utilizado para irradiações no sistema irradiador Pantak/Seivert para feixe de raios X radiodiagnóstico do LCI/IPEN também é mostrado na Figura 35. O dosímetro está preso por fita adesiva a um suporte de isopor e suspenso livremente no ar, com o lado epóxi virado para fonte de radiação.

Figura 35 - Arranjo experimental utilizado no sistema irradiador Pantak/Seivert de Raios X para radiodiagnóstico.

Tabela 4 - Configuração do sistema de irradiação Pantak/Seivert para obtenção das qualidades de feixe de radiodiagnóstico utilizadas, estabelecidas pelo LCI / IPEN.

Qualidade de Radiação	Tensão no Tubo (kV)	Corrente no Tubo (mA)	Camada Semirredutora (mmAl)	Filtração (mmAl)	Distância Fonte-Detector (cm)	Taxa de Kerma no Ar (mGy/min)
RQR 3	50	20	1,78	2,4	100	42,4
RQR 10	150	10	6,57	4,2	100	115

Para este trabalho, foram utilizadas as qualidades de feixe radiodiagnóstico RQR 3 e RQR 10. A escolha por estas qualidades de feixe se deve ao fato de serem as qualidades que oferecem o espectro de mais baixa e mais alta energia média, respectivamente, dentro do intervalo de qualidades disponíveis no sistema de radiação X para feixes diretos do LCI/IPEN (SILVA, 2013). As configurações do sistema de irradiação necessárias para obtenção destas qualidades de feixe são apresentadas na Tabela 4.

3.1.2.2. Césio-137

A fonte radioativa de Cs-137 possuía uma atividade de 15,16 TBq no dia da irradiação (06/08/2017) e compõe o Sistema Irradiador Caesa-Gammatron, localizado no LCI/IPEN (SILVA JR, 2012). Uma fonte clínica de Cs-137 emite tanto elétrons (por decaimento beta e processos de conversão interna) quanto fótons de raios x (por processos de conversão interna) e fótons de raios gama. Processos de conversão interna são aqueles onde um elétron atômico (geralmente de camadas próximas à do núcleo) é ejetado da eletrosfera ao absorver o fóton de raio gama emitido pelo núcleo excitado. A vacância deixada pelo elétron é ocupada por um elétron de camadas mais externas da eletrosfera do átomo. Assim, quando um elétron mais externo ocupa esta vacância, um fóton de raio x é emitido. Contudo, tanto os elétrons quanto os raios x de baixas energias são absorvidos pelo material de aço inoxidável que encapsula a fonte radioativa, fazendo com que o Cs-137 seja uma fonte puramente emissora de raios gama monoenergéticos. Cada fóton do feixe de radiação gama emitido pela

fonte de Cs-137 tem uma energia de 0,662 MeV (ATTIX, 2004). O diagrama esquemático de decaimento radioativo do Cs-137 é mostrado na Figura 36.

Na Figura 37 é mostrado o sistema irradiador com a fonte de Cs-137 usada neste trabalho, assim como o arranjo experimental construído para as irradiações com um detector MOSFET. O MOSFET foi fixado por fitas adesivas às placas de acrílico e suspenso livremente no ar.

Figura 36 - Diagrama esquemático do decaimento radioativo do Cs-137 (ATTIX, 2004; BALTAS; SAKELLIU; ZAMBLOGLOU, 2007; OKUNO; YOSHIMURA, 2010).

3.1.2.3. Cobalto-60

O sistema irradiador da unidade de teleterapia com Co-60 usado foi o modelo Eldorado 78. Este sistema irradiador está instalado no Laboratório de Radiação Ionizante (LRI) do Instituto de Estudos Avançados (IEAv), órgão vinculado ao Departamento de Ciência e Tecnologia Aeroespacial (DCTA). A contribuição de dose no detector para irradiações com a fonte de Co-60 é oriunda principalmente de dois fótons de radiação gama, emitidos com energias de 1,17 e 1,33 MeV. O esquema com os principais processos do decaimento radioativo do Co-60 é mostrado na Figura 38.

Figura 37 - Arranjo experimental para experimentos com o dosímetro MOSFET no sistema irradiador com a fonte de Cs-137 no LCI/IPEN.

Na Figura 39, é mostrado o sistema irradiador de Co-60 do LRI/IEAv, bem como o arranjo experimental utilizado com o dosímetro MOSFET fixado por fitas adesivas a uma placa de acrílico de 5 mm de espessura, de modo a fornecer uma condição de equilíbrio eletrônico ao detector durante a irradiação, como é indicado pela literatura (JOHNS; CUNNINGHAM, 1983; SCAFF, 1997).

Figura 38 - Diagrama esquemático do decaimento radioativo do Co-60 (BALTAS; SAKELLIYOU; ZAMBLOGLOU, 2007; HELMER, 2010; NNDC, [s.d.]).

Figura 39 - Arranjo experimental para experimentos com o dosímetro MOSFET no sistema irradiador com a fonte de Co-60 no LRI/IEAv.

3.1.2.4. Acelerador Linear

Um LINAC (acrônimo de *Linear Particle Accelerator*) Varian Clinac CX foi utilizado para conduzir os experimentos com feixe de fótons em 6 e 15 MV, para um campo de $(30 \times 30) \text{ cm}^2$. Este equipamento está localizado no Hospital Beneficência Portuguesa de São Paulo e é mostrado na Figura 40 juntamente com o arranjo experimental utilizado, contendo o sistema de dosimetria MOSFET e o suporte de acrílico preenchido com água.

Um espectro de fótons é produzido a partir da interação de elétrons acelerados sobre um alvo de tungstênio. O valor máximo de energia que estes fótons podem ter é numericamente igual ao valor máximo da diferença de potencial aplicada entre o ânodo e o cátodo no tubo acelerador. Por exemplo, nos experimentos conduzidos em tensões de 6 e 15 MV, a energia máxima possível dos fótons de raios X gerados é de 6 e 15 MeV, respectivamente.

Figura 40 - Arranjo experimental para experimentos com o dosímetro MOSFET no acelerador linear Varian Clinac CX no Hospital Beneficência Portuguesa de São Paulo.

O dosímetro MOSFET foi inserido em um suporte de acrílico de $(40 \times 40 \times 40) \text{ cm}^3$ preenchido com água. O MOSFET foi colocado a 3 cm de profundidade a

partir da superfície da água, visando manter o detector em equilíbrio eletrônico, ou seja, fora da região de *build up*, que é gerada, neste caso, quando os feixes de fótons de altas energias atravessam dois meios de características diferentes, como é o caso da ar e do suporte de acrílico com água. Uma abordagem sobre a condição de equilíbrio eletrônico e a região de *build up* é dada na Seção 2.2.3.

3.1.3. Repetibilidade

Segundo Vuolo (1996), o termo repetibilidade pode ser definido como “grau de concordância entre resultados de sucessivas medições de um mesmo mensurando, efetuadas sob as mesmas condições de medição”.

Assim, a verificação da repetibilidade se deu para os três grupos de detectores MOSFET (A, B e C), com cada grupo apresentando diferentes configurações de irradiação utilizando três MOSFETs idênticos. As diferentes configurações estão apresentadas na Tabela 5 abaixo. Cada MOSFET foi analisado individualmente, verificando sua precisão na resposta. Além disso, uma comparação do desempenho entre os MOSFETs de um mesmo grupo também foi realizada, verificando o quanto a resposta à radiação de um mesmo grupo variou, uma vez que diferentes detectores, ainda que de modelos idênticos, podem apresentar sensibilidades diferentes à radiação (ATTIX, 2004).

3.1.4. Reprodutibilidade

Segundo Vuolo (1996), o termo reprodutibilidade é definido como o “grau de concordância entre resultados de medições de um mesmo mensurando, efetuadas sob condições variadas de medição”.

Para verificação da reprodutibilidade do detector MOSFET, foram formados três grupos de irradiação (A, B e C), com cada grupo contendo três dosímetros MOSFET idênticos. A Tabela 5 mostra as configurações de cada grupo para verificação da reprodutibilidade.

Tabela 5 - Configuração de dose e taxa de dose para irradiações dos Grupos A, B e C de detectores MOSFET.

Grupo	Local	Origem do Feixe	Dose (cGy)	Taxa de Dose (cGy/min)	Repetições
A	Hospital BP	LINAC (6 MV)	20	316,92	5
B	IEAv	Co-60	20	1,29	5
C	Hospital BP	LINAC (6 MV)	100	316,92	5

3.1.5. Estabilidade de Polarização Pré-Irradiação

Segundo o fabricante, é necessário que o dosímetro MOSFET seja conectado à leitora por um período de uma hora antes de ser irradiado, para que seja alcançada uma estabilidade ótima de polarização. Por outro lado, Ramaseshan e colaboradores (2004) determinaram que um intervalo de apenas 15 min já seria suficiente para alcançar esta estabilidade (RAMASESHAN et al., 2004).

A fim de verificar o tempo necessário para se alcançar a estabilidade ótima de polarização antes da primeira irradiação ser realizada, o detector MOSFET foi conectado à leitora ligada, verificando-se o comportamento da sua tensão de referência durante um período de aproximadamente 30 min com um intervalo de tempo de coleta automática (t_{col}) de 10 s.

3.1.6. Linearidade

Em instrumentação, o termo linearidade significa que, para qualquer alteração na grandeza observada, uma mesma alteração deve ser observada na saída do sistema de medição. Um instrumento ou sistema de medição ser perfeitamente linear indica que sua calibração converte perfeitamente a grandeza medida em uma outra grandeza que se quer observar (KNOLL, 1999). No caso do

detector MOSFET, por exemplo, o produto do ‘fator de calibração’ pela variação da grandeza ‘tensão’ observada no detector quando irradiado, resulta na medida indireta da grandeza ‘dose absorvida’. Quão mais linear a resposta do dosímetro MOSFET for, melhor será a medida indireta de dose pela variação de tensão do dispositivo quando irradiado.

A linearidade do dosímetro MOSFET foi verificada no acelerador linear do Hospital Beneficência Portuguesa de São Paulo, descrito na [Seção 3.1.2.4](#) deste documento. Os parâmetros fixos utilizados durante a irradiação são apresentados na Tabela 6.

Tabela 6 - Configuração dos parâmetros fixos do LINAC para verificação da linearidade.

Descrição	Identificação
Detector Verificado	microMOSFET TN-502RDM-H
Detector de Referência	Câmara de Ionização Waterproof PTW Farmer de 0,6 cm ³
Taxa de Unidade Monitora	300 UM/min
Distância Fonte-Detector	100 cm
Tamanho do Campo	(30 x 30) cm ²
Tensão no Tubo Acelerador	6 MV

Para verificar a linearidade do detector, foram realizadas irradiações em seis doses totais distintas: 5, 10, 15, 20, 25 e 50 cGy. Estes valores de dose foram escolhidos pois, segundo o fabricante, o modelo de detector MOSFET TN-502RDM-H se mostra linear a partir de 20 cGy. Assim, é conveniente verificar como o detector se comporta para valores de dose próximos ao valor de referência.

3.1.7. Dependência Energética

A dependência energética do dosímetro MOSFET foi verificada para diversas fontes de radiação, como mostra a Tabela 7. A segunda coluna da Tabela 7 indica a energia média ponderada pelo espectro de cada qualidade de feixe de radiação.

Tabela 7 - Energia média ponderada das qualidades de feixe de radiação utilizadas na verificação da dependência energética do detector MOSFET.

Qualidade de Feixe de Radiação	Energia Média (keV)
RQR 3 ⁹	33,8
RQR 10 ¹⁰	67
¹³⁷ Cs	661,7
⁶⁰ Co	1252,8
LINAC em 6 MV ¹¹	1858,6
LINAC em 15 MV ¹²	3800,0

O espectro para estimar a energia média da qualidade de feixe RQR 3 foi obtido à partir de uma ferramenta desenvolvida pela Siemens para simulação do espectro de raios X (SIEMENS, [s.d.]). Contudo, esta ferramenta não possibilita criar o espectro para a qualidade RQR 10. Por isso, estimou-se a energia média para o RQR 10 a partir do trabalho de Rosado e colaboradores (2007). As energias das fontes radioativas de Cs-137 e Co-60 são bem conhecidas, e seus respectivos espectros foram discutidos nas Seções [3.1.2.2](#) e [3.1.2.3](#) acima. A energia média do LINAC em 6 MV foi obtida através do trabalho de Rucci e colaboradores (2016). Por fim, Telles e colaboradores (2005) estimaram a energia média para um acelerador linear Varian Clinac 2100C em 15 MV através de uma simulação utilizando o código MCNP 4B.

⁹ Referência: (SIEMENS, [s.d.])

¹⁰ Referência: (ROSADO et al., 2007)

¹¹ Referência: (RUCCI et al., 2016)

¹² Referência: (TELLES et al., 2005)

A resposta do dosímetro, em mV, para cada uma das qualidades de feixe foi dividida pela dose, em cGy, previamente estabelecida e calculada. Pelo manual do fabricante, esta razão recebe o nome de Fator de Calibração (tradução livre do termo *Calibration Factor*), que pode ser também compreendida como a sensibilidade do dosímetro à radiação, sendo equacionado da seguinte forma:

$$FC = \frac{\text{Resposta [mV]}}{\text{Dose Calculada [cGy]}} \quad (44)$$

Uma resposta normalizada para LINACs (6 MV) e dependente da energia foi estabelecida a partir da metodologia utilizada no trabalho de Kron e colaboradores (1998). Assim, a resposta normalizada é tida como:

$$R_{norm}(X) = \frac{(FC)_X}{(FC)_{6MV}} \quad (45)$$

que é simplesmente a razão entre a sensibilidade (fator de calibração) em questão pela sensibilidade de referência em 6 MV.

3.1.8. Dependência Angular

O arranjo utilizado nos experimentos de verificação da dependência angular está ilustrado na Figura 41. O sistema de irradiação com a fonte de Co-60, localizado no LRI/IEAv está descrita na Seção 3.1.2.3. Um único dosímetro MOSFET foi irradiado nos ângulos de 0°, 45°, 90°, 135° e 180°. Com ângulo de 0° sendo o lado epóxi virado com a face voltada para a fonte de Co-60, o detector foi irradiado cinco vezes em cada um dos cinco ângulos adotados. Consequentemente, o ângulo de 180° é aquele onde o lado plano do MOSFET está com a face voltada para a fonte de Co-60. Foi administrada uma dose de 20 cGy em cada irradiação com o dosímetro MOSFET suspenso livremente no ar. Ou seja, fora da condição de equilíbrio eletrônico.

Figura 41 - Ilustração do arranjo com o lado epóxi virado de face para o feixe de fótons da fonte de Co-60 do IEAv.

Além disso, o dosímetro MOSFET também foi irradiado na condição de equilíbrio eletrônico nos ângulos de 0° (lado epóxi) e 180° (lado plano), sendo irradiado cinco vezes em cada posição com dose de 20 cGy. A correção para região de *build up* para garantir o equilíbrio eletrônico foi feita por meio da inserção de uma placa de acrílico com 5 mm de espessura no arranjo experimental. Assim, o dosímetro MOSFET foi colado com fita adesiva a esta placa de acrílico, estando a placa sempre posicionada entre o detector e a fonte de Co-60.

Os ângulos de 0° e 180° foram escolhidos para irradiações com acrílico por serem aqueles que apresentaram maior diferença de resposta na curva de dependência angular do microMOSFET TN-502RDM-H. Assim, espera-se que, caso o detector não apresente variação significativa na resposta entre estes ângulos, os outros ângulos também não apresentarão variação significativa. Segundo o fabricante, caso o detector esteja em condição de equilíbrio eletrônico, é esperada uma dependência angular máxima de $\pm 2\%$ (BESTMEDICAL, 2008).

3.1.9. Dependência da Taxa de Dose

As irradiações conduzidas para verificação da dependência da taxa de dose foram realizadas no LINAC do Hospital Beneficência Portuguesa de São Paulo, descrito na Seção 3.1.2.4. A Tabela 8 apresenta as configurações fixas adotadas no sistema irradiador para estes experimentos:

Tabela 8 - Configuração do sistema irradiador LINAC para experimentos verificando a dependência da taxa de dose.

Descrição	Identificação
Detector Verificado	microMOSFET TN-502RDM-H
Dose Total	50 cGy
Distância Fonte Detector	100 cm
Tensão no Tubo Acelerador	6 MV

Seis valores distintos para taxa de unidade monitora foram utilizados, indo do menor valor de taxa de dose que o sistema irradiador LINAC dispunha, até o maior valor: 100 UM/min a 600 UM/min, ao passo de 100 UM/min.

3.1.10. Resposta para Feixe de Elétrons

Durante os experimentos conduzidos no acelerador linear do Hospital Beneficência Portuguesa de São Paulo, também foram realizadas irradiações com um feixe de elétrons de 9 MeV a fim de verificar a resposta do detector para este tipo de radiação em uma energia utilizada em tratamentos radioterápicos.

Assim, foram comparadas as medidas para irradiações com detector microMOSFET TN-502RDM-H para as qualidades de feixe de elétrons de 9 MeV com fótons com tubo acelerador em 6 e 15 MV. As configurações das irradiações podem ser vistas na Tabela 9.

Tabela 9 - Configurações do sistema irradiador LINAC para verificação da resposta do detector para elétrons.

Descrição	Identificação
Detector Verificado	microMOSFET TN-502RDM-H
Energia	9 MeV
Taxa de Unidade Monitora	300 UM/min
Dose Total	25 e 50 cGy
Tamanho de Campo	(15 x 15) cm ²

3.2. Modelagem Computacional

3.2.1. O Programa MCNP6

Para modelagem computacional do detector MOSFET, foi utilizado o MCNP, na versão 6, programa desenvolvido e distribuído pela LANL, que possibilita simular o transporte de mais de 37 tipos de partículas - incluindo fótons, nêutrons, elétrons, múons, pósitrons, íons pesados, prótons, dentre outros - pelo método estocástico conhecido como MMC. (GOORLEY et al., 2012; PELOWITZ, 2013). A base teórica do MMC é abordada na [Seção 2.7](#).

O MCNP é uma ferramenta que possibilita estimar grandezas importantes para grandes áreas da Física Médica, como a dose absorvida, a taxa de dose, a fluência de partículas ou o *kerma* em um objeto de interesse; podendo este objeto ser um modelo de detector, um modelo de tecido humano, o modelo de uma fonte de radiação, um modelo de uma sala de radioterapia ou qualquer outro meio de interesse (YORIYAZ, 2009). Contudo, o código MCNP6 não se atém somente a física médica, sendo também utilizado nos mais diversos campos de pesquisa para construção de modelos que auxiliem na solução de problemas envolvendo, por exemplo, criticalidade, blindagem, dosimetria, resposta de detector, design de

reatores, modelagem de aceleradores, dentre outras aplicações (GOORLEY et al., 2012; PELOWITZ, 2013).

A utilização do MCNP6 passa pela construção de um arquivo de entrada, ou *input*. Neste arquivo são fornecidas as informações que compõem o modelo desejado e que serão lidas e executadas pelo código, como a geometria do objeto que será “virtualmente irradiado”, a geometria da fonte virtual de radiação, o tipo de radiação que a fonte virtual emite, os espectros de energia destas partículas ao saírem da fonte, dentre diversas outras possibilidades, podendo-se modelar desde o mais simples objeto, como o fluxo energético em uma simples esfera recebendo um feixe monoenergético de fótons (PELOWITZ, 2013; REED, 2007; X-5 MONTE CARLO TEAM, 2008), até modelos mais complexos, como tratamentos por captura de nêutrons para tumores no cérebro (GOORLEY; KIGER; ZAMENHOF, 2002), distribuição de dose em um paciente para radioimunoterapia (YORIYAZ; STABIN; SANTOS, 2001), cálculos de dose para fontes de tomografia computadorizada de raios X (JARRY et al., 2003) e dosimetria para estudo das propriedades da teoria cavidade de TLDs (BRANCO et al., 2016). Contudo, neste trabalho não serão abordados os conceitos que levam a construção deste cartão de entrada, mas, sim, algumas das grandezas físicas possíveis de serem extraídas a partir da simulação de um modelo descrito no cartão de entrada e lido pelo código, no intuito de dar ao leitor uma noção geral das potencialidades do MCNP6 para Física Médica, culminando, por fim, na metodologia em que ele foi inserido para seu uso como ferramenta neste trabalho.

