

**UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA “JÚLIO DE MESQUITA FILHO”
FACULDADE DE ENGENHARIA
CAMPUS DE ILHA SOLTEIRA**

MARIANA ANDREAZZI

**IMPLEMENTAÇÃO DE UM INSTRUMENTO PARA MEDIÇÃO DA INTENSIDADE
DE FÓTONS NA FAIXA DA MAMOGRAFIA**

Ilha Solteira
2018

PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA

MARIANA ANDREAZZI

**IMPLEMENTAÇÃO DE UM INSTRUMENTO PARA MEDIÇÃO DA
INTENSIDADE DE FÓTONS NA FAIXA DA MAMOGRAFIA**

Dissertação apresentada à Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira – UNESP como parte dos requisitos para obtenção do título de Mestre em Engenharia Elétrica.

Nome do orientador

Prof. Dr. Aparecido Augusto de Carvalho

Coorientador

Prof. Dr. Marcelo Augusto Assunção Sanches

FICHA CATALOGRÁFICA

Desenvolvido pelo Serviço Técnico de Biblioteca e Documentação

A557i Andreazzi, Mariana.
Implementação de um instrumento para medição da intensidade de fótons na faixa da mamografia / Mariana Andreazzi. -- Ilha Solteira: [s.n.], 2018
72 f. : il.

Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual Paulista. Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira. Área de conhecimento: Automação, 2018

Orientador: Aparecido Augusto de Carvalho
Co-orientador: Marcelo Augusto Assunção Sanches
Inclui bibliografia

1. Sensor piroelétrico. 2. Mamografia. 3. Taxa de fluência de energia. 4. Raios-X. 5. Dosimetria. 6. Simulação de raios-X.


Raiane da Silva Santos

CERTIFICADO DE APROVAÇÃO

TÍTULO DA DISSERTAÇÃO: Implementação de um Instrumento para Medição da Intensidade de Fótons na Faixa de Mamografia

AUTORA: MARIANA ANDREAZZI

ORIENTADOR: APARECIDO AUGUSTO DE CARVALHO

Aprovada como parte das exigências para obtenção do Título de Mestra em ENGENHARIA ELÉTRICA, área: AUTOMAÇÃO pela Comissão Examinadora:



Prof. Dr. APARECIDO AUGUSTO DE CARVALHO
Departamento de Engenharia Elétrica / Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira



Prof. Dr. CARLOS ANTONIO ALVES
Departamento de Engenharia Elétrica / Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira



Prof. Dr. WESLEY PONTES
UNITOLEDO - Araçatuba - SP / Centro Universitário Toledo

Ilha Solteira, 07 de fevereiro de 2018

DEDICO

Especialmente ao meu esposo Renan por toda atenção, dedicação, incentivo e confiança. À minha família pela compreensão das ausências. Também aos meus amigos de laboratório pela ajuda imprescindível e pelos bons momentos. A todos os que torceram positivamente por mim.

AGRADECIMENTOS

A Deus,

Pela saúde e força espiritual necessária para a realização desse trabalho.

Ao meu esposo Renan, pelo companheirismo, pela ajuda física e psicológica, pelo amparo, e por confiar nos meus caminhos. Agradeço também toda paciência dedicada nesse período.

Aos meus pais Claudia e Osvaldo, por me ajudarem a chegar até aqui, pela educação, pelo tempo dedicado a mim e por todo carinho ao longo dos anos.

Ao meu orientador Prof. Dr. Aparecido Augusto de Carvalho, pela atenção dedicada a mim, por todos os ensinamentos acadêmicos e pessoais. Principalmente por ter acreditado e confiado em meu trabalho. Não tenho palavras para descrever tamanha gratidão de ter sido sua orientada.

À minha irmã e aos meus amigos mais próximos, por aguentar as irritações constantes e as ausências necessárias, por todo carinho, dedicação e transmissão positiva de energia para meu auxílio.

À minha amiga de faculdade Isabela Branco, pela colaboração com o desenvolver do projeto e pela paciência dedicada.

Aos professores Dr. Josivaldo Godoy da Silva, Dr. Marcelo Sanches e ao médico Dr. Walberth Gutierrez Júnior, por todo apoio e auxílio prestados.

Às técnicas do Hospital Universitário Maria Aparecida Pedrossian - HUMAP de Campo Grande pelo grande auxílio e dedicação na execução dos testes. Bem como à Física Médica Cristina Faria Kikuti pelo apoio e disponibilidade de seu tempo e equipamentos.

A Wesley Pontes pelos ensinamentos passados a mim e pela colaboração no desenvolver do trabalho.

Aos meus colegas, Thiago Pentiado, Fabian Castro, Jorge Blanco, Ricardo Taoni, Renato Giovanini, Luiz Henrique Felão, por toda ajuda e atenção que me foi dada, pelo acolhimento respeitoso e amigável e, por todos os momentos que juntos compartilhamos.

Às minhas amigas Carla Marilla e Danielle Lombardi pelos meses que convivemos juntas, compartilhando alegrias e alguns contratemplos, agradeço a amizade de vocês imensamente.

Gratidão por todos os que de alguma forma contribuíram para o progresso desse trabalho e por aqueles que emanaram boas energias para que eu alcançasse meu objetivo.

*“A menos que modifiquemos a nossa maneira de pensar,
não seremos capazes de resolver os problemas causados
pela forma como nos acostumamos a ver o mundo.”*

Albert Einstein

RESUMO

Foi implementado um instrumento com a finalidade de medir a intensidade (taxa de fluência de energia) de fótons na faixa de mamografia (22 a 33 kVp) e a tensão do tubo de um mamógrafo. O instrumento é constituído por uma câmara com sensor piroelétrico de metaniobato de chumbo (PbNb_2O_6) e seu circuito de condicionamento de sinais. Utilizou-se poliácido láctico para confeccionar a câmara piroelétrica em uma impressora 3D. O circuito de condicionamento de sinais é um conversor corrente-tensão de alta sensibilidade. A intensidade da radiação foi determinada a partir da taxa de exposição medida com uma câmara de ionização. Uma simulação do espectro de emissão do molibdênio, na faixa de 22 a 33 kVp, foi realizada com o sensor piroelétrico e o software DTSA-II, e comparada com a feita com um sensor de $\text{Si}(\text{Li})$, comumente empregado. Os resultados obtidos mostram que a resposta do instrumento implementado é linear com a tensão do tubo de raios-X e com a intensidade da radiação, e que o espectro de emissão do molibdênio pode ser determinado com o instrumento piroelétrico.

Palavras-chave: Sensor piroelétrico. Mamografia. Taxa de fluência de energia. Raios-X. Dosimetria. Simulação de raios-X.

ABSTRACT

An instrument to measure the intensity (energy fluence rate) of photons in the mammography range (22 to 33 kVp) and the tube voltage of a mammograph. The instrument consists of a chamber with a pyroelectric sensor of lead methaniobate (PbNb_2O_6) and its signal conditioning circuit. Polyacid was used to make the pyroelectric chamber in a 3D printer. The signal conditioning circuit is a high sensitivity current-voltage converter. The intensity of the radiation was determined from the exposure rate measured with an ionization chamber. A simulation of the emission spectrum for molybdenum, in the range of 22 to 33 kVp, was performed with the pyroelectric sensor and the DTSA-II software, and compared to that simulated using the commonly used Si (Li) sensor. The results show that the response of the implemented instrument is linear with the X-ray tube voltage and the intensity of the radiation, and that the emission spectrum of molybdenum can be determined with a pyroelectric instrument.

Keywords: Pyroelectric sensor. Mammography. Energy fluency rate. X ray. Dosimetry. Simulation of X-rays.

LISTA DE FIGURAS

| | | |
|-----------|---|----|
| Figura 1 | Variação da polarização com a temperatura. | 22 |
| Figura 2 | Camadas do detector piroelétrico real. | 26 |
| Figura 3 | Circuito equivalente do medidor piroelétrico. | 28 |
| Figura 4 | Espectro dos raios-X para a faixa de energia de 60 a 120 kVp. | 32 |
| Figura 5 | Tubo de produção dos raios-X. | 33 |
| Figura 6 | Espalhamento Rayleigh. | 39 |
| Figura 7 | Efeito Fotoelétrico. | 40 |
| Figura 8 | Efeito Compton. | 42 |
| Figura 9 | Produção de Pares. | 43 |
| Figura 10 | Primeira versão da estrutura da câmara piroelétrica. | 53 |
| Figura 11 | Parte posterior da estrutura da câmara piroelétrica. | 53 |
| Figura 12 | Disposição dos componentes dentro da câmara piroelétrica: barreira de chumbo (1), baterias (2) e suporte para placa eletrônica (3). | 54 |
| Figura 13 | Suporte de proteção eletrostática para a placa de aquisição de sinais. | 55 |
| Figura 14 | Esquema do circuito de conversão corrente-tensão de alta sensibilidade. | 56 |
| Figura 15 | Placa do circuito de aquisição de sinal. | 56 |
| Figura 16 | Disposição dos detectores. | 58 |
| Figura 17 | Posição do instrumento piroelétrico. | 59 |
| Figura 18 | Região de interesse do sinal de saída do detector piroelétrico | 62 |
| Figura 19 | Variação do sinal piroelétrico com a tensão nominal do tubo. | 65 |
| Figura 20 | Resposta do instrumento piroelétrico com a intensidade do feixe de fótons do mamógrafo. | 66 |
| Figura 21 | Região de interesse do espectro de raios-X detectado pelo sensor Si(Li) para 22 kVp e 80 mAs. | 67 |
| Figura 22 | Região de interesse do espectro de raios-X detectado pelo sensor piroelétrico para 22 kVp e 80 mAs. | 67 |
| Figura 23 | Região de interesse do espectro de raios-X detectado pelo sensor Si(Li) para 28 kVp e 80 mAs. | 68 |
| Figura 24 | Região de interesse do espectro de raios-X detectado pelo sensor piroelétrico para 28 kVp e 80 mAs. | 68 |
| Figura 25 | Região de interesse do espectro de raios-X detectado pelo sensor Si(Li) | 69 |

para 33 kVp e 80 mAs.

Figura 26

Região de interesse do espectro de raios-X detectado pelo sensor
piroelétrico para 33 kVp e 80 mAs.

70

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

| | |
|---------|--|
| PLA | Poliácido Láctico |
| NEP | <i>Noise Equivalent Power</i> (Energia equivalente de ruído) |
| S/N | Relação Sinal-Ruído |
| ICRU | <i>International Commission on Radiological Units and Measurements</i> (Comissão Internacional de Unidades e Medidas Radiológicas) |
| SI | Sistema Internacional de Unidades |
| OMS | Organização Mundial de Saúde |
| RCBP | Registros de Câncer de Base Populacional |
| RHC | Registros Hospitalares do Câncer |
| SIM | Sistema de Informação sobre Mortalidade |
| DataSUS | Departamento de Informática do Sistema Único de Saúde |

LISTA DE SÍMBOLOS

| | |
|-----------------|--|
| T_c | Temperatura Curie |
| \vec{P} | Vetor polarização |
| q | Carga superficial |
| \vec{n} | Vetor unitário normal às placas |
| \vec{P}_j | Vetor polarização no domínio j |
| t | Tempo |
| θ | Temperatura |
| I_p | Corrente piroelétrica |
| p | Coefficiente piroelétrico |
| A | Área |
| l | Espessura |
| $\Delta\theta$ | Varição de temperatura |
| I_w | Intensidade da radiação |
| C_h | Calor específico volumétrico |
| ω | Frequência de modulação |
| η | Fração de radiação convertida em calor |
| g_R | Condutância radiativa |
| σ | Constante de Stefan-Boltzmann |
| τ | Constante térmica no domínio do tempo |
| $\Delta\vec{P}$ | Varição da polarização |
| V_o | Tensão de saída |
| C_d | Capacitância do detector |
| ϵ_0 | Constante dielétrica do vácuo |
| κ | Constante dielétrica do material |
| R_V | Responsividade em tensão |
| R_d | Resistência elétrica do detector |

| | |
|---------------|--|
| R_i | Responsividade em corrente |
| D^* | Detectividade |
| J_n | Condutividade térmica |
| T_R | Função de transferência |
| $\tan \delta$ | Fator de perda capacitiva |
| g_c | Carga do circuito |
| C_a | Capacitância do amplificador operacional |
| m | Fator de carga do detector |
| Y_T | Admitância térmica |
| E | Energia |
| a | Aceleração |
| ze_e | Carga elétrica no núcleo |
| e_e | Carga elétrica no elétron |
| m_e | Massa do elétron |
| Δx | Variação da espessura do material absorvedor |
| N | Número de partículas registradas no detector |
| n | Número de partículas atenuadas |
| μ | Coefficiente de atenuação linear |
| x | Espessura do material absorvedor |
| E_{tr} | Energia transferida ao meio |
| E_{ab} | Energia absorvida pelo meio |
| μ_{ab} | Coefficiente de absorção de energia |
| $h\nu$ | Energia do fóton |
| χ | Exposição |
| $\dot{\chi}$ | Taxa de exposição |
| K | Kerma |
| \dot{K} | Taxa de Kerma |

| | |
|-----------|---|
| D | Dose absorvida |
| \dot{D} | Taxa de dose absorvida |
| Φ | Fluência ou fluência de fótons |
| ϕ | Taxa de fluência ou Razão da fluência |
| Ψ | Fluência de energia |
| ψ | Razão da Fluência de energia |
| \bar{M} | Dose média |
| N_x | Fator de calibração da câmara de ionização |
| $C_{T,P}$ | Coefficiente de calibração para temperatura e pressão |
| C_{ion} | Coefficiente de calibração para recombinação de íons |
| C_{ha} | Coefficiente de calibração do efeito da haste |
| D_m | Dose no meio |
| ρ | Densidade |
| A_Φ | Fator de transmissão de fluência de fótons |

SUMÁRIO

| | | |
|----------|---|----|
| 1 | INTRODUÇÃO | 18 |
| 2 | FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA | 20 |
| 2.1 | PIROELETRICIDADE | 20 |
| 2.2 | EFEITO PIROELÉTRICO | 20 |
| 2.3 | DETECTOR PIROELÉTRICO | 22 |
| 2.4 | DETECTOR PIROELÉTRICO IDEAL | 23 |
| 2.5 | DETECTOR PIROELÉTRICO REAL | 26 |
| 2.6 | OS RAIOS-X | 29 |
| 2.7 | PRODUÇÃO DOS RAIOS-X | 31 |
| 2.8 | RADIAÇÃO CARACTERÍSTICA | 34 |
| 2.9 | ELÉTRONS AUGER | 34 |
| 2.10 | RADIAÇÃO <i>BREMSSTRAHLUNG</i> | 35 |
| 2.11 | ENERGIA DO FEIXE | 36 |
| 2.12 | COEFICIENTE DE ATENUAÇÃO LINEAR | 36 |
| 2.13 | ENERGIA ABSORVIDA E ENERGIA TRANSFERIDA | 38 |
| 2.14 | INTERAÇÃO DOS RAIOS-X COM A MATÉRIA | 38 |
| 2.15 | PROCESSOS DE INTERAÇÃO | 39 |
| 2.15.1 | <i>ESPALHAMENTO RAYLEIGH</i> | 39 |
| 2.15.2 | <i>EFEITO FOTOELÉTRICO</i> | 40 |
| 2.15.3 | <i>ESPALHAMENTO TOMSON</i> | 41 |
| 2.15.4 | <i>EFEITO COMPTON</i> | 41 |
| 2.15.5 | <i>PRODUÇÃO DE PARES</i> | 42 |
| 2.16 | DOSIMETRIA DOS RAIOS-X | 43 |
| 2.17 | UNIDADES E GRANDEZAS RADIOLÓGICAS | 44 |
| 2.17.1 | <i>EXPOSIÇÃO</i> | 44 |

| | | |
|----------------|---|-----------|
| 2.17.2 | <i>KERMA</i> | 45 |
| 2.17.3 | <i>DOSE ABSORVIDA</i> | 46 |
| 2.18 | MEDIÇÃO DE DOSE COM A CÂMARA DE IONIZAÇÃO | 47 |
| 2.19 | DETECTOR DE Si(Li) | 48 |
| 2.20 | MAMOGRAFIA | 49 |
| 2.21 | MAMÓGRAFO | 50 |
| 3 | MATERIAIS E MÉTODOS | 52 |
| 3.1 | MATERIAIS | 52 |
| 3.1.1 | <i>O INSTRUMENTO PIROELÉTRICO</i> | 52 |
| 3.1.1.1 | O Sensor Piroelétrico | 55 |
| 3.1.1.2 | O Circuito de Condicionamento do Sinal | 55 |
| 3.1.1.3 | Aquisição e Tratamento dos Dados | 56 |
| 3.1.2 | <i>O MAMÓGRAFO</i> | 57 |
| 3.1.3 | <i>CÂMARA DE IONIZAÇÃO</i> | 59 |
| 3.1.4 | <i>SIMULAÇÃO COM DTSA-II</i> | 60 |
| 3.2 | METODOLOGIA | 60 |
| 4 | RESULTADOS E DISCUSSÃO | 62 |
| 4.1 | SINAL DO DETECTOR PIROELÉTRICO | 62 |
| 4.2 | SIMULAÇÕES DTSA-II | 66 |
| 5 | CONCLUSÃO | 71 |
| | REFERÊNCIAS | 72 |

1 INTRODUÇÃO

O uso de materiais piroelétricos para mensurar radiação ionizante teve início com Hester, Glower e Overton. O uso do efeito piroelétrico para medir radiação na faixa do infravermelho foi proposto pela primeira vez por Ta em “*Action of Radiations on Pyroelectric Crystals*” (PONTES, 2006).

