UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS

DOSIMETRIA FOTOACÚSTICA E
PIROELÉTRICA DE RADIAÇÃO
X NA FAIXA DE DIAGNÓSTICO

Aparecido Augusto de Carvalho

Tese apresentada ao Instituto de Física e
Química de São Carlos, para a obtenção do
título de Doutor em Ciências (Física Apli-
cada).

Orientador:

Prof. Dr. SÉRGIO MASCARENHAS OLIVEIRA

DEPARTAMENTO DE FÍSICA E CIÊNCIA DOS MATERIAIS

SÃO CARLOS - 1987

BIBLIOTECA DO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS - USP
FÍSICA

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE DOUTORADO DE _____

APARECIDO AUGUSTO DE CARVALHO

APRESENTADA AO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS, DA
UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO, EM 16 DE outubro DE 1987.

COMISSÃO JULGADORA:

Dr. Sergio Mascarenhas Oliveira. - Orientador

Dr. John Roderick Cameron

Dr. Helion Vargas

Dr. Rosemary Sanches

Dr. Jan Frans Willem Slaets

À

Marlene, Naiara,

Lívia e Natália

dedico

Aos meus pais, irmãos
e ao Sidney

ofereço

AGRADECIMENTOS

A muitos desejo agradecer pela realização deste trabalho. Em especial a Deus e a seus mensageiros pela magnífica oportunidade de aprendizado e aprimoramento.

Ao professor Dr. Sérgio Mascarenhas Oliveira, a quem muito devo pela esmerada orientação, pelos ensinamentos edificantes, pelo estímulo e pela amizade.

Aos colegas Mauro Henrique de Paula, Washington Luiz de Barros Melo, Marcelo Carvalho Minhoto Teixeira e ao professor Dr. Robert Lee Zimmerman pelo apoio, proveitosas discussões e pela amizade fraterna.

A minha esposa e filhas Marlene, Naiara, Livia e Natália pelo carinho e compreensão.

A meus pais, irmãos e a meu primo Sidney que me acompanham, com o seu entusiasmo, desde os primeiros tempos.

Ao Renê de Oste e ao Níbio do Laboratório de Laser do Departamento de Física e Ciências dos Materiais pela valiosa assessoria técnica.

Às instituições que patrocinaram o trabalho : Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira da UNESP, Departamento de Física e Ciência dos Materiais do Instituto de Física e Química de São Carlos da USP, PICD da CAPES, FINEP, CNPQ, CNEN e EMBRAPA.

A Rita de Cássia Gonçalves da Silva pelos cuidadosos trabalhos de datilografia, ao Fernando Porto Machado pelos laboriosos desenhos e ao Francisco de Souza Guimarães pelo serviço de xerox e encadernação.

Ao professor John Roderick Cameron da Wisconsin University, aos professores Rosemary Sanches, Otacíro Nascimento, Guilherme Fontes Leal Ferreira, Roberto Mendonça Faria, Michel Aegerter, Jan Slaets do IFQSC e ao professor Thomaz Ghilardi Neto da FFCLRP-USP.

Aos colegas Laurence Duarte Colvara, José Carlos Rossi, Cláudio Kitano, Mariângela de Carvalho Bovolato e João Cappi pela colaboração durante a fase final de escrita do trabalho.

Aos colegas e funcionários da Biofísica do IFQSC, Silvério Crestana, Laura Natal Rodrigues, Ladislau Martin Neto, Márcio Colombo, Ignez Caracelli, Antônio Alonso, Osvaldo Baffa, João Ruggiero, Sueli, Sanches, Isabel, Vanda e Luisinho.

Aos companheiros de pós-graduação do DFCM Maria Inês Callil Khouri, Walter Sakamoto, João Sinésio de Carvalho Campos, Gerson Santarini, Pio Ghilardi e Adelaide de Almeida.

Aos professores e funcionários do Departamento de Engenharia Elétrica da Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira pelo excelente ambiente de trabalho.

Aos pesquisadores Paulo Cruvinel, Sílvio Crestana e Paulo Valim da UAPDIA-EMBRAPA.

Ao Joel Marcondes e Valdecir do DFCM e ao Hidemassa Oikawa da FEIS.

A Vladerez Gounella e a Vera Mass da seção de Pós-Graduação do IFQSC.

Aos técnicos da oficina de ótica e da oficina mecânica e às bibliotecárias do D.F.C.M.

Aos companheiros do Centro Espírita Cairbar Schutel de Ilha Solteira e do Centro Espírita do Calvário ao Céu de Bebedouro pelo incentivo.