Quando se fala em resultados extraídos pelo programa MCNP6, uma boa abordagem inicial pode ser olhar, primeiro, para o cartão *tally*. Pelo cartão *tally* o usuário pode informar ao código quais as informações de interesse que ele deseja extrair pela simulação do modelo construído. O MCNP fornece 7 *tallies* padrão, sendo que, desses *tallies*, 7 incluem o transporte de nêutrons, 6 incluem o transporte de fótons e 4 incluem o transporte de elétrons (PELOWITZ, 2013; X-5 MONTE CARLO TEAM, 2008). Os *tallies* padrão do MCNP6 são apresentados na Tabela 10 abaixo:

Tabela 10 - Relação dos 7 *tallies* padrão disponibilizados pelo MCNP6 (PELOWITZ, 2013; X-5 MONTE CARLO TEAM, 2008).

Descrição	Tally	Grandeza	Tally (*)	Grandeza (*)
Corrente em uma superfície	F1	Partículas/cm ²	*F1	MeV
Fluxo em uma superfície	F2	Partículas/cm ²	*F2	MeV/cm ²
Traço médio estimado do fluxo de uma célula	F4	Partículas/cm ²	*F4	MeV/cm ²
Fluxo em um detector pontual/radial	F5	Partículas/cm ²	*F5	MeV/cm ²
Traço médio estimado da energia média depositada em uma célula	F6	MeV/g	*F6	jerk/g
Traço médio estimado da energia de fissão depositada em uma célula	F7	MeV/g	*F7	jerk/g
Distribuição energética de pulsos criados em um detector	F8	Pulsos-carga	*F8	MeV

Pela Tabela 10 é possível notar que podem ser extraídas grandezas como fluxo, energia média depositada ou mesmo pulsos/cargas depositadas em um ponto específico, em uma superfície geométrica (como um plano ou círculo) ou mesmo em uma célula. Célula, aqui, tem a ideia de um objeto volumétrico que reúne informações como: material do qual é constituído o objeto, densidade de seu material e planos delimitadores que formam o objeto tridimensional (PELOWITZ, 2013; X-5 MONTE CARLO TEAM, 2008). Não confundir o conceito de célula do código MCNP com o conceito de célula biológica, citada na introdução desta dissertação!

Portanto, uma célula pode ser, por exemplo, um cubo de água, um fio condutor de cobre, o material encapsulador de uma fonte de ¹³⁷Cs, uma fonte de ⁶⁰Co ou mesmo o volume sensível de SiO₂ de um detector MOSFET. As Figuras 42 e 43 abaixo ilustram o conceito de célula no programa MCNP6 com os dois primeiros exemplos citados.

Figura 42 - Ilustração do exemplo de uma célula como um cubo de água formada por 6 superfícies planas.

Figura 43 - Ilustração do exemplo de uma célula como um cilindro de cobre formado por 2 superfícies planas e 1 casca cilíndrica.

Na Figura 42, a célula é representada por um cubo de água. Para formá-la, foram utilizadas seis superfícies planas e um material composto por H_2O , com densidade de $1,00 \text{ g/cm}^3$. Já na Figura 43, a célula é representada por um fio de cobre, que utiliza duas superfícies planas e uma casca cilíndrica para formar o objeto composto pelo elemento cobre de densidade $8,96 \text{ g/cm}^3$. No caso do modelo de um detector MOSFET, por exemplo, ele é formado por quatro componentes: volume sensível de óxido de silício, substrato semiconductor de silício, resina epóxi e cabo flexível. Cada um destes quatro componentes é uma célula. Ou seja, o modelo do detector MOSFET deste trabalho é formado por quatro células, cada uma com suas dimensões, composições e densidades específicas (ver Figura 70, na [Seção 4.2.3](#))

Assim, a partir de um cartão *tally* previamente informado no cartão de entrada ao código MCNP durante uma simulação, é possível obter, como resultado, grandezas físicas de interesse na célula, na superfície ou em ponto de interesse. O *tally* F6, por exemplo, pode ser utilizado para estimar a dose média absorvida em um cubo de água a partir da incidência de um feixe monoenergético de elétrons. O *tally* F4 pode ser utilizado, por exemplo, para verificar a fluência média de elétrons gerados em uma célula de fio de cobre a partir de um feixe de fótons oriundos de uma fonte de ^{137}Cs . O *tally* *F8, por exemplo, pode ser solicitado para estimar a carga média depositada em uma célula de LiF (que é o principal material de um TLD) a partir de um feixe de nêutrons (PELOWITZ, 2013; REED, 2007; SHULTIS; FAW, 2010; X-5 MONTE CARLO TEAM, 2008).

Após especificar os resultados que quer extrair pelo cartão *tally*, poderá haver por parte do usuário a preocupação de como analisar os dados obtidos, como melhorar a precisão destes resultados ou como otimizar o tempo gasto para execução da simulação, caso seja necessário e possível. Para isto, serão apresentados a seguir três conceitos importantes ao se trabalhar com MCNP6: a lei dos grandes números, o erro relativo e a figura de mérito.

Como também é abordado na [Seção 2.7](#), que trata do MMC, a base de qualquer código que utiliza desta ferramenta para o cálculo de grandezas está estabelecida na Lei dos Grandes Números (PELOWITZ, 2013; X-5 MONTE CARLO TEAM, 2008). O MCNP, assim como outras ferramentas estocásticas que

realizam o transporte de partículas, como, por exemplo, o GEANT4 (ALLISON et al., 2006; CARRIER et al., 2004; GEANT4 COLLABORATION, 2015), o EGS (KAWRAKOW et al., 2018) ou o PENELOPE (SALVAT, 2015), basicamente estima grandezas físicas em uma simulação computacional através da aplicação de técnicas de amostragem, munido de bons geradores de números aleatórios e funções densidade de probabilidade (PDF) que descrevam corretamente os processos físicos existentes no transporte da partícula no meio em questão. Assim, uma grandeza física é obtida quando um processo é amostrado diversas vezes por números aleatórios, de modo que quanto mais vezes ele for repetido, mais próximo do valor verdadeiro (μ_v) o valor médio ($\bar{y}$) estimado se encontrará (PELOWITZ, 2013; X-5 MONTE CARLO TEAM, 2008). Esta é uma aplicação direta da Lei dos Grandes Números que, segundo Vuolo, pode ser exposta pela seguinte relação (VUOLO, 1996):

$$\mu_v = \lim_{n \rightarrow \infty} \bar{y} \quad (46)$$

Assim, pela relação acima entre valor verdadeiro (μ_v) e o valor médio ($\bar{y}$) – sendo que este último definido como a razão entre a somatória dos valores das n amostras e o número de amostras – fica claro que, quanto maior for a amostragem por números aleatórios mais acurada será a estimativa do valor médio de uma grandeza física.

Segundo Yoriyaz, uma simulação computacional típica pelo MMC pode utilizar de 10^7 a 10^{12} números aleatórios para amostragem (YORIYAZ, 2009). Contudo, lançar mão de uma quantidade muito grande de números aleatórios pode ter como “custo” um tempo computacional muito grande, como será visto nos parágrafos seguintes.

Os resultados oriundos de uma simulação em MCNP podem vir acompanhados no formato: $\bar{y} \pm R$. O erro relativo (R) é a precisão estatística associada ao resultado, dado em porcentagem, e é definido pela Equação 47 a seguir:

$$R = \frac{s_m}{\bar{y}} \quad (47)$$

onde s_m é o desvio padrão amostral do valor médio e $\bar{y}$ é o valor médio da grandeza física estimada. Assim, quanto menor for o valor de R, maior será a precisão do resultado obtido por meio da simulação. O termo s_m pode ainda ser relacionado da seguinte forma:

$$s_m = \sqrt{\frac{\overline{y^2} - \bar{y}^2}{n}} = \frac{s}{\sqrt{n}} \quad (48)$$

onde, s_m é o desvio padrão amostral do valor médio, $\overline{y^2}$ é a média do quadrado dos valores amostrais, $\bar{y}^2$ é o quadrado do valor médio das amostras, s é o desvio padrão amostral e n é o número de amostras (PELOWITZ, 2013; X-5 MONTE CARLO TEAM, 2008).

Contudo, como R está associado a razão entre s_m e $\bar{y}$, que, por sua vez, dependem do número de amostras (n), culmina que R depende da proporção apresentada a seguir:

$$R \propto \frac{1}{\sqrt{n}} \quad (49)$$

Assim, sendo n a quantidade de números aleatórios que contribuíram na amostragem de uma simulação pelo MCNP, fica claro que para aumentar a precisão (ou diminuir o R) do resultado de uma grandeza física obtida, deve-se levar em conta que R é um fator inversamente proporcional à raiz quadrada de n . Para vias de exemplificação, caso o usuário queira, por algum motivo, aumentar a precisão de 10% para 1% seria necessário um valor de n 100 vezes maior. Ainda neste raciocínio, caso o usuário queira diminuir a precisão de 10% para 0,1%, seria necessário um aumento de 10000 vezes o valor inicial de n .

A princípio, aumentar a quantidade de amostras n não é em si um problema aparentemente. Contudo, sabe-se que esta variável está diretamente

ligada ao tempo gasto para a realizar uma simulação computacional. Para abordar este assunto, se faz necessário apresentar o conceito de Figura de Mérito.

A figura de mérito (FOM), também conhecida como eficiência de uma simulação de Monte Carlo (ϵ), é uma grandeza que mede a performance de um cálculo pelo MMC, sendo, portanto, um indicador de quão rápido o código encontra um resultado com dada incerteza estatística (SECO; VERHAEGEN, 2013; X-5 MONTE CARLO TEAM, 2008). A figura de mérito indica a variação da precisão estatística com relação ao tempo de simulação, sendo que, quanto maior e mais constante for o valor de FOM, menor serão as incertezas estatísticas e melhor será o comportamento dos resultados obtidos, respectivamente. A relação entre FOM, R e tempo computacional (T) é apresentada na Equação 50:

$$FOM = \frac{1}{R^2 T} \quad (50)$$

Assim, a relação acima pode ser reescrita na forma:

$$R = \frac{1}{\sqrt{FOM * T}} \quad (51)$$

Portanto, o aumento da precisão do resultado, que está associado ao aumento de n , como mostra a Equação 51, também está associado ao tempo computacional e a figura de mérito. Isto quer dizer que, como R é inversamente proporcional a $\sqrt{n}$, n é diretamente proporcional ao produto entre FOM e T. Escrevendo esta relação, tem-se que:

$$n \propto FOM * T \quad (52)$$

Agora, supondo que o mesmo usuário do exemplo dado anteriormente tivesse demorado 1h para executar uma simulação com um R de 10%. E que esse mesmo usuário queira diminuir a incerteza para 1%. Isto quer dizer que o

MCNP saltaria de 1h para 100h (aproximadamente 4 dias) o seu tempo computacional. E isto demoraria ainda mais para o caso onde ele queria diminuir o R de 10% para 0,1%, pois o tempo de computacional saltaria de 1h para 10000h (aproximadamente 417 dias). Este fato ajuda a explicar algumas das dificuldades encontradas na construção de um modelo computacional em MCNP6, visto que, em muitos casos, são necessárias incertezas pequenas para que o modelo em questão possa ser útil na resolução de um problema (PELOWITZ, 2013; X-5 MONTE CARLO TEAM, 2008).

Mas não é somente o número de histórias de partículas que pode afetar o tempo de simulação de um modelo em MCNP6. Outras variáveis também contribuem para o aumento ou a diminuição do tempo de uma simulação computacional, como, por exemplo, o tipo de partícula que se está transportando, o volume da célula onde o cartão *tally* é aplicado ou a complexidade da geometria do modelo.

A dependência do tipo de partículas consideradas no sistema ocorre, por exemplo, quando se compara, em um mesmo modelo, o tempo necessário para transporte de elétrons com tempo necessário para o transporte de nêutrons ou fótons. O transporte de elétrons demanda maior tempo computacional (T), visto que a quantidade de energia média transferida durante a trajetória do elétron (também conhecido como LET – *Linear Energy Transfer*) por interação é muito menor do que a de outras partículas, fazendo com que a história do elétron - do momento que ele é gerado na fonte virtual até seu completo desaparecimento - leve mais tempo para ser simulado do que a história de fótons ou nêutrons, por exemplo. Além disso, fatores como o tamanho do volume de interesse (célula) em que se quer estimar a grandeza física podem influenciar no tempo de simulação, visto que, quanto menor for o volume, menor poderão ser o número de interações de um feixe que nele incida e que contribuem para o cálculo do resultado, fazendo com que seu erro relativo (R) seja alto, visto que ele depende de n. Assim, serão necessárias mais histórias de partícula para gerar uma simulação com um R razoável (PELOWITZ, 2013; X-5 MONTE CARLO TEAM, 2008).

Para tentar aumentar a precisão das simulações, muitas vezes o usuário deve recorrer aos chamados Métodos de Redução de Variância que, se usados

corretamente, pode levar a modelos mais eficientes na estimativa de grandezas físicas através de artifícios de ganho estatístico (PELOWITZ, 2013; X-5 MONTE CARLO TEAM, 2008).

3.2.2. Metodologia para Simulações no Programa MCNP6

A seguir, são descritas as metodologias utilizadas nas simulações do detector MOSFET por meio do código MCNP6. Primeiramente, são apresentadas as metodologias para validação do modelo do detector MOSFET, junto com os respectivos *tallies* utilizados. Por fim, são apresentadas a metodologia e a justificativa da simulação de curvas de PDP (Porcentagem de Dose Profunda) para as fontes virtuais adotadas.

3.2.2.1. Modelo Computacional do Dosímetro MOSFET

Para validar o modelo computacional construído do dosímetro MOSFET TN-502RDM-H no programa MCNP6, definiu-se como critério que ele deveria reproduzir algumas das características apresentadas experimentalmente. Assim, foi estabelecido reproduzir, por simulação computacional, a dependência energética e a dependência angular do detector MOSFET, comparando-o com algum valor de referência. As metodologias utilizadas na verificação das dependências energética e angular são apresentadas nas Seções 3.2.2.2 e 3.2.2.3 a seguir.

3.2.2.2. Dependência Energética

As simulações para verificação da dependência energética do dosímetro MOSFET foram realizadas utilizando cinco diferentes espectros energéticos semelhantes aos espectros das qualidades de feixe RQR 3, ^{137}Cs , ^{60}Co e LINAC (6 MV). Assim, foram simulados quatro das seis qualidades de feixe utilizadas experimentalmente, que foram apresentadas no decorrer da Seção 3.1. Não foi possível simular o detector MOSFET nas qualidades de feixe RQR 10 nem do LINAC (15 MV) por não se possuir os espectros destas qualidades.

O detector MOSFET foi simulado à uma distância de 100 cm da fonte virtual. Além disso, a fonte virtual foi configurada emitindo um feixe unidirecional no sentido do detector, a fim minimizar a perda de ‘partículas virtuais’ geradas na simulação. A Figura 44 mostra o “universo de eventos” de simulação contendo: a fonte (em amarelo), o detector MOSFET (em preto e marrom) e um objeto simulador de água (em azul). O “universo de eventos” tinha um raio de 3 mm, valor próximo as dimensões do detector MOSFET.

Figura 44 - Ilustração do "universo de eventos" da simulação, formado por: um cilindro de ar, fonte com feixe unidirecional, dosímetro MOSFET e dois cilindros de água (A1 e A2).

O objeto simulador de água tinha formato cilíndrico e foi dividido em duas partes com os mesmos 3 mm de diâmetro do “universo de eventos”. A primeira parte (A1) foi alocada atrás do MOSFET, tendo um comprimento fixo de 5 cm. A segunda parte (A2) foi colocada à frente do MOSFET e tinha comprimento variável, uma vez que esta parte era responsável por garantir a condição de equilíbrio eletrônico do dosímetro na simulação. Para escolher o valor de sua espessura, foram utilizados os valores de profundidade encontrados onde a dose era máxima a partir das simulações das PDPs (porcentagem de dose profunda) para cada qualidade de feixe, como apresentado na [Seção 2.2.3](#). Este procedimento foi utilizado para o cálculo de dose absorvida para todas as qualidades de feixe, exceto, claro, para qualidade RQR 3 que, por possuir um espectro com energias mais baixas, tem uma região de *build up* que pode ser

considerada desprezível para o campo da Física Médica, como é tratado na Seção 2.2.3.

Para os casos onde foi necessário estimar o kerma no ar, utilizou-se uma configuração semelhante à da Figura 44. Contudo, foram substituídos todos os materiais das células (dosímetro MOSFET, A1 e A2) por ar. Assim, o volume sensível correspondente ao SiO₂ se manteve na mesma posição das simulações para dose absorvida, mas, entretanto, seu material era ar.

Para simular a dependência energética do detector MOSFET, estimou-se a dose absorvida por qualidade de feixe utilizando o *tally* *F4. A forma de cálculo do *tally* *F4 é semelhante ao *tally* F4, exceto pelo asterisco (*) que indica uma conversão de unidade, de fluência de partículas (partículas/cm²) para fluência energética (MeV/cm²) e que será explicado mais adiante. O *tally* F4 é um estimador de comprimento de traço de partículas e pode ser equacionado pela seguinte relação:

$$F4 = \bar{\phi}_V = \frac{1}{V} \int dE \int dt \int dV \int d\Omega \psi(\vec{r}, \hat{\Omega}, E, t) \quad (53)$$

onde, $\bar{\phi}_V$ é o fluxo médio na célula, dado em partículas/cm²; V é o volume da célula, dado em cm³; e ψ é o fluxo angular, que é integrado e dependente do vetor posição de partícula ($\vec{r}$), do vetor direção ($\hat{\Omega}$), da energia (E) e do tempo (t), tendo, portanto, sua a unidade^{13,14} dada em partículas/cm²/sh/MeV/sr (PELOWITZ, 2013; X-5 MONTE CARLO TEAM, 2008).

Segundo o manual do código MCNP, a relação da Equação 53 acima ainda pode ser escrita de outra forma. Assumindo que

$$\psi(\vec{r}, \hat{\Omega}, E, t) = vn(\vec{r}, \hat{\Omega}, E, t) \quad (54)$$

e que

¹³ 1sh = 10⁻⁸ s

¹⁴ O símbolo sr é a abreviação de esferorradiano, unidade análoga a radianos, porém, usada para medida de ângulos sólidos, e que vale 4π para a superfície completa de qualquer esfera.

$$N(\vec{r}, E, t) = \int d\Omega \, n(\vec{r}, \hat{\Omega}, E, t) \quad (55)$$

onde, v é a velocidade da partícula, n é densidade de partículas e N é a densidade de partículas em um ponto, independentemente da sua trajetória. Além disso, lembrando que $ds = v \, dt$, e realizando as devidas substituições, pode-se chegar que:

$$F4 = \bar{\phi}_V = \frac{1}{V} \int dE \int dV \int ds \, N(\vec{r}, E, t) \quad (56)$$

sendo que a relação $N(\vec{r}, E, t) \, ds$ é a densidade de comprimento de traços. Desta forma, o cálculo do fluxo médio do *tally* F4 pode ser estimado somando-se cada um dos comprimentos de traço de partícula na célula, resumindo o *tally* F4 na relação:

$$F4 = \bar{\phi}_V = \sum \frac{W \, T_l}{V} \quad (57)$$

onde, T_l é o comprimento do traço; V é volume da célula e W é chamado de peso da partícula. O peso da partícula (W), que é um *tally* multiplicador, pode ser entendido com um artifício do código MCNP para obter uma melhor eficiência computacional. Assim, em outras palavras, cada partícula de determinado peso (W) e energia (E), ao gerar um traço T_l em determinado volume, está contribuindo para o somatório de fluxo na célula. Ao final do cálculo, o código MCNP realiza uma normalização do *tally* estimado pelo número de partículas total, e obtém a grandeza fluxo médio por partícula.