Os detectores piroelétricos absorvem radiação incidente em uma superfície, geralmente escura, feita de material ferroelétrico capaz de gerar uma variação em sua polarização, produzindo, assim, uma tensão piroelétrica nos eletrodos presentes em suas faces. Conforme Cooper (1962), para a confecção de um detector piroelétrico, devem ser consideradas características térmicas e elétricas de seus componentes.

Carvalho (1987) mostrou que as respostas do dosímetro piroelétrico e do dosímetro piroelétrico pulsado são lineares com a taxa de fluência de energia de raios-X na faixa de diagnóstico.

Segundo Hossain e Hashid (1991), materiais piroelétricos possuem um único eixo de polarização e são capazes de produzir um momento dipolo elétrico devido a uma variação homogênea em sua temperatura. A variação do dipolo elétrico gera corrente elétrica, que é proporcional à variação de temperatura sofrida pelo cristal piroelétrico, e não à variação de temperatura da fonte emissora. Assim, detectores piroelétricos não são detectores termoelétricos, como os termopares.

Cruvinel e Mascarenhas (1999) propuseram um sistema inteligente de dosimetria utilizando eletretos. O sistema é constituído de uma câmara de ionização cilíndrica acoplada a um microcontrolador.

Capineri et. al (2004) fez uma comparação entre os sensores PZT e PVDF para a confecção de sensores piroelétricos de baixo custo, analisando seus ruídos, a responsividade em corrente, a largura de banda de operação e seu NEP (*Noise Equivalent Power*). O estudo mostrou que o PZT é mais adequado para baixo ruído e o PVDF melhor empregado para a faixa do infravermelho com alta frequência e alta largura de banda.

Carvalho, et al. (2004) utilizando niobato de lítio como detector piroelétrico, mediram raios-X na faixa da mamografia de 22 a 36 kV. O instrumento consiste de um detector

piroelétrico, com um circuito conversor corrente-tensão de baixo ruído e alta sensibilidade envolto em uma câmara de alumínio para reduzir fontes externas de ruídos.

Paula et al. (2005) utilizaram sensores piroelétricos de niobato de lítio e tantalato de lítio para detectar fótons de raios-X com energias de 11 a 15 keV, correspondente à faixa de 22 a 36 kV. O dispositivo consegue mensurar intensidades de $0,025 \text{ mW/m}^2$ com uma precisão acima de 99%. O equipamento mostrou-se capaz de atuar no ambiente clínico, com interferências e vibrações eletromagnéticas de alto padrão e seu desempenho não foi alterado após submetido à uma exposição de 140 roentgen.

O fator limitante da operação dos detectores piroelétricos é o ruído, pois ele influencia diretamente seu desempenho. No detector ideal, apenas o ruído térmico é levado em consideração. Detectores reais apresentam diversos tipos de ruídos, sendo os principais o térmico, o dielétrico (ou Johnson) e o eletrônico. Para fazer uma análise total de seu desempenho, leva-se em consideração o ruído equivalente.

Para o controle de qualidade, um equipamento de mamografia (mamógrafo) deve ser monitorado quanto a exatidão e reprodutibilidade do indicador de tensão do tubo (kVp) anualmente, segundo a portaria 453/98 do Ministério da Saúde, tendo o limite de exatidão ± 2 kVp e a reprodutibilidade deve estar dentro de uma faixa de erro de $\pm 10\%$.

O objetivo deste trabalho foi implementar um instrumento portátil, de baixo custo de produção, com sensor piroelétrico, para medir a intensidade de fótons de raios-X produzidos por equipamentos de mamografia e a tensão do tubo de raios-X de mamógrafos. Outro objetivo foi pesquisar se o espectro de emissão do molibdênio, o material mais usado nos anodos de tubos de mamógrafos, poderia ser determinado com o instrumento piroelétrico.

2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

A base teórica para o desenvolvimento do instrumento piroelétrico é apresentada na primeira seção deste capítulo. As demais seções abordarão assuntos de relevância à utilização do instrumento desenvolvido, como a teoria dos raios-X, os mecanismos de interação da radiação ionizante com a matéria biológica e a dosimetria dos raios-X.

Há uma seção especial, abordando a mamografia, mostrando sua importância e seu crescente desenvolvimento e auxílio na descoberta precoce do câncer de mama.

2.1 PIROELETRICIDADE

A piroeletricidade é a variação de carga que ocorre em um material devido à variação de temperatura que o mesmo sofre. Ocorre em materiais que possuem uma simetria polar em seus cristais (WHATMORE, 1991).

A descoberta da piroeletricidade foi feita pelos irmãos Curie em 1880, porém, a variação da polarização elétrica com a temperatura já era conhecida há centenas de anos pelo filósofo Theophrastus com o estudo da turmalina. O sal de ROCHELLE, estudado por Valasck's tinha propriedades piroelétricas e piezoelétricas e, no ano de 1921, notou-se, também, a existência de propriedades ferroelétricas (MIRANDA FILHO, 1999).

2.2 EFEITO PIROELÉTRICO

A variação de temperatura em alguns materiais gera variação na carga em suas superfícies. Este efeito é conhecido como piroelétrico.

O efeito piroelétrico, teve sua aplicação tecnológica iniciada somente por volta de 1960, apesar de ser conhecido a muitos anos. Ele é observado em um tipo de material conhecido como ferroelétrico, em que nele ocorre a variação do momento de dipolo com a aplicação de um campo elétrico. O coeficiente piroelétrico tem um maior valor quando o material se aproxima da temperatura de Curie (WHATMORE, 1986).

Quando um material piroelétrico sofre uma mudança (homogênea) de temperatura, os seus dipolos tentam se orientar em uma única direção. O vetor polarização \vec{P} é o momento dipolo elétrico por unidade de volume e proporcional à carga gerada na face dos eletrodos por

unidade de volume. Ao retornar ao estado de equilíbrio, as cargas livres na superfície do material são neutralizadas por um campo de despolarização interno (HOSSAIN; HASHID, 1991).

Considerando um material piroelétrico de faces paralelas cobertas por um meio condutor, os dipolos do material irão gerar uma carga superficial de intensidade q dada por:

$$q = \frac{1}{l} \sum_j \vec{n} \vec{P}_j \quad (1)$$

Sendo l a espessura da face, \vec{n} o vetor unitário normal às placas e \vec{P}_j o momento dipolo no domínio j (SIQUEIRA, 1987).

A variação da carga com o tempo (t) gera uma mudança na polarização, o que produz uma corrente em um circuito externo da seguinte magnitude:

$$i = \frac{dq}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{l} \right) \sum_j \vec{n} \vec{P}_j = \frac{1}{l} \sum_j \vec{n} \frac{d\vec{P}_j}{d\theta_j} \frac{d\theta_j}{dt}. \quad (2)$$

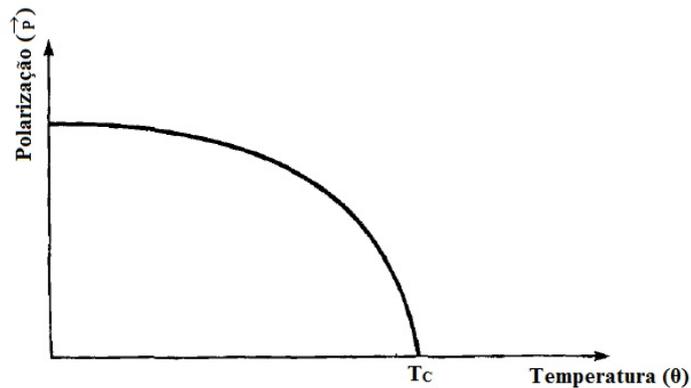
sendo θ a temperatura

Considerando que os materiais transformados em monodomínio por meio de uma polarização de campo elétrico têm os seus dipolos orientados de maneira uniforme, segundo Hossain e Hashid (1991), a corrente piroelétrica I_p por unidade de área no material é:

$$I_p = \left[\frac{dP}{d\theta} \right] \left[\frac{d\theta}{dt} \right]. \quad (3)$$

O termo $[dP/d\theta]$ é chamado coeficiente piroelétrico e denotado por p . O coeficiente piroelétrico é o gradiente da curva de *polarização* \times *temperatura* em uma determinada temperatura (Figura 1).

Figura 1 – Variação da polarização com a temperatura.



Fonte: Adaptado de Liu e Long (1978).

O termo $[d\theta/dt]$ é a variação da temperatura com o tempo. Nota-se que o material piroelétrico funciona como um gerador de carga produzida por uma variação homogênea na temperatura (HOSSAIN; HASHID, 1991).

2.3 DETECTOR PIROELÉTRICO

Sensores piroelétricos são elementos capazes de converter radiação térmica em sinal elétrico em consequência do aumento da temperatura sofrido pelo material sensorial.

São sensores cujo aumento da temperatura não depende do comprimento de onda da radiação, sendo, portanto, considerados espectralmente neutros. Entre suas características, destacam-se a resposta espectral plana e neutra e o diminuto tempo de resposta (CONCHA; CAMPOS, 2004).

Como o sensor piroelétrico responde à variação de temperatura, a radiação incidente deve ser modulada ou pulsada para que o sensor possa medir a sua intensidade (CONCHA; CAMPOS, 2004). Os detectores piroelétricos absorvem radiação incidente em uma superfície, geralmente escura, feita de material ferroelétrico capaz de gerar uma variação em sua polarização, produzindo, assim, uma tensão piroelétrica nos eletrodos presentes em suas faces. Para a confecção de um detector piroelétrico, devem ser consideradas características térmicas e elétricas de seus componentes (COOPER, 1962).

Para ter uma melhor absorção, quando se utiliza radiação eletromagnética na faixa do infravermelho ao ultravioleta, o eletrodo onde a radiação incide é escurecido.

Alguns materiais piroelétricos são óxidos, portanto, possuem uma alta resistência elétrica. Isso garante que a carga produzida pela variação de temperatura (devido a radiação incidente) não seja dissipada pelo material (LIU; LONG, 1978; HOSSAIN; HASHID, 1991).

Alguns materiais piroelétricos são óxidos, portanto, possuem uma alta resistência elétrica. Isso garante que a carga produzida pela variação de temperatura (devido a radiação incidente) não seja dissipada pelo material (LIU; LONG, 1978; HOSSAIN; HASHID, 1991).

Dentre as vantagens dos sensores piroelétricos, estão o relativo baixo custo, a operação em temperatura ambiente (não necessita de um sistema de resfriamento), são compactos e o baixo consumo energético (WHATMORE, 1986). Detectores que utilizam o princípio da piroeletricidade são de alta frequência, pois a resposta máxima é obtida em um intervalo de tempo menor que o tempo da relaxação térmica. Assim, podem ser utilizados para detectar qualquer radiação que apresente uma variação de temperatura (HOSSAIN; HASHID, 1991).

O fator limitante da operação dos detectores piroelétricos é o ruído, pois ele quem influencia diretamente seu desempenho. No detector ideal, apenas o ruído térmico é levado em consideração.

2.4 DETECTOR PIROELETRICO IDEAL

Considera-se uma radiação modulada de forma sinusoidal $I_W = I_{W0} + I_{W1}e^{j\omega t}$ incidente em um material piroelétrico de área A e espessura l suficientemente pequena para que se possa desconsiderar qualquer gradiente de temperatura no mesmo devido uma difusão térmica finita. Sendo $\Delta\theta$ a variação de temperatura produzida pela radiação incidente e E_1 a irradiação máxima em mW/m^2 , as propriedades térmicas do detector piroelétrico ideal são descritas pela equação do bolômetro:

$$C_h l A \frac{d\Delta\theta}{dt} + g_R A \Delta\theta = \eta I_W \quad (4)$$

sendo C_h o volume específico de calor, ω a frequência de modulação, η a quantidade de radiação que foi convertida em calor, $g_R = 4\eta\sigma\theta^3$ a condutância radiativa perdida por unidade de área e $\sigma = 5,67 \times 10^{-12} \text{ W/cm}^2\text{K}^4$ a constante de Stefan-Boltzmann (LIU; LONG, 1978; WELLER; SETIADI; BINNIE, 2000).

Na condição de regime permanente, a solução da equação (4) é:

$$\Delta\theta(\omega, t) = \frac{\eta l W_1}{C_h l A} \frac{\tau}{1 + j\omega\tau} e^{j\omega t} \quad (5)$$

em que $\tau = C_h l / g_R$ é a constante térmica no domínio do tempo (LIU; LONG, 1978).

A carga superficial (q) gerada nos eletrodos do detector devido à variação da temperatura provocada pela radiação incidente é dada por:

$$q(\omega, t) = A \Delta \vec{P} = p A \Delta \theta(\omega, t) \quad (6)$$

em que $\Delta \vec{P}$ é a variação da polarização e p o coeficiente piroelétrico do material. A tensão V_o no sensor piroelétrico é dada por:

$$V_o(\omega, t) = \frac{q(\omega, t)}{C_d} = \frac{p}{\kappa \epsilon_0} l \Delta \theta(\omega, t) \quad (7)$$

sendo $C_d = \kappa \epsilon_0 A / l$ a capacitância do detector, ϵ_0 a permissividade elétrica e κ a constante dielétrica do material piroelétrico (LIU; LONG, 1978).

A responsividade (sensibilidade) elétrica dos detectores piroelétricos depende de dois fatores importantes: a resposta térmica do elemento sensor à radiação incidente e a resposta do piroelétrico devido a sua variação de temperatura. A resposta térmica depende da capacidade de absorção do material piroelétrico e da variação de temperatura sofrida pelo material. A resposta piroelétrica é proporcional ao coeficiente piroelétrico do material do sensor (HOSSAIN; HASHID, 1991).

O detector piroelétrico pode ser modelado de forma a se obter uma representação em tensão, colocando uma fonte de tensão em série com um capacitor C_d e um resistor R_d , ou uma representação na forma de corrente, associando uma fonte de corrente em paralelo com um resistor e um capacitor, R_d e C_d , respectivamente. Segundo Liu e Long (1978) a responsividade em tensão, R_V do sensor é:

$$R_V = \left| \frac{V_o}{I_W} \right| \frac{\eta p}{C_h \kappa \epsilon_0 A} \frac{\tau}{(1 + \omega^2 \tau^2)^{\frac{1}{2}}}. \quad (8)$$

A responsividade em tensão, ou seja, a sensibilidade do sensor em relação à tensão de saída de um circuito de malha aberta é medida em V/W e, depende de dois parâmetros: $\eta p / C_h \kappa \epsilon_0 A$ e τ que são valores constantes e dependentes das características do material do sensor. A sensibilidade do sensor quanto à saída de tensão pode ser otimizada, escolhendo os

materiais dielétricos, a área do detector e a frequência de operação do mesmo (LIU; LONG, 1978; HOSSAIN; HASHID, 1991).

De forma análoga, a resposta do sensor pode ser caracterizada pela corrente de curto circuito. Considerando que $I_p = dq/dt = d\theta/dt$ e, substituindo $d\theta/dt$ pela expressão da equação (4), obtem-se:

$$I_p = \frac{pA\eta I_{W0}}{g_{RA} + j\omega C_h l A} j\omega e^{j\omega t}. \quad (9)$$

Escreve-se a responsividade em corrente, R_i , da seguinte forma:

$$R_i = \left| \frac{I_p}{I_W} \right| = \frac{\eta p}{C_h l} \left[\frac{\omega \tau}{(1 + \omega^2 \tau^2)^{\frac{1}{2}}} \right] \quad (10)$$

cuja unidade é A/W e depende da constante de tempo de da espessura do material piroelétrico (LIU; LONG, 1978).

A responsividade em corrente é diretamente proporcional à frequência de modulação e a responsividade em tensão inversamente proporcional à mesma, com isso, R_i aumenta e R_V diminui com o tempo.

O desempenho de um detector piroelétrico ideal é descrita em termos da Potência Equivalente de Ruído (NEP – *Noise Equivalent Power*) e da detectividade D^* . A NEP é definida de forma que o valor da energia incidente E'_1 para cada razão sinal/ruído (S/N) seja igual a 1 em uma largura de banda $B = 1$ Hz. No caso do detector ideal, segundo (LIU; LONG, 1978) a razão sinal/ruído é:

$$\frac{S}{N} = \frac{i_{s,rms}}{(i_T^2 B)^{\frac{1}{2}}} = \frac{V_{o,rms}}{(V_T^2 B)^{\frac{1}{2}}} = \frac{I'_{W1}}{(4k\theta^2 g_{RAB})^{\frac{1}{2}}}. \quad (11)$$

Para o detector ideal, o valor de NEP depende somente da área do detector e não da frequência nem do tipo de material. Seu valor será $NEP_T = (4k\theta^2 g_R)^{1/2}$, com unidade de W/\sqrt{Hz} (LIU; LONG, 1978).

O desempenho do detector ideal pode ser expresso em termos de sua detectividade normalizada:

$$D_T^* = \frac{A^{\frac{1}{2}}}{NEP_T} = (4k\theta^2 g_R)^{-\frac{1}{2}} \quad (12)$$

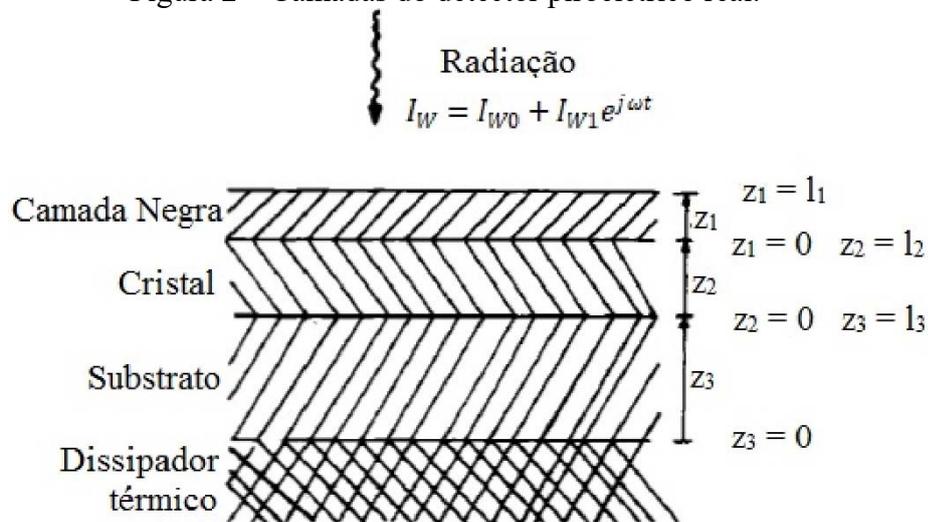
independente da área, da frequência e do tipo de piroelétrico (LIU; LONG, 1978).