RESUMO

Apresentaremos nesta tese três novos tipos de dosímetros de radiação, projetados para medir radiação X, na faixa de diagnóstico: o dosímetro de radiação fotoacústico pulsado, o dosímetro de radiação piroelétrico e o dosímetro de radiação piroelétrico pulsado. Estudamos também o dosímetro de radiação fotoacústico com o objetivo de compará-lo com os novos dosímetros desenvolvidos.

Propomos uma metodologia para calibração de um dosímetro fotoacústico que prescinde da calibração de sua resposta em um campo conhecido de radiação ionizante.

Apresentaremos um modelo teórico para explicar os resultados obtidos com o dosímetro de radiação piroelétrico pulsado.

Os resultados encontrados mostram que os dosímetros desenvolvidos são do tipo calorimétrico, sendo a resposta deles linear com a taxa de fluência de energia da radiação X.

ABSTRACT

In this thesis we present three new types of radiation dosimeters, designed to measure X rays in its diagnostic region: the pulsed photoacoustical radiation dosimeter, the pyroelectric radiation dosimeter and the pulsed pyroelectric radiation dosimeter. We also study the photoacoustical radiation dosimeter with the scope of to compare its characteristics with the characteristics of the new developed dosimeters.

We propose a methodology for calibration of a photoacoustical dosimeter which doesn't require the calibration of its response in a known field of ionizing radiation.

We present a theoretical model to explain the results produced by the pulsed pyroelectric radiation dosimeter.

The obtained results show that the developed dosimeters are of calorimetric type, being linear its response with the X ray energy fluence rate.

ÍNDICE

	Pág.
CAPÍTULO I - INTRODUÇÃO	1
CAPÍTULO II - EFEITO FOTOACÚSTICO E EFEITO PIROELÉTRICO .	6
2.1. Efeito Fotoacústico	6
2.2. Teoria de Rosencwaig-Gersho	11
2.3. Teoria do Efeito Fotoacústico quando a Coluna de Gás é Termicamente Fina ..	24
2.4. Contribuição de Vibrações Mecânicas da Amostra para o Sinal Fotoacústico .	25
2.5. Sinal Fotoacústico com Radiação Pulsa- da	26
2.6. O Efeito Piroelétrico	27
2.7. Teoria do Detetor Piroelétrico Ideal .	30
2.8. Detetores Piroelétricos Não Ideais ...	39
CAPÍTULO III - DOSIMETRIA DA RADIAÇÃO X	42
3.1. Introdução	42
3.2. Interações da Radiação X com a Matéria	44
3.3. Medida da Radiação Ionizante	57
3.4. Relação entre Exposição e Fluência de Energia	62
CAPÍTULO IV - DOSIMETRIA FOTOACÚSTICA	64
4.1. Materiais e Métodos	65

	Pág.
4.2. Resultados e Discussão	73
CAPÍTULO V - DOSIMETRIA PIROELÉTRICA	98
5.1. Materiais e Métodos	98
5.2. Resultados e Discussão	102
5.3. Modelo Teórico para o Dosímetro Piroelétrico Pulsado com Detetor Piroelétrico Ideal	117
CAPÍTULO VI - CONCLUSÕES	128
APÊNDICE	133
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	135

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

Nesta tese são apresentados novos tipos de dosímetros de radiação que têm por princípio, o efeito fotoacústico e o efeito piroelétrico. A resposta dos dosímetros desenvolvidos é linear com a taxa de fluência de energia da radiação X, na faixa de diagnóstico.

O efeito fotoacústico é o fundamento da espectroscopia fotoacústica, uma técnica que tem sido intensamente utilizada no estudo de coeficientes de absorção óticos de amostras sólidas e líquidas, que são difíceis de serem analisadas pelos métodos convencionais.

O efeito piroelétrico é a base dos detetores piroelétricos, dispositivos capazes de medir níveis de potência de radiação de até 10^{-10} W ⁽¹⁾.

O emprego do efeito fotoacústico e do efeito piroelétrico, até recentemente, estava restrito à faixa espectral do infravermelho ao ultravioleta.