O MCNP realiza o cálculo com o *tally* *F4 de maneira similar ao *tally* F4, exceto que considera a energia de cada partícula. Assim, a relação para o *tally* *F4 fica:

$$*F4 = \bar{\phi}_V = \frac{1}{V} \int dE \int dt \int dV \int d\Omega \, E \, \psi(\vec{r}, \hat{\Omega}, E, t) \quad (58)$$

onde, E é a energia. As outras grandezas são as mesmas abordadas na Equação 53 para o *tally* F4. Assim, da mesma forma que foi realizado para o *tally* F4, pode-se chegar a seguinte relação de fluxo energético médio na célula para o *tally* *F4:

$$*F4 = \bar{\phi}_V = \sum \frac{W T_l E}{V} \quad (59)$$

Ao utilizar o *tally* *F4, o código MCNP permite calcular a fluxo médio na célula para nêutrons, elétrons e fótons. Neste trabalho, para a simulação da dependência energética, ele foi utilizado para calcular apenas considerando o transporte de fótons (PELOWITZ, 2013; REED, 2007; SHULTIS; FAW, 2010; X-5 MONTE CARLO TEAM, 2008).

Tratando-se de fótons, sabe-se que o seu fluxo pode ser dado por:

$$\phi = \frac{d\psi}{dt} \quad (60)$$

onde, t é o tempo e ψ é a fluência energética (neste caso, de fótons) em uma determinada área, dada por:

$$\psi = \frac{N}{S} h\nu \quad (61)$$

onde, ψ é a fluência energética, N é o número de fótons, S é a área que está se incidindo e $h\nu$ é a energia de cada fóton do feixe (ATTIX, 2004; OKUNO; YOSHIMURA, 2010). A Equação 61 acima é a mesma retratada na Equação 13 nos Fundamentos Teóricos desta dissertação.

Assim, a partir dos *tallies* F4 e *F4 pode-se estimar não só o fluxo, mas também a fluência de fótons na célula. E isto se torna muito conveniente, uma vez que, como é visto na Equação 12 da Seção 2.2.1, que trata da grandeza dose absorvida, a dose absorvida para fótons pode ser escrita como igual ao kerma para valores de energia recorrentes para fótons no campo da Física Médica (entre alguns keV até dezenas de MeV), desde que a região de interesse esteja em

condição de equilíbrio eletrônico. Assim, a dose absorvida pode ser estimada a partir do produto entre a fluência e os coeficientes mássicos de absorção de energia $\left(\frac{\mu_{ab}}{\rho}\right)$ específicos de cada material (ver Equação 12). Na prática, isto pode ser feito durante a própria simulação ao utilizar o cartão auxiliar DE/DF juntamente ao *tally* *F4.

O cartão DE/DF permite adicionar os coeficientes mássicos de absorção de energia $\left(\frac{\mu_{ab}}{\rho}\right)$ ao cálculo do *tally* *F4, sendo o DE responsável por indicar a energia e o DF por indicar o $\left(\frac{\mu_{ab}}{\rho}\right)$ para dado valor de energia. Os coeficientes mássicos de absorção de energia utilizados neste trabalho são tabelados e podem ser encontrados no *site* do *National Institute of Standard and Technology*, conhecido pela sigla NIST (HUBBELL; SELTZER, 2004). O Apêndice B mostra exemplos de valores destes coeficientes para os materiais SiO₂, Si, O e ar. Para o código MCNP, este cálculo é realizado da seguinte forma:

$$*F4 = \bar{\phi}_V = \frac{1}{V} \int dE \int dt \int dV \int d\Omega F(E) E \psi(\vec{r}, \hat{\Omega}, E, t) \quad (62)$$

onde, a função $F(E)$ indica o fator de conversão de dose para fluência que foi utilizada (PELOWITZ, 2013; REED, 2007; X-5 MONTE CARLO TEAM, 2008). Neste trabalho, $F(E) = \frac{\mu_{ab}}{\rho}(E)$. Todas as outras grandezas da Equação 62 acima são as mesmas abordadas nas Equações 53 e 58.

Assim, a dose absorvida simulada no detector MOSFET para cada qualidade de feixe pode ser também escrita como:

$$D_{MOSFET}(X) = \left(\frac{\mu_{ab}}{\rho}\right)_{SiO_2} \psi_{SiO_2} \quad (63)$$

onde, D_{MOSFET} é a dose absorvida no volume sensível de SiO₂ do dosímetro MOSFET para determinada qualidade de feixe; $\left(\frac{\mu_{ab}}{\rho}\right)_{SiO_2}$ são os valores de coeficiente mássico de absorção de energia, dependentes da energia, e

específicos para o material SiO₂; e ψ_{SiO_2} é a fluência estimada por meio do código MCNP na célula de SiO₂.

O kerma no ar, por sua vez, pode ser dado por:

$$K_{ar}(X) = \left(\frac{\mu_{ab}}{\rho} \right)_{ar} \psi_{ar} \quad (64)$$

onde, K_{ar} é o kerma no ar para determinada qualidade de feixe no volume sensível de SiO₂ (substituído por ar) do dosímetro MOSFET; $\left(\frac{\mu_{ab}}{\rho} \right)_{ar}$ são os valores de coeficiente mássico de absorção de energia, dependentes da energia, e específicos para o material ar; e ψ_{ar} é a fluência estimada com o código MCNP na célula de ar.

Para análise dos resultados obtidos relacionados à dependência energética para fótons, gerados por meio de simulações com o modelo construído para o microMOSFET no programa MCNP6, este trabalho tomou como base a publicação Wang e colaboradores (2005), onde foi simulado um detector MOSFET no programa MCNP 4C e realizado o estudo a partir da seguinte relação:

$$R_{MCNP}(X) = \frac{\left(\frac{D_{MOSFET}}{K_{ar}} \right)_X}{\left(\frac{D_{MOSFET}}{K_{ar}} \right)_{^{60}Co}} \quad (65)$$

onde, D_{MOSFET} é a dose absorvida obtida por simulação no volume sensível de SiO₂ do MOSFET e k_{ar} é o kerma no ar obtido por simulação no mesmo ponto onde estava localizado o SiO₂, mas com os materiais de todos os componentes substituídos por ar. Os índices X e ⁶⁰Co indicam que a razão D_{MOSFET}/K_{ar} foi obtida variando as qualidades de feixe de radiação (X) e normalizando para a qualidade de feixe de referência de ⁶⁰Co (WANG; XU; KIM, 2005).

Nunn e colaboradores (2008) também usaram esta mesma relação, só que para o caso de detectores termoluminescentes (TLDs). Além disso, Nunn e colaboradores (2008) também mostraram uma relação para o cálculo analítico da

dependência energética no TLD, que foi adaptada para o detector MOSFET neste trabalho. A relação é apresentada na Equação 66 abaixo:

$$C_a(E) = \frac{\left(\frac{\left(\frac{\mu_{ab}}{\rho} \right)_{MOSFET}}{\left(\frac{\mu_{ab}}{\rho} \right)_{ar}} \right)_E}{\left(\frac{\left(\frac{\mu_{ab}}{\rho} \right)_{MOSFET}}{\left(\frac{\mu_{ab}}{\rho} \right)_{ar}} \right)_{^{60}\text{Co}}} \quad (66)$$

onde a relação $\left(\frac{\mu_{ab}}{\rho} \right)$ é o coeficiente mássico de absorção de energia específico para cada material, que também é abordado na Seção 2.2.1 que trata da grandeza radiológica dose absorvida. Os índices E e ^{60}Co indicam que a razão entre os coeficientes mássicos de absorção de energia para o detector MOSFET e o ar foi calculada para diversas energias e normalizada para o valor calculado de referência de ^{60}Co . Deve-se ressaltar que o cálculo analítico é feito considerando feixe de fótons monoenergéticos (NUNN et al., 2008). Os valores dos coeficientes mássicos de absorção de energia são tabelados pelo NIST e podem ser encontrados em sua página na *internet* (HUBBELL; SELTZER, 2004).

Os valores do coeficiente mássico de absorção de energia são tabelados pelo NIST tanto para elementos individuais quanto para compostos. Assim, felizmente, pode-se extrair informações quanto ao $\left(\frac{\mu_{ab}}{\rho} \right)_{ar}$. Contudo, apesar de disponibilizar muitos dados, o NIST não fornece valores dos coeficientes mássicos de absorção de energia para todos os compostos possíveis. Este é o caso do coeficiente do SiO_2 , $\left(\frac{\mu_{ab}}{\rho} \right)_{\text{SiO}_2}$, que é utilizado como $\left(\frac{\mu_{ab}}{\rho} \right)_{MOSFET}$, visto que o volume sensível à radiação do detector MOSFET é feito de SiO_2 . Assim, foi necessário buscar uma alternativa para obter os valores do coeficiente mássico de absorção de energia para o SiO_2 . Uma alternativa foi encontrada no livro-texto de Attix e é mostrada a seguir:

$$\left(\frac{\mu_{ab}}{\rho} \right)_{\text{composto}} \cong \sum \left(\frac{\mu_{ab}}{\rho} \right)_Z f_Z \quad (67)$$

onde $\left(\frac{\mu_{ab}}{\rho}\right)$ é o coeficiente mássico de absorção de energia de cada elemento (Z) ou composto, e f_z são as frações de peso dos elementos (Z) que compõem o material de dada composição mista (ATTIX, 2004).

Portanto, a metodologia de análise dos dados de dependência energética obtida por simulação no MCNP6 foi baseada na comparação entre os resultados obtidos por simulação e os resultados obtidos por cálculo analítico. O número de histórias de partícula (NPS) utilizado foi de $2,5 \times 10^6$, por fornecer um R abaixo de 1% para todas as fontes de energia utilizando o *tally* *F4 e o cartão auxiliar DE/DF.

3.2.2.3. Dependência Angular

O “universo de eventos” utilizado para simular a dependência angular do dosímetro MOSFET é similar ao utilizado para simular a dependência energética do detector, mostrado na Figura 44, exceto por não utilizar o objeto simulador de água (A1 e A2), além de utilizar uma única fonte virtual de ^{60}Co . Assim, o detector estava “suspense livremente no ar” sob a incidência de um feixe unidirecional gerado à 100 cm de distância.

A metodologia adotada para análise dos resultados para dependência angular para uma fonte de ^{60}Co , gerados por simulação do modelo construído para o microMOSFET, foram extraídos do trabalho de Wang e colaboradores (2004) que fizeram um estudo parecido para uma fonte de ^{137}Cs . Assim, foram relacionados os dados obtidos por simulação com os dados obtidos experimentalmente, normalizando-se a resposta angular para o ângulo de referência de 0° , que é aquele onde o MOSFET está com o lado epóxi virado com a face para a fonte de ^{60}Co (WANG; KIM; XU, 2004). Os ângulos analisados aqui foram os mesmos analisados experimentalmente, ou seja, os ângulos de 0° , 45° , 90° , 135° e 180° (ver Figura 41). Tanto nas simulações quanto nos experimentos o dosímetro MOSFET estava suspenso livremente no ar, isto é, fora da condição de equilíbrio eletrônico.

Como a densidade do componente resina epóxi do dosímetro MOSFET era completamente desconhecida, foi realizada a estimativa de seu valor por simulação. Para isto, foi verificado qual era o maior valor de anisotropia encontrado experimentalmente. Visto que este valor foi encontrado quando comparado os ângulos de 0° e 180° , foram realizadas dezenas de simulações corrigindo o valor da densidade para a maior diferença de resposta angular encontrada experimentalmente entre estes ângulos.

Todas as simulações para verificação da dependência angular necessitaram da utilização do *cluster* do CEN/IPEN, uma vez que, além do dosímetro MOSFET possuir uma região sensível de espessura micrométrica, soma-se o fato de ter sido necessário utilizar o *tally* *F8, que necessita de maior tempo para ser calculado do que os outros *tallies* padrão como, por exemplo, o *tally* *F4.

Para explicar como o código MCNP calcula o *tally* *F8, primeiro será abordado o *tally* F8, uma vez que o *tally* *F8 é semelhante ao *tally* F8, exceto por um fator de conversão. O *tally* *F8, assim como o *tally* *F4 (tratado na seção anterior), permite o cálculo de dose absorvida para fótons e elétrons. Contudo, o *tally* F8 não é um estimador de comprimento de traço de partícula. Ao invés disso, ele realiza o cálculo de dose absorvida por meio da contagem de pulsos gerados para cada uma das partículas que atravessa a célula, fazendo com que ele seja muito mais demorado de ser calculado. Através do *tally* F8, o código MCNP estima a distribuição energética de pulsos gerados na célula de interesse de forma análoga ao funcionamento de um detector físico real. Isto porque, no *tally* F8, o MCNP separa os pulsos gerados em *bins* de energia, que, aqui, são análogos aos canais de detectores físicos reais. Na prática, o que é realizado é uma contagem de pulsos de energia depositada na célula, subtraindo-se a energia inicial da partícula quando entra na célula da energia da partícula quando ela sai da célula e multiplicando pelo peso coletivo (não da partícula) correspondente. Ao aplicar o asterisco (*), o código MCNP calcula o *tally* *F8 multiplicando a contagem de pulsos pela energia correspondente e fornecendo sua resposta em MeV. Assim, dividindo este valor pela massa da célula, é

possível se obter a dose absorvida no volume de interesse em MeV/g (PELOWITZ, 2013; X-5 MONTE CARLO TEAM, 2008).

Por fim, para simulações acerca da anisotropia do detector MOSFET modelado, foi utilizado um NPS de 6×10^{10} em todas as simulações, que forneceu um R abaixo de 1% para todos os ângulos simulados com o *tally* *F8. Ressalta-se que, além dos *tallies* *F4 e *F8, há ainda a opção de utilizar o *tally* F6 para estimar a dose absorvida por meio do código MCNP. Contudo, como este *tally* não compõe nenhum dos resultados desta dissertação, ele não será efetivamente abordado. Mas o leitor pode obter mais informações a partir do manual teórico do próprio fabricante do código MCNP listado nas referências bibliográficas (PELOWITZ, 2013; X-5 MONTE CARLO TEAM, 2008).

3.2.2.4. Simulação da Porcentagem de Dose Profunda para ^{137}Cs , ^{60}Co e LINAC (6 MV)

Como foi visto na seção anterior acima, para o caso de utilizar o *tally* *F4 para estimar dose absorvida na célula com o código MCNP, há a preocupação da região de interesse estar em condição de equilíbrio eletrônico. Isto se deve, principalmente, ao fato de o objeto de interesse (dosímetro MOSFET) e o ambiente (ar) serem compostos de materiais com características completamente diferentes, como densidade e composição elementar. Assim, para as simulações envolvendo fótons de altas energias neste trabalho, deve haver um objeto composto de água posicionado na superfície do detector MOSFET, estando ele entre o detector e a fonte. Este objeto é referido como objeto A2 na Figura 44. O princípio teórico do equilíbrio eletrônico é abordado na [Seção 2.2.3](#), caso o leitor queira realizar consulta.

Este objeto de água deve possuir espessura suficiente para que o dosímetro MOSFET não esteja dentro da região de *build up*, mas de forma que o detector também esteja próximo da região de dose máxima (D_{max}) da curva de porcentagem de dose profunda (PDP). PDPs são curvas de uso recorrente na radioterapia, onde a dose é medida em função da profundidade do material-alvo para um mesmo feixe de radiação. Por causa da região de *build up*, a dose

máxima desta curva não está localizada na superfície do objeto irradiado, mas, sim, em uma profundidade específica e que depende, principalmente, do material do objeto irradiado e da energia do feixe incidente. Quanto mais energético o feixe de fótons, maior a profundidade necessária para alcançar a região de equilíbrio eletrônico (BARRET et al., 2009; JOHNS; CUNNINGHAM, 1983; SCAFF, 1997).

Neste trabalho, foram utilizadas simulações nas qualidades de feixe RQR 3, ^{137}Cs , ^{60}Co e LINAC (6 MV). Os valores de profundidade de dose máxima para ^{60}Co e LINAC (6 MV) são bastante conhecidos na literatura (BARRET et al., 2009; SCAFF, 1997). A qualidade de feixe RQR 3, por sua vez, possui um *build up* desprezível por causa das baixas energias dos fótons de seu espectro, não necessitando de preocupação com a condição de equilíbrio eletrônico, o que torna desnecessário o uso de material água-equivalente à frente do detector.

Figura 45 - Ilustração do "universo de eventos" das simulações para curva de PDP das fontes de Cs-137, Co-60 e LINAC (6 MV). Universo de eventos formado por: um cilindro de ar, fonte de radiação com feixe unidirecional e um cilindro de água.

Figura 46 - Cilindro de água, do exemplo anterior, em vista ampliada e seccionado em 251 células iguais para cálculo da curva de PDP das fontes de Cs-137, Co-60 e LINAC (6 MV).

Por outro lado, o ^{137}Cs possui poucas informações na literatura a respeito da espessura de objeto água-equivalente necessária para que a região de interesse esteja em equilíbrio eletrônico. Por este motivo, foram realizadas

simulações das curvas de PDP para fonte de ^{137}Cs no código MCNP. Com a metodologia em mãos para a fonte de ^{137}Cs , estendeu-se as simulações das curvas de PDP para o ^{60}Co e o LINAC (6 MV), comparando com a literatura.

Para construir a curva de PDP por simulação, um cilindro de água de 0,3 cm de raio e 2,5 cm de comprimento foi posicionado a 100 cm da fonte virtual. O cilindro de água está representado nas Figuras 45 e 46. O cilindro teve sua espessura dividida em 251 células, cada uma com uma espessura de 0,1 mm. O “universo de eventos” contendo a fonte de radiação e o cilindro de água é similar ao usado em todas as outras simulações com dosímetro MOSFET, possuindo 0,3 cm de espessura e 107 cm de comprimento.

Como para simular as curvas de PDP era necessário utilizar um *tally* que permite medir dose mesmo fora da condição de equilíbrio eletrônico, optou-se por utilizar o *tally* *F8. O número de histórias (NPS) utilizado foi de 5×10^6 para todas as simulações por fornecer um R em torno de 1%.

4. RESULTADOS E DISCUSSÕES

A seguir, são expostos os resultados obtidos neste trabalho e as respectivas considerações. Salienta-se que, onde está escrito MOSFET, deve ser entendido como o dispositivo detector de radiação microMOSFET (modelo TN-502RDM-H), fabricado pela Best Medical Canada. Além disso, em todas as irradiações deste trabalho, a leitora foi configurada em sensibilidade alta de polarização (*High Bias Sensitivity*). A incerteza estatística associada às medidas deve ser compreendida como um desvio padrão do valor médio ($1\sigma_m$).

Os resultados foram divididos em duas grandes seções: caracterização dosimétrica e modelagem computacional. A primeira seção elenca os resultados experimentais extraídos acerca da caracterização dosimétrica, discutindo e trazendo considerações de publicações atuais sempre que possível. A segunda, traz as principais etapas para construção do modelo computacional no programa MCNP6, não sendo apresentado necessariamente na ordem cronológica de execução.

Ressalta-se que, os experimentos que utilizam mais de um detector MOSFET estão separados em três grupos: o Grupo A, composto pelos MOSFETs #1, #2 e #3; o Grupo B, composto pelos MOSFETs #4, #5 e #6; e o Grupo C, composto pelos MOSFETs #7, #8 e #9. A separação se dá para fins didáticos e para mostrar que, nos experimentos realizados no Hospital Beneficência Portuguesa de São Paulo e no Instituto de Estudo Avançados (IEAv), foram utilizados nove detectores MOSFETs distintos, sendo todos do mesmo modelo TN-502RDM-H. Além desses nove detectores, outros mais foram utilizados para irradiações no Laboratório de Calibração de Instrumentos (LCI/IPEN) para feixes de fótons de baixas energias e para fonte de Cs-137.