2.5 DETECTOR PIROELÉTRICO REAL

De acordo com a utilização do detector, ele pode apresentar diversas configurações, entre elas, pode ficar suspenso ou ser suportado por um filme de Mylar ou em um substrato. Em seu meio de encapsulação, pode haver gás inerte, ar comum ou vácuo. Caso contenha ar comum ou gás inerte, a perda da energia absorvida pode ser devido à irradiação, condução e convecção. Assim, a eficiência em converter a energia incidente em sinal de saída (η) dependerá do material piroelétrico e da posição dos eletrodos em suas faces (LIU; LONG, 1978).

A Figura 2 ilustra a disposição das camadas de um sensor piroelétrico real, bem como suas espessuras. No detector real, considera-se a transferência de calor que ocorre entre suas camadas.

Figura 2 – Camadas do detector piroelétrico real.



Fonte: Adaptado de Liu e Long (1978).

A transferência de calor dentro do sensor é descrita pela equação do calor:

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta\theta_n(z_n, t) = \frac{J_n}{c_{h_n}} \frac{\partial^2}{\partial z_n^2} \Delta\theta_n(z_n, t) \quad (13)$$

em que J_n é a condutividade térmica e C_{h_n} o volume específico de calor das n -ésimas camadas (LIU; LONG, 1978).

A variação de temperatura sofrida pelo material piroelétrico do detector se dá pela seguinte expressão:

$$\frac{\partial^2}{\partial z_n^2} \Delta\theta_n(z_n) = W_n^2 \Delta\theta_n(z_n) \quad (14)$$

com $0 \leq z_n \leq l_n$, para $n = 1, 2, 3$ e $W_n = (j\omega C_{h_n}/J_n)^{1/2}$ (LIU; LONG, 1978).

A solução da equação (13) é dada por:

$$\Delta\theta = \frac{1}{l} \int_0^l \Delta\theta_2(z) dz = \frac{\eta^l W_1}{A} \frac{1}{\omega C_h l} T_{R_2} \quad (15)$$

com $l_2 = l$ e $C_{h_2} = C_h$, sendo T_{R_2} a função de transferência da sensibilidade normalizada (LIU; LONG, 1978).

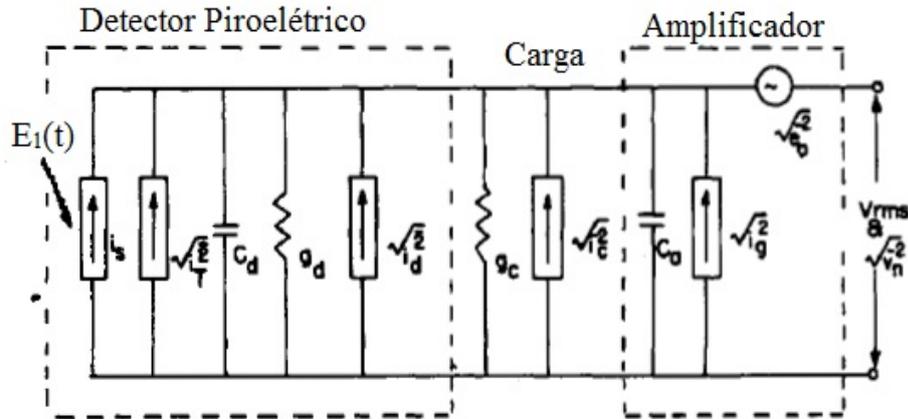
O sinal de saída na forma de corrente piroelétrica no detector real é:

$$i_{s,rms} = \left(\frac{p}{C_h l} \right) T_{R_2} \eta E_1' \quad (16)$$

e, quando há somente perda de calor por irradiação, $T_{R_2} = T_{R_1}$. Na maioria dos casos, T_{R_2} é menor do que 1 (LIU; LONG, 1978).

Pode-se descrever o detector, considerando-o um capacitor de baixa perda, com capacitância C_d em paralelo com uma condutância $g_d = \omega C_d \tan \delta$, sendo $\tan \delta$ o fator de perda do capacitor. Torna-se necessário o uso de um amplificador de alta impedância para fazer a captação do sinal gerado pelo material piroelétrico, pois a sensibilidade em baixos níveis de radiação é pequena (LIU; LONG, 1978). A Figura 3 é mostrado o diagrama do circuito equivalente do sensor com o amplificador.

Figura 3 – Circuito equivalente do medidor piroelétrico.



Fonte: Adaptado de Liu e Long (1978).

Considerando que o uso da carga g_c e que o amplificador também possui uma alta capacitância de entrada C_a , como mostrado em Liu e Long (1978), a tensão piroelétrica produzida é:

$$V_{rms} = \frac{i_{rms}}{|Y_T|} = \frac{p}{C_h \kappa \epsilon_0 \omega A} \frac{\eta T R_2}{m} I'_{W1} \quad (17)$$

com a admitância térmica Y_T dada por:

$$|Y_T|^2 = (g_c + g_d)^2 + \omega^2 (C_d + C_a)^2 = m^2 \omega^2 C_d^2 \quad (18)$$

e o fator de carga do detector piroelétrico m :

$$m = \sqrt{\left(1 + \frac{C_a}{C_d}\right)^2 + \left(\tan \delta + \frac{g_c}{\omega C_d}\right)^2}. \quad (19)$$

Nas expressões acima nota-se a importância do fator $p/C_h \kappa \epsilon_0$ que é característico do material e, que um material piroelétrico de baixa constante dielétrica produz uma alta sensibilidade na tensão, para uma mesma área do detector. Em baixas frequências, $m \approx 1 + C_a/C_d$ e C_a atua como um divisor de tensão.

Para altas frequências ou frequências pulsadas, o valor de g_c determina a largura de banda da operação do sistema. Quando em alta frequência e abaixo da dispersão dielétrica, $\tan \delta$ é desprezível e $g_c \gg \omega C_d$, assim, $|Y_T| \approx g_c$. Nessas condições o sinal de saída é proporcional a p/C_h e não a $p/C_h \kappa \epsilon_0$, sendo, então, proporcional à alta constante dielétrica do material piroelétrico (LIU; LONG, 1978).

No detector piroelétrico real, aparecem outros tipos de ruídos e devem ser levados em consideração, são eles: devido à perda dielétrica, ruído térmico causado pela carga de entrada, ruído de malha aberta do amplificador e ruído da tensão de curto circuito (LIU; LONG, 1978).

No modelo real do detector piroelétrico, o valor do NEP é obtido fazendo $S/N=1$, assim:

$$NEP = \left(\frac{F_D^{1/2} T_{R1}}{\eta T_{R2}} \right) NEP_T \quad (20)$$

em que NEP_T é o valor do NEP do detector ideal, conforme equação (11). O parâmetro descrito é responsável por resolver alguns problemas que o detector pode apresentar, considerando três parâmetros importantes: η , T_{R2}/T_{R1} e $F_D^{1/2}$ (LIU; LONG, 1978).

A detectividade que caracteriza a performance do modelo real do detector é expressa por:

$$D^* = D_T^* \left(\frac{\eta T_{R2}/T_{R1}}{F_D^{1/2}} \right) \quad (21)$$

sendo D_T^* a detectividade do detector ideal expressa na equação (12). Para o detector ideal, $\eta = 1$, $T_{R2} = T_{R1}$ e $F_D^{1/2} = 1$. Para que $\eta = 1$, usam-se camadas de carbono, ouro ou platina enegrecidas, a fim de aumentar a absorção da radiação incidente (LIU; LONG, 1978).

2.6 OS RAIOS-X

No dia 08 de novembro de 1895, Wilhelm Conrad Roentgen fazendo seus experimentos com tubos de raios catódicos, notou que uma peça de vidro próxima ao tubo estava brilhando. Percebeu ainda, que o brilho permanecia mesmo quando o tubo era coberto por um material de cor preta (SCAFF, 1997).

Para essa radiação desconhecida, porém de comprovada existência, Roentgen deu o nome de raios-X. Após algumas experiências, ele trocou o objeto de vidro por uma placa fotográfica e, utilizando a mão de sua mulher como objeto de teste, tirou a primeira radiografia (SCAFF, 1997).

O que caracteriza uma radiação eletromagnética como ionizante, é a sua capacidade de excitar e ionizar os átomos do material com quem ela interage. Uma radiação para ser ionizante deve possuir energia maior que 25 eV (ATTIX, 1986).

Os raios-X se originam de partículas carregadas (elétrons) durante uma mudança nos níveis energéticos de um átomo ou devido a interações dos elétrons com o átomo. A faixa de energia dos raios-X refere-se à tensão necessária para sua produção. São as seguintes, de acordo com Attix (1986):

0,1-20 kV – Raios-X de baixa energia ou raios-x leves

20-120 kV – Raios-X na faixa do diagnóstico

120-300 kV – Raios-X de ortovoltagem

300 keV-1 MV – Raios-X de energia intermediária

acima de 1 MV – Raios-X de megavoltagem

As partículas carregadas rápidas, como prótons e elétrons, transferem toda sua energia diretamente no material com qual interagem, por meio de pequenas interações de forças Coulombianas no caminho percorrido pela partícula. Essas são chamadas de radiação de ionização direta (ATTIX, 1986).

Os raios-X ionizam a matéria de forma indireta, ou seja, eles transferem sua energia para partículas carregadas nos átomos do material por alguns processos de interação. As partículas carregadas provenientes dessa interação, transferem sua energia para a matéria por meio de forças Coulombianas, como descrito anteriormente (ATTIX, 1986).

Após muitas análises, segundo Scaff (1997), Roentgen fez algumas conclusões a respeito das características dos raios-X:

- Fluorescem algumas substâncias.
- Causam enegrecimento de placas fotográficas.
- É uma radiação eletromagnética devido ao fato de não sofrerem desvio de trajetória na presença de campos elétricos ou magnéticos.
- Não são raios catódicos (elétrons).
- Endurecem ao passar por materiais absorvedores, ou sejam, se tornam mais penetrantes.

A razão pela tamanha importância dada aos raios-X, e as radiações ionizantes no geral, é por causa de seus efeitos sobre o material irradiado. Sistemas biológicos, como os seres humanos, são extremamente sensíveis aos danos causados por ela sendo que uma quantidade de aproximadamente 4 J/kg é capaz de causar a morte, apesar de aumentar a temperatura do corpo em apenas 0,001°C (ATTIX, 1986).

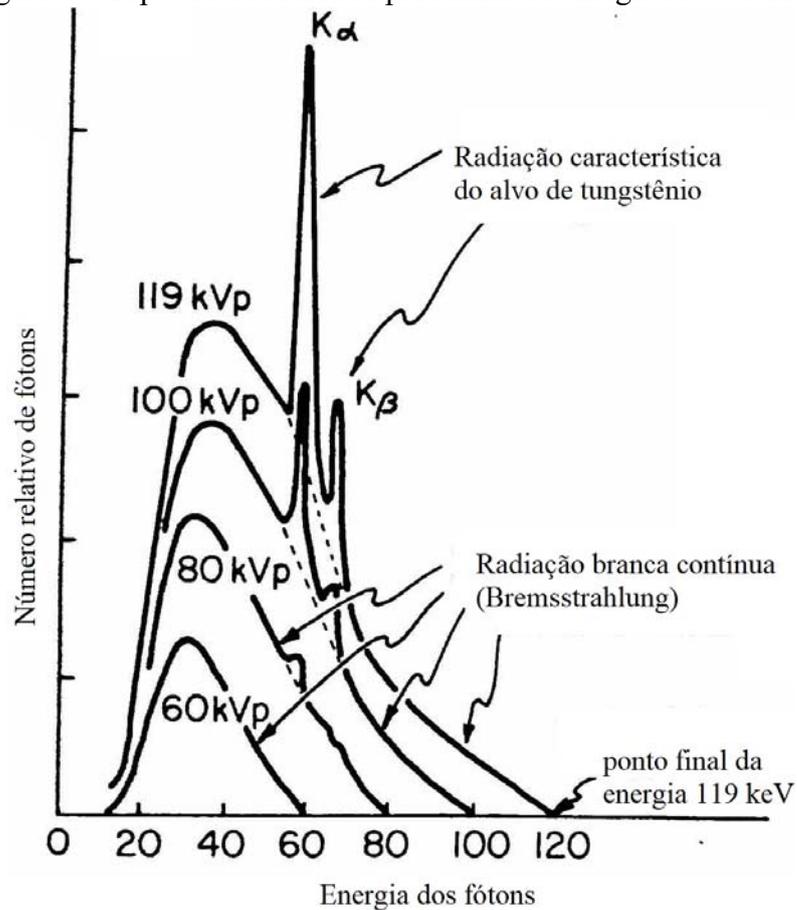
Radiações ionizantes podem causar alterações de diversos tipos, grosseiras ou mais intensas, desejáveis ou não. Em materiais orgânicos ela quebra ligações moleculares, modificando a função das moléculas e, em meios cristalinos, atuam modificando a sua estrutura (ATTIX, 1986).

2.7 PRODUÇÃO DOS RAIOS-X

A energia perdida por cada partícula carregada que interage com um meio é chamada de poder de freamento “*S*” (“*Stopping Power*”). Quando os elétrons possuem baixa energia há predominantemente os fenômenos de ionização e excitação atômica. Porém, quanto eles possuem uma energia maior, realizam uma interação não elástica com o núcleo dos átomos, resultando em emissão de energia radiativa. Ambos os processos resultam na produção de raios-X característicos ou de *Bremsstrahlung* (SCAFF, 1997).

As propriedades de um feixe de raios-X são fundamentais para compreender seu processo de produção. A Figura 4 ilustra uma distribuição espectral com energias de 60, 80, 100 e 119 kVp (JOHNS; CUNNINGHAM, 1983).

Figura 4 – Espectro dos raios-X para faixa de energia de 60 a 120 kVp.

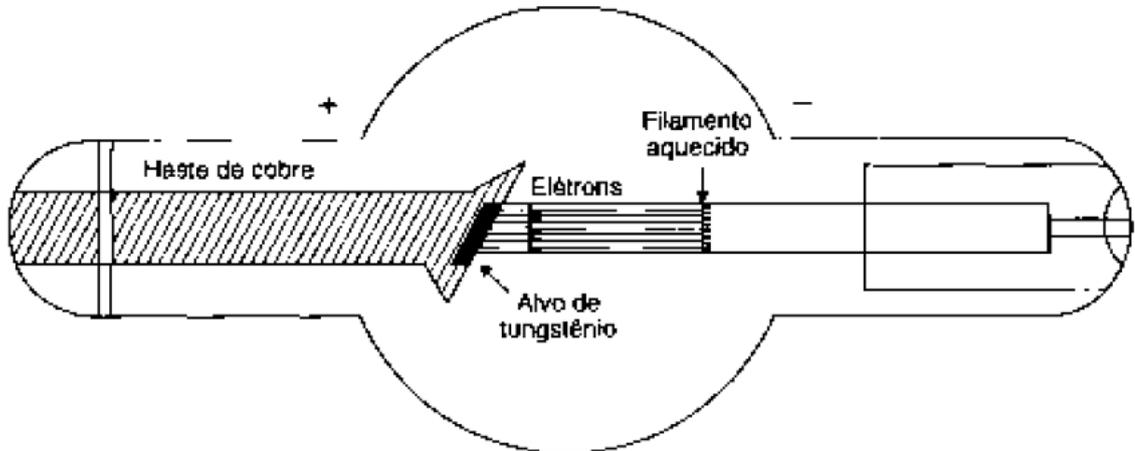


Fonte: Adaptado de Johns e Cunningham (1983).

O espectro é formado por uma parte contínua, chamada de radiação branca, devido sua semelhança com a radiação de uma luz branca, proveniente do filamento em um bulbo, ou *Bremsstrahlung*, e por alguns picos, chamados de radiação característica, cuja posição e amplitude dependem do número atômico do material do alvo (JOHNS; CUNNINGHAM, 1983).

Os raios-X são produzidos em tubos semelhantes às ampolas de raios catódicos como mostra a Figura 5. Dentro da ampola existe o filamento por onde passa uma corrente elétrica que, por efeito Joule, aquece o mesmo, liberando elétrons. Devido a diferença de potencial no tubo, os elétrons são acelerados em direção ao anodo. Quando interagem com o anodo, produzem radiação-X característica ou de *Bremsstrahlung* (SCAFF, 1997).

Figura 5 – Tubo de produção de raios-X.



Fonte: Scaff (1997).

Os raios-X produzidos dentro da ampola são emitidos em todas as direções, por isso ela é revestida com um metal capaz de barrar esses fótons, havendo uma janela por onde possa passar o “feixe útil”, ou seja, o feixe de fótons utilizados para o tratamento ou diagnóstico (SCAFF, 1997).

Para evitar que os elétrons emitidos termiônicamente percam sua energia colidindo com gases, dentro da ampola é criado vácuo. A energia ($E = eV$) dos elétrons é o produto de sua carga pela tensão aplicada no tubo cuja ordem é de quilovolts, sendo a corrente aplicada no filamento é da ordem de miliampères (SCAFF, 1997).

Devido à grande potência dissipada pelo anodo e o fato de ser produzido cerca de 1% de raios-X e 99% de calor, os equipamentos possuem um anodo giratório, além do sistema de refrigeração da ampola. Além disso, a intensidade dos fótons é maior próximo ao lado do catodo (filamento) e menor do lado do anodo, devido a absorção de energia do feixe pelo alvo.