Em 1984, MASCARENHAS, VARGAS & CÉSAR ⁽²⁾ publicaram um trabalho que descreveu um novo e interessante método, onde se utilizou pela primeira vez, o efeito fotoacústico para medir radiação ionizante. No trabalho os autores mostraram as potencialidades do dosímetro de radiação fotoacústico, (DRFA), um instrumento constituído por um modulador ("chopper") para modular periodicamente a radiação incidente, por uma câmara fotoacústica e por um amplificador síncrono ("lock in"). São as seguintes as conclusões, apresentadas pelos autores, a respeito das características do dosímetro de radiação fotoacústico, utilizado para raios X na faixa de

diagnóstico: (1) Ele possui uma resposta linear com a intensidade da radiação para uma determinada qualidade da radiação; (2) Ele mede diretamente a taxa de fluência de energia da radiação quando um detetor totalmente absorvedor é usado; (3) Ele possui uma resposta que varia inversamente com a frequência, quando uma amostra termicamente fina e opticamente opaca é utilizada.

A motivação inicial para o nosso trabalho foi desenvolver e estudar as características de um dosímetro fotoacústico que tivesse uma instrumentação associada mais simples que a utilizada por MASCARENHAS et alii. Implementamos, então, o dosímetro de radiação fotoacústico pulsado (DRFAP), com o qual a taxa de fluência de energia da radiação é determinada, medindo-se a amplitude de pulsos elétricos produzidos pela radiação ionizante.

No trabalho referido, menciona-se a possibilidade do DRFA ser calibrado com outras formas de energia, o que o tornaria um dosímetro de radiação absoluto. Propomos um método de calibração do dosímetro que prescinde da calibração de sua resposta em um campo conhecido de radiação ionizante.

Em uma oportunidade em que testávamos câmaras fotoacústicas de dosímetros, foi nos sugerido pelo então aluno de pós graduação do IFQSC-USP, Mauro Henrique de Paula, submeter um detetor piroelétrico à radiação X. O resultado foi que, submetido a radiação modulada periodicamente, o detetor piroelétrico produziu um sinal de excelente relação sinal-ruído (muito maior que a das câmaras fotoacústicas que estávamos trabalhando).

Consultamos a literatura e não encontramos nenhum trabalho mencionando o emprego de detetores piroelétricos para medir radiação ionizante. Isto nos motivou ao desenvolvimento do dosímetro de radiação piroelétrico (DRPE), com o qual estudamos as potencialidades de utilização de detetores piroelétricos para medir radiação X, na faixa de diagnóstico⁽³⁾.

Um novo tipo de dosímetro, denominado de dosímetro de radiação piroelétrico pulsado (DRPEP) surgiu como desenvolvimento de uma nova técnica a partir da técnica de detecção síncrona, utilizada no DRPE.

Elaboramos um modelo teórico para explicar os resultados experimentais obtidos com o DRPEP.

As mesmas condições experimentais foram adotadas nas medidas realizadas com os dosímetros desenvolvidos. Este fato nos permitiu estabelecer uma comparação entre eles.

Posteriormente encontramos trabalhos que relatavam a utilização de detetores piroelétricos para medir pulsos de radiação gama. Estes trabalhos são citados, a seguir, para uma maior documentação histórica da pesquisa.

O primeiro trabalho que relatou a utilização de materiais ferroelétricos polarizados, como detetores de radiação ionizante, foi publicado por HESTER et alii⁽⁴⁾ (1964). Quando pulsos de radiação gama incidiam em um elemento ferroelétrico havia produção de uma corrente que variava linearmente com a intensidade da radiação incidente. Os transdutores utilizados foram discos de zirconato titanato de chumbo (PZT) ou de titanato de bário, com eletrodos de platina. Não foram observados danos no PZT, mesmo após ele ter sido submetido a uma dose de 10^6 Gy (H_2O). Os autores mediram taxas de dose na faixa de $10^4 - 10^6$ Gy (H_2O)/s. os pulsos de radiação gama possuíam duração menor que 1 ms. No trabalho os autores não explicaram os mecanismos responsáveis pela liberação de carga do elemento ferroelétrico, quando nele incidia radiação gama.

Em um artigo publicado em 1966, HESTER & GLOWER⁽⁵⁾ descreveram uma dedução teórica e um experimento realizado que demonstraram que a constante de proporcionalidade K na equação obtida a partir dos dados experimentais $i/a = K \, d\gamma/dt$ é igual a p/c , sendo p o coeficiente piroelétrico, c o calor específico, a área,

i a corrente produzida pelo detetor e dy/dt a taxa de dose da radiação.

KREMENCHUGSKII & STRAKOVSKAYA⁽⁶⁾ (1976) também estudaram o comportamento de detetores ferroelétricos, quando estes são utilizados na dosimetria de radiação gama. Eles confirmaram no artigo a origem piroelétrica do sinal obtido com o detetor, quando neste incidia radiação e fizeram um desenvolvimento teórico para explicar o comportamento do detetor de radiação, que eles denominaram de piroelétrico. Os autores determinaram, teoricamente, a faixa de taxa de dose que pode ser medida com um detetor de titanato de bário: 10^{-3} a 10^{13} Gy/s. Eles mediram taxas de dose acima de 10^{13} Gy/s., concluindo que os detetores piroelétricos abriram novas possibilidades para medir radiação gama, pois podem medir a dose, a taxa de dose e a duração de pulsos de radiação gama.