4.1. Caracterização Dosimétrica

Foi realizada a caracterização dosimétrica do detector MOSFET, verificando como se comporta sua resposta com relação a sua reprodutibilidade, linearidade com a dose, dependência com a taxa de dose, dependência

energética e dependência angular para feixes de fótons. Além disso, também foi verificada a resposta do detector para um feixe de elétrons de 9 MeV. Por fim, foram ainda estudadas outras características do detector, como sua estabilidade de polarização pré-irradiação, interferência da distância entre detectores MOSFET irradiados simultaneamente e diferença na resposta entre MOSFETs irradiados de forma simultânea e individual.

4.1.1. Estabilidade de Polarização Pré-Irradiação

A Figura 47 mostra os valores de dados brutos de medidas parciais em tempo real ($t_{col} = 10$ s), para o MOSFET #7.

Figura 47 - Verificação do tempo necessário para alcançar a estabilidade de polarização pré-irradiação para o MOSFET #7. Amostras de medidas parciais em tempo real ($t_{col} = 10$ s).

De maneira qualitativa, é possível notar que o valor de tensão acumulada alcança a estabilidade em cerca de 15 minutos, em acordo com os resultados

encontrados por Ramaseshan e colaboradores (2004). Quantitativamente é possível afirmar que, após os 15 min ($t_{col} = 10$ min), o MOSFET apresentou uma variabilidade da resposta de 0,036%, com 3σ , o que indica que a leitura do detector MOSFET efetivamente se mantém praticamente constante após o processo de estabilidade de polarização. Vale lembrar que, durante este processo, não há feixe de radiação ionizante incidindo o detector.

A diferença entre as respostas final e inicial do MOSFET #7 durante o procedimento de estabilidade foi de 28,03 mV. Este valor é relativamente grande quando comparado a resposta do detector para configurações clínicas com feixes de fótons de altas energias na radioterapia, principalmente para doses mais baixas, como a de 20 cGy. Por exemplo, ao configurar o programa *mobileMOSFET* no modo de leitura sequencial ($t_{col} = 10$ s) para uma irradiação em um LINAC (6 MV), a uma taxa de dose de 100 UM/min, a resposta média do MOSFET #7 foi de $44,77 \pm 0,18$ mV. Ou seja, a variação que ocorreu durante o processo de estabilidade de polarização pré-irradiação do MOSFET #7 equivale a 63% da resposta medida a 100 UM/min. Além disso, considerando que o fabricante indica que as leituras sequenciais são boas alternativas para tratamentos em braquiterapia, que geralmente trabalha num intervalo de taxa de dose entre 0,7 e 20 cGy/min (BALTAS; SAKELLIYOU; ZAMBLOGLOU, 2007), o procedimento de obtenção da estabilidade ótima se faz ainda mais necessário, principalmente para tratamentos com fonte de altas energias, como o LDR (*Low Dose Rate*) com Cs-137 ou o HDR (*High Dose Rate*) com Co-60, por esses radionuclídeos emitirem fótons de altas energias que, por sua vez, têm uma sensibilidade de resposta mais baixa em detectores MOSFET, como pode visto na Seção 4.1.5, que trata da dependência energética do detector MOSFET.

Na Figura 47, o MOSFET #7 apresenta uma descontinuação da coleta de dados entre os tempos 2 e 6 min, 17 e 19 min, e 22 e 23 min. Isto se deu devido a desconexão entre o detector e a leitora. Note que, no intervalo de tempo em que o MOSFET #7 ficou desconectado da leitora (entre 2 e 6 min), a resposta do dosímetro tendeu a diminuir novamente. A explicação deste fenômeno e daquele correspondente à estabilidade de polarização é dada a seguir.

Segundo Ramaseshan e colaboradores (2004), a necessidade do detector MOSFET ser ligado a leitora para ser polarizado e alcançar a estabilidade antes de ser irradiado pode ser explicado da seguinte forma: ao se conectar o MOSFET a leitora ligada, ele é polarizado. Esta polarização gera um campo elétrico no óxido de silício. O campo elétrico gerado faz com que as lacunas, que têm uma mobilidade muito pequena quando comparadas aos elétrons, consigam atingir a interface $\text{SiO}_2\text{-Si}$. Estas lacunas, agora próximas à interface, podem preencher as armadilhas que existem nesta região, geradas por outros portadores livres e impurezas, e evitar que elas se movam durante a irradiação perturbando o sistema. Este acúmulo de lacunas próximo a interface torna, pouco a pouco, o V_{th} mais negativo, até o instante em que o valor de V_{th} estabiliza. Tornar o valor de V_{th} mais negativo é o que explica este aumento na resposta do detector após ser realizado o processo de estabilidade de polarização pré-irradiação. Este modelo também explica o processo oposto, quando a intensidade da resposta do detector tende a diminuir depois que ele é desconectado da leitora, pois, ao cessar a polarização, as lacunas tendem a se afastar da interface, tornando o valor de V_{th} mais positivo (RAMASESHAN et al., 2004). Lembrando que, como tratado na Seção 2.5.1 e ilustrado na Figura 23, a resposta medida em um detector MOSFET do tipo P, como é o caso do TN-502RDM-H, é a variação da tensão de limiar antes e após a irradiação, que tem como característica um valor negativo quando a dose é absorvida. Assim, quando o programa *mobileMOSFET* mostra uma variação crescente e positiva, ele está considerando o módulo dessa variação de tensão.

Os resultados relacionados ao procedimento de estabilidade de polarização pré-irradiação concordam com a literatura e mostram que este é um passo importante a ser adotado antes de iniciar as irradiações com o dosímetro, sendo recomendável conectar o detector MOSFET à leitora pelo menos 15 minutos antes de iniciar a primeira irradiação, principalmente quando o MOSFET for utilizado na rotina clínica da radioterapia.

4.1.2. Variabilidade e Incerteza da Resposta

4.1.2.1. Dispersão em Leituras Sequenciais

A Figura 48 apresenta as medidas parciais em tempo real para MOSFETs na forma de histograma, com tempos de coleta de 10, 30 e 60 s durante uma irradiação medida por leitura sequencial. A dispersão com relação à média foi de 23,4%, 13,9% e 8,0% (1σ) para os tempos de coleta de 10, 30 e 60 s, respectivamente. Pela Figura 48, é possível ver comportamento da dispersão dos dados com o aumento do intervalo de tempo de coleta, fazendo com que o histograma tenda a uma gaussiana com pico sobre o valor médio. Por outro lado, quanto menor for o tempo de medida, mais antecipadamente um físico médico poderia intervir, caso verificasse que não estaria sendo entregue a dose esperada, com o MOSFET funcionando como um dosímetro *in vivo* sobre um paciente durante um tratamento por radioterapia, por exemplo. Portanto, fica a cargo do usuário, e da precisão exigida pelos protocolos clínicos, determinar qual o menor tempo de coleta que oferece maior “custo-benefício” ao tratamento, levando em conta a incerteza da medida e o tempo de coleta mínimo mais adequados para o procedimento.

4.1.2.2. Repetibilidade dos Detectores MOSFET

As repetibilidades individuais para os MOSFETs dos Grupos A, B e C são apresentadas nas Figuras 49, 50 e 51, respectivamente, em diferentes configurações de irradiação. A Tabela 5 mostra a configuração de cada irradiação e onde foi realizada.

Figura 48 - Histograma das medidas parciais em tempo real de um detector MOSFET com intervalos de 10, 30 e 60s entre cada leitura.

A dose de 20 cGy foi escolhida para ser apresentada pois, segundo o fabricante, é a dose a partir da qual a família de detectores de sensibilidade padrão (prefixo TN-502RD) é reprodutível na radioterapia, com incerteza abaixo de 3% para fonte de Co-60. Para 100 cGy, a incerteza estimada pelo fabricante é abaixo de 1,2%. A Tabela 3 apresenta os valores esperados de reprodutibilidade para a família de detectores MOSFET de sensibilidade padrão, ou seja, aqueles cujo o nome do modelo se inicia com o prefixo TN-502RD, que é o caso do MOSFET de modelo micro TN-502RDM-H utilizado neste trabalho.

A Figura 49 mostra que os detectores apresentaram uma repetibilidade com incertezas de 2,8%, 4,5% e 14,0% ($1\sigma_m$) para os MOSFETs #1, #2 e #3, respectivamente.

Figura 49 - Repetibilidade dos detectores MOSFET do Grupo A, irradiados em um LINAC (6 MV) no Hospital Beneficência Portuguesa de São Paulo.

Outro ponto que deve ser destacado com relação às irradiações dos MOSFETs do grupo A, é o fato de ter sido observado um comportamento anômalo na forma como detector MOSFET #3 realizava as leituras de variação de tensão conforme era irradiado. A Tabela 11 apresenta as medidas obtidas por leitura sequencial ($t_{col} = 10$ s) para as irradiações com o Grupo A. Explica-se: as linhas brancas indicam o momento em que não havia feixe de raios X proveniente do acelerador linear incidindo sobre o detector, sendo esperado, portanto, que não houvesse variação significativa da resposta; já a linha amarela indica a leitura quando o detector era irradiado. A primeira coluna diferencia os instantes em que o detector estava sendo irradiado dos instantes em que ele não estava sendo irradiado (escrito “sem irradiar”). A segunda coluna indica o momento em que se inicia cada leitura sequencial (t_i). A terceira, quarta e quinta colunas, mostram os

valores das leituras sequenciais dos MOSFETs #1, #2 e #3. Durante as irradiações, utilizou-se o MOSFET #1 como referência visual para saber o momento que poderia ser aberto o feixe de raios X.

Tabela 11 - Medições anômalas encontradas com os MOSFETs do Grupo A no Hospital Beneficência Portuguesa de São Paulo.

Medida N°	t_0 (s)	MOSFET 1	MOSFET 2	MOSFET 3
		ΔV_{th} (mV)		
Sem irradiar	0	-1,80	3,31	23,72
1	10	59,44	45,40	34,22
Sem irradiar	20	-0,19	0,33	-0,28
Sem irradiar	30	-2,34	5,05	25,95
2	40	58,28	46,33	32,66
Sem irradiar	50	-0,12	0,21	0,18
3	60	59,44	63,87	66,72
Sem irradiar	70	-0,23	-0,89	0,54
Sem irradiar	80	0,65	-2,00	10,15
4	90	66,25	57,17	43,22
Sem irradiar	100	0,17	-3,60	11,79
5	110	65,95	55,76	41,25

Voltando-se a atenção para a coluna de leituras do MOSFET #3, é possível perceber que ele variou significativamente sua tensão antes que fosse iniciada cada irradiação. Lembrando que os três detectores foram irradiados simultaneamente, o que garante não haver feixe de radiação incidindo sobre o detector fora do intervalo de tempo descrito, como pode ser visto pelas colunas dos MOSFETs #1 e #2 que tiveram respostas praticamente nulas enquanto não estavam sendo irradiados.

Outro fato a ser notado é que não houve um padrão na resposta anômala do MOSFET #3, pois, diferentemente das outras medidas, a medida N° 3 não

variou a tensão antes de ser irradiada, sendo a leitura feita completamente dentro do intervalo de tempo de coleta de 10 s.

A metodologia de análise dos dados utilizada neste trabalho considerou como medida apenas as leituras realizadas enquanto o feixe incidia sobre os detectores (linhas amarelas na Tabela 11), sendo descartadas todas as leituras anômalas (linhas brancas) por considerar que não pode ser garantido que elas representam uma medida de dose, visto que ocorrem em um instante em que não há feixe de radiação. Este procedimento faz com que a resposta do detector seja de menor valor e mais dispersa, como mostram as respostas individuais dos detectores MOSFET #1, #2 e #3 na Figura 49. O mesmo, por exemplo, não ocorreu quando foi administrada uma dose de 50 cGy, onde a resposta do MOSFET #3 chega a ser maior do que a dos MOSFETs #1 e #2. Tal fato pode ser atribuído à ausência de leituras anômalas para dose de 50 cGy. Vale ressaltar, inclusive, que a irradiação com a dose de 50 cGy foi anterior à irradiação da dose de 20 cGy, o que reforça a ideia de que o detector apresentava ótima estabilidade no momento em que se administrou a dose de 20 cGy. Esta discussão será retomada nos resultados acerca da linearidade do detector (Seção 4.1.3).

Não foi encontrada uma explicação plausível ou casos anteriores na literatura para este tipo de comportamento anômalo até a escrita deste trabalho. Surpreende o fato de haver variação de tensão em leituras anteriores à incidência do feixe por não ser esperado haver nenhuma resposta a ser registrada, além da variação intrínseca do detector, que, após o procedimento de estabilidade pré-irradiação, se mostrou insignificante.

Estes resultados anômalos motivaram a realização dos experimentos tratados nas Seções 4.1.2.4 e 4.1.2.5, comparando a reprodutibilidade entre os detectores irradiados próximos e distantes um do outro, e irradiados individualmente e simultaneamente.

Na Figura 50 podem ser vistas as repetibilidades individuais dos MOSFETs do Grupo B para os mesmos 20 cGy administrados aos MOSFETs do Grupo A, porém, utilizando uma fonte de Co-60 e outros três detectores do mesmo modelo. Os detectores apresentaram uma incerteza de 1,2%, 1,7% e 1,4% ($1\sigma_m$) para os MOSFETs #4, #5 e #6.

Figura 50 - Repetibilidade de três detectores MOSFET (Grupo B) irradiados individualmente na fonte de Co-60 do IEAv.

A repetibilidade das respostas dos dosímetros MOSFETs do Grupo C são expostas na Figura 51. Este experimento foi realizado nas mesmas condições dos MOSFETs do Grupo A, mostrado na Figura 49, exceto pela dose maior de 100 cGy e a utilização de outros três detectores, de mesmo modelo, mas irradiados individualmente (ver Tabela 5).

A repetibilidade das respostas dos detectores do Grupo C foi de 1,0%, 0,5% e 0,7% ($1\sigma_m$) para os MOSFETs #7, #8 e #9, respectivamente. A menor incerteza na repetibilidade, quando comparada aos casos dos Grupos A e B, se dá por ser administrada uma dose maior durante as irradiações do Grupo C.

Figura 51 - Repetibilidade de três detectores MOSFET (Grupo C) irradiados individualmente em um LINAC (6 MV) no Hospital Beneficência Portuguesa de São Paulo.

4.1.2.3. Reprodutibilidade dos Detectores MOSFET

A reprodutibilidade dos detectores MOSFET dos Grupos A e B é apresentada na Figura 52. Foi administrada uma dose de 20 cGy tanto no Grupo A quanto no Grupo B, com os três MOSFET de cada grupo sendo irradiados simultaneamente. Estes grupos foram irradiados em configurações e em fontes de radiação distintas, como mostra a Tabela 5. O Grupo A apresentou uma reprodutibilidade de 4,2% ($1\sigma_m$). Este valor de reprodutibilidade está acima dos 3% garantido nas especificações técnicas pelo fabricante para doses de 20 cGy em sensibilidade alta de polarização. Possivelmente, as respostas anômalas do detector MOSFET #3, discutidas anteriormente, interferiram no cálculo de

reprodutibilidade do Grupo A. A reprodutibilidade do Grupo B foi de 2,6% ($1\sigma_m$) e está de acordo com o manual do fabricante.

Figura 52 - Reprodutibilidade dos Grupos A e B dos detectores MOSFET para 20 cGy.

Além disso, também foi encontrada a reprodutibilidade para os três MOSFETs do Grupo C, irradiados conforme mostra a Tabela 5. A reprodutibilidade dos MOSFETs do Grupo C foi de 1,9% ($1\sigma_m$), com uma resposta média de 279,59 mV para uma dose de 100 cGy. Os demais valores de reprodutibilidade para diversas doses podem ser vistos nas curvas de calibração para os MOSFETs do Grupo A, apresentada na Figura 57 da Seção 4.1.3.

Assim, afirma-se que o detector MOSFET apresentou boa reprodutibilidade, concordando em boa parte com as especificações do fabricante. Outros trabalhos também analisaram a reprodutibilidade de detectores MOSFET da série de sensibilidade padrão, como o do TN-502RD (DESHPANDE et al.,

2013; GOPIRAJ; BILLIMAGGA; RAMASUBRAMANIAN, 2008; SCALCHI; FRANCESCON, 1998) e do modelo TN-502RDM (GELLEKOM et al., 2018; RAMASESHAN et al., 2004), e também confirmaram boas reprodutibilidades. Não foram encontrados trabalhos avaliando a reprodutibilidade de dosímetros MOSFET no modelo TN-502RDM-H até a escrita deste documento.

4.1.2.4. Distância Entre Detectores MOSFET

O comportamento anômalo nas medições do MOSFET #3, discutido na Seção 4.1.2.2, motivaram dois experimentos: a verificação da interferência da distância entre os MOSFETs irradiados simultaneamente na reprodutibilidade e a verificação na diferença da resposta para detectores irradiados simultaneamente e individualmente. Ambos os experimentos foram realizados no IEAv, em uma fonte de Co-60 e com uma dose de 20 cGy. O primeiro experimento é discutido nesta seção.

Figura 53 - Arranjo para verificação da resposta com a distância entre os MOSFETs do Grupo B: à esquerda: detectores lado a lado (dist = 0 cm); à direita: detectores espaçados (dist = 2 cm)

Na busca por uma resposta para o comportamento anômalo do detector MOSFET #3, verificou-se se as respostas dos detectores do Grupo B variavam dependendo da distância entre eles durante a irradiação. Infelizmente, não foi possível realizar as irradiações incluindo o detector que motivou este experimento ao apresentar problemas em sua medição (MOSFET #3), uma vez que ele foi

saturado durante os experimentos anteriores a este, tendo sua tensão acumulada atingido o valor de 20V, aproximadamente.

Primeiramente, os três MOSFETs foram irradiados cinco vezes com uma dose de 20 cGy colocados lado a lado, ou seja, com uma distância de 0 cm entre eles. Após isso, os MOSFETs #4 e #6 foram distanciados em 2 cm do MOSFET #5, permanecendo em região de isodose, e irradiados três vezes com a mesma dose. O experimento é ilustrado na Figura 53. As respostas para os detectores são mostradas na Figura 54.

Figura 54 - Verificação da diferença na resposta de três detectores MOSFET (Grupo B): próximos lado a lado (círculo vermelho) e distanciados em um intervalo de 2 cm (quadrado preto).

Através da Figura 54 é possível notar que não houve variação significativa nas leituras para nenhum dos MOSFETs do Grupo B com a variação da distância entre os dosímetros. O detector que apresentou maior variação da resposta foi o

MOSFET #5, com uma variação de 2,54 mV (3,3%), que é estatisticamente insignificante, considerando que a reprodutibilidade encontrada para o Grupo B na seção anterior foi 5,2% com 95% de confiança.

4.1.2.5. Medição Individual x Medição Simultânea

Um segundo experimento foi realizado com o objetivo de entender as leituras anômalas do MOSFET #3, irradiando os MOSFETs do Grupo B separadamente e, depois, simultaneamente e verificando se isto interferiria na resposta dos detectores.

Figura 55 - Verificação da diferença na resposta de três detectores MOSFET (Grupo B): irradiados simultaneamente (quadrado preto) e irradiados individualmente (círculo vermelho).

Assim como no experimento anterior, não foi verificada nenhuma diferença significativa da resposta. Como mostra a Figura 55, o MOSFET #6, que

apresentou a maior diferença, variou em 2,55 mV sua resposta, o que está dentro dos 5,2% de reprodutibilidade encontrado para 2σ .