Esse efeito é conhecido como Efeito Anódico e utilizado em exames para uma melhor qualidade da imagem, colocando a parte mais espessa a ser radiografada do lado catódico (SCAFF, 1997).

As radiações característica e de *Bremsstrahlung* que são geradas dentro da ampola serão descritas a seguir.

2.8 RADIAÇÃO CARACTERÍSTICA

A radiação característica aparece devido a transição de elétrons nos átomos do anodo. Ocorre quando a energia do elétron, que se choca com o anodo, é suficiente para remover um elétron da camada K de seu átomo. Quando o elétron da camada K é ejetado, a lacuna deixada por ele pode ser preenchida por elétrons das camadas L, M ou N. O movimento dessas partículas entre as camadas internas do átomo é chamado de transição (JOHNS; CUNNINGHAM, 1983).

A camada L possui três níveis de energia e a camada M cinco níveis. Quando um elétron passa da camada L_{III} para a camada K, a energia emitida é referente à diferença de energia entre os dois níveis correspondentes, e o processo é denominado $K - L_{III}$ transição. O fóton emitido é chamado $K_{\alpha 1}$. O fóton $K_{\alpha 2}$ é proveniente da transição $K - L_{II}$ (JOHNS; CUNNINGHAM, 1983).

Os raios-X produzidos por esse processo de preenchimento de lacuna da camada K são chamados de característicos pelo fato de seus valores serem discretos e próprios para cada elemento do alvo (SCAFF, 1977).

Diferente da radiação branca, a radiação característica depende da energia do feixe e da filtração utilizada no equipamento. Para a mamografia, o alvo e o filtro são, normalmente, do mesmo material, o molibdênio, conseguindo, assim, uma produção de radiação K (característica) em cerca de 17,5 e 19,6 keV, com grande diminuição da radiação branca, o que contribui para um melhor contraste na imagem (JOHNS; CUNNINGHAM, 1983).

2.9 ELÉTRONS AUGER

Quando ocorre a produção de radiação característica, é possível que outros elétrons sejam ejetados do átomo, devido a diminuição ou ausência da intensidade da radiação. Esses elétrons monoenergéticos são chamados de elétrons Auger e carregam o excesso de energia do átomo (JOHNS; CUNNINGHAM, 1983).

Assim, quando um elétron sai da camada K e o da camada L ocupa seu lugar, tem-se a produção de radiação característica. Quando o elétron da camada M é ejetado, devido excesso de energia dentro do átomo, elétron Auger, tem-se a produção de duas lacunas. O possível

preenchimento dessas lacunas, pode gerar a emissão de mais elétrons Auger (JOHNS; CUNNINGHAM, 1983).

2.10 RADIAÇÃO *BREMSSTRAHLUNG*

Segundo a teoria clássica do eletromagnetismo de Maxwell, quando uma partícula carregada (elétron) passa perto do núcleo de um átomo, pode sofrer uma mudança em sua trajetória, o que gera uma aceleração nessa partícula. Ao ser acelerado, o elétron pode emitir radiação eletromagnética do tipo raio-X (SCAFF, 1977).

Como os elétrons podem ser acelerados em qualquer magnitude, os raios-X produzidos possuem vários valores de energia, ou seja, não são produzidos com uma energia característica. O valor da energia liberada pelos elétrons chega ao máximo quando toda energia do elétron incidente é transformada em radiação-X. O espectro de energia gerado por esse fenômeno é contínuo e recebe o nome de *Bremsstrahlung* uma palavra alemã que tem o significado *Bremsen* = frear e *Strahlung* = radiação (SCAFF, 1997).

A radiação produzida pelo freamento do elétron tem uma amplitude diretamente proporcional à aceleração sofrida pela partícula carregada que, por sua vez segue a proporcionalidade descrita por:

$$a \propto \frac{(Ze_e)e_e}{m_e} = \frac{Ze_e^2}{m_e} \quad (22)$$

sendo Ze_e a carga elétrica do núcleo e e_e a carga elétrica do elétron de massa m_e (SCAFF, 1997).

Como a amplitude da radiação é proporcional à aceleração a , tem-se que a intensidade I_W da radiação produzida é diretamente proporcional ao quadrado da aceleração:

$$I_W \propto \left(\frac{Ze_e^2}{m_e}\right)^2 = \frac{Z^2e_e^4}{m_e^2} \quad (23)$$

nota-se que a intensidade, no caso do elétron, varia com o quadrado do número atômico do material alvo e é inversamente proporcional ao quadrado da massa do elétron (SCAFF, 1977). Alvos de alto número atômico produzem mais radiação *Bremsstrahlung* do que alvos de materiais de baixo número atômico (ATTIX, 1986).

Toda energia que não é convertida em raios-X por freamento é liberada nas colisões de interação ionizante ou na excitação do átomo. Grande parte da energia liberada se transforma em calor e uma pequena porção é emitida na forma de raios-X de fluorescência (radiação característica) (ATTIX, 1986).

2.11 ENERGIA DO FEIXE

Segundo Scaff (1997), a máxima energia de um feixe de raios-X é equivalente à máxima energia dos elétrons que atingem o anodo. Ela depende da tensão aplicada ao tubo (kVp). Assim, a variação do kVp modifica a energia máxima dos fótons que serão produzidos e, como consequência, o seu poder de penetração no meio. De outro modo, a energia do feixe (kV) modifica a “qualidade do feixe”. Conclui-se, então, que a energia dos fótons produzidos é diretamente proporcional à tensão aplicada ao tubo de raios-X.

Os três principais parâmetros que afetam o espectro de emissão dos raios-X são:

- Tensão aplicada – tanto a qualidade (poder de penetração do feixe) quanto a quantidade de feixes produzidos são proporcionais à tensão aplicada ao tubo, sendo a qualidade proporcional ao kVp e a quantidade proporcional ao kVp^2 .
- Corrente no tubo – se relaciona com a quantidade de elétrons que são direcionados ao anodo, sendo responsável pela quantidade de raios-X produzido.
- Material do alvo – cada material tem seu nível de energia próprio para produção de raios-X, quanto maior o número atômico do material do anodo, maior será a quantidade de fótons produzidas para dada tensão aplicada, mantendo-se a mesma corrente no tubo.

2.12 COEFICIENTE DE ATENUAÇÃO LINEAR

Quando a radiação ionizante interage se propagando pela matéria, ela vai perdendo sua intensidade, ou seja, o feixe vai sendo atenuado pela matéria. Quanto mais materiais absorvedores, ou quanto maior a espessura do absorvedor, mais atenuado vai ser o feixe ionizante. No caso de vários absorvedores, se o primeiro absorve 30% da radiação incidente,

um segundo absorvedor igual ao primeiro irá reduzir 30% do que já foi reduzido e por assim em diante (SCAFF, 1977).

Considerando um material absorvedor de espessura Δx , colocado a uma certa distância entre um detector de radiação ionizante e uma fonte de raios-X e, sendo N o número de partículas registradas pelo detector e n o número de partículas que interagiram (foram atenuadas) com o material absorvedor, tem-se:

$$n = \mu N \Delta x \quad (24)$$

em que μ é uma constante de proporcionalidade, denominada coeficiente de atenuação linear.

Assim, se o valor de N for duas vezes maior, as chances de interações são dobradas. Da mesma forma, se Δx for duas vezes maior, dobra o número de partículas depositadas pelo feixe, dobrando a chances de interação (JOHNS; CUNNINGHAM, 1983).

Como o valor de N diminui em cada interação, conforme Johns (1983), e fazendo $\Delta N = -n$, da equação (24) tem-se:

$$\Delta N = -\mu N \Delta x \quad (25)$$

A unidade de μ depende da unidade da espessura do material absorvedor, se Δx tem unidades de cm, μ tem unidade de cm^{-1} . Isolando μ na expressão (25), tem-se:

$$\mu = \frac{n/N}{\Delta x} = \frac{\text{quantidade de fótons que interagem com } \Delta x}{\Delta x} \quad (26)$$

mostrando que μ é a porção de fótons que interagem com o material absorvedor por unidade de espessura. Se $\mu = 0,01\text{cm}^{-1}$, então 1% do feixe é atenuado em cada cm de espessura do material. Cada energia de feixe de radiação e para cada material absorvedor, existe um valor próprio do coeficiente (JOHNS; CUNNINGHAM, 1983; SCAFF, 1997).

Uma forma usual de escrever a relação de atenuação de um feixe é dada pela seguinte expressão

$$N = N_0 e^{-\mu x} \quad (27)$$

sendo N o número de fótons que atravessam o material absorvedor de espessura x , N_0 o número de fótons incidentes no material e e a base do logaritmo natural. Tal expressão é utilizada para calcular a atenuação de qualquer espessura de material, diferente das equações

anteriores, em que a espessura tinha que ter um valor muito pequeno. Fisicamente, o coeficiente de atenuação linear representa a possibilidade de o fóton ser removido do feixe (JOHNS; CUNNINGHAM, 1983; SCAFF, 1997).

2.13 ENERGIA ABSORVIDA E ENERGIA TRANSFERIDA

Quando um fóton interage com a matéria, parte de sua energia é irradiada do material na forma de energia espalhada e outra parte é convertida em energia cinética. Após algumas interações, é possível calcular a energia média transferida ($\overline{E_{tr}}$) e a energia média absorvida ($\overline{E_{ab}}$) pelo meio (JOHNS, CUNNINGHAM, 1983).

Em materiais de baixo número atômico, considera-se que, para energias abaixo de 10 MeV a energia média transferida tem o mesmo valor da energia média absorvida. O coeficiente de absorção de energia (μ_{ab}) é utilizado para expressar a energia absorvida em cada tipo de material. É expresso em m^2/kg no SI (JOHNS, CUNNINGHAM, 1983).

2.14 INTERAÇÃO DOS RAIOS-X COM A MATÉRIA

A radiação ionizante interage com a matéria por mecanismos de interação dos fótons com os elétrons ou núcleos de seus átomos ou, ainda, com o campo de força Coulombiana dos elétrons ou núcleos desses átomos. Ela pode também atravessar o meio sem que nada ocorra. Os efeitos dessas interações são absorção ou espalhamento da energia do fóton. Existe cerca de doze processos de interação da radiação ionizante com o meio, porém, apenas cinco são de ocorrência mais frequente e de maior importância para o estudo (SCAFF, 1997).

Ao passar por um meio absorvedor parte da energia do feixe de raios-X é transferida para o meio, podendo causar danos biológicos. O processo de interação do feixe de radiação com o meio biológico é bastante complexo, mas pode ser resumido por uma série de eventos. Primeiramente, tem-se a interação dos elétrons com o material biológico, podendo gerar uma radiação espalhada ou, se o elétron possuir uma grande energia, ele pode produzir radiação *Bremsstrahlung* e ionizar a matéria. Caso ocorra a ionização, tem-se modificações químicas nas moléculas do material e, conseqüentemente, o desenvolvimento de danos biológicos (JOHNS; CUNNINGHAM, 1983).

2.15 PROCESSOS DE INTERAÇÃO

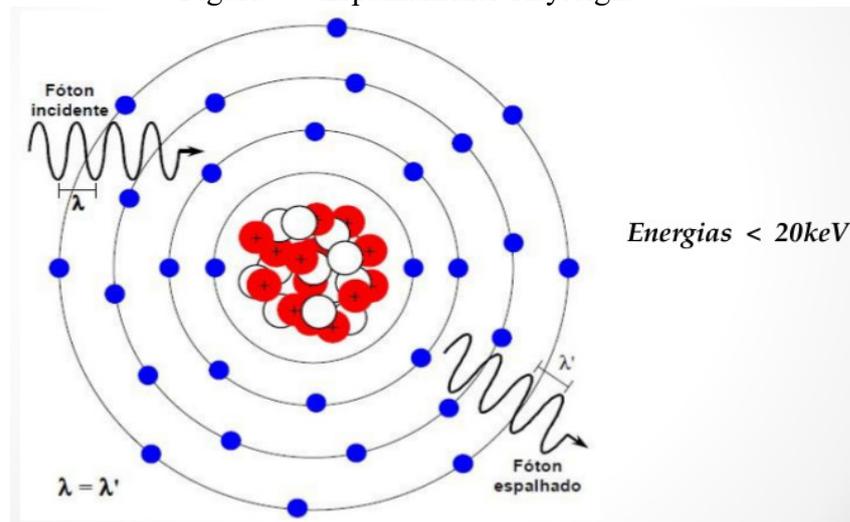
Os cinco processos que são de maior importância para o estudo da dosimetria de feixes de fótons são: o Espalhamento Rayleigh, o Efeito Fotoelétrico, o Espalhamento Thomson, o Efeito Compton e a Produção de Pares.

A principal característica dos efeitos Compton, fotoelétrico e da produção de pares é que todos são dependentes da energia do fóton incidente $h\nu$ e do número atômico do material absorvedor (ATTIX, 1986).

2.15.1 ESPALHAMENTO RAYLEIGH

Quando um fóton se aproxima de um elétron faz com que ele oscile no átomo. Esta oscilação gera uma emissão de energia de mesma frequência que o fóton responsável pelo desequilíbrio. Isso ocorre pela característica eletromagnética dos fótons ionizantes. Quando o fóton interage dessa forma com elétrons fortemente ligados aos átomos (geralmente da camada K ou L), diz-se que ocorre um espalhamento coerente (SCAFF, 1997).

Figura 6 – Espalhamento Rayleigh.



Fonte: Rita (2015).

O termo coerente refere-se ao fato da energia do fóton espalhado ser igual à do fóton incidente. O espalhamento Rayleigh ocorre com mais frequência em átomos de alto número atômico e com feixes de baixa energia (SCAFF, 1997). O espalhamento Rayleigh não

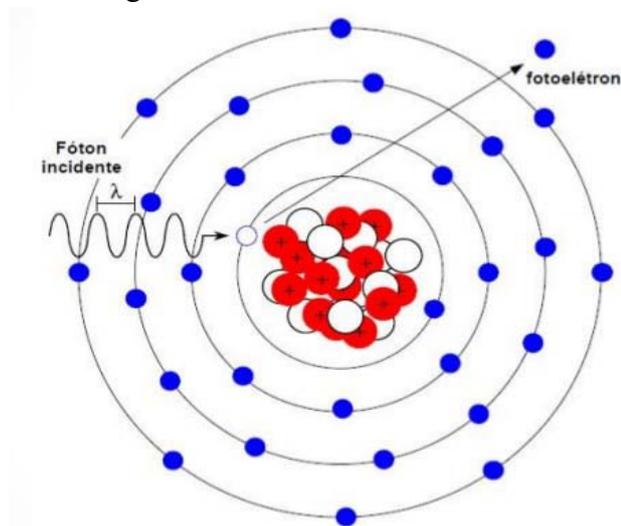
contribui para dose absorvida ou kerma, pois não há produção de partículas carregadas, assim, não há ocorrência de ionização ou excitação da matéria (ATTIX, 1986).

2.15.2 EFEITO FOTOELÉTRICO

O fóton ao interagir com o elétron das camadas mais próximas ao núcleo, acaba passando toda sua energia para ele, fazendo com que o fóton desapareça e o elétron seja ejetado do átomo. Esse efeito ocorre com elétrons da camada K com mais frequência e, o elétron ejetado recebe o nome de “fotoelétron” (SCAFF, 1997).

O efeito só ocorre se o fóton tiver uma energia maior que a energia de ligação do elétron com o átomo. Átomos de baixo número atômico emitem radiação fluorescente (característico) que são, geralmente, convertidas em energia cinética no local da interação. Sendo assim, pode-se considerar que colisões fotoelétricas quando ocorrem no tecido biológico, são totalmente convertidas em energia e absorvidas no local (JOHNS; CUNNINGHAM, 1983).

Figura 7 – Efeito Fotoelétrico.



Fonte: Rita (2015).

Quando um elétron é removido do átomo, fica uma lacuna na camada, o que gera um estado de excitação do átomo. Para o átomo retomar seu estado de equilíbrio energético, elétrons das camadas mais externas vão preenchendo as lacunas deixadas pelo elétron ejetado e pelos elétrons que vão assumindo as lacunas. Nesse processo, vão sendo emitidas radiações na forma de radiação característica ou de elétrons Auger (SCAFF, 1997).

O efeito fotoelétrico predomina sobre o espalhamento Compton para fótons de baixa energia, principalmente quando se considera a transferência de energia para os elétrons secundários (ATTIX, 1986). No tecido biológico, pode-se considerar que os coeficientes de absorção e transferência de energia são iguais e equivalentes ao coeficiente de atenuação (JOHNS; CUNNINGHAM, 1983).

2.15.3 ESPALHAMENTO THOMSON

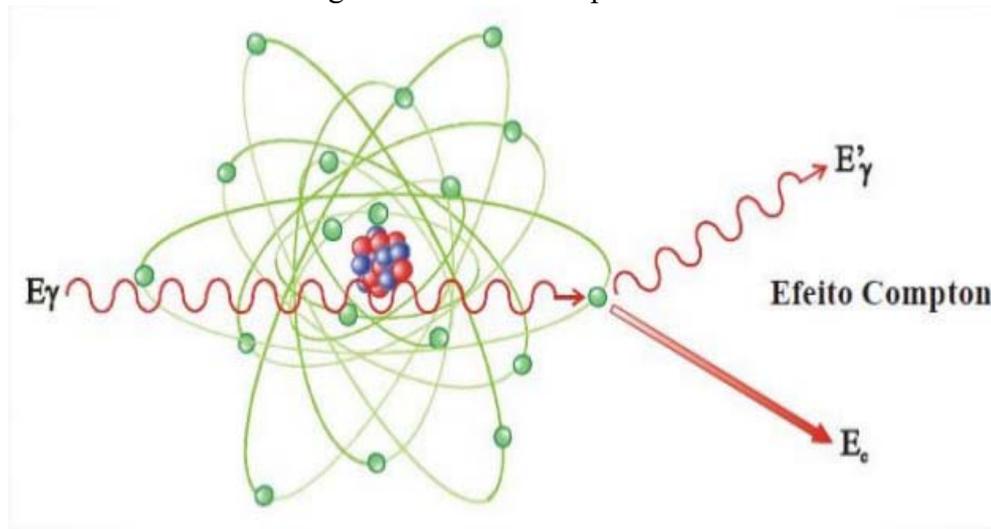
Este efeito é muito semelhante ao espalhamento Rayleigh, diferenciando apenas os elétrons que interagem com a radiação. No espalhamento Thomson, os fótons interagem com os elétrons livres do átomo do material absorvedor, produzindo um espalhamento coerente de energia (SCAFF, 1997).