STRAKOVSKAYA et alii⁽⁷⁾ (1976) utilizaram um disco de titanato de bário para medir a dose e a taxa de dose de radiação gama, com energia de 1,25 MeV. Eles determinaram a responsividade de tensão, no regime de medida de taxa de dose como sendo $4 \cdot 10^8$ V/Gy/s e no regime de medida de dose como sendo 10^{-6} V/Gy. Os experimentos realizados demonstraram que o material piroelétrico tem uma alta durabilidade com a radiação. Para doses de até $3 \cdot 10^7$ Gy, os parâmetros do detetor permaneceram, praticamente, inalterados.

A seguir, descreveremos sinteticamente o conteúdo de cada capítulo.

No capítulo II apresentamos, inicialmente, uma visão sucinta sobre as principais teorias existentes para explicar o efeito fotoacústico na matéria condensada, enfatizando a teoria de Rosencwaig-Gersho. Esta teoria será utilizada para explicar os resultados obtidos com o dosímetro de radiação fotoacústico. Na segunda parte do capítulo, descrevemos a teoria do detetor piroelétrico ideal, originalmente formulada por Cooper. Esta teoria será utilizada para justificar os resultados experimentais obtidos com

o dosímetro de radiação piroelétrico.

No capítulo III relatamos os principais processos através dos quais um feixe de raios X interage com a matéria e as principais grandezas, definidas pela Comissão Internacional de Unidades e Medidas Radiológicas (ICRU), que descrevem o feixe de radiação e a quantidade de energia depositada em um meio pela radiação.

O capítulo IV apresenta um novo método para medir radiação X, na faixa de diagnóstico, utilizando um dosímetro de radiação fotoacústico pulsado. A taxa de fluência de energia é medida, através deste método, determinando-se a amplitude de pulsos elétricos produzidos por pulsos de radiação X. Apresentamos também, neste capítulo, um método para calibração relativa de um dosímetro fotoacústico.

No capítulo V apresentamos os estudos realizados com dois novos tipos de dosímetros, para a radiação X na faixa de diagnóstico, que empregam detetores piroelétricos: o dosímetro de radiação piroelétrico e o dosímetro de radiação piroelétrico pulsado. Um modelo, para explicar os resultados experimentais, obtidos com o dosímetro de radiação piroelétrico pulsado, é apresentado.

Finalmente no capítulo VI apresentamos as conclusões gerais resultantes deste trabalho e algumas sugestões para pesquisas futuras.

CAPÍTULO II

EFEITO FOTOACÚSTICO E EFEITO PIROELÉTRICO

Apresentaremos, na primeira parte deste capítulo, uma visão sucinta sobre o efeito fotoacústico e as principais teorias existentes para explicar o efeito fotoacústico na matéria condensada. Enfatizaremos, particularmente, a teoria de Rosencwaig-Gersho, - que é muito importante, por ter sido a primeira teoria mais geral sobre fotoacústica, na matéria condensada, e por ser válida para a maioria das situações experimentais.

Apresentaremos também a teoria de Mc Donald e Wetzell, que complementa a de Rosencwaig-Gersho, e o trabalho de Aamodt e Murphy, que estuda a resposta de uma câmara fotoacústica, quando a amostra é excitada por pulsos de radiação.

Na segunda parte do capítulo, descreveremos, de forma resumida, o efeito piroelétrico, a teoria do detetor piroelétrico ideal, originalmente formulada por Cooper, e as principais características de um detetor piroelétrico não ideal.

2.1 - EFEITO FOTOACÚSTICO

A primeira comunicação sobre o efeito fotoacústico foi feita por Alexander Graham Bell⁽⁸⁾, na Associação Americana para o Avanço da Ciência (BELL, 1880). Nesta comunicação, Bell descreveu a descoberta acidental do efeito fotoacústico, quando ele trabalhava com um aparelho denominado fotofone.

O fotofone era constituído por uma célula de selênio, por um receptor telefônico e por um espelho que podia ser acionado através da voz humana. O espelho servia para modular a intensidade

de um feixe de luz solar, que era focalizado sobre a célula. A resistência elétrica de uma célula de selênio varia proporcionalmente com a intensidade de um feixe de luz nela incidente. Como a célula de selênio fazia parte do circuito do receptor telefônico, o resultado final era que o feixe de luz solar, modulado pela voz humana, produzia uma modulação em um sinal telefônico.