4.1.3. Linearidade

Os dados referentes à linearidade da resposta com a dose do detector de referência (câmara de ionização) e dos dosímetros MOSFET, são apresentados a seguir. Para verificar a linearidade foi aplicado o procedimento de regressão linear nos dados experimentais, ajustando uma reta aos pontos obtidos experimentalmente (quadrados pretos), produzindo a chamada curva de calibração. Pelo coeficiente angular (*slope*) da reta foi possível extrair a sensibilidade (ou coeficiente/fator de calibração) dos detectores. O coeficiente de determinação (R^2) foi utilizado para verificar o quanto os pontos experimentais se ajustam a uma reta, podendo R^2 ter valores entre 0 e 1. Quanto mais próximo de 1 for R^2 , mais os valores experimentais se ajustam a uma reta e mais linear é a resposta do instrumento. A Figura 56 apresenta a resposta da câmara de ionização PTW tipo Farmer de 0,6 cm³, que era o detector de referência da clínica de radioterapia do Hospital Beneficência Portuguesa de São Paulo, local onde foram realizados os experimentos. As medições realizadas com o detector de referência mostraram uma incerteza insignificante - abaixo de 0,1% no pior dos casos - e uma linearidade excelente ($R^2 = 0,9987$), o que garante a calibração do acelerador linear na entrega das doses calculadas nas irradiações com os dosímetros MOSFET.

A Figura 57 apresenta as curvas de calibração individuais para os detectores MOSFET do Grupo A. A Figura 58 apresenta os valores de incerteza da medida com a dose para os MOSFETs do Grupo A. As retas ligando os pontos servem apenas para auxiliar na leitura do gráfico. A Tabela 12 apresenta os valores nominais e as respectivas incertezas dos coeficientes angular (fator de calibração) e linear da câmara de ionização, MOSFET #1, MOSFET #2 e MOSFET #3.

Figura 56 - Verificação da linearidade do detector de referência (Câmara de Ionização *Waterproof* PTW Farmer de 0,6 cm³) do Hospital Beneficência Portuguesa de São Paulo, irradiado em um LINAC (6 MV).

O MOSFET #1 apresentou excelente linearidade, com um R^2 de 0,9997 e uma sensibilidade de $2,89 \pm 0,03$ mV/cGy. Sua maior incerteza foi de 8,4% ($1\sigma_m$) para dose de 5 cGy. O MOSFET #1 também mostrou uma baixa incerteza (1,7%) já a partir de 15 cGy. Lembrando que, segundo o fabricante, este modelo de detector é recomendado para doses acima de 20 cGy, com uma reprodutibilidade esperada abaixo de 3% (ver Tabela 3). A menor incerteza (0,3%) do MOSFET #1 foi para o maior valor de dose de 50 cGy.

O MOSFET #2 também mostrou uma boa linearidade ($R^2 = 0,9991$), com uma sensibilidade de $3,34 \pm 0,05$ mV/cGy. Contudo, como pode ser visto na Figura 58, seus valores de incerteza se mostraram acima dos 3% de reprodutibilidade mesmo em 20 cGy, onde a incerteza foi de 6,5%. O MOSFET #2 só mostrou incerteza menor a partir de 25 cGy (3,2%), chegando a 0,3% na dose de 50 cGy.

Figura 57 - Verificação da linearidade dos detectores MOSFET do Grupo A, irradiados em um LINAC (6 MV) no Hospital Beneficência Portuguesa de São Paulo.

O MOSFET #3 foi o que apresentou maior sensibilidade e pior linearidade, quando comparado aos MOSFETs #1 e #2. Seu coeficiente de calibração foi de $4,38 \pm 0,17$ mV/cGy, com um R^2 de 0,9937. Para 5 cGy sua incerteza foi de 86,5%, se mostrando completamente inviável de ser aplicado nesta faixa de dose. Isto se estende até a dose de 25 cGy, que, ainda assim, apresentou uma incerteza de 3,7%. Para dose de 50 cGy, o detector mostrou desempenho equivalente aos outros dois MOSFETs do Grupo A, com uma incerteza de 0,3%. A alta incerteza do MOSFET #3 pode ser associada à anomalia nas leituras de dose, como já discutido na [Seção 4.1.2.2](#). A leitura anômala anterior à irradiação, vista para a dose de 20 cGy no MOSFET #3, se estendeu para todos os valores de dose, exceto a maior dose de 50 cGy, mostrando que, em alguns casos,

20 cGy pode não ser um bom valor de dose para se utilizar detectores MOSFET de sensibilidade padrão.

Além disso, na Figura 57 é perceptível que o alto valor do fator de calibração do MOSFET #3 faz com que ele destoe do comportamento dos outros dois detectores do grupo. O fator de calibração de $4,38 \pm 0,17$ mV/cGy, inclusive, é muito acima dos 3 mV/cGy esperado pelo fabricante para energias de fótons acima de 1 MeV. Segundo Soubra e colaboradores (1994), a sensibilidade e a linearidade do dispositivo MOSFET é fortemente influenciada pelo processo de fabricação e operação da tensão controlada durante e após a irradiação, podendo este comportamento do MOSFET #3 estar associado, portanto, a alguma falha no processo de fabricação (SOUBRA; CYGLER; MACKAY, 1994).

Tabela 12 - Coeficientes angular e linear da câmara de ionização e dos dosímetros MOSFET #1, #2 e #3. O coeficiente angular corresponde ao fator de calibração dos detectores e o coeficiente linear ao ponto em que a curva de calibração intercepta o eixo das ordenadas.

Detector	Coeficientes ($y = ax + b$)	
	a	b
Câmara de Ionização	$0,170 \pm 0,003$	$0,017 \pm 0,079$
MOSFET #1	$2,891 \pm 0,028$	$3,525 \pm 1,055$
MOSFET #2	$3,343 \pm 0,049$	$-14,599 \pm 2,333$
MOSFET #3	$4,384 \pm 0,175$	$-43,189 \pm 7,835$

A Figura 59 mostra a curva de calibração média, considerando a resposta média dos três detectores MOSFET do Grupo A para cada valor de dose. Este procedimento foi realizado em alguns trabalhos na literatura (DESHPANDE et al., 2013; RAMASESHAN et al., 2004), se mostrando uma ferramenta útil para aplicação em clínicas de radioterapia muito ocupadas, onde a possibilidade de obter um fator de calibração global para todos os MOSFETs seria uma vantagem adicional, gerando um ganho de tempo e redução do esforço empreendido na rotina de procedimentos de dosimetria dos profissionais. Pela Figura 58, é possível notar que o fator de calibração para o Grupo A de detectores MOSFET foi de $2,89 \pm 0,03$ mV/Gy, com uma incerteza de 0,3% para doses a partir de 50 cGy. Valores abaixo deste tiveram uma incerteza maior, muito por conta da

anomalia na leitura do MOSFET #3. Se for considerar o caso dos MOSFETs do Grupo B, por exemplo, irradiados na fonte de Co-60 do IEAv, que não apresentaram qualquer anomalia em suas leituras simultâneas, é possível dizer que a curva de calibração global também pode ser aplicada a partir de doses de 20 cGy, caso não ocorra o fenômeno de anomalia na leitura de dose.

Figura 58 - Incertezas dos detectores MOSFETs com a dose. As retas ligando os pontos têm apenas a função de auxiliar na leitura do gráfico.

Assim, os detectores MOSFET do Grupo A apresentaram boa linearidade com a dose em 2/3 dos MOSFETs utilizados. Para dose acima de 50 cGy, todos os detectores apresentaram boa linearidade, podendo ainda ser levado em conta a reprodutibilidade dos MOSFETs do Grupo C, que foram irradiados com 100 cGy e apresentaram uma reprodutibilidade média de 1,3% para os três detectores.

Figura 59 - Curva de calibração média dos três MOSFETs do Grupo A.

Algumas publicações recentes analisaram a linearidade de outros detectores MOSFET, tanto da série de sensibilidade padrão da Best Medical Canada, nos modelos TN-502RD e TN-502RDM (DESHPANDE et al., 2013; GOPIRAJ; BILLIMAGGA; RAMASUBRAMANIAN, 2008; PARK et al., 2014; RAMASESHAN et al., 2004), quanto construídos por outros fabricantes (MONTEIRO, 2017; SILVEIRA et al., 2015) e encontraram boa linearidade da resposta com a dose. Não foram encontrados trabalhos na literatura que avaliassem a linearidade de MOSFETs no modelo TN-502RDM-H para fins de comparação com os resultados deste trabalho.

4.1.4. Dependência da Taxa de Dose

O comportamento da resposta dos três MOSFETs do Grupo C irradiados em um intervalo de taxa de dose de 100 a 600 UM/min no acelerador linear do

Hospital Beneficência Portuguesa de São Paulo é apresentado na Figura 60. Foi administrada uma dose de 100 cGy. É possível observar um comportamento parecido entre os MOSFETs #8 e #9, com uma tendência de queda de 2,4% e 1,5%, respectivamente, entre 100 e 300 UM/min; seguido de um crescimento abrupto de 3,7%, no MOSFET #9, entre 300 e 400 UM/min; e culminando em segunda queda da resposta de 3,4% (MOSFET #8) e 3,9% (MOSFET #9) entre 400 e 600 UM/min. Contudo, não foram encontradas variações significativas ou qualquer padrão de comportamento na resposta no MOSFET #7.

Outros trabalhos verificaram a dependência de detectores MOSFET de sensibilidade padrão nos modelos TN-502RD e TN-502RDM no mesmo intervalo de taxa de dose, entre 100 e 600 UM/min, para feixe de fótons em aceleradores lineares (DESHPANDE et al., 2013; PARK et al., 2014; RAMASESHAN et al., 2004). Não foram encontrados trabalhos na literatura com o modelo TN-502RDM-H empregados neste trabalho.

A Figura 61 apresenta os valores de taxa de dose calculados para fonte de Co-60 do IEAv. O intervalo de taxa de dose foi de 77,77 a 925,72 rad/h (ou de 1,30 a 15,43 cGy/min). Os resultados relacionados à verificação da dependência com a taxa de dose dos MOSFETs do Grupo B na fonte de Co-60 do IEAv podem ser vistos na Figura 62. O eixo x está na escala de $(1/\sqrt{x})$. Como pode ser notado, não foi encontrada variação significativa da resposta entre 1,30 e 15,43 cGy/min na fonte de Co-60.

Por outro lado, deve ser ressaltado que há trabalhos na literatura que indicam a dependência com a taxa de dose de detectores MOSFET. Em sua dissertação de mestrado, Monteiro analisou a dependência de um MOSFET fabricado pela Tyndall National Institute, no modelo TY1003, para um intervalo de taxas de dose entre 0,62 a 19,86 cGy/min, na mesma fonte de Co-60 do IEAv utilizada neste trabalho, e encontrou uma indicação na redução da resposta do MOSFET com o aumento da taxa de dose (MONTEIRO, 2017).

Figura 60 - Verificação da resposta com a taxa de dose dos três detectores MOSFET do Grupo C, irradiados em um LINAC (6 MV) do Hospital Beneficência Portuguesa de São Paulo.

Assim, conclui-se que o detector MOSFET TN-502RDM-H é independente da taxa de dose para valores entre 100 a 600 UM/min em um acelerador linear e também é independente da taxa de dose para valores entre 1,30 a 15,43 cGy/min em uma fonte de Co-60. Não se pode comparar as respostas destes dois intervalos pelos experimentos terem sido realizados com diferentes detectores, em diferentes configurações de irradiação. Isto também não torna sua resposta independente da taxa de dose, sendo que, para isto, é necessário avaliar um intervalo muito maior de taxa de dose.

Figura 61 - Pontos equidistantes escolhidos para calcular cinco valores de taxa de dose na fonte de Co-60 do IEAv.

Figura 62 - Verificação da resposta com a taxa de dose de um detector MOSFET, irradiado na fonte de Co-60 do IEAv.

4.1.5. Dependência Energética

Os dados experimentais relacionados à dependência energética do detector MOSFET são mostrados na Figura 63. Para caracterização da dependência energética foram utilizados: um detector MOSFET para os dois feixes de raios X de quilovoltagem na qualidade de radiação RQR 3 e RQR 10; um detector para os feixes de Cs-137 e Co-60; e o detector MOSFET #1 do Grupo A para os feixes de raios X de megavoltagem provenientes de um acelerador linear em 6 e 15 MV. Assim, deve ser levado em conta que pode haver uma pequena variação na sensibilidade individual de cada um dos três detectores utilizados na caracterização da dependência energética.

Pela Figura 63 é possível notar uma maior sensibilidade da resposta dos detectores MOSFET para fótons de energias mais baixas. A maior resposta do detector para fótons de quilovoltagem é atribuída ao aumento da seção de choque dos componentes, como silício, com a diminuição da energia. Isto faz com que mais elétrons depositem energia no volume sensível do detector. Ao comparar-se as respostas entre os feixes de fótons de 50 kVp (RQR 3) e 150 kVp (RQR 10), é encontrada uma variação da sensibilidade na ordem de 8%. Assim, mostra-se que, para uma pequena variação no valor da energia, pode-se variar significativamente a resposta do detector para fótons de baixas energias. Assim, é prudente afirmar que é necessária a recalibração do instrumento sempre que for alterada a qualidade de radiação do feixe fótons de quilovoltagem. Isto é uma informação importante para aplicações do detector MOSFET em fontes de raios X de baixas energias, utilizadas, principalmente, no campo do radiodiagnóstico.

Além disso, os MOSFETs apresentaram uma pequena variação da resposta entre fótons de altas energias (acima de 1 MeV). Comparando as respostas do detector MOSFET #1 entre os feixes de fótons em 6 e 15 MV, tem-se uma variação de 5% na sensibilidade, que está de acordo com a variação prevista pelo fabricante para feixes de fótons e elétrons de 1 a 20 MeV. Isto indica que um único fator de calibração para ambos poderia ser utilizado para uso em clínicas de radioterapia. Alguns trabalhos na literatura avaliaram utilizar um fator de calibração médio único para diversos feixes de altas energias em clínicas de

radioterapia, sob a justificativa de ter como vantagem a otimização do tempo, por não necessitar realizar a recalibração do dosímetro cada vez que fosse alterada a configuração de energia do feixe de fótons no acelerador linear (GOPIRAJ; BILLIMAGGA; RAMASUBRAMANIAN, 2008; RAMASESHAN et al., 2004).

A resposta para Co-60 teve uma variação de 12% e 17% quando comparada aos feixes de fótons de 6 e 15 MV. Tal diferença é atribuída ao fato do MOSFET utilizado na fonte de Co-60 não ser o mesmo daquele utilizado no acelerador linear, podendo, portanto, haver diferença nas sensibilidades dos dosímetros.

O ponto vermelho em destaque na Figura 63 se refere à resposta para Cs-137. Ele está em destaque pois sua realização merece algumas ressalvas: durante a irradiação com Cs-137 não foi utilizado nenhum material de *build up* que oferecesse equilíbrio eletrônico ao detector. O manual do fabricante sugere um material água-equivalente de 3 a 6 mm de espessura. Assim, é esperado que a resposta seja um pouco acima do valor representado no gráfico, por causa do aumento do valor de dose com a profundidade na região de *build up*. Isto explica o fato da resposta do Cs-137 estar tão próxima da resposta do Co-60, com valores de 3,43 e 3,37 mV/cGy, respectivamente, embora fosse esperada uma variação ligeiramente maior (JOHNS; CUNNINGHAM, 1983; SCAFF, 1997).

Em 1998, Kron e colaboradores propuseram um modelo que descrevesse a variação da resposta de um detector com a energia do feixe incidente. O referido modelo está representado na Equação 68 a seguir:

$$R(E) = \{1 - \exp[-a_1(E - E_1)]\} \left[1 + \frac{a_2}{(E - E_2)^3} \right] \quad (68)$$

onde a_1 , a_2 , E_1 e E_2 são parâmetros de ajuste da curva (KRON et al., 1998).

Figura 63 - Pontos experimentais da verificação da dependência energética do detector MOSFET.

Tabela 13 - Parâmetros utilizados para ajuste da curva teórica de dependência energética (Equação 68). Os valores iniciais utilizados foram extraídos do trabalho de Zílio e colaboradores (2006); os valores de ajuste foram obtidos pelo programa Origin neste trabalho. (ZILIO et al., 2006).

Parâmetro	Valor Inicial	Valor de Ajuste
a_1	0,04	$0,04 \pm 0,01$
a_2	$4,03 \times 10^7$	$(2,82 \pm 0,71) \times 10^7$
E_1	7	7
E_2	-130	-130

A Figura 64 apresenta os resultados experimentais mostrados na Figura 63 ajustados ao modelo de Kron e colaboradores (1998). O ponto em vermelho

indica a resposta relativa para o Cs-137, que não foi incluído no ajuste da curva. A escolha dos valores iniciais dos parâmetros de ajuste foi baseada no trabalho de Zilio e colaboradores (2006) e são mostradas na Tabela 13. Utilizando o programa de manipulação de dados Origin (versão acadêmica), fixou-se os valores de E_1 e E_2 , solicitando, posteriormente, o ajuste não-linear da Equação 68 aos pontos experimentais.

Os valores de a_1 e a_2 encontrados após o ajuste também podem ser vistos na Tabela 13. Assim, pela Figura 64 é possível observar que os dados experimentais tiveram um bom ajuste com a curva teórica, com um R^2 de 0,9850. O fato da resposta do detector utilizado para Co-60 estar um pouco acima da curva é associado à variação de sensibilidade ao utilizar um detector diferente daquele utilizado para fótons em 6 e 15 MV. Tal variação de sensibilidade não interfere de forma significativa na relação entre as respostas para feixes de raios X de quilovoltagem (RQR 3 e RQR 10) e as de raios X de megavoltagem (6 e 15 MV), ainda que tenham sido utilizados detectores diferentes, pois a variação da sensibilidade com a variação de energia é muito maior, chegando o MOSFET a ter uma resposta aproximadamente 4,5 vezes maior em fótons de 50 kVp (RQR 3) do que em fótons de altas energias (acima de 1 MeV).

Outros trabalhos também avaliaram a dependência energética de dispositivos MOSFET de diferentes modelos e fabricantes e estão listados nas referências para consulta (MONTEIRO, 2017; RAMASESHAN et al., 2004; ROWBOTTOM; JAFFRAY, 2004).

Figura 64 - Verificação da dependência energética do detector MOSFET com a curva de ajuste de comportamento teórico extraída do trabalho de Kron e colaboradores (1998).

4.1.6. Dependência Angular

A Figura 65 mostra a dependência angular do detector MOSFET irradiado no ar (sem material de *build up*) para os ângulos de 0°, 45°, 90°, 135° e 180°, onde o ângulo de 0° representa o lado epóxi de face virada para o feixe e o ângulo de 180° representa o lado plano de face virada para o feixe. A Figura 41 ilustra a configuração com o lado epóxi (0°) de face virada para fonte. Um erro de posicionamento angular de $\pm 10^\circ$ foi assumido. Pela Figura 65, nota-se que não houve variação significativa para valores de ângulo próximos de 0°. Contudo, em 180° há uma mudança abrupta da resposta, tendo a resposta do MOSFET variado 13% com relação ao ângulo de 0°.

Figura 65 - Verificação experimental da dependência angular do detector MOSFET para cinco ângulos, irradiado no ar na fonte de Co-60 do IEAv.

Contudo, geralmente estes dispositivos são utilizados envoltos por uma camada de material de *build up* para garantir a condição de equilíbrio eletrônico. Por isso, verificou-se também a variação da resposta nos ângulos de 0° e 180° (lado epóxi e lado plano de face virada para fonte, respectivamente) com detector MOSFET fixado atrás de uma placa de acrílico de 5 mm de espessura, de modo que a placa de acrílico ficasse entre a fonte de Co-60 e o detector MOSFET. Os dados encontrados são expostos na Figura 66. Ignorando a incerteza dos resultados, foi encontrada uma diferença de 4% da resposta.

Figura 66 - Verificação da dependência angular para os ângulos de 0° e 180° (lado epóxi e lado plano de face voltada para fonte, respectivamente), irradiado em equilíbrio eletrônico na fonte de Co-60 do IEAv.

4.1.7. Fótons x Elétrons

A Tabela 14 mostra a resposta do detector MOSFET #1 (pertencente ao Grupo A) para um feixe de elétrons de 9 MeV, um feixe de fótons para um LINAC (6 MV) e um feixe de fótons para um LINAC (15 MV). As respostas foram obtidas para doses de 25 e 50 cGy, todas sob taxas de dose de 300 UM/min.