No espalhamento Thomson não há transferência de energia do fóton para o elétron, tem-se somente a emissão de radiação eletromagnética semelhante à radiação incidente.

2.15.4 EFEITO COMPTON

Também conhecido por Espalhamento Compton ou Espalhamento Incoerente, o efeito Compton foi descoberto pelo físico Arthur Compton que notou uma pequena diferença entre a energia de um fóton incidente com a energia do fóton espalhado em um espalhamento coerente (Thomson). A hipótese firmada por ele é de que essa diferença de energia se deve à ejeção de um elétron do átomo (ATTIX, 1986).

Figura 8 – Efeito Compton.



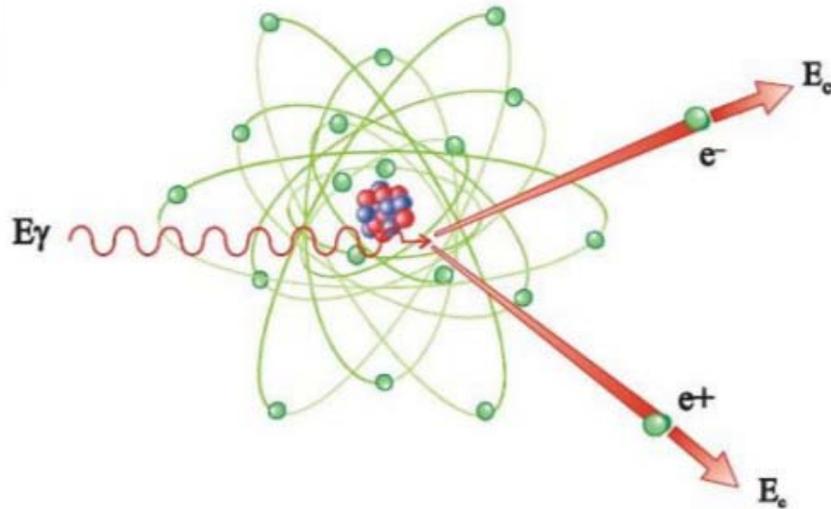
Fonte: Rita (2015).

Como parte da energia do fóton é espalhada e outra parte convertida em energia cinética (elétron ejetado), o efeito Compton é o mais importante quando se refere à interação da radiação ionizante com o tecido biológico, pelo fato de ser capaz de gerar dano no tecido por contribuir com a dose absorvida. O espalhamento Compton não depende do número atômico do alvo e sua chance de ocorrência diminui com o aumento da energia. Para fótons com energia de 100 keV a 10 MeV o espalhamento Compton predomina sobre o efeito fotoelétrico e a produção de pares (JOHNS; CUNNINGHAM, 1983).

2.15.5 PRODUÇÃO DE PARES

O processo de formação de pares ocorre somente para feixes com energia superior a 1,022 MeV e é a principal forma de perda de energia desse tipo de fóton. Quando o feixe possui energia maior ou igual a 1,022 MeV, ao interagir próximo ao núcleo do átomo (dentro do campo de força Coulombiano), pode desaparecer e no seu lugar surgir um pósitron (elétron com carga positiva) e um elétron ambos com energia igual a 0,511 MeV (SCAFF, 1997).

Figura 9 – Produção de Pares.



Fonte: Rita (2015).

Quando o processo ocorre fora do campo de força Coulombiano, ou seja, na região dos elétrons, tem-se a produção de três partículas sendo dois elétrons e um pósitron. Isso ocorre porque o elétron responsável pelo campo Coulombiano precisa de energia cinética para manter a conservação do seu momento. Esse processo recebe o nome de produção tripla (ATTIX, 1978).

2.16 DOSIMETRIA DOS RAIOS-X

Existem diversas técnicas para se medir radiação ionizante como, por exemplo, termoluminescência, piroeletricidade, ionização gasosa, métodos químicos, semicondutância, calorimetria, entre outras.

A calorimetria permite a determinação da energia média depositada pela radiação, em uma massa conhecida de material, que é transformada em calor (RODRIGUES, 2009).

Quando a radiação ionizante interage com um meio, a maior parte de sua energia é transformada em calor e outra menor parte, causa alterações químicas no meio. O aumento de temperatura causado por 1Gy de radiação é calculado como segue:

$$1 \text{ Gy} = 1 \text{ J} / \text{kg} = 1 / 4,18 \text{ cal/kg}$$

assumindo que o calor específico da água é $10^3 \text{ cal/g}^\circ\text{C}$, então o aumento da temperatura, definido por (JOHNS; CUNNINGHAM, 1983) é:

$$\Delta\theta = \frac{1}{4,18} \frac{\text{cal}}{\text{kg}} \frac{1}{10^3} \frac{\text{kg}^\circ\text{C}}{\text{cal}} = 2,39 \times 10^{-4} \text{ }^\circ\text{C}.$$

2.17 UNIDADES E GRANDEZAS RADIOLÓGICAS

Uma das primeiras unidades de medida de radiação ionizante foi o roentgen, que foi adotado formalmente como unidade de radiação pela Comissão Internacional de Unidades e Medidas Radiológicas (ICRU) em 1928. Simbolizado pela letra R, ele foi definido como “a quantidade de raios-X ou raios- γ que, associada a uma emissão corpuscular em 1 cm³ de ar (0,001293g), produz íons de ambos os sinais que carregam uma unidade eletrostática de carga (1esu)” (SCAFF, 1997).

Em dosimetria existe uma tênue distinção entre as grandezas e, por muito tempo o roentgen (R) era utilizado para medir dose absorvida que, numericamente, são semelhantes, mas possuem significados bastante distintos. Em 1956 foi adotado a unidade rad (*radiation absorbed dose*), dose de radiação absorvida, para quantificar a quantidade de dose absorvida em um meio, sendo equivalente a absorção de 100 erg/g (SCAFF, 1997).

As grandezas mais utilizadas em dosimetria, definidas pela ICRU desde 1975 serão apresentadas a seguir.

2.17.1 EXPOSIÇÃO (χ)

É a grandeza mais antiga utilizada, era chamada de “dose de exposição” e, posteriormente, passou a ser medida em roentgen. Por convenção ela é utilizada para fótons de raios-X ou raios- γ . Segundo Attix (1986), a ICRU (1980) define exposição como: “o quociente de dQ por dm , em que o valor de dQ é o valor absoluto do total de cargas dos íons de mesmo sinal produzidos no ar quando todos os elétrons (pósitrons e elétrons) liberados pelos fótons em uma massa dm de ar são completamente parados nos ar”.

Em outros termos, a exposição é a soma de todas as cargas de todos os íons de mesmo sinal que são gerados no ar, devido a completa absorção dos fótons que interagiram com um volume de ar de massa dm , dado pela expressão:

$$\chi = \frac{dQ}{dm} \quad (28)$$

cuja unidade de medida no Sistema Internacional de Unidades (SI) é C/kg e, $2,58 \times 10^{-4}$ C/kg = 1R (SCAFF, 1997).

De modo mais simples, exposição é a capacidade que a radiação tem de ionizar o ar, assim, é equivalente ao kerma, só que para raios-X ou raios- γ (ATTIX, 1986).

A grandeza que relaciona a exposição em variação com o tempo é a Taxa de Exposição ($\dot{\chi}$), utilizada quando se define exposição durante um período maior de tempo de irradiação. Ela é definida por

$$\dot{\chi} = \frac{d\chi}{dt} \quad (29)$$

e sua unidade de medida equivale a C/kg·s (SCAFF, 1997).

2.17.2 KERMA (K)

O Kerma é uma grandeza válida para todo tipo de radiação ionizante e para todos os meios absorvedores e é definido em termos de energia transferida e de energia irradiada. A energia irradiada refere-se à energia das partículas emitidas, transferidas ou recebidas e, a energia transferida compreende a energia cinética recebida pelas partículas carregadas em um volume específico de massa dm , independente de como ou onde essa energia foi dissipada (ATTIX, 1986).

Essa grandeza expressa o primeiro contato da radiação com a matéria, ou seja a primeira absorção dos fótons pelos elétrons do material absorvedor. O termo kerma é a abreviação de “*kinetic energy released in the medium*”, e significa energia cinética liberada no meio. A expressão para o cálculo do kerma se dá por:

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} \quad (30)$$

sendo dE_{tr} a soma das energias cinéticas dos elétrons que foram liberados pelos fótons na interação com o volume de massa dm . A unidade de medida no SI é J/kg, também chamado de Gray (Gy), assim, 1 J/kg = 1 Gy (SCAFF, 1977).

Outras unidades também são utilizadas para quantificar a grandeza kerma, são elas erg/g e o rad e a relação entre elas, se dá por (ATTIX,1986):

$$1 \text{ Gy} = 1 \frac{\text{J}}{\text{kg}} = 10^2 \text{ rad} = 10^4 \text{ erg/g}$$

De acordo com Scaff (1997), o incremento dK em função de uma variação de tempo dt é chamado de Taxa de Kerma (\dot{K}):

$$\dot{K} = \frac{dK}{dt} \quad (31)$$

cuja unidade de medida é J/kg·s.

2.17.3 DOSE ABSORVIDA (D)

É a grandeza mais importante da física radiológica, pois ela representa a quantidade de energia que os elétrons cedem ao meio material em um volume finito de massa dm em um ponto. Assim, ela é definida em termos de energia transmitida à matéria dE por unidade de massa:

$$D = \frac{dE}{dm} \quad (32)$$

e sua unidade de medida no SI é J/kg, ou Gy. Ela caracteriza a quantidade de energia por unidade de massa que interage com a matéria responsável por causar os efeitos atribuídos à radiação ionizante (ATTIX, 1986; SCAFF, 1997).

O termo Taxa de Dose ou Taxa de Dose Absorvida (\dot{D}) descreve a quantidade de dose absorvida em um meio por unidade de tempo:

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt} \quad (33)$$

com unidade no SI de J/kg·s ou Gy/s (SCAFF, 1997).

Existem ainda, algumas grandezas relacionadas a descrição dos feixes de fótons monoenergéticos, definidas pela ICRU:

- **Fluência ou fluência de fótons (Φ):** é razão entre a quantidade de fótons do feixe e a área atravessada perpendicularmente por eles.

$$\Phi = \frac{dN}{dA} \left(\frac{\text{número de fótons}}{\text{área}} \right)$$

- **Taxa de fluência (ϕ):** refere-se à quantidade de fótons que atravessam perpendicularmente uma determinada área por unidade de tempo.

$$\phi = \frac{dN}{dA \cdot dt} \left(\frac{\text{número de fótons}}{\text{área} \cdot \text{tempo}} \right)$$

- **Fluência de energia (Ψ):** é definida pela energia do feixe que atravessa uma área estabelecida.

$$\Psi = \frac{dN}{dA} \cdot h\nu \left(\frac{\text{energia}}{\text{área}} \right)$$

- **Taxa de fluência de energia ou intensidade (ψ):** é a grandeza que mede a fluência de energia por unidade de tempo. Também chamada de intensidade do feixe.

$$\psi = \frac{dN}{dA \cdot dt} \cdot h\nu \left(\frac{\text{energia}}{\text{área} \cdot \text{tempo}} \right)$$

2.18 MEDIDA DE DOSE COM A CÂMARA DE IONIZAÇÃO

A conversão da leitura realizada com a câmara de ionização em exposição (roentgen) é feita a partir de alguns fatores de correção. Para o meio material ar, sabe-se que $1 \text{ R} = 87,6 \times 10^{-4} \text{ Gy}$ e que para outros meios materiais, a dose depende do coeficiente de atenuação de massa do determinado meio.

O cálculo para a dose absorvida em qualquer meio se dá pela expressão:

$$D_m = \chi \cdot 0,00876 \frac{\left(\frac{\mu_{ab}}{\rho}\right)_{\text{meio}}}{\left(\frac{\mu_{ab}}{\rho}\right)_{\text{ar}}} A_\Phi \quad (34)$$

em que A_Φ é o fator de transmissão da fluência de fótons onde está sendo realizada a medida e vale aproximadamente 1 para os raios-X de quilovoltagem. Como a medida de roentgen só é válida para fótons de até 3 MeV de energia, a expressão (34) também é válida somente para essa faixa de energia (SCAFF, 1997).

Quando a dose absorvida é medida no ar, então, a razão $\frac{(\frac{\mu_{ab}}{\rho})_{meio}}{(\frac{\mu_{ab}}{\rho})_{ar}}$ tem valor unitário.

Assim, o valor da expressão de conversão da dose absorvida no ar em taxa de exposição é dada por:

$$\chi = D_m/0,00876 \quad (35)$$

2.19 DETECTOR DE Si(Li)

Os detectores semicondutores possuem três bandas de energia com relação a condutividade de elétrons, a banda de valência, a banda de condução e a banda proibida, essa responsável por caracterizar os materiais como isolantes, semicondutores e condutores (PONTES, 2010).

O funcionamento de um detector semicondutor é baseado na mudança dos elétrons da banda de valência para a banda de condução. Os elétrons da banda de valência são acelerados após serem aquecidos e passam para a banda de condução, deixando uma lacuna na camada de valência. A criação do par elétron-lacuna também se dá pela energia cedida pela radiação ionizante ao material semicondutor. O fluxo de elétrons entre as bandas é o que se detecta (OLIVEIRA, 2001).

Detectores de diodo de silício é o principal tipo de detector utilizado para partículas carregadas pesadas, como prótons, partículas alfa e fragmentos de fissão. Suas principais vantagens são resolução, boa estabilidade, tempo de coleta de carga e simplicidade de operação. Geralmente eles são pequenos, com área sensível de 1 a 5 cm² (PONTES, 2010).

Quando os detectores de silício são dopados com lítio, Si(Li), tornam-se convenientes para determinar espectro de raios-X de baixa energia devido ao baixo número atômico do silício (PONTES, 2010).

As principais vantagens do detector semicondutor em relação aos detectores a gás e de cintilação são o baixo número atômico, que aumenta a probabilidade de interação e melhora a resolução do instrumento; a baixa quantidade de energia necessária para produzir um par elétron-lacuna, cerca de 3,5 eV quando a energia para os detectores a gás é de 30 eV e os cintiladores 350 eV; o sinal de saída do sensor depende diretamente da quantidade de pares

elétrons-lacunas que são produzidos, assim, ele fornece um pulso que é proporcional à energia do fóton incidente (OLIVEIRA, 2001).

2.20 MAMOGRAFIA

De acordo com a Organização Mundial da Saúde (OMS) o câncer já é um problema de saúde pública, principalmente nos países em desenvolvimento e, espera-se que nas próximas décadas o impacto dessa doença seja equivalente a 80% da população (BRASIL, 2016).

No Brasil, existem bases de dados que mapeiam as incidências de novos casos e que fazem o acompanhamento dos registros existentes. São os registros de Câncer de Base Populacional (RCBP), os Registros Hospitalares de Câncer (RHC) e o Sistema de Informação sobre Mortalidade (SIM) que pertence ao Departamento de Informática do Sistema Único de Saúde (DataSUS) (BRASIL, 2016).

O câncer de mama é o segundo tipo de câncer de maior incidência no mundo, com cerca de 1,7 milhão de casos e, em 2012 estimou-se o surgimento de 152 mil novos casos desse tipo de câncer. No Brasil, entre 2016 e 2017, estimou-se o surgimento de 600 mil novos casos desta doença, dentre eles, 58 mil corresponderão ao câncer de mama (BRASIL, 2016).

Enraizado tanto em países em desenvolvimento quanto em países desenvolvidos, o câncer de mama é o que mais causa óbitos na população feminina. A OMS reconhece mais de 20 subtipos dessa doença que, além de ser heterogênea quanto à morfologia, pode ser desenvolvida por diversos fatores como: biológicos-endócrino, de comportamento e estilo de vida, idade, exposição à radiação ionizante, entre tantos outros (BRASIL, 2016).

Uma alimentação saudável associada à prática de atividade física e manutenção do peso tem se tornado uma fonte primária de prevenção o surgimento dessa neoplasia, chegando a reduzir a chance de desenvolvimento em 30%. Outros métodos de se prevenir a patologia são a realização do autoexame das mamas, um acompanhamento clínico e, para mulheres na faixa etária de 50 a 69 anos, recomenda-se a realização da mamografia a cada dois anos (BRASIL, 2016; RIO DE JANEIRO, 2000).

De papel fundamental na detecção precoce, no diagnóstico e na localização de lesões para biópsias ou terapia, a mamografia contribui fortemente para redução da mortalidade por câncer de mama (ICRU, 2009).

Segundo Rio de Janeiro (2000), recomenda-se a realização do exame de mamografia nas seguintes situações:

- Rastrear câncer de mama em seu estágio inicial, ou seja, em pacientes assintomáticos;
- Detecção de possíveis lesões em pacientes submetidas à terapia de reposição hormonal (TRH);
- Garantir segurança para operações de cirurgia plástica;
- Controle anual de pacientes que fizeram mastectomia ou cirurgia conservadora;

Mamógrafos de alta resolução possuem altas sensibilidade e especificidade na detecção de lesões mamárias pequenas que ainda não são palpáveis. Para garantir um diagnóstico confiável, o equipamento deve estar operando em condições adequadas (RIO DE JANEIRO, 2000).