Nas experiências realizadas com o fotofone, Bell descobriu que era possível produzir sons audíveis, de um modo não elétrico, modulando periodicamente, através de um disco seccionado, a intensidade de um feixe luminoso que incidia em um diafragma ou em qualquer objeto sólido, situado dentro de uma câmara fechada.

BELL⁽⁹⁾ (1881) publicou um trabalho onde relata, com detalhes, estudos feitos sobre o efeito fotoacústico, mostrando que a intensidade do sinal acústico produzido era proporcional à intensidade de luz absorvida pela amostra, situada dentro da câmara.

BELL foi o primeiro pesquisador a demonstrar a existência e a estudar o efeito fotoacústico em materiais líquidos e gasosos. TYNDALL⁽¹⁰⁾ (1881) e ROENTGEN⁽¹¹⁾ (1881) observaram que o efeito fotoacústico podia ser produzido em diversas substâncias gasosas.

Como, em 1880, as leis dos gases já estavam estabelecidas, não foi difícil para os pesquisadores explicarem o efeito fotoacústico, originado em amostras gasosas.

Até o final do século passado não havia nenhuma teoria para explicar o efeito fotoacústico em líquidos e em sólidos.

Em termos de curiosidade histórica é interessante conhecer como os primeiros pesquisadores explicaram o efeito fotoacústico em amostras sólidas.

BELL⁽⁹⁾ (1881) achava que o efeito fotoacústico em sólidos era devido a expulsão de ar de poros existentes na superfície dos sólidos.

RAYLEIGH⁽¹²⁾ (1881) acreditava que o sinal fotoacústico em

sólidos era devido às vibrações periódicas do sólido, ocasionado pelo seu aquecimento periódico.

MERCADIER⁽¹³⁾ (1881) afirmava que o som era produzido em decorrência do movimento vibratório, originado principalmente em camadas gasosas, aderentes à superfície do sólido, submetido à radiação intermitente.

PREECE⁽¹⁴⁾ (1881) explicava que o efeito fotoacústico "é puramente um efeito de calor radiante, e é essencialmente devido a variações de volume, em vapores ou gases, produzidos pela degradação e absorção de calor em um espaço confinado".

Após a descoberta de Bell houve, conforme se pode inferir, grande interesse pelo efeito fotoacústico. Este, porém, foi estudado mais como uma curiosidade científica e não se cogitava de sua utilização prática. Esta surgiu apenas com VIENGEROV⁽¹⁵⁾ (1938). O sistema, idealizado por Viengerov, consistia de uma fonte de radiação infravermelha e de uma câmara fotoacústica para amostras gasosas. Nesta câmara se empregou pela primeira vez um microfone eletrostático para detetar variações de pressão no gás. Com o sistema conseguiu-se medir concentrações de CO_2 em N_2 até 0,2 vol. %. Concentrações menores não puderam ser medidas, devido à baixa sensibilidade do microfone e devido a sinais espúrios originados na janela e nas paredes da câmara.

PFUND⁽¹⁶⁾ (1939) desenvolveu um sistema fotoacústico similar ao de Viengerov, inclusive com a mesma sensibilidade, utilizando como sensor um termopar blindado, para medir as variações de temperatura do gás.

LUFT⁽¹⁷⁾ (1943) construiu um medidor fotoacústico de concentração de gases, que utilizava duas câmaras fotoacústicas em uma configuração diferencial para minimizar os ruídos originados na janela e nas paredes da câmara. Este sistema deu origem a equipamentos comerciais, que eram capazes de medir concentrações de

CO_2 em N_2 , de poucas partes por milhão.

O efeito fotoacústico em sólidos e líquidos ficou esquecido até 1973. Neste ano ele ressurgiu, com intensidade, com o desenvolvimento de uma teoria moderna para explicá-lo, elaborado por PARKER⁽¹⁸⁾ (1973). Parker trabalhava com amostras gasosas, mas observou um sinal fotoacústico fraco, vindo da janela de sua câmara. Seu tratamento teórico pressupunha que uma camada fina do sólido possuía um alto coeficiente de absorção ótica.

Uma teoria mais geral para o efeito fotoacústico em sólidos e líquidos foi elaborada por ROSENCWAIG & GERSHO⁽¹⁹⁾ (1976). Neste trabalho, os autores, fundamentados em resultados experimentais, assumiram que gases adsorvidos no sólido e