Ao comparar a resposta do detector MOSFET #1 entre o feixe de elétrons de 9 MeV e o feixe de fótons de 6 MV, foi constatada uma variação (1σ) de até 10% para 25 cGy e 9% para 50 cGy. Por outro lado, ao comparar a resposta entre o feixe de elétrons de 9 MeV e o feixe de fótons de 15 MV, foi constatada uma diferença de 0% para 25 cGy e 3% para 50 cGy. Além disso, confrontando-se as

respostas entre os feixes de fótons de 6 e 15 MV, vê-se uma diferença de 9% para 25 cGy e 5% para 50 cGy.

Tabela 14 - Comparação da resposta do MOSFET #1 para feixe de elétrons e fótons de altas energias para doses de 25 e 50cGy.

Dose (cGy)	ΔV_{th} (mV)		
	Elétrons (9 MeV)	Fótons (6 MV)	Fótons (15 MV)
25	71,2 $\pm$ 2,3	78,2 $\pm$ 1,9	71,2 $\pm$ 2,3
50	136,0 $\pm$ 0,5	147,9 $\pm$ 0,4	140,4 $\pm$ 2,4

Ao fazer a média das respostas do detector MOSFET #1 para os três feixes de radiação (elétrons de 9 MeV, fótons de 6 MV e fótons de 15 MV), obtém-se uma reprodutibilidade de 0,78% para 25 cGy e 0,82% para 50 cGy. Além disso, o fator de calibração médio encontrado foi de $2,88 \pm 0,08$ mV/cGy, considerando as respostas para as duas energias de fótons (6 e 15 MV) e para elétrons de 9 MeV em ambas as doses de 25 e 50 cGy. Ou seja, uma incerteza de 2,9% no fator de calibração médio para altas energias de fótons e elétrons. Estes dados corroboram com a afirmação dada na [Seção 4.1.5](#), na qual se constatou que é possível utilizar um único fator de calibração para fótons de 6 e 15 MV, podendo agora, contudo, incluir também nesta afirmação os elétrons de 9 MeV. Deste modo, uma vez obtido um coeficiente de calibração médio para o MOSFET, seria possível garantir uma reprodutibilidade de 2,9% para fótons (6 e 15 MV) e elétrons (9 MeV), o que otimizaria o tempo e diminuiria o desgaste dos profissionais de uma clínica de radioterapia, por exemplo.

4.2. Modelagem Computacional

Nesta seção, será apresentado o modelo computacional obtido através do programa MCNP6. Primeiramente, são descritas as características do detector

MOSFET extraídas da literatura. Em seguida, é tratada a técnica de caracterização estrutural MEV, que forneceu informações sobre a geometria dos componentes do dosímetro MOSFET. Feito isto, são mostrados os ajustes realizados no modelo de simulação, por meio destas informações de caracterização, no detector MOSFET, modelo TN-502RDM-H. Por fim, serão apresentados os resultados de simulação para dependência energética e dependência angular, extraídos do modelo computacional construído, comparando os resultados obtidos por simulação de Monte Carlo a cálculos analíticos (dependência energética) e dados experimentais (dependência angular), respectivamente.

4.2.1. O Primeiro Modelo e Dificuldades Encontradas

Basicamente, para se criar um modelo computacional no programa MCNP6 são necessárias três informações sobre o objeto que se quer modelar: sua geometria, sua composição elementar e sua densidade. Inicialmente, foi simulado um detector MOSFET de alta sensibilidade, modelo TN-1002RD, que teve suas dimensões extraídas do trabalho de Wang e colaboradores (2004). Além disso, Wang e colaboradores (2004) descrevem em sua publicação apenas a geometria dos detectores MOSFET TN-1002RD, faltando ainda informações quanto à composição e densidade dos quatro principais componentes do detector: epóxi, SiO₂, substrato de silício e cabo flexível. Por este motivo, para alguns destes materiais, recorreu-se ao compêndio com dados de composição de materiais, publicado por McConn Jr e colaboradores (2011). O compêndio forneceu informações sobre a composição e densidade do SiO₂, do substrato de silício e do cabo flexível que, segundo Wang e colaboradores (2004) e Chow e colaboradores (2008), pode ser tratado como um cabo *kapton* de filme de poliamida (CHOW; GRIGOROV, 2008; MCCONN JR et al., 2011; WANG; KIM; XU, 2004).

Apesar das informações extraídas por Wang e colaboradores (2004) e McConn Jr e colaboradores (2008), ainda faltavam informações importantes sobre a composição e densidade da resina epóxi que encobre o óxido de silício e o semicondutor. Em 2004, Ramaseshan e colaboradores relataram uma

comunicação privada com Thomson & Thomson, em que foi a caracterização estrutural do epóxi que encobre o circuito integrado do MOSFET. Esta caracterização encontrou uma massa composta de 57% de oxigênio, 35% de carbono, 4% de silício e 4% de outras impurezas desprezíveis (RAMASESHAN et al., 2004). Estas informações foram incorporadas ao modelo computacional do MOSFET TN-1002RD.

Tudo o que foi descrito até aqui moldou o primeiro modelo do dosímetro MOSFET. Contudo, ainda faltavam informações sobre a densidade da resina epóxi. Além disso, os resultados obtidos com o modelo computacional do MOSFET TN-1002RD não poderiam, a priori, ser comparados com os dados experimentais do MOSFET TN-502RDM-H, visto que se tratam de modelos distintos.

Foi definido que, para que o modelo computacional fosse considerado um bom modelo, ele deveria reproduzir os dados encontrados experimentalmente para dependência energética e dependência angular. Muitas vezes, a construção de um modelo computacional passa por centenas de ajustes realizados na base da “tentativa e erro”, sendo esse procedimento uma parte importante da construção do modelo. Contudo, a geometria do detector MOSFET oferece, principalmente, duas barreiras para que estes ajustes sejam realizados: o fato do volume sensível ser extremamente pequeno e fino, e a necessidade de considerar o transporte de elétrons na simulação em MCNP6, principalmente para o estudo da dependência angular.

Primeiramente, um volume sensível muito fino (na ordem de microns) como o do dosímetro MOSFET, faz com que seja necessário um valor alto de NPS (número de histórias de partícula que saem da fonte) - ou, em outras palavras, uma quantidade muito grande de “partículas virtuais” saindo da fonte virtual - para que seja obtida uma resposta com incerteza razoável, uma vez que uma parcela muito pequena das partículas que saem da fonte depositam energia no volume sensível de SiO_2 , por este ser muito pequeno. O termo “partículas virtuais”, aqui, tem uma função totalmente didática. Um alto número de NPS demanda um grande tempo de simulação computacional, dificultando a realização de ajustes no modelo.

A segunda barreira é a necessidade da inclusão do transporte de elétrons. Segundo Wang e colaboradores (2005), a dificuldade no transporte de elétrons se dá pela forma como o mesmo interage com a matéria, realizando muitas interações e perdendo muito pouca energia em cada uma delas, fazendo com que o número de processos necessários para tratar cada elétron por simulação em Monte Carlo seja bem mais demorado (WANG; XU; KIM, 2005). Esta diferença fica nítida, principalmente, se comparada o número de interações do elétron na matéria com o número de interações do fóton, que só necessita interagir uma vez com a matéria (desconsidera-se aqui as partículas geradas nesta interação). Contudo, neste trabalho o transporte de elétrons se faz necessário pois, para que seja possível verificar pelo modelo computacional a dependência angular do detector no ar (ou seja, sem qualquer material de *build up*), o transporte dos elétrons secundários gerados pelo feixe de radiação incidente deve ser levado em consideração. Para o programa MCNP6, uma simulação que demande o transporte de elétrons é muito mais demorada do que uma simulação que considere apenas o transporte de fótons, necessitando de um NPS muito maior para chegar ao mesmo nível de incerteza de uma simulação com fótons, por exemplo. Assim como no caso do parágrafo anterior, um alto valor de NPS demanda um grande tempo de simulação computacional.

Wang e colaboradores (2005) também descrevem em seu trabalho ser um desafio exaustivo a construção de um modelo computacional para simulação em Monte Carlo do detector MOSFET, principalmente devido ao seu tamanho pequeno (WANG; XU; KIM, 2005).

Por tudo isto que foi colocado acima, foi realizada uma série de experimentos utilizando a técnica de caracterização estrutural chamada Microscopia Eletrônica de Varredura (MEV), no Laboratório de Microscopia de Microanálise do Centro de Ciência e Tecnologia de Materiais do IPEN/CNEN (CCTM/IPEN). Desta técnica, extraiu-se informações da estrutura do detector MOSFET.

Figura 67 - Vistas laterais de um detector MOSFET com aumento de 20, 50, 400 e 5000 vezes o tamanho real (A, B, C e D, respectivamente), caracterizadas pela técnica de MEV no CCTM/IPEN.

4.2.2. Microscopia Eletrônica de Varredura (MEV)

As Figuras 67 e 68 trazem imagens da vista lateral e superior, respectivamente, do dosímetro MOSFET TN-502RDM-H. Na Figura 67, é possível observar o epóxi, o semicondutor e o cabo flexível – componentes do detector MOSFET - com um aumento de 20, 50, 400 e 5000 vezes o tamanho real (imagens A, B, C e D, respectivamente). Na Figura 68, é apresentada a vista superior do detector MOSFET, contendo o epóxi e o SiO₂ (região sensível) com um aumento de 25, 100, 200 e 400 vezes o tamanho real (imagens A, B, C e D, respectivamente).

Figura 68 - Vistas superiores de um detector MOSFET mostrando o epóxi e a região sensível de SiO_2 com aumento de 25, 100, 200 e 400 vezes o tamanho real (A, B, C e D, respectivamente), caracterizadas pela técnica de MEV no CCTM/IPEN.

Utilizando a escala que acompanha a imagem, extraiu-se as dimensões do detector MOSFET. A Tabela 15 traz as dimensões do MOSFET obtidas pela técnica de MEV.

Além das dimensões apresentadas na Tabela 15, também foi estimada a espessura de um dos fios de cobre que, provavelmente, serve como condutor elétrico dentro do cabo flexível. O fio de cobre, que é apresentado na Figura 69, tinha um diâmetro de 0,04 mm e estava a uma distância 0,125 mm acima da base inferior do cabo flexível (lado plano) e 0,270 mm abaixo da base inferior do semiconductor.

Tabela 15 - Dimensões dos quatro componentes do MOSFET (TN-502RDM-H) estimadas a partir da técnica de MEV, realizada no CCTM/IPEN.

COMPONENTE	DIMENSÕES (mm ³) (comprimento x largura x espessura)
Resina Epóxi	3,75 x 0,75 x 0,50
SiO ₂ (Volume Sensível)	0,250 x 0,225 x 0,0005 ¹⁵
Semicondutor de Silício	0,700 x 0,700 ¹⁶ x 0,135
Cabo Flexível	5,3 x 0,75 ¹⁷ x 0,375

Figura 69 - Vista lateral da MEV do MOSFET, indicando a região onde aparece o fio de cobre.

¹⁵ Valor de espessura extraído da literatura (RAMASESHAN et al., 2004).

¹⁶ Valor de largura obtido assumindo que o semicondutor é um prisma retangular, ou seja, que o comprimento e a largura são iguais.

¹⁷ Valor de largura obtido assumindo que a largura do cabo flexível seja igual à do epóxi.

Assim, foi possível substituir a geometria do modelo computacional do detector MOSFET, no modelo TN-1002RD, pela geometria do dosímetro MOSFET, no modelo TN-502RDM-H, utilizado para medidas experimentais neste trabalho, possibilitando que as respostas obtidas a partir deste modelo pudessem finalmente ser comparadas com os dados experimentais em trabalhos futuros.

4.2.3. Modelagem Computacional no Programa MCNP6

A Figura 70 traz uma representação do modelo computacional construído para o detector MOSFET TN-502RDM-H. As dimensões dos componentes podem ser consultadas na Tabela 15. A imagem superior mostra o dosímetro MOSFET com o epóxi recobrindo o circuito integrado acoplado acima do cabo flexível. A imagem inferior mostra o mesmo detector, porém, ocultando o epóxi para que seja possível visualizar o semicondutor e o volume sensível de SiO₂.

Deve-se ressaltar que a forma irregular do detector MOSFET não foi perfeitamente simulada, como pode ser notado ao comparar a ilustração da Figura 70 com as imagens caracterizadas pela técnica de MEV das Figuras 67 e 68. Na simulação, estimou-se que a resina que encobre o detector tem a forma de um semi-elipsóide ideal, o que não ocorre na prática. Isto certamente pode implicar em discrepâncias nos resultados do modelo computacional, principalmente no caso de simulações envolvendo a dependência angular.

Para realizar simulações com este modelo, foi necessário utilizar um *cluster* de alto desempenho. Um *cluster* é o resultado do agrupamento de vários computadores trabalhando de forma conjunta, como se fossem um único sistema. Aqui, ele tem o objetivo de fornecer um nível de processamento muito acima de computadores comuns ou *servers*. Isto faz com que simulações inviáveis em computadores comuns sejam possíveis. Para nível de comparação, para uma simulação que leva em torno de um dia no *cluster*, num bom computador com 12 núcleos de 3,33 GHz (processador Intel Core i7) e 16 GB de memória RAM, esta mesma simulação demoraria aproximadamente um mês para terminar.

Figura 70 - Ilustração tridimensional do detector MOSFET (TN-502RDM-H): **Superior**: com a resina epóxi visível; **Inferior**: com a resina epóxi ocultada.

Contudo, *clusters* de alto desempenho, como o do Centro de Engenharia Nuclear, são sistemas muito caros, dificultando que cada grupo de pesquisa tenha o seu próprio *cluster*. Assim, para utilizar o *cluster* foi necessário realizar rodízios com outros pesquisadores e alunos da pós-graduação, respeitando uma fila de utilização. Isto torna a realização dos ajustes por “tentativa e erro” no detector MOSFET uma tarefa de longa duração. Como já foi dito, para a construção de um modelo computacional, muitas vezes é necessário realizar dezenas ou mesmo centenas de simulações. E este número de simulações tende a ser ainda maior para o caso em que faltam informações sobre o objeto que se quer simular.

No caso, apesar de ter realizado a caracterização estrutural por MEV, faltavam informações quanto à densidade e composição exata do componente epóxi. Na tentativa de descobrir do que ele era composto, foram realizadas

caracterizações pela técnica de EDS (*Energy Dispersive X-Ray Spectroscopy*), que possibilitaria descrever algumas das composições do epóxi. Contudo, esta técnica se mostrou imprecisa para quantificar a composição elementar da resina epóxi. Isto se deve, principalmente, pela sua ineficiência na caracterização de compostos com $Z < 11$, como é o caso do carbono e do oxigênio, que foram os elementos mais encontrados no epóxi (AMMRF, 2014). Por isso, foi mantida no modelo a composição do epóxi descrita no trabalho de Ramaseshan e colaboradores (2004) para detectores MOSFET. Todavia, ainda faltava a informação correspondente à densidade da resina epóxi. Na tentativa de solucionar este problema, foi considerada a hipótese de que, com exceção do epóxi, todos os outros três componentes (SiO_2 , semicondutor e cabo flexível) possuíam informações corretas quanto à geometria, composição e densidades, sendo a geometria dos componentes extraída da caracterização pela técnica de MEV - com exceção da espessura do óxido de silício, que, por ser muito fino, foi extraído da literatura - e a composição e densidade elementar do SiO_2 , semicondutor e cabo flexível extraídas do compêndio de McConn Jr e colaboradores (2011) (MCCONN JR et al., 2011; RAMASESHAN et al., 2004; WANG; KIM; XU, 2004). Assim fixou-se que a única variável deveria ser a densidade do epóxi, e foram realizadas simulações ajustando este valor por “tentativa e erro” até que se chegasse a uma diferença de 13% entre a resposta de dose absorvida do lado epóxi e do lado plano, que foi a variação encontrada nos dados experimentais de dependência angular, mostrados na Figura 65 da Seção 4.1.6. A densidade encontrada para o epóxi foi de $2,02 \text{ g/cm}^3$. Com isso foi possível realizar simulações para dependência energética e dependência angular do detector MOSFET TN-502RDM-H. Os dados obtidos pelo modelo computacional para dependência energética e dependência angular são apresentados nas Seções 4.2.5 e 4.2.6, respectivamente, a seguir.

4.2.4. Coeficiente Mássico de Absorção de Energia

Para validar o modelo computacional da dependência energética, os dados foram comparados com a relação obtida por cálculo analítico, anteriormente apresentada na Equação 66. Os dados para o coeficiente mássico de absorção de energia para o ar foram retirados do NIST. Contudo, não é disponibilizado pelo instituto americano os dados do coeficiente mássico de absorção de energia do SiO₂. Todavia, este coeficiente pode ser calculado, desde que se tenha em mãos os valores do coeficiente mássico de absorção de energia e das frações de peso dos elementos que constituem o material composto, que neste caso é o silício e o oxigênio. Para o cálculo do coeficiente mássico de absorção de energia de compostos, Attix fornece a relação da Equação 67 que, aplicada ao dosímetro MOSFET, resulta na Equação 69 abaixo:

$$\left(\frac{\mu_{ab}}{\rho}\right)_{SiO_2} \cong \left(\frac{\mu_{ab}}{\rho}\right)_{Si} f_{Si} + \left(\frac{\mu_{ab}}{\rho}\right)_O f_O \quad (69)$$

onde $\left(\frac{\mu_{ab}}{\rho}\right)$ é o coeficiente mássico de absorção de energia de cada elemento, e f_{Si} e f_O são as frações de peso do silício e do oxigênio, respectivamente. Os valores dos coeficientes do Si e do O são disponibilizados pelo NIST, separadamente. Além disso, o compêndio de dados de materiais de McConn Jr e colaboradores (2011) fornece as respectivas frações de peso do Si e do O no óxido de silício (ATTIX, 2004; HUBBELL; SELTZER, 2004; MCCONN JR et al., 2011).

O Apêndice B apresenta os valores calculados para o coeficiente mássico de absorção de energia do SiO₂ a partir da Equação 69. As frações de peso do silício e do oxigênio foram de 0,467435 e 0,532565, respectivamente. Também no Apêndice B, são mostrados os valores do coeficiente mássico de absorção de energia do silício, do oxigênio e do ar, extraídos do NIST.

Os valores apresentados no Apêndice B são utilizados para o cálculo analítico da dependência energética relativa para fins de comparação com a

dependência energética relativa do modelo computacional construído para o MOSFET TN-502RDM-H, que é apresentado na seção a seguir.

4.2.5. Dependência Energética

A Figura 71 apresenta a curva de dependência energética por cálculo analítico (quadrados cinzas) e por simulação computacional em Monte Carlo (círculos vermelhos) do dosímetro MOSFET. As energias usadas na curva de resposta energética por simulação em Monte Carlo são as mesmas utilizadas experimentalmente, isto é, as energias efetivas correspondentes as qualidades de feixe RQR 3, Cs-137, Co-60 e 6 MV. Nota-se que não foram simuladas as qualidades de feixe de raios X para RQR 10 e LINAC 15 MV, que foram usadas experimentalmente. No caso do RQR 10, isto ocorreu pois, o *site* da Siemens usado para gerar espectros de raios X de baixas energias não disponibilizava o valor de tensão de 150 kV, correspondente a qualidade de feixe RQR 10, não sendo possível, portanto, gerar seu espectro (SIEMENS, [s.d.]). Já no caso da qualidade de feixe LINAC (15 MV), não foram encontradas informações sobre seu espectro.

Pela Figura 71 pode-se constatar que a resposta energética relativa do modelo computacional do detector MOSFET TN-502RDM-H tem ótima concordância com a resposta energética analítica calculada.

A metodologia usada para simular o modelo do detector MOSFET neste trabalho foi similar a usada por Branco em sua dissertação de mestrado para modelagem computacional de dosímetros TLD (BRANCO, 2017). Contudo, ao invés de se fixar uma única posição em condição de equilíbrio eletrônico dentro do objeto simulador para as energias de Cs-137, Co-60 e LINAC (6 MV), optou-se por corrigir o posicionamento do detector para o ponto de dose máxima. Este procedimento foi adotado, principalmente, por conta do valor de profundidade de alcance para condição de equilíbrio eletrônico para fótons de LINAC em 6 MV ser de duas a três vezes maior que o do Co-60. Por isso, foram simuladas em Monte Carlo as curvas de PDP (Porcentagem de Dose Profunda) em água para Cs-137,

Co-60 e LINAC em 6 MV, comparando os valores obtidos com os disponibilizados na literatura de referência. As três curvas de PDP são mostradas na Figura 72.