Os principais benefícios da mamografia são a capacidade de detectar uma neoplasia em seu início e uma garantia razoável de que não existe lesão ou calcificação (quando realmente não existe). Como o exame é feito com radiação ionizante, corre-se o risco de um câncer de mama induzido pela radiação (ICRU, 2009).

2.21 MAMÓGRAFO

A configuração mínima de um mamógrafo, de acordo com o item 4.18 da Portaria 453/98 de Vigilância Sanitária (BRASIL, 1998):

- Gerador trifásico.
- Tubo próprio para mamografia com janela de berílio.
- Filtração mínima de molibdênio.
- Escala de tensão com incremento de 1 Kv.
- Bandeja de compressão resistente de 11 a 18 kgf.
- Colimador regulável com localização luminosa.
- Distância foco-filme acima de 30 cm.
- Ponto focal máximo de 4 mm.

Todas as configurações acima visam garantir uma imagem de qualidade para a produção de um diagnóstico de confiança. Além do mais, os mamógrafos podem operar de três formas automática, semiautomático e manual. A diferença entre os modos de operação

está na seleção dos parâmetros de qualidade do feixe, tensão do tubo (kV), corrente catódica (mA) e tempo de exposição (s) (RIO DE JANEIRO, 2000).

Para garantir todos os benefícios da mamografia, o equipamento deve estar sempre em boas condições de uso e, principalmente, calibrado. A calibração do equipamento é necessária para garantir a precisão das medidas obtidas com as medições realizadas pela câmara piroelétrica.

Para isso, deve-se seguir um plano de garantia de qualidade nos equipamentos, fazendo os testes necessários sempre que recomendado, garantindo segurança para os operadores e confiabilidade para os pacientes (ICRU, 2009).

3 MATERIAIS E MÉTODOS

Neste capítulo são descritos os materiais e a metodologia, utilizados no desenvolvimento deste trabalho.

3.1 MATERIAIS

Foram os seguintes equipamentos empregados para realizar esta pesquisa: o instrumento piroelétrico, uma câmara de ionização a gás e um mamógrafo.

3.1.1 O INSTRUMENTO PIROELÉTRICO

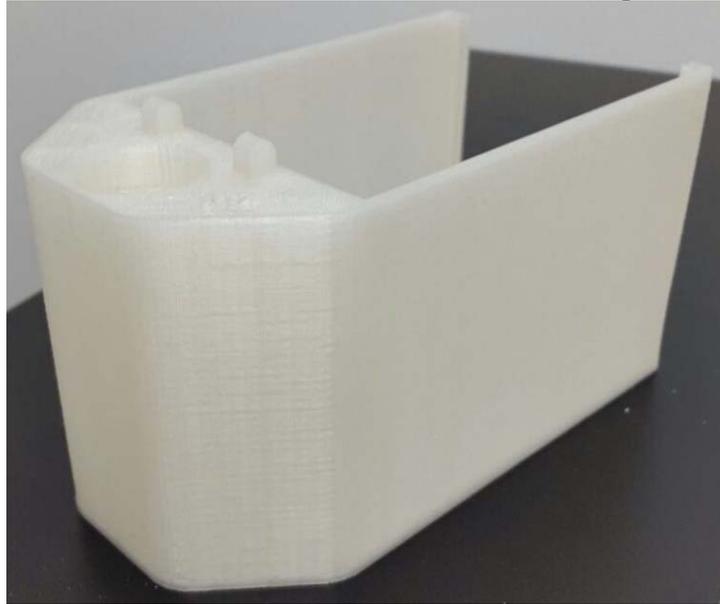
O instrumento piroelétrico implementado é constituído por um sensor piroelétrico, um circuito de condicionamento de sinais e uma câmara, que aloja o sensor e seu circuito de condicionamento de sinais.

A câmara desenvolvida neste trabalho foi confeccionada em poliácido láctico (PLA) na impressora 3-D do Departamento de Física e Química da Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira – UNESP. Possui com um circuito de condicionamento de sinais confeccionado no Departamento de Engenharia Elétrica da mesma Universidade.

A impressora 3D, modelo CL1, da empresa Cliever, possui área de impressão de 124 cm² e um bico extrusor de 3,0 mm. O material PLA foi adquirido pela mesma empresa da impressora.

Na Figura 10 mostra-se uma foto da primeira versão da estrutura da câmara piroelétrica.

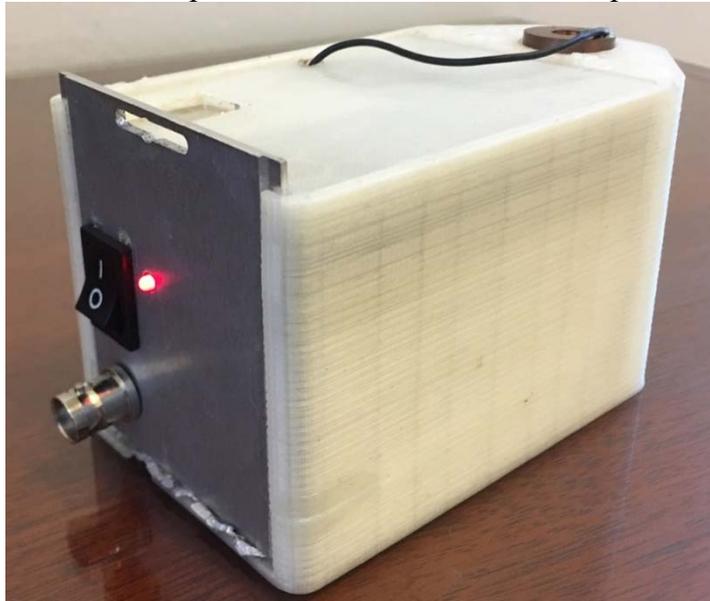
Figura 10 – Primeira versão da estrutura da câmara piroelétrica.



Fonte: Elaboração do próprio autor.

Foi necessário realizar uma modificação na parte posterior da estrutura da câmara, para se inserir uma tampa confeccionada em alumínio onde se colocou uma chave liga-desliga e um conector BNC para ligar o instrumento a um osciloscópio.

Figura 11 – Parte posterior da estrutura da câmara piroelétrica.



Fonte: Elaboração do próprio autor.

O sensor piroelétrico fica acoplado entre os eletrodos da câmara, sendo o eletrodo inferior, localizado abaixo do sensor, feito de cobre, com 2,5 cm de diâmetro e maciço. O

eletrodo que fica acima do sensor é um anel cujo diâmetro externo é de 2,5 cm e o diâmetro interno de 1,0 cm, também confeccionado em cobre.

Na Figura 12 mostra-se uma foto da parede posterior e o interior da câmara piroelétrica, onde foram colocados a placa do circuito de condicionamento de sinais, uma chapa de chumbo para blindar o circuito e as baterias para alimentação do circuito.

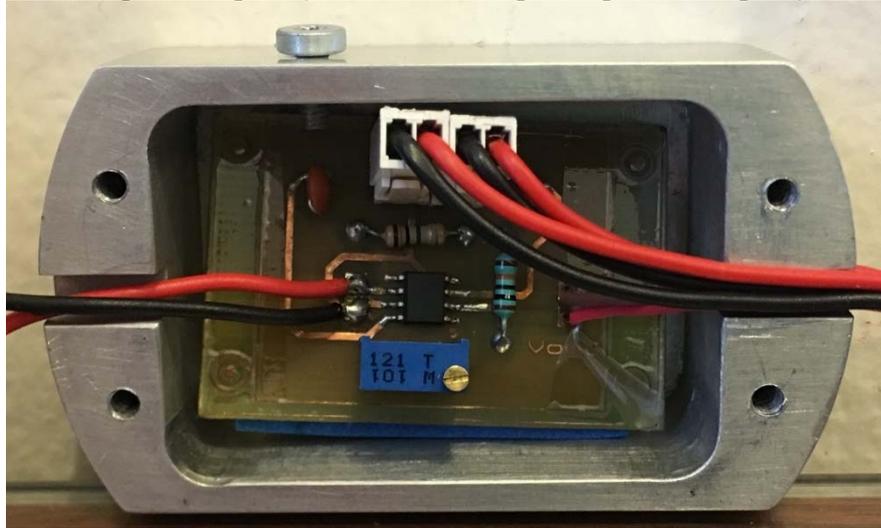
Figura 12 – Disposição dos componentes dentro da câmara piroelétrica: barreira de chumbo (1), baterias (2) e suporte para placa eletrônica (3).



Fonte: Elaboração do próprio autor.

A placa do circuito de condicionamento de sinais foi colocada sobre um material não condutor (EVA) e alojada dentro de uma caixa de alumínio para minimizar a influência de ruídos externos no circuito. Na Figura 13 mostra-se uma foto da placa do circuito eletrônico no interior da caixa de alumínio.

Figura 13 – Suporte de proteção eletrostática para a placa de aquisição de sinais.



Fonte: Elaboração do próprio autor.

Na parte superior da câmara foi colocada uma placa de blindagem de chumbo com 7 mm de espessura para proteger o circuito eletrônico da radiação ionizante produzida pelo equipamento de mamografia.

Foi também necessário envolver a câmara piroelétrica com uma camada de alumínio para minimizar a incidência, no circuito eletrônico, de ruídos eletromagnéticos produzidos no ambiente onde foram realizadas as medições.

3.1.1.1 O Sensor Piroelétrico

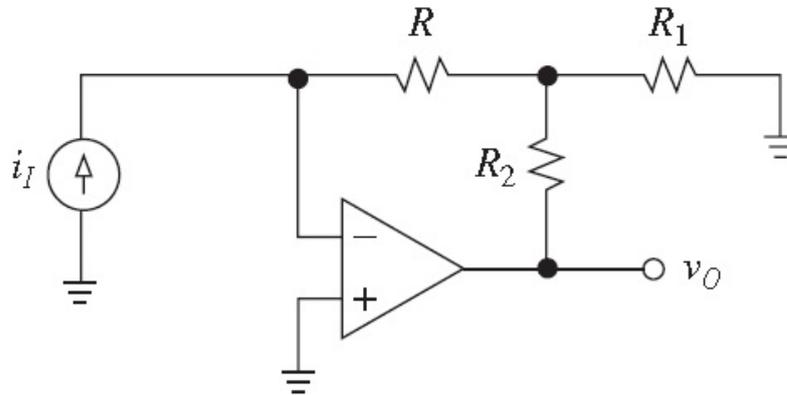
O sensor piroelétrico utilizado, de metaniobato de chumbo, com 12,6 mm de diâmetro e 1 mm de espessura, foi produzido pela empresa dinamarquesa Ferroperm Piezoceramics (modelo PZ35).

O sensor foi colocado a uma distância de 43 cm do tubo de radiação em todas as medições realizadas, sendo a distância do tubo à bandeja de 56 cm e a distância da pastilha à bandeja igual a 13 cm. A temperatura da sala bem como a disposição dos equipamentos, foram mantidas constantes em todas as medições.

3.1.1.2 O Circuito de Condicionamento do Sinal

O circuito eletrônico de condicionamento de sinais consiste em um conversor corrente-tensão de alta sensibilidade (Franco (2015)), cujo esquema é mostrado na Figura 14.

Figura 14 – Esquema do conversor corrente-tensão de alta sensibilidade.



Fonte: Adaptado de Franco (2015)

Foi utilizado um amplificador operacional OPA124U da Texas, que possui uma alta impedância de entrada ($10^{14} \Omega$ no modo comum), baixo ruído ($6 \text{ nVHz}^{1/2}$), baixíssima corrente de polarização (1 pA) e baixo offset (250 nV) (BURR-BROWN, 1998).

Na placa foi construído um anel de guarda nas entradas do amplificador operacional, para remover correntes parasitas. Na Figura 15 mostra-se uma foto da placa de circuito impresso do circuito eletrônico implementado.

Figura 15 – Placa do circuito de aquisição do sinal.



Fonte: Elaboração do próprio autor.

3.1.1.3 Aquisição e Tratamento dos Sinais

Foi implementado na plataforma Arduino um programa visando a aquisição dos sinais de saída do instrumento piroelétrico. O programa foi feito na plataforma LabView®.

O osciloscópio utilizado durante as medições é um aparelho da Agilent Technologies, Modelo DSO-X 3024A, 4GSa/s de 200 MHz com 4 canais.

O software MatlabR2017b® foi utilizado para o tratamento dos dados obtidos com o circuito e a plataforma LabView®. Para analisar os valores de pico do sinal piroelétrico gerado, foi feita uma média do *offset* produzido e medido o valor do pico. O dado utilizado foi o valor de pico, do qual foi subtraído o valor médio do *offset*.

Alguns gráficos foram gerados com o software OriginPro®2017 que também foi utilizado para suavizar a curva do sinal obtido, utilizando o método de transformada de Fourier e gerar as linhas de tendência, ou curvas de aproximação, dos sinais produzidos.

3.1.2 O MAMÓGRAFO

Para a realização das medições, foi utilizado o mamógrafo da empresa GE, modelo Senographe – DMR+, produzido em março de 2003. É um equipamento semi-automático que possui filtros de molibdênio, ródio e alumínio com faixa de operação de 24 a 32 kV e de 40 a 100 mA. Na Figura 16 mostra-se uma foto do mamógrafo juntamente com o instrumento piroelétrico e a câmara de ionização.

Figura 16 – Disposição dos detectores.



Fonte: Elaboração do próprio autor.

Na Figura 17 está uma foto que mostra o mamógrafo e ilustra da posição do instrumento piroelétrico para a realização das medições.

Figura 17 – Posição do instrumento piroelétrico.



Fonte: Elaboração do próprio autor.

O equipamento de mamografia pertence ao setor de Radiologia do Hospital Universitário da Universidade Federal de Mato Grosso do Sul - Câmpus de Campo Grande.

3.1.3 CÂMARA DE IONIZAÇÃO

O equipamento de referência utilizado para validar os dados coletados foi uma câmara de ionização a gás da empresa Radcal Corporation.

Para medir a reprodutibilidade do kVp foram utilizados o eletrômetro Modelo 4083 N/S 43-0201 e o detector modelo Accu kV 40x5-MO, N/S 48-1976. Para medir a dose absorvida, foram utilizados o eletrômetro Modelo 9010 N/S 90-2561, rastreabilidade PTB:

60053-14, o detector Modelo 10x5-6M N/S 7850, rastreabilidade PTB: 60060-14 e o adaptador Modelo 9060 N/S 99-1925, todos da marca Radcal.

3.1.4 SIMULAÇÃO COM DTSA-II

Uma simulação da resposta do instrumento piroelétrico para o espectro de produção dos raios-X em um alvo de molibdênio foi realizada em um programa de microanálise quantitativa de raios-X que utiliza o método de Monte Carlo. A faixa de análise do espectro foi a da mamografia, com energias de 22 a 33 kVp, sendo realizada as medições a cada valor de kVp.

O programa utilizado é o DTSA-II, versão Jupiter, revisado em 06 de novembro de 2017 e desenvolvido pela NIST – *National Institute of Standards and Technology*, dos Estados Unidos, disponível em sua página na internet. Ele foi desenvolvido a partir de modelos do pacote de Analisador de Espectro de Desktop (DTSA) produzido por Chuck Fiori, Carol Swyt-Thomas e Bob Myklebust entre os anos 80 e 90 (MATERIAL MEASUREMENT LABORATORY, 2018).

As análises são baseadas em padrões, tornando os resultados mais confiáveis. O *software* é de fácil uso e possui uma orientação passo-a-passo dos parâmetros a serem determinados. Primeiramente foram definidos os parâmetros do sensor piroelétrico como: composição química (fração em massa e densidades), área de sensibilidade, faixa de energia, angulação em relação ao tubo e distância do sensor à ampola.

Posteriormente o sensor foi calibrado seguindo o modelo de referência do *software* e, então foram feitas as simulações dos espectros na faixa de 22 a 33 kVp utilizando 80 mAs. As mesmas simulações foram feitas utilizando o detector padrão de Si(Li) – silício dopado com lítio.

3.2 METODOLOGIA

No início, foi colocada uma placa de chumbo de 7 mm de espessura obstruindo a abertura do sensor e feita uma exposição de radiação. Logo após, retirou-se a barreira de chumbo e realizou-se outra exposição, para que fosse comprovado que o sinal produzido era devido à radiação ionizante produzida pelo mamógrafo.

Devido a importância de se verificar a reprodutibilidade da tensão do tubo de raios-X, inicialmente foram realizadas três medições com o medidor de kV e coletado o tempo de exposição em cada medição. Os valores utilizados para os cálculos são os valores médios de cada medição feita.

As medições da dose com a câmara piroelétrica foram realizadas em dois dias, seguindo as mesmas condições de montagem dos equipamentos e da sala utilizada.

Para determinar o valor médio da dose absorvida no ar, foram realizadas cinco medições com a câmara de ionização a gás e, para determinar o valor médio do sinal piroelétrico gerado, mais cinco medições foram feitas com a câmara piroelétrica.

Como o equipamento fornecia o valor do produto da corrente no tubo e do tempo de exposição, para cada valor de 22 a 33 kVp foi mantido a combinação de 80 mAs. Depois, dividindo-se o valor de 80 mAs por cada valor de tempo de exposição, determinou-se a corrente elétrica gerada no tubo.

Com o valor da dose absorvida no ar foi possível determinar a exposição para cada valor de kVp, na faixa de 22 a 33 kVp. Dividindo-se o valor da exposição pelo tempo de exposição determina-se a taxa de exposição. Utilizando a expressão (35) encontra-se o valor da taxa de fluência de energia (a intensidade do feixe).

Todas as medições foram realizadas utilizando o filtro de molibdênio e o alvo de molibdênio, técnica mais comum utilizada na rotina do equipamento utilizado.

Utilizando o programa DTSA-II modelo Jupiter, foi simulado o espectro do molibdênio gerado com o instrumento piroelétrico. Foram selecionados os parâmetros necessário para caracterizar o sensor, como área sensível, densidade, composição química do sensor piroelétrico, faixa de energia.

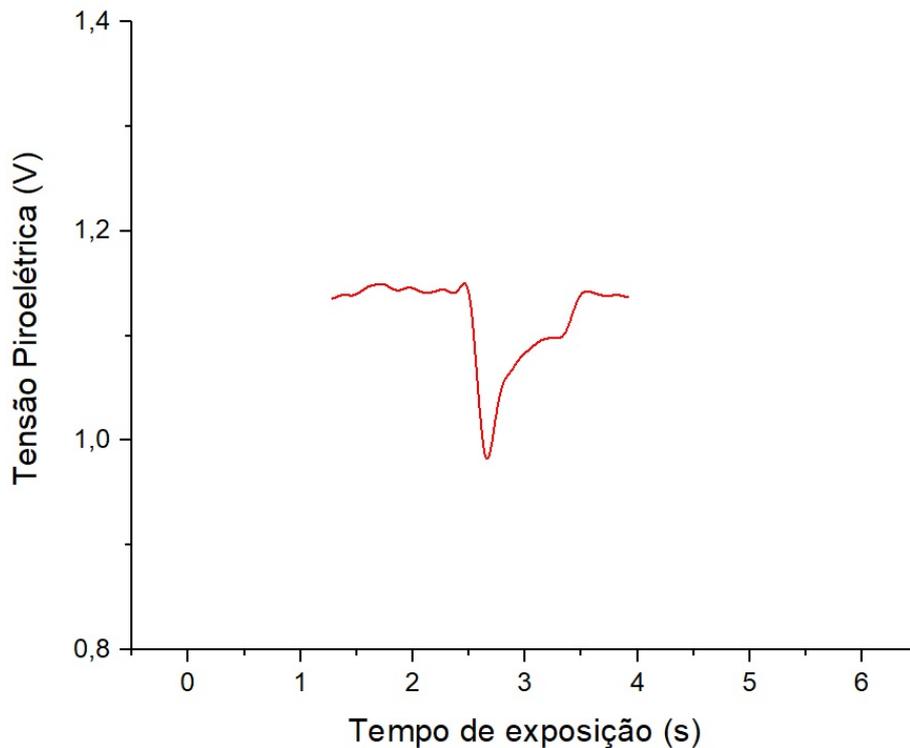
4 RESULTADOS E DISCUSSÃO

Os resultados obtidos com o uso da câmara piroelétrica e da câmara de ionização são apresentados neste capítulo. A câmara de ionização foi utilizada para medir a dose absorvida e o kVp do feixe de radiação, na faixa de 22 a 33 kVp. A precisão das medidas obtidas na média de todos os kVp foi de 0,98.

4.1 SINAL DO DETECTOR PIROELÉTRICO

Na Figura 18 é apresentada a forma do pico do sinal de saída do instrumento piroelétrico desenvolvido para a energia de 28 kVp e 80 mAs. O pico do sinal é o valor utilizado para as análises, pois, representa a máxima polarização sofrida pelo material piroelétrico. Para todos os valores de kVp medidos, a forma do sinal é a mesma, mudando, apenas, a amplitude registrada. Quanto maior o kVp, maior a amplitude do sinal.

Figura 18 – Região de interesse do sinal de saída do instrumento piroelétrico.



Fonte: Elaboração do próprio autor.

A Tabela 1 apresenta os valores de tensão aplicada ao tubo de raios-X (kVp) e do tempo de exposição (ms) do feixe, ambos coletados com a câmara de ionização, e o valor da corrente aplicada ao tubo, medida em amperes.

Tabela 1 – Valores médios do kVp, do tempo de exposição e da corrente elétrica aplicada ao tubo de raios-X.

| Tensão no tubo (kVp) | Leitura do medidor de kV (kVp) | Tempo de exposição (s) | Corrente no tubo (mA) |
|---------------------------------|---|-----------------------------------|----------------------------------|
| 22 | 22,3 | 1,00 | 80,0 |
| 23 | 23,1 | 0,95 | 84,0 |
| 24 | 24,2 | 0,92 | 87,0 |
| 25 | 24,5 | 0,91 | 88,0 |
| 26 | 25,3 | 0,89 | 90,0 |
| 27 | 26,3 | 0,87 | 92,0 |
| 28 | 27,3 | 0,84 | 95,0 |
| 29 | 28,3 | 0,82 | 97,0 |
| 30 | 29,5 | 0,79 | 100,0 |
| 31 | 30,7 | 0,83 | 97,0 |
| 32 | 31,6 | 0,85 | 94,0 |
| 33 | 32,7 | 0,79 | 101,0 |

Fonte: Dados do próprio autor.

Verifica-se que os valores de kVp medidos estão dentro do limite de ± 2 kVp previsto pela legislação vigente da Vigilância Sanitária (1998) e, portanto, o equipamento está calibrado para tensão nominal do tubo (BRASIL, 1998).

Na Tabela 2 estão apresentados os valores de dose absorvida no ar, taxa de fluência de energia (intensidade do feixe) e a tensão de saída no instrumento piroelétrico para cada valor de tensão nominal do tubo de raios-X para a faixa da mamografia de 22 a 33 kVp.

Tabela 2 – Valores de dose absorvida, intensidade do feixe e resposta do instrumento piroelétrico para a faixa de energia da mamografia de 22 a 33 kVp.

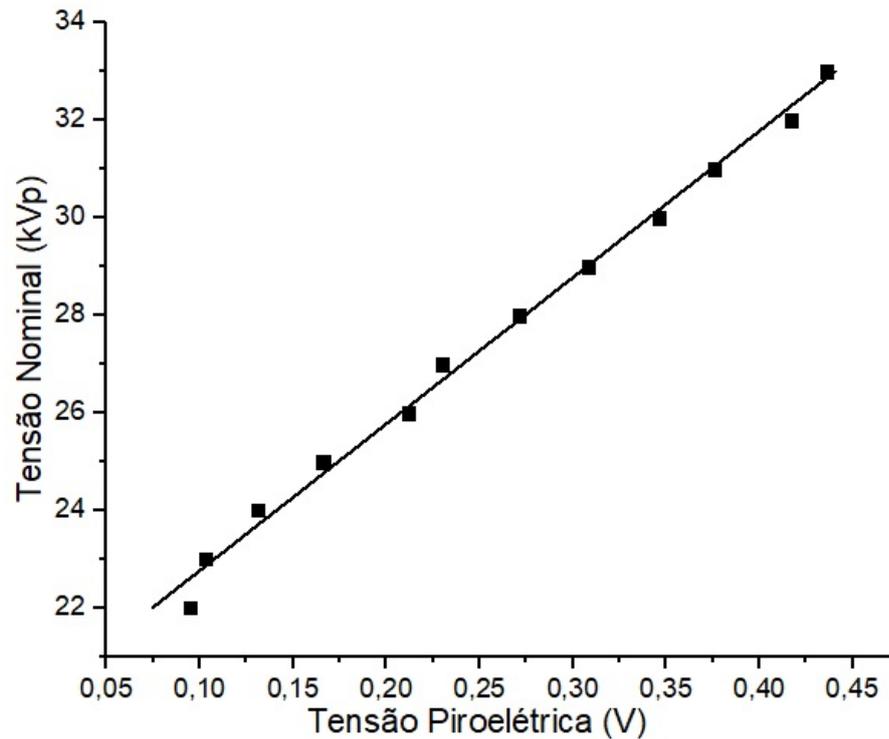
| Tensão nominal do tubo (kVp) | Dose absorvida no ar (mGy) | Intensidade (mW/m²) | Amplitude do sinal (mV) |
|-------------------------------------|-----------------------------------|---------------------------------------|--------------------------------|
| 22 | 3,9 | 9,2 | 93,0 |
| 23 | 4,6 | 12,8 | 103,0 |
| 24 | 5,5 | 17,1 | 121,0 |
| 25 | 6,3 | 21,3 | 155,0 |
| 26 | 7,3 | 26,6 | 190,0 |
| 27 | 8,3 | 33,3 | 204,0 |
| 28 | 9,4 | 41,3 | 244,0 |
| 29 | 10,6 | 49,7 | 263,0 |
| 30 | 11,8 | 59,4 | 297,0 |
| 31 | 13,1 | 66,9 | 317,0 |
| 32 | 14,7 | 76,5 | 345,0 |
| 33 | 15,7 | 93,7 | 445,0 |

Fonte: Dados do próprio autor.

Com os dados apresentados na Tabela 4.2, foram construídos os gráficos que relacionam as grandezas descritas.

A Figura 19 apresenta o gráfico da tensão nominal do tubo com a amplitude do sinal de saída do instrumento piroelétrico.

Figura 19 – Variação do sinal piroelétrico com a tensão nominal do tubo.



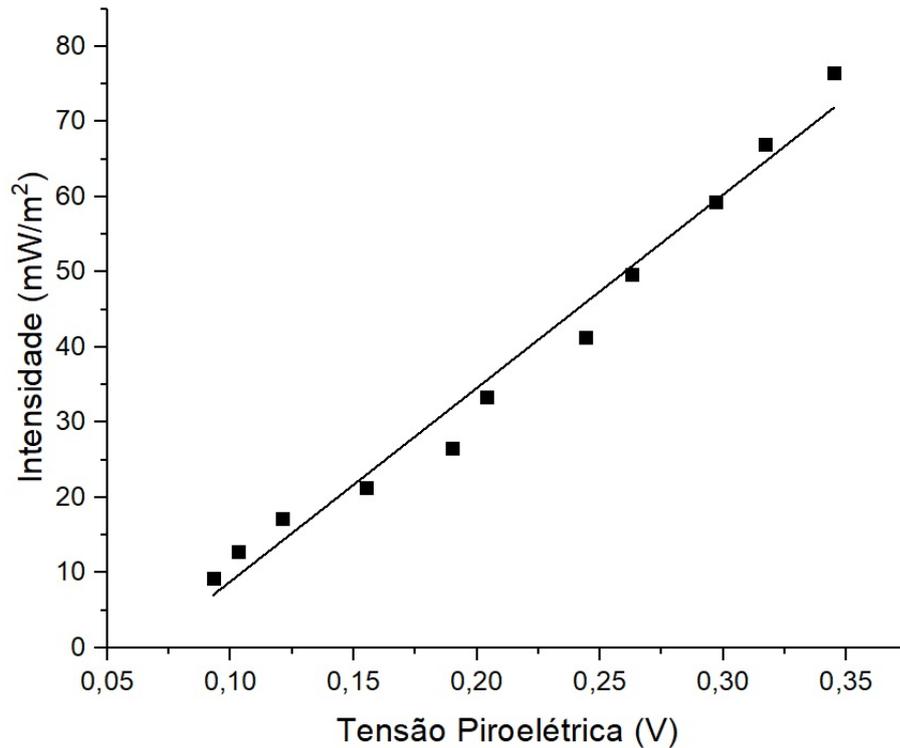
Fonte: Elaboração do próprio autor.

O gráfico apresentado na Figura 19 apresenta um coeficiente de correlação igual a 0,9658, mostrando que a resposta do sensor piroelétrico para a tensão nominal do tubo é linear. Portanto, pode-se utilizar o instrumento piroelétrico para caracterizar a tensão do tubo de raios-X na faixa de mamografia.

A equação da reta dos mínimos quadrados aplicada na Figura 4.2 é $v = 0,0265 V - 0,503$, sendo v a tensão no piroelétrico e V a tensão nominal do tubo.

Na Figura 20 está apresentado o gráfico relacionando a tensão de saída do instrumento piroelétrico com a intensidade do feixe de fótons.

Figura 20 – Resposta do instrumento piroelétrico com a intensidade do feixe de fótons do mamógrafo.



Fonte: Elaboração do próprio autor.

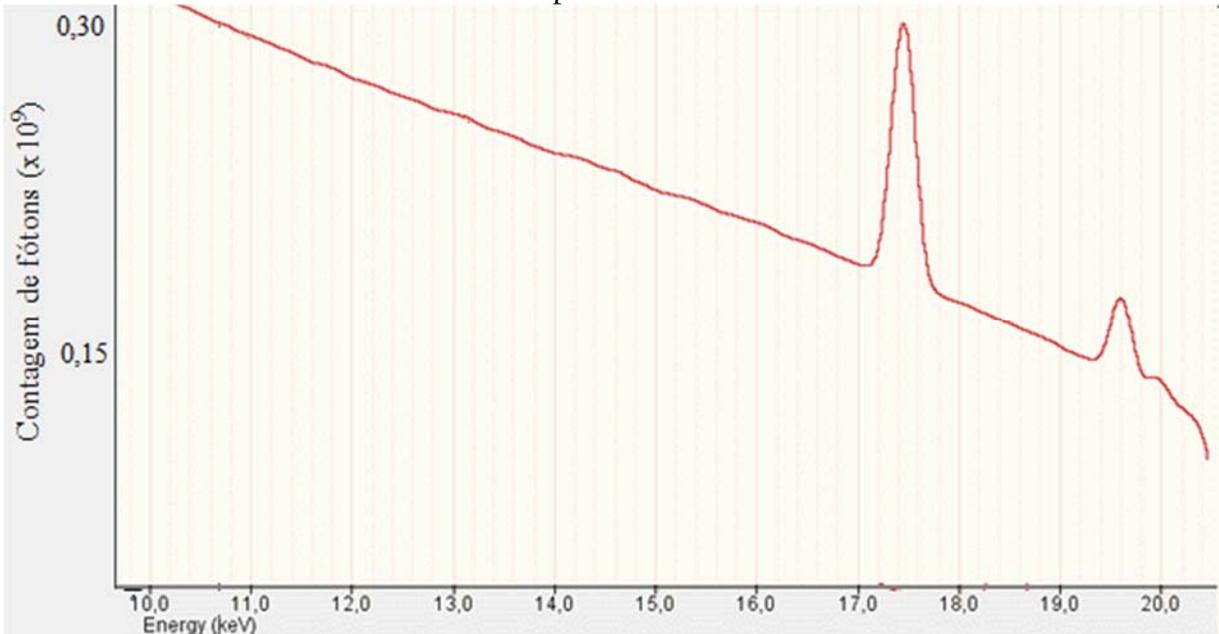
A equação da reta apresentada na Figura 20 é: $I = 257,216 v - 16,864$, sendo I a intensidade do feixe de radiação e v a tensão de saída do instrumento piroelétrico. O gráfico apresentado na Figura 20 possui um coeficiente de correlação igual a 0,9856, comprovando a linearidade da resposta piroelétrica com a intensidade dos raios-X.

4.2 SIMULAÇÕES DTSA-II

Utilizando o *software* livre DTSA-II Júpiter desenvolvido pela NIST, foi simulado a resposta do instrumento piroelétrico para a geração do espectro do molibdênio, com base em suas características físicas e composição química para ser comparado com a do detector de silício padrão do programa.

Na Figura 21 está apresentada a região de interesse do espectro dos raios-X produzidos pelo molibdênio com energia de 22 kVp e 80 mAs detectado pelo detector Si(Li). Os valores do eixo das ordenadas estão sem escala.

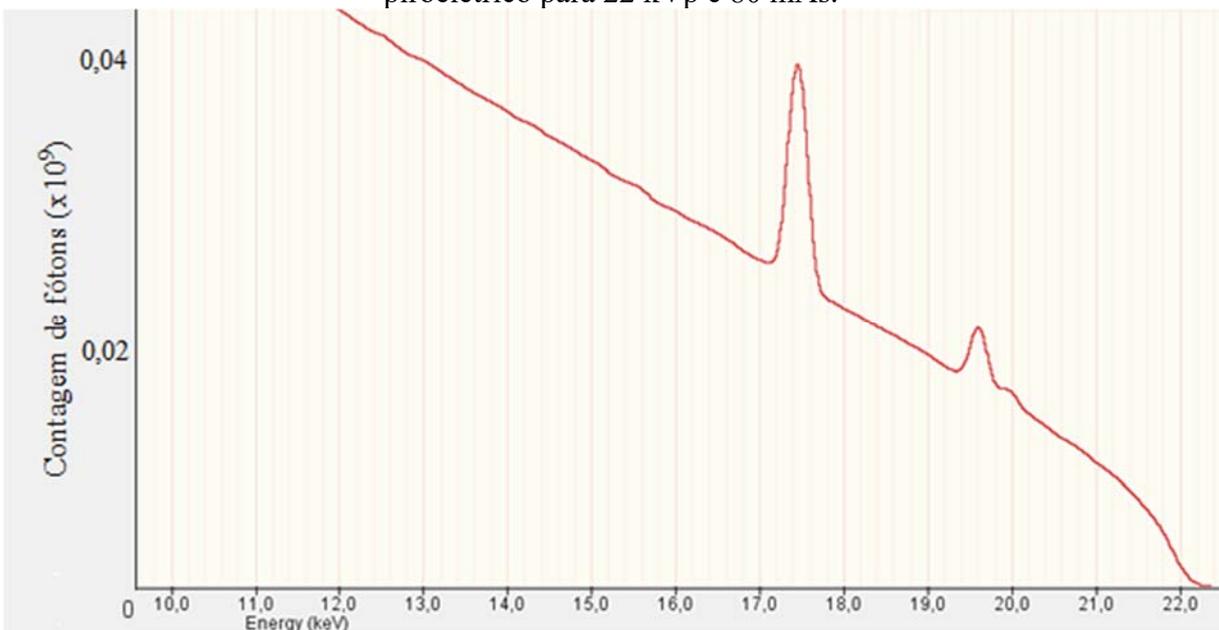
Figura 21 – Região de interesse do espectro de raios-X detectado pelo sensor Si(Li) para 22 kVp e 80 mAs.