Figura 71 - Curvas de dependência energética do dosímetro MOSFET por: simulação de Monte Carlo (círculos vermelhos) e cálculo analítico (quadrados cinzas).

Os valores de $D_{\max}$ para PDP são aqueles onde o valor de dose é de 100%. Os valores de $D_{\max}$ encontrados nas simulações de Monte Carlo concordam com os valores disponibilizados na literatura (BRADY et al., 2009; JOHNS; CUNNINGHAM, 1983; SCAFF, 1997). Assim, em cada simulação, foi considerado um *phantom* de água com espessura de 2, 5 e 10 mm, entre o detector e a fonte de radiação, para as qualidades de feixe Cs-137, Co-60 e 6 MV, respectivamente.

Figura 72 - Curvas de PDP simuladas em Monte Carlo pelo autor para as qualidades de feixe: Cs-137 (quadrado pretos), Co-60 (círculos vermelhos) e 6 MV (triângulos azuis).

Vale ressaltar que Wang e colaboradores publicaram três artigos em sequência nos anos de 2003, 2004 e 2005, propondo a modelagem de um dosímetro MOSFET de alta sensibilidade (TN-1002RD) (WANG; KIM; XU, 2003, 2004; WANG; XU; KIM, 2005). Em especial, o trabalho de 2005 apresenta uma curva de dependência energética relativa normalizada em 6 MV para o dosímetro MOSFET, usando da mesma metodologia de análise da resposta energética simulada que Davis e colaboradores (2003) e Nunn e colaboradores (2008) usaram em seus respectivos trabalhos, os quais simularam a dependência energética para fótons de dosímetros TLD. Ou seja, utilizou-se a relação da Equação 65, apresentada na Seção 3.2.2.2, que foi também adotada neste trabalho (DAVIS et al., 2003; NUNN et al., 2008; WANG; XU; KIM, 2005). Wang e colaboradores (2005), ao compararem sua curva de dependência energética

relativa obtida por simulação em Monte Carlo para o dosímetro MOSFET TN-1002RD com os dados experimentais para dosímetros MOSFET TN-502RD publicados por Edwards e colaboradores (1997) e Kron e colaboradores (1998), afirmaram não esperar que o fato dele comparar modelos de detectores diferentes influencie na análise da curva de dependência energética, uma vez que a resposta é normalizada pelo kerma no ar. Como mostra a figura 2 de sua publicação, Wang e colaboradores (2005) encontraram uma resposta máxima de 5,9 em seu modelo computacional do detector MOSFET, que é muito maior que os valores 4,2 e 3,1 encontrados por Edwards e colaboradores (1997) e Kron e colaboradores (1998), respectivamente, em seus resultados experimentais. Wang e colaboradores (2005) atribuíram este ocorrido ao fato de terem utilizado feixes de fótons monoenergéticos em suas simulações ao invés de espectros, como foi usado experimentalmente por Edwards e colaboradores (1997) e Kron e colaboradores (1998). (EDWARDS et al., 1997; KRON et al., 1998; WANG; XU; KIM, 2005).

Diferentemente do publicado por Wang e colaboradores (2005), este trabalho usou espectros de fótons que se aproximam, tanto quanto possível, daqueles usados em medidas experimentais. Isto fez com que o valor máximo fosse próximo a 4,2 (resposta correspondente a RQR 3), que é compatível com ao resultado achado experimentalmente por Edwards e colaboradores (1997) para o dosímetro MOSFET TN-502RD (EDWARDS et al., 1997; WANG; XU; KIM, 2005).

Vale ressaltar que, em seu trabalho, Nunn e colaboradores (2008) compararam as curvas de dependência energética relativa obtidas por simulação de Monte Carlo, cálculo analítico e dados experimentais para o dosímetro TLD (NUNN et al., 2008). Nesta dissertação, os dois primeiros casos foram apresentados e discutidos acima para o detector MOSFET. Contudo, não foi possível comparar estas curvas experimentais com os dados obtidos por medidas experimentais na Seção 4.1.5, uma vez que não foram realizadas medidas de kerma no ar no dia em que as medidas experimentais com o dosímetro MOSFET foram realizadas.

4.2.6. Dependência Angular

A Figura 73 abaixo apresenta a comparação de dependência angular entre o modelo computacional em MCNP6 e os dados experimentais para uma fonte de Co-60. As respostas tanto da simulação em Monte Carlo quanto dos dados experimentais, foram normalizadas para o ângulo de 0° , que corresponde a configuração de irradiação com o lado epóxi de face virada para fonte.

Figura 73 - Comparação dos resultados para dependência angular entre o modelo computacional em MCNP6 (quadrado preto) e dados experimentais (círculo vermelho).

Pela Figura 73, é possível observar que foi obtida uma diferença de 13% na resposta entre o feixe incidindo pelo lado epóxi (0°) e o lado do plano (180°). Contudo, para os ângulos intermediários, os valores de dependência angular não são os mesmos, tendo o modelo computacional variado 20,7% em 135° em

relação ao ângulo de 0° , enquanto os dados experimentais mostraram uma variação de apenas 3,5%.

Vale ressaltar, ainda, que todo ajuste necessário de ser realizado no modelo computacional para curva de dependência angular é muito mais trabalhoso de se obter do que aquele para curva de dependência energética, uma vez que a curva dependência angular é obtida através do *tally* *F8, que, por considerar o transporte de elétrons em um volume de interesse muito pequeno (volume ativo de SiO_2), necessita de um tempo computacional muito grande para ser realizado, como já fora discutido anteriormente.

5. CONCLUSÕES

Este trabalho propôs a caracterização dosimétrica e a modelagem computacional do detector MOSFET TN-502RDM-H. Na caracterização dosimétrica, verificou-se o desempenho do dosímetro quanto à sua reprodutibilidade, linearidade, dependência com a taxa de dose, dependência energética, dependência angular e a diferença de seu desempenho quando irradiado por fótons e elétrons de altas energias. Além disso, também foi verificado o tempo mínimo para que o detector MOSFET alcançasse a condição de estabilidade ótima. Com relação à modelagem computacional do dosímetro MOSFET no programa MCNP6, foi proposta a construção de um modelo que reproduzisse, por simulação, as curvas de dependência energética e dependência angular, comparando os resultados obtidos com dados de referência.

Primeiramente, foi constatado que, para se alcançar uma boa estabilidade de leitura, foi necessário conectar o MOSFET à leitora pelo menos 15 min antes de iniciar a primeira irradiação. Este valor de tempo encontrado é menor do que os 60 min indicado pelo manual, mas está em plena concordância com o resultado obtido por Ramaseshan e colaboradores (2004) (BESTMEDICAL, 2008; RAMASESHAN et al., 2004).

O sistema de dosimetria utilizando o detector MOSFET TN-502DM-H apresentou excelente linearidade com a dose, sendo principalmente reprodutível a partir de 25 cGy. Sua boa reprodutibilidade o torna viável para utilização com um único coeficiente de calibração médio para fótons e elétrons de altas energias, que pode ser muito útil em procedimentos da rotina clínica de radioterapia, por possibilitar a otimização do tempo e diminuição do número de calibrações necessárias realizadas pelos físicos médicos.

Além disso, para valores de taxa de dose tipicamente utilizados em aceleradores lineares clínicos (de 100 a 600 UM/min), a verificação da dependência com a taxa de dose do detector MOSFET indicou comportamentos distintos entre os três detectores. Assim, observou-se que um dos detectores MOSFET foi praticamente independente. Mas, por outro lado, houve uma leve tendência na diminuição da resposta do dosímetro com o aumento da taxa de

dose para outros dois detectores. O dosímetro MOSFET também se mostrou independente para valores de taxas de dose mais baixos de uma fonte de Co-60.

O MOSFET apresentou uma curva de dependência energética experimental característica de detectores de estado sólido e que está de acordo com o modelo teórico publicado por Kron e colaboradores (1998). Para fótons e elétrons de energias mais altas, o dosímetro MOSFET manteve uma resposta praticamente constante. Contudo, o detector mostrou uma alta dependência energética para fótons de energias mais baixas, tornando-se necessário um cuidado redobrado com sua recalibração caso seja aplicado nestas condições.

Quando irradiado suspenso no ar, sua dependência angular experimental foi de cerca de 13%. Por outro lado, o detector não apresentou dependência angular significativa quando irradiado em condição de equilíbrio eletrônico, mostrando ser necessária a utilização de capas de *build up* caso empregado em procedimentos de dosimetria *in vivo* ou quaisquer outros procedimentos que apresentem diferentes angulações em seu posicionamento.

Pode-se destacar que o dosímetro MOSFET apresentou como principal vantagem a possibilidade de leitura imediatamente após sua irradiação, não necessitando de etapas de preparação pré e pós irradiação, como no caso dos TLDs. Além disso, se mostrou um detector de fácil calibração e boa precisão, além de possuir um volume sensível muito pequeno e viabilizar a leitura de vários detectores simultaneamente com uma única leitora. Como desvantagem, pode-se citar seu tempo de vida limitado à tensão acumulada, até de cerca de 20 V, e sua grande dependência energética para fótons de baixas energias. Assim, este trabalho reforça a posição do IAEA (2013), que afirma que o detector MOSFET é um forte candidato a instrumento padrão para procedimentos dosimétricos, como a dosimetria *in vivo*, em clínicas de radioterapia no futuro. Além disso, o dosímetro MOSFET se mostra um dispositivo com grande potencial para o desenvolvimento de novas pesquisas junto ao grupo de estudos em Física Médica, ao qual este projeto está vinculado. Ressalta-se que, como este grupo de pesquisa do CEN/IPEN possui relativa experiência com simulações de Monte Carlo, TLDs e objetos simuladores, novas pesquisas podem ser conduzidas, por exemplo, tanto no caminho de estudos comparativos entre detectores quanto na otimização de

procedimentos radioterápicos, principalmente aqueles associados a dosimetria *in vivo*. Assim, é o crescimento na popularidade do dosímetro MOSFET nos últimos anos é justificado tanto pelo seu potencial como ferramenta de pesquisa quanto por seu potencial de otimização do tempo e diminuição de desgaste do profissional na prática clínica.

O modelo computacional em Monte Carlo do MOSFET TN-502RDM-H se mostrou adequado, embora ainda possa ser aperfeiçoado com maior tempo de simulação e mais informações sobre a resina epóxi. Ele apresentou uma curva de dependência energética em excelente concordância com a resposta normalizada por cálculo analítico com a literatura.

Além disso, dependência angular obtida pelo modelo computacional concorda na diferença 13% entre os valores de 0° e 180° encontrados experimentalmente, uma vez que estes foram utilizados como ângulos de referência. Contudo, os valores dos ângulos intermediários não se mostraram fiéis aos resultados experimentais, necessitando de ajustes mais apurados. Por este motivo, é esperado que sejam realizadas mais caracterizações estruturais do detector MOSFET em estudos futuros – principalmente quanto a composição e densidade do componente epóxi.

Todavia, é fato que o modelo computacional desenvolvido já se mostra viável para aplicações em simulações de Monte Carlo para configurações de tratamentos realizados na prática clínica, desde que tome-se o cuidado para que o comportamento anisotrópico não seja uma variável a ser considerada. Assim, o modelo computacional se mostra bastante detalhado, apresentando boa concordância com seu real comportamento dependente da energia. Além disso, o modelo conseguiu indicar qualitativamente a dependência angular também encontrada com medidas experimentais, indicando, por simulação, quais os componentes contribuem para o comportamento anisotrópico do dispositivo. Em especial, este pode vir a ser um caminho promissor na busca por minimizar suas dependências energética e angular a partir da sugestão de um novo *layout* do detector MOSFET, que poderia ser obtido por simulações de Monte Carlo.

Cabe ainda a observação de que, segundo a tabela 1 do artigo de Wang e colaboradores (2005), a contribuição de cada componente para dose absorvida

no volume sensível do dosímetro MOSFET varia com a energia do fóton incidente. Isto é uma informação muito significativa, uma vez que, para baixas energias, a contribuição de dose absorvida no SiO_2 é oriunda, principalmente, do substrato de silício, do SiO_2 , de uma camada de $0,5\ \mu\text{m}$ de polissilício e de uma camada de $2\ \mu\text{m}$ de PSG. Estes dois últimos materiais não foram considerados no modelo computacional deste trabalho e, juntos, correspondem a produção de 36% do número de elétrons que contribuem para dose absorvida no SiO_2 para fótons de 20keV (WANG; XU; KIM, 2005). Assim, é importante que seja um objetivo de trabalhos futuros a inclusão destes componentes no modelo computacional do dosímetro MOSFET, principalmente em estudos envolvendo fótons de baixas energias.

6. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ALLISON, J. et al. Geant4 Developments and Applications. **IEEE Transactions on Nuclear Science**, v. 53, n. 1, p. 270–278, 2006.

AMIN, M. N. et al. Small field electron beam dosimetry using MOSFET detector; Small field electron beam dosimetry using MOSFET detector. **Applied Clinical Medical Physics**, v. 12, n. 1, p. 50–57, 2011.

AMMRF. **Quantitative EDS X-ray microanalysis using SEM**. Disponível em: <<http://www.ammrf.org.au/myscope/analysis/eds/quantitative/>>. Acesso em: 26 mar. 2019.

ATTIX, F. H. **Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry**. Weinheim, Germany: Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2004.

BALTAS, D.; SAKELLIU, L.; ZAMBLOGLOU, N. **The Physics of Modern Brachytherapy for Oncology**. New York: Taylor & Francis Group, 2007.

BARRET, A. et al. **Practical Radiotherapy Planning**. 4^a ed. London: Hodder Arnold, 2009.

BESTMEDICAL. **MobileMOSFET wireless dose verification system**. Disponível em: <<http://www.bestmedicalcanada.com/pdf/datasheets/mobilemosfet.pdf>>. Acesso em: 8 mar. 2018.

BESTMEDICAL. **Operator's Manual for Mobile MOSFET System**Ottawa, Canada, 2008.

BIELAJEW, A. F. History of Monte Carlo. In: **Monte Carlo Techniques in Radiation**. Florida, U.S.A.: Taylor & Francis Group, 2013. p. 342.

BOWER, M. W. A Physical Anthropomorphic Phantom of a One-Year-Old Child with Real-Time Dosimetry. p. 209, 1997.

BRADY, S. L. et al. Characterization of a ¹³⁷Cs Irradiator From a New Perspective with Modern Dosimetric Tools. **Health Physics**, v. 97, n. 3, p. 195–

205, 2009.

BRANCO, I. S. L. et al. Monte Carlo studies on water and LiF cavity properties for dose-reporting quantities when using x-ray and brachytherapy sources. **Physics in Medicine & Biology**, v. 61, p. 8890–8907, 2016.

BRANCO, I. S. L. **Estudo dos Efeitos na Dose Devido À Heterogeneidade em Braquiterapia com Fontes de ^{125}I** . [s.l.] Universidade de São Paulo, 2017.

BROWN, B. H. et al. **Medical Physics and Biomedical Engineering**. U.S.A.: Taylor & Francis Group, 1999.

CARRIER, J. F. et al. Validation of GEANT4, an object-oriented Monte Carlo toolkit, for simulations in medical physics. **Medical Physics**, v. 31, n. 3, p. 484–492, 2004.

CHOW, J. C. L.; GRIGOROV, G. N. Monte Carlo simulation of backscatter from lead for clinical electron beams using EGSnrc. **Medical Physics**, v. 35, n. 4, p. 1241–1250, 2008.

CHOW, J. C. L.; LEUNG, M. K. K. Monte Carlo simulation of MOSFET dosimeter for electron backscatter using the GEANT4 code. **Medical physics**, v. 35, n. 6, p. 2383–2390, 2008.

CNPQ. **Divulgação dos Resultado de Concessão de Auxílio**. Disponível em: <<http://resultado.cnpq.br/1717899282108982>>. Acesso em: 8 mar. 2018.

DAVIS, S. D. et al. The Response of LiF Thermoluminescence Dosimeters to Photon Beams in the Energy Range from 30 kV X Rays to ^{60}Co Gamma Rays. **Radiation Protection Dosimetry**, v. 106, n. 1, p. 33–43, 2003.

DESHPANDE, S. et al. Dosimetry Investigation of MOSFET for Clinical IMRT Dose Verification. **Technology in Cancer Research & Treatment**, v. 12, n. 3, p. 193–198, 2013.

DONALD A. NEAMEN. **Semiconductor physics and devices: basic principles**. 3ª ed. New York: McGraw-Hill, 2003. v. 9

ECKHARDT, R. Stan Ulam, John Von Neumann, and the Monte Carlo Method. **Los Alamos Science**, n. Special Issue, p. 131–141, 1987.

EDWARDS, C. R. et al. The Response of a MOSFET, p-type semiconductor and LiF TLD to quasi-monoenergetic x-rays. **Physics in Medicine & Biology**, v. 42, p. 2383–2391, 1997.

FRANCESCON, P. et al. Application of a Monte Carlo-based method for total scatter factors of small beams to new solid state micro-detectors. **Journal of Applied Clinical Medical Physics**, v. 10, n. 1, p. 147–152, 2009.

FREEMAN, R.; HOLMES-SIEDLE, A. A Simple Model for Predicting Radiation Effects in MOS Devices. **IEEE Transactions on Nuclear Science**, v. 25, n. 6, p. 1216–1225, 1978.

GARGETT, M. et al. Monte Carlo simulation of the dose response of a novel 2D silicon diode array for use in hybrid MRI–LINAC systems. **Medical Physics**, v. 42, n. 2, p. 856–865, 2015.

GEANT4 COLLABORATION. **Geant4 User's Guide for Application Developers**. Disponível em: <<http://geant4.web.cern.ch/geant4/UserDocumentation/UsersGuides/ForApplicationDeveloper/fo/BookForAppliDev.pdf>>. Acesso em: 17 mar. 2019.

GELLEKOM, M. P. R. VAN et al. In vivo dosimetry in gynecological application - A feasibility study. **Brachytherapy**, v. 17, n. 1, p. 146–153, 2018.

GOORLEY, J. T.; KIGER, W. S.; ZAMENHOF, R. G. Reference dosimetry calculations for Neutron Capture Therapy with comparison of analytical and voxel models. **Medical Physics**, v. 29, n. 2, p. 145–156, 2002.

GOORLEY, T. et al. Initial MCNP6 Release Overview. **Nuclear Technology**, v. 180, n. 3, p. 298–315, 2012.

GOPIRAJ, A.; BILLIMAGGA, R. S.; RAMASUBRAMANIAN, V. Performance characteristics and commissioning of MOSFET as an in-vivo dosimeter for high

energy photon external beam radiation therapy. **Reports of Practical Oncology & Radiotherapy**, v. 13, n. 3, p. 114–125, 2008.

HARRISON, R. L. Introduction to Monte Carlo Simulation. **AIP Conference Proceedings**, v. 1204, p. 17–21, 2010.

HASTINGS, W. K. Monte Carlo Sampling Methods Using Markov Chains and Their Applications. **Biometrika**, v. 57, n. 1, p. 97–109, 1970.

HELMER, R. G. **Table de Radionucléides**. Disponível em: <http://www.nucleide.org/DDEP_WG/Nuclides/Co-60_tables.pdf>. Acesso em: 20 nov. 2018.

HIGGINS, P. D. et al. In vivo diode dosimetry for routine quality assurance in IMRT. **Medical Physics**, v. 30, n. 12, p. 3118–3123, 2003.

HOLMES-SIEDLE, A.; ADAMS, L. **Handbook of Radiation Effects**. 1ª ed. New York, U.S.A.: Oxford University Press, 2007.