Fonte: Elaboração do próprio autor.

Com o detector de Si(Li) tem-se os dois principais picos de radiação característica do molibdênio que ocorre próximo aos 17,5 kVp e 19,5 kVp. Na Figura 22 está a região do espectro de raios-X com 22 kVp e 80 mAs detectado pelo instrumento piroelétrico, com o eixo das ordenadas sem escala.

Figura 22 – Região de interesse do espectro de raios-X detectado pelo instrumento piroelétrico para 22 kVp e 80 mAs.

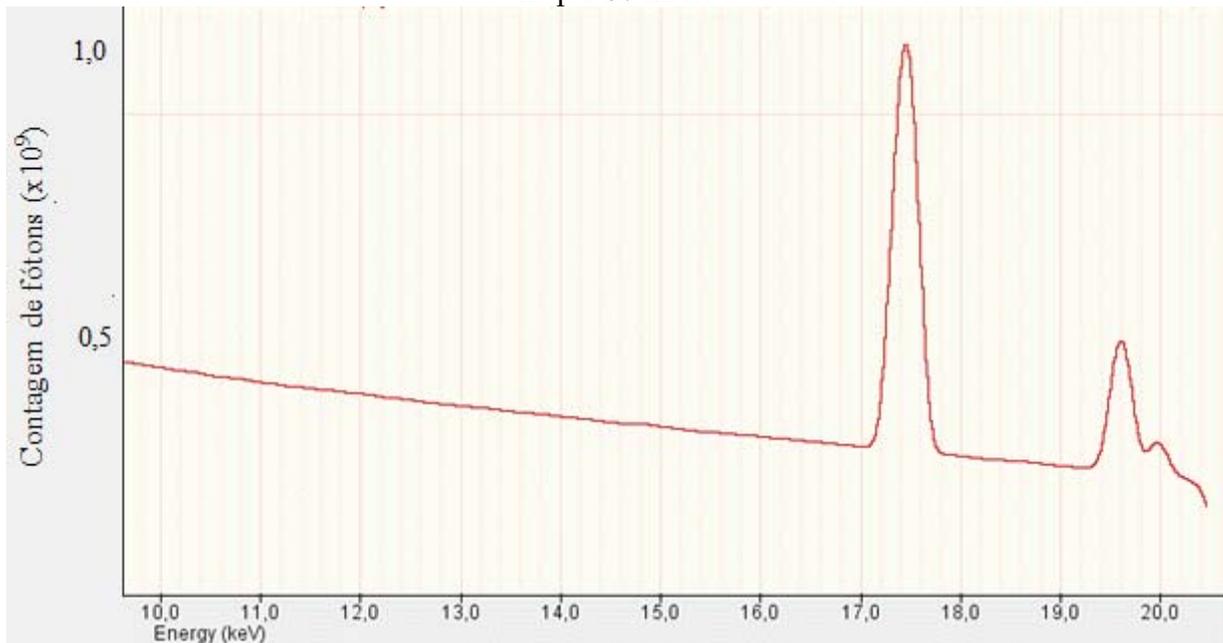


Fonte: Elaboração do próprio autor.

Na imagem da Figura 22 observa-se também os picos de radiação característica, porém, de modo mais suave, ou seja, o espectro formado pelo instrumento piroelétrico contém menos fótons.

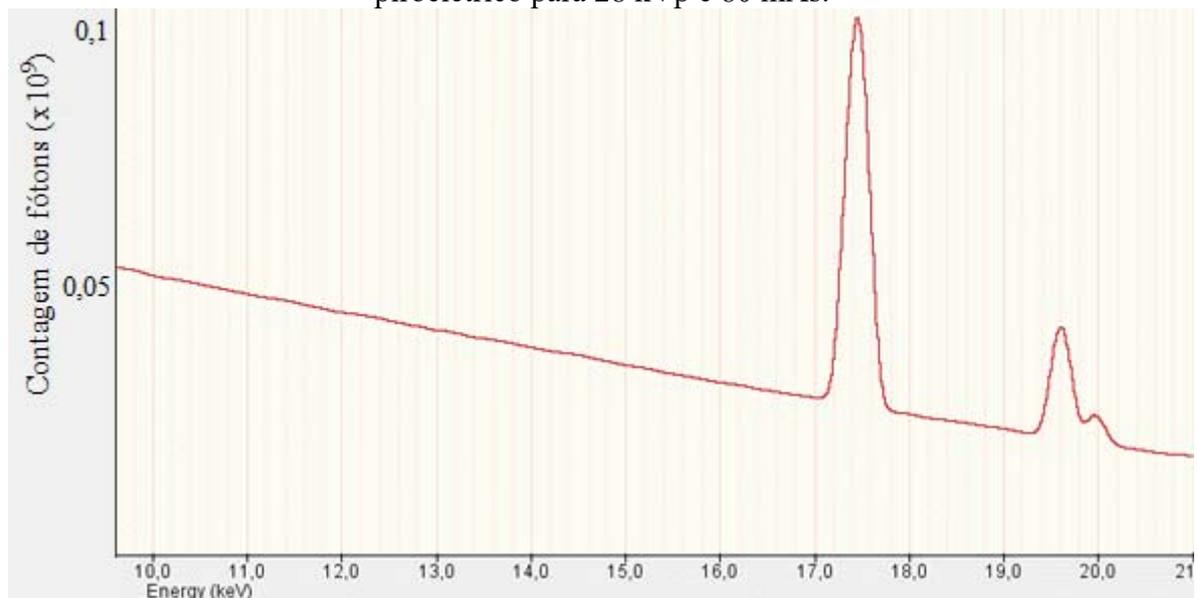
O espectro de raios-X com energia de 28 kVp e 80 mAs representado na Figura 23 foi obtido utilizando o detector Si(Li) e na Figura 24 com o instrumento piroelétrico. Em ambos, o eixo das ordenadas está fora de escala.

Figura 23 – Região de interesse do espectro de raios-X detectado pelo sensor Si(Li) para 28 kVp e 80 mAs.



Fonte: Elaboração do próprio autor.

Figura 24 – Região de interesse do espectro de raios-X detectado pelo instrumento piroelétrico para 28 kVp e 80 mAs.



Fonte: Elaboração do próprio autor.

Observa-se o aumento do pico de radiação característica em 17,5 e 19,5 kVp em ambos os gráficos. Isso ocorre pelo fato de o aumento do kVp deixar o feixe com maior poder de penetração e pelo aumento relativo da quantidade de fótons que são produzidos.

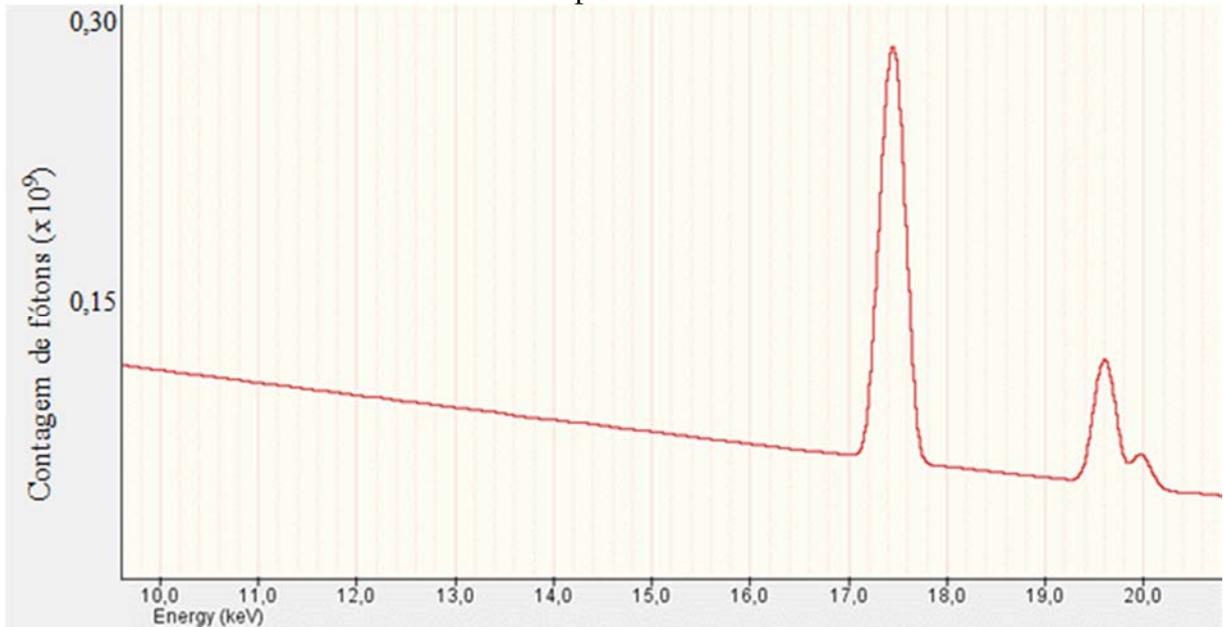
As Figuras 25 e 26 apresentam os picos dos espectros gerados pelo detector de Si(Li) e pelo instrumento piroelétrico, respectivamente, ambos para 33 kVp e 80 mAs, sem escala para o eixo das ordenadas.

Figura 25 – Região de interesse do espectro de raios-X detectado pelo sensor Si(Li) para 33 kVp e 80 mAs.



Fonte: Elaboração do próprio autor.

Figura 26 – Região de interesse do espectro de raios-X detectado pelo sensor piroelétrico para 33 kVp e 80 mAs.



Fonte: Elaboração do próprio autor.

A diferença na contagem de fótons absorvido ocorre devido às diferenças físicas e químicas que os dois detectores apresentam, bem como o seu modo de detecção de fótons de raios-X.

O resultado das simulações mostra que o instrumento piroelétrico é capaz de detectar os picos de produção de radiação característica do material molibdênio de forma eficaz. A região de radiação *Bremsstrahlung* foi omitida para que se observasse com mais clareza as regiões de raios-X característicos.

5 CONCLUSÃO

Os resultados obtidos mostram que a resposta do instrumento implementado com o sensor piroelétrico metaniobato de chumbo é linear com a tensão do tubo de raios X de um equipamento de mamografia, podendo ser utilizado para medir este importante parâmetro do tubo. A linearidade pode ser comprovada com os valores de correlação próximo de 1,0.

A propriedade do instrumento piroelétrico, de medir com resposta linear a intensidade da radiação produzida pelo mamógrafo, é relevante, uma vez que o dano biológico é proporcional à intensidade da radiação. A precisão da câmara piroelétrica para a faixa de 22 a 33 kVp foi de 0,98.

Uma contribuição do trabalho foi a simulação com o *software* DTSA-II, versão Júpiter, que mostrou que um instrumento piroelétrico pode ser utilizado para obter o espectro de radiação-X para o molibdênio.

As características mencionadas, bem como seu baixo custo e facilidade de manuseio, quando comparado com instrumentos frequentemente empregados na dosimetria de radiações ionizantes, evidenciam que o instrumento piroelétrico pode ser utilizado para realização do controle de qualidade de equipamentos de mamografia.

REFERÊNCIAS

- ATTIX, F. H. **Introduction to radiological physics and radiation dosimetry**. New York: John Wiley & Sons, 1986.
- BRASIL. Ministério da Saúde. Instituto Nacional de Câncer José Alencar Gomes da Silva – INCA. **Estimativa 2016: incidência de câncer no Brasil**. Brasília, DF, 2016.
- BRASIL. Ministério da Saúde. Instituto Nacional de Câncer José Alencar Gomes da Silva – INCA. **Falando sobre mamografia**. Brasília, DF, 2000. 81 p. Disponível em: <http://www.saude.pb.gov.br/web_data/saude/cancer/aula12.pdf>. Acesso em: 24 jan. 2018.
- BRASIL. Ministério da Saúde. Secretaria de Vigilância Sanitária. **Portaria 453**. Brasília, DF, 01 jun. 1998.
- BURR-BROWN, B. **Operational Amplifier OPA124**. [S. l.: s. n.], 1998. Disponível em <<http://www.ti.com/lit/ds/symlink/opa124.pdf>>. Acesso em: 24 jul. 2017.
- CAPINERI, L. et al. Comparisons between PZT and PVDF thick films technologies in the design of low-cost piezoelectric sensors. **Review of scientific instruments**, Rochester, v. 75, n. 11, p. 4906-4910, 2004.
- CARVALHO, A. A. et al. Use of lithium niobate detector for measuring X-ray intensity in mammographic range. **Electronics Letters**, London, v. 40, n. 18, p. 1097-1098, 2004.
- CARVALHO, A. A. de. **Dosimetria fotoacústica e piroelétrica de radiação x na faixa de diagnóstico**. 1987. 147 f. Tese (Doutorado em Ciências) – Instituto de Física e Química, Universidade de São Paulo, São Carlos, 1987.
- CARVALHO, A. A.; ALTER, A. J. Measurement of X-ray intensity in the medical diagnostic range by a ferroelectric detector. **IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control**, Piscataway, v. 44, n. 6, p. 1198-1203, 1997.
- CONCHA, C. et al. **Conversor de energia luminosa em elétrica para dispositivos de baixa potência utilizando o efeito piroelétrico do polímero PVDF**. 2004. 83 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Química) – Faculdade de engenharia Química, Universidade de Campinas, 2004.
- COOPER, J. A fast-response piezoelectric thermal detector. **Journal of Scientific Instruments**, London, v. 39, n. 9, p. 467, 1962.
- CRUVINEL, P. E.; MASCARENHAS, S. An intelligent electret radiation dosimetry system based on a 80535 microcontroller. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment**, Amsterdam, v. 420, n. 1, p. 259-263, 1999.
- FRANCO, S. **Design with operational amplifiers and analog integrated circuits**. New York: McGraw-Hill, 2015.

HAGH, N. M. et al. Processing–property relations in grain-oriented lead metaniobate ceramics fabricated by layered manufacturing. **Journal of the American Ceramic Society**, Westerville, v. 88, n. 11, p. 3043-3048, 2005.

HOSSAIN, A.; RASHID, M. H. Pyroelectric detectors and their applications. **IEEE Transactions on industry applications**, Piscataway, v. 27, n. 5, p. 824-829, 1991.

ICRU. Report 82: Mammography assessment of image quality. **Journal of the ICRU**, [S. l.], v. 9, n. 2, 2009.

JOHNS, H. E.; CUNNINGHAM, J. R. **The physics of radiology**. 4th ed. Illinois: Thomas Springfield, 1983.

LIU, S. T.; LONG, D. Pyroelectric detectors and materials. **Proceedings of the IEEE**, Piscataway, v. 66, n. 1, p. 14-26, 1978.

MATERIAL MEASUREMENT LABORATORY. DTSA-II **Jupiter**. [S. l.], 2018. Disponível em: <<http://www.cstl.nist.gov/div837/837.02/epq/dtsa2/index.html>>. Acesso em: 12 jan. 2018.

MIRANDA FILHO, M. G de. **Determinação do coeficiente piroelétrico de polímeros utilizando a técnica de temperatura oscilante no tempo**. 1999. 64 f. Dissertação (Mestrado em Ciência e Engenharia dos Materiais) – Escola de Engenharia, Instituto de Física, Universidade de São Paulo, São Carlos, 1999.

OLIVEIRA, I. B de. **Desenvolvimento e caracterização do detector semicondutor de iodeto de chumbo**. 2001. 94 f. Dissertação (Mestrado em Ciências) - Curso de Ciências de Tecnologia Nuclear, Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2001.

PAULA, M. H. et al. Microcontrolled pyro-electric instrument for measuring X-ray intensity in mammography. **Medical and Biological Engineering and Computing**, Stevenage, v. 43, n. 6, p. 751-755, 2005.

PONTES, A. N. **Técnicas experimentais: detectores de radiação**. [S. l.]: Portal de Estudos em Química, 2010. Disponível em: <<http://www.profpq.com.br/Química Nuclear x Física Nuclear/Física Nuclear/detectores radiacao.pdf>>. Acesso em: 24 jan. 2018.

PONTES, W. **Implementação de um sistema detector piroelétrico para medição de intensidade de radiação X na faixa de ortovoltagem**. 2006. 79 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia elétrica) – Faculdade de Engenharia, Universidade Estadual Paulista, 2006.

RITA, L. S. **Física das radiações**. [S. l.], 2015. Disponível em <http://www.lucianosantarita.pro.br/Arquivos/Notas_aula_Fisica_radiacoes_2015_C.pdf>. Acesso em 24 jul. 2017.

RODRIGUES, L. Nl. Metrologia das radiações ionizantes. **Revista Brasileira de Física Médica**, São Paulo, v. 3, n. 1, p. 69-75, 2009.

ROMERO, J. B. **Medição de Intensidade de raios X na faixa de mamografia**. 2001. Dissertação (Mestrado) – Faculdade de Engenharia, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira, 2001.

SCAFF, L. A. M. **Física da radioterapia**. [S. l.: s. n.], 1997.

SIQUEIRA, C. A. de. **Construção de um radiômetro de detector piroelétrico e apresentação de um modelo para projeto de detectores**. 1987, Tese (Doutorado) — Instituto de Ciências Exatas, Departamento de Física, Universidade Federal de Minas Gerais, Belo Horizonte, 1987.

WELLER, H. J.; SETIADI, D.; BINNIE, T. D. Low-noise charge sensitive readout for pyroelectric sensor arrays using PVDF thin film. **Sensors and Actuators A: Physical**, Lausanne, v. 85, n. 1, p. 267-274, 2000.

WHATMORE, R. W. Pyroelectric ceramics and devices for thermal infra-red detection and imaging. **Ferroelectrics**, London, v. 118, p. 241-259, 1991.

WHATMORE, R. W. Pyroelectric devices and materials. **Reports on progress in physics**, Bristol, v. 49, n. 12, p. 1335, 1986.