HUBBELL, J. H.; SELTZER, S. M. **X-Ray Mass Attenuation Coefficients**. Disponível em: <<https://www.nist.gov/pml/x-ray-mass-attenuation-coefficients>>. Acesso em: 31 jan. 2019.

IAEA. **Planning National Radiotherapy Services: A Practical Tool**. Vienna: International Atomic Energy Agency, 2010.

IAEA. **Development of Procedures for In Vivo Dosimetry in Radiotherapy** IAEA Reports Series No.8. Austria: [s.n.].

IARC. **Press Release N°263**. Disponível em: <https://www.iarc.fr/wp-content/uploads/2018/09/pr263_E.pdf>. Acesso em: 10 fev. 2019a.

IARC. **GLOBOCAN 2018: Cancer Tomorrow**. Disponível em: <<http://gco.iarc.fr/tomorrow/home>>. Acesso em: 10 fev. 2018b.

INCA. **ABC do Câncer: abordagens básicas para o controle do câncer**. Rio de Janeiro: Ministério da Saúde, 2011.

INCA. **CÂNCER - Tratamento.** Disponível em: <<http://www2.inca.gov.br/wps/wcm/connect/cancer/site/tratamento>>. Acesso em: 20 jun. 2018a.

INCA. **Cirurgia.** Disponível em: <<https://www.inca.gov.br/tratamento/cirurgia>>. Acesso em: 12 fev. 2019b.

INCA. **Quimioterapia.** Disponível em: <<https://www.inca.gov.br/tratamento/quimioterapia>>. Acesso em: 12 fev. 2019c.

INCA. **Transplante de Medula Óssea.** Disponível em: <<https://www.inca.gov.br/tratamento/transplante-de-medula-ossea>>. Acesso em: 12 fev. 2019d.

INCA. **Radioterapia.** Disponível em: <http://www.inca.gov.br/conteudo_view.asp?ID=100>. Acesso em: 20 jun. 2018e.

INFOESCOLA. **Dopagem Eletrônica.** Disponível em: <<https://www.infoescola.com/quimica/dopagem-eletronica/>>. Acesso em: 16 jul. 2018.

JARRY, G. et al. A Monte Carlo-based method to estimate radiation dose from spiral CT: from phantom testing to patient-specific. **Physics in Medicine & Biology**, v. 48, p. 2645–2663, 2003.

JOHNS, H. E.; CUNNINGHAM, J. R. **The Physics of Radiology**. 4 ed. ed. U.S.A.: Charles C. Thomas, 1983.

KALOS, M. H.; WHITLOCK, P. A. **Monte Carlo Methods**. 2ª ed. Weinheim, Germany: Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2008.

KAWRAKOW, I. et al. **The EGSnrc code system: Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport** NRCC. Ottawa, Canada: [s.n.]. Disponível em: <<https://nrc-cnrc.github.io/EGSnrc/doc/pirs701-egsnrc.pdf>>. Acesso em: 17 mar. 2019.

KHAN, F. M.; GIBBONS, J. P.; SPERDUTO, P. W. **Treatment Planning in**

Radiation Oncology. 4^a ed. Philadelphia: Wolters Kluwer, 2016.

KNOLL, G. F. Multichannel pulse analysis: calibration and linearity. In: **Radiation detection and measurement**. 3^a ed. [s.l.] John Wiley & Sons, 1999. p. 688.

KRON, T. et al. Dose response of various radiation detectors to synchrotron radiation. **Physics in Medicine & Biology**, v. 43, p. 3235–3259, 1998.

MA, T. P.; DRESSENDORFER, P. V. **Ionizing Radiation Effects in MOS Devices and Circuits**. 1^a ed. U.S.A.: John Wiley & Sons, 1989.

MACDOUGALL, N. D. et al. In vivo dosimetry in UK external beam radiotherapy: current and future usage. **British Institute of Radiology**, v. 90, p. 1–14, 2017.

MATTAR, E. H.; HAMMAD, L. F.; AL-MOHAMMED, H. I. Measurement and comparison of skin dose using OneDose MOSFET and Mobile MOSFET for patients with acute lymphoblastic leukemia. **Med Sci Monit**, v. 17, n. 7, p. 51–55, 2011.

MAYLES, P.; NAHUM, A.; ROSENWALD, J. C. **Handbook of Radiotherapy Physics: Theory and Practice**. Florida, U.S.A.: [s.n.].

MCCONN JR, R. J. et al. **Compendium of material composition data for radiation transport modeling Pacific Northwest National Laboratory**. Washington: [s.n.]. Disponível em: <http://www.pnl.gov/main/publications/external/technical_reports/pnnl-15870.pdf>.

MESSENGER, G. C. A Summary Review of Displacement Damage from High Energy Radiation in Silicon Semiconductors and Semiconductor Devices. **IEEE Transactions on Nuclear Science**, v. 39, n. 3, p. 468–473, 1992.

METROPOLIS, N. The Beginning of the Monte Carlo Method. **Los Alamos Science**, n. Special Issue, p. 125–130, 1987.

METROPOLIS, N.; ULAM, S. The Monte Carlo Method. **Journal of the American Statistical Association**, v. 44, n. 247, p. 335–341, 1949.

MONTEIRO, A. M. **Estudo de um transistor de efeito de campo sensível à radiação - RADFET, como elemento sensor para medição de radiação gama.** [s.l.] Instituto Tecnológico de Aeronáutica, 2017.

MOSFET: MOSFET Applications. Eletronics Hub. Disponível em: <<https://www.electronicshub.org/mosfet/>>. Acesso em: 7 ago. 2018.

NICOLLIAN, E. H.; BREWS, J. R. **MOS (Metal Oxide Semiconductor) Physics and Technology.** New Jersey, U.S.A.: John Wiley & Sons, 1982.

NIST. **Eletromagnetic Spectrum.** Disponível em: <<https://www.nist.gov/image/06phy009emspec2hrjpg>>. Acesso em: 23 mar. 2019.

NNDC. **60Co Level Scheme.** Disponível em: <<https://www.nndc.bnl.gov/nudat2/getbandplot.jsp?unc=nds>>. Acesso em: 26 mar. 2019.

NUNN, A. A. et al. LiF:Mg,Ti TLD Response as a Function of Photon Energy for Moderately Filtered X-Ray Spectra in the Range of 20–250 kVp Relative to 60Co. **Medical Physics**, v. 35, n. 5, p. 1859–1869, 2008.

OKUNO, E.; YOSHIMURA, E. **Física das Radiações.** 1ª ed. São Paulo: Oficina de Textos, 2010.

PANETTIERI, V. et al. Monte Carlo simulation of MOSFET detectors for high-energy photon beams using the PENELOPE code. **Physics in Medicine and Biology**, v. 52, n. 1, p. 303–316, 2007.

PARK, J. M. et al. Development of an applicator for eye lens dosimetry during radiotherapy. **British Institute of Radiology**, v. 87, p. 1–10, 2014.

PARWAIE, W. et al. Different Dosimeters/Detectors Used in Small - Field Dosimetry: Pros and Cons. **Journal of Medical Signals and Sensors**, v. 8, n. 3, p. 195–203, 2018.

PEJOVIC, M. P-channel MOSFET as a sensor and dosimeter of ionizing radiation. **Facta universitatis - series: Electronics and Energetics**, v. 29, n. 4, p. 509–

541, 2016.

PEJOVIĆ, M. M. Dose response, radiation sensitivity and signal fading of p-channel MOSFETs (RADFETs) irradiated up to 50 Gy with ^{60}Co . **Applied Radiation and Isotopes**, v. 104, p. 100–105, 2015.

PELOWITZ, E. D. B. MCNP6 User's Manual. **Los Alamos National Laboratory**, 2013.

RAMANI, R.; RUSSELL, S.; O'BRIEN, P. Clinical dosimetry using mosfets. **International Journal of Radiation Oncology Biology Physics**, v. 37, n. 4, p. 959–964, 1997.

RAMASESHAN, R. et al. Performance characteristics of a microMOSFET as an in vivo dosimeter in radiation therapy. **Physics in Medicine and Biology**, v. 49, n. 17, p. 4031–4048, 2004.

RATTI, L. **Ionizing Radiation Effects in Electronic Devices and Circuits** Legnaro, Italy, 2013.

REED, A. L. **Medical Physics Calculations with MCNP: A Primer**. Boston: Los Alamos National Laboratory, 2007.

ROGERS, D. W. O. Fifty Years of Monte Carlo Simulations for Medical Physics. **Physics in Medicine and Biology**, v. 51, p. R287–R301, 2006.

ROSADO, P. H. G. et al. Determination of the Mean Energy for Attenuated and Unattenuated IEC Diagnostic X-Ray Beams. **2007 International Nuclear Atlantic Conference - INAC 2007**, 2007.

ROWBOTTOM, C. G.; JAFFRAY, D. A. Characteristics and performance of a micro-MOSFET: An “imageable” dosimeter for image-guided radiotherapy. **Medical Physics**, v. 31, n. 3, p. 609–615, 2004.

RUCCI, A. et al. Use of IAEA's phase-space files for virtual source model implementation: Extension to large fields. **Physica Medica**, v. 32, n. 8, p. 1030–1033, 2016.

SALMERON, R. **Dimensões do átomo e do núcleo**. Disponível em: <<http://efisica.if.usp.br/moderna/materia/volume-atomo/>>. Acesso em: 12 jan. 2019.

SALVAT, F. **PENELOPE, a Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport**. Disponível em: <<https://oea.org/science/docs/2011/nsc-doc2011-5.pdf>>. Acesso em: 25 fev. 2019.

SANTOS, L. R. DOS. **Desenvolvimento de um protocolo de calibração utilizando espectrometria e simulação matemática, em feixes padrões de raios x**. [s.l.] Universidade de São Paulo, 2017.

SCAFF, L. A. M. **Física da Radioterapia**. São Paulo: Sarvier, 1997.

SCALCHI, P.; FRANCESCON, P. Calibration of a MOSFET detection system for 6-MV in vivo dosimetry. **Int. J. Radiation Oncology Biol. Phys.**, v. 40, n. 4, p. 987–993, 1998.

SCHWANK, J. R. et al. Radiation Effects in MOS Oxides. **IEEE Transactions on Nuclear Science**, v. 55, n. 4, p. 1833–1853, 2008.

SECO, J.; VERHAEGEN, F. **Monte Carlo Techniques in Radiation Therapy**. Florida, U.S.A.: Taylor & Francis Group, 2013.

SHULTIS, J. K.; FAW, R. E. An MCNP Primer. **Structure**, v. 66506, n. c, p. 1–45, 2010.

SIEMENS. **Simulation of X-Ray Spectra**. Disponível em: <<https://www.oem-xray-components.siemens.com/x-ray-spectra-simulation>>. Acesso em: 31 jan. 2019.

SILVA, J. O. DA. **Desenvolvimento de câmaras de ionização especiais para controle de qualidade em mamografia**. [s.l.] Universidade de São Paulo, 2013.

SILVA JR, I. A. DA. **Desenvolvimento e implantação de um sistema automatizado para adequação do processo de calibração de monitores de radiação gama**. [s.l.] Universidade de São Paulo, 2012.

SILVEIRA, M. A. G. et al. A commercial off-the-shelf pMOS transistor as X-ray and heavy ion detector. **Journal of Physics: Conference Series**, v. 630, n. 1, p. 1–10, 2015.

SMITH, F. A. **A Primer in Applied Radiation Physics**. U.S.A.: World Scientific, 2000.

SOUBRA, M.; CYGLER, J.; MACKAY, G. Evaluation of a dual bias dual metal oxide-silicon semiconductor field effect transistor detector as radiation dosimeter. **Medical Physics**, v. 21, n. 4, p. 567–572, 1994.

SPALL, J. C. Estimation via Markov Chain Monte Carlo. **Proceeding of the American Control Conference**, p. 2559–2564, 2002.

SPIELER, H. **Solid State Detectors - VII. Radiation Effects**. Disponível em: <http://www-physics.lbl.gov/~spieler/USPAS-MSU_2012/pdf/VII_Radiation_Effects.pdf>. Acesso em: 29 ago. 2018.

SROUR, J. R.; PALKO, J. W. Displacement Damage Effects in Irradiated Semiconductor Devices. **IEEE Transactions on Nuclear Science**, v. 60, n. 3, p. 1740–1766, 2013.

SWART, J. W. **Semicondutores: Fundamentos, Técnicas e Aplicações**. 1ª ed. Campinas: Editora Campinas, 2008.

SZE, S. M.; NG, K. K. **Physics of Semiconductor Devices**. New Jersey, U.S.A.: John Wiley & Sons, 2007.

TECHNICAL NOTE. 7, B. M. **Technical Note:7 - MOSFET Dosimeter Specifications**, [s.d.].

TELLES, L. K. F. et al. Simulação por Monte Carlo dos feixes de 6 e 15 MV do CLINAC 2100 utilizando o código MCNP 4B. **2005 International Nuclear Atlantic Conference**, 2005.

TSOULFANIDIS, N. **Measurement and Detection of Radiation**. U.S.A.: Taylor & Francis, 1995.

VUOLO, J. H. **Fundamentos da Teoria de Erros**. 2^a ed. São Paulo: Blucher, Edgard, 1996.

WANG, B.; KIM, C.-H.; XU, X. G. Monte Carlo modeling of the MOSFET dosimeter and its application. **Transaction American of the Nuclear Society**, v. 88, p. 218–220, 2003.

WANG, B.; KIM, C.-H.; XU, X. G. Monte Carlo modeling of a High-Sensitivity MOSFET dosimeter for low- and medium-energy photon sources. **Medical Physics**, v. 31, n. 5, p. 1003, 2004.

WANG, B.; XU, X. G.; KIM, C. H. Monte Carlo study of MOSFET dosemeter characteristics: Dose dependence on photon energy, direction and dosemeter composition. **Radiation Protection Dosimetry**, v. 113, n. 1, p. 40–46, 2005.

WHO. **Cancer**. Disponível em: <<http://www.who.int/cancer/en/>>. Acesso em: 20 jun. 2018.

WHO. **Cancer: Key Facts**. Disponível em: <<https://www.who.int/en/news-room/fact-sheets/detail/cancer>>. Acesso em: 10 fev. 2019.

X-5 MONTE CARLO TEAM. **MCNP- A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5: Volume I - Overview and Theory**. [s.l: s.n.]. v. I

XIANG, H. F. et al. Build-up and surface dose measurements on phantoms using micro-MOSFET in 6 and 10 MV x-ray beams and comparisons with Monte Carlo calculations. **Medical Physics**, v. 34, n. 4, p. 1266–1273, 2007.

YORIYAZ, H. Método de Monte Carlo: princípios e aplicações em Física Médica. **Revista Brasileira de Física Médica**, v. 3, n. 1, p. 141–149, 2009.

YORIYAZ, H.; STABIN, M. G.; SANTOS, A. DOS. Monte Carlo MCNP-4B – Based Absorbed Dose Distribution Estimates for Patient-Specific. **The Journal of Nuclear Medicine**, v. 42, n. 4, p. 662–670, 2001.

YOSHIMURA, E. M. Física das Radiações : interação da radiação com a matéria. **Revista Brasileira de Física Médica**, v. 3, n. 1, p. 57–67, 2009.

ZILIO, V. O. et al. Absolute depth-dose-rate measurements for an Ir192 HDR brachytherapy source in water using MOSFET detectors. **Medical Physics**, v. 33, n. 6, p. 1532–1539, 2006.

APÊNDICE A - Junções p-n

Segundo Sze e Ng (2007), "as junções p-n são de grande importância tanto para aplicações na eletrônica moderna quanto para a compreensão de outros dispositivos semicondutores" (tradução livre). Como tratado na Seção 2.3.1, dispositivos semicondutores extrínsecos podem ser do tipo P ou N. Supondo que, de alguma forma, estes dois semicondutores, que estão ricamente dopados com portadores de cargas opostas, sejam colocados em contato, como mostra a Figura 74 abaixo.

Figura 74 - Semicondutores N e P antes serem conectados para formarem uma junção p-n.

Pela Figura 75, percebe-se a formação de uma região, que é chamada de Região de Depleção, após o contato dos semicondutores do tipo P e N. Esta região tem carga neutra e é formada, principalmente, pela ação de difusão, seguida da ação de deriva dos portadores majoritários de cada um dos semicondutores do tipo P e N. Explica-se: no instante em que é formada a junção p-n, os portadores majoritários de cada um dos semicondutores possuirão um gradiente de concentração muito maior do que a junção oposta. Por exemplo, o lado da junção p-n equivalente ao semicondutor P possuirá uma alta concentração de lacunas, enquanto o semicondutor N possui uma concentração de lacunas baixa. O mesmo raciocínio pode ser aplicado ao olhar-se para a alta concentração de elétrons livres no semicondutor tipo N, que contrasta com a baixa concentração de elétrons livres no semicondutor tipo P. Assim, como explicado na Seção 2.3.3, quando há uma diferença no gradiente de

concentração de portadores, ocorre a ação de difusão, que faz com que este gradiente de concentração de ambos portadores tenda a diminuir por meio do fluxo (ou corrente) de portadores que migram da região de maior concentração para a região de menor concentração, até que a concentração seja homogênea. Ou seja, há um fluxo de elétrons livres do semiconductor N para o semiconductor P; e um fluxo de lacunas do semiconductor P para o semiconductor N.

Figura 75 - Junção p-n formada a partir do contato dos semicondutores P e N, com a respectiva região de depleção.

Contudo, diferentemente do que fora afirmado no parágrafo anterior, este processo de difusão não ocorre até que a concentração de cargas seja homogênea em toda junção p-n, ficando restrita a região próxima da interface entre os semicondutores P e N. Isto ocorre devido a região de carga neutra gerada na interface que, por consequência, produz uma barreira de potencial entre os dois lados da junção. Esta região é formada por meio da ocupação dos átomos doadores e aceptadores da estrutura dos semicondutores por lacunas e elétrons livres, respectivamente, provenientes do processo de difusão. Conforme a espessura da região de depleção aumenta, cresce também a barreira de potencial, de modo que chega um instante em que é atingido um equilíbrio e a corrente de difusão dos portadores se iguala à corrente de deriva.

Uma aplicação direta da junção p-n são os diodos. Dependendo da finalidade desejada, a espessura desta região de depleção pode ainda ser aumentada (polarização reversa) ou diminuída (polarização direta) através da aplicação de uma diferença de potencial na junção p-n. Na polarização direta, por exemplo, um polo positivo de uma fonte de tensão é conectado ao semicondutor P da junção p-n, fornecendo energia para que as lacunas diminuam a intensidade da barreira de potencial (e a espessura da camada de depleção) ou mesmo que atravessem a barreira de potencial e saiam do sistema. Na polarização reversa, por outro lado, um polo positivo de tensão é conectado ao semicondutor N da junção p-n, por exemplo, diminuindo a energia dos elétrons livres e, consequentemente, aumentando a intensidade da barreira de potencial e a espessura da região de depleção (SWART, 2008; SZE; NG, 2007).

APÊNDICE B – Coeficientes Mássicos de Absorção de Energia

Figura 76 - Valores de coeficiente mássico de absorção de energia do Si, O e SiO₂. Os valores do SiO₂ foram calculados pelo autor desta dissertação a partir dos valores de coeficientes de silício e oxigênio extraídos do NIST* (HUBBELL; SELTZER, 2004).

Figura 77 - Valores utilizados de coeficiente mássico de absorção de energia do ar extraídos do NIST (HUBBELL; SELTZER, 2004).

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES
Diretoria de Pesquisa, Desenvolvimento e Ensino
Av. Prof. Lineu Prestes, 2242 – Cidade Universitária CEP: 05508-000
Fone/Fax(0XX11) 3133-8908
SÃO PAULO – São Paulo – Brasil
<http://www.ipen.br>

**O IPEN é uma Autarquia vinculada à Secretaria de Desenvolvimento, associada
à Universidade de São Paulo e gerida técnica e administrativamente pela
Comissão Nacional de Energia Nuclear, órgão do
Ministério da Ciência, Tecnologia e Inovação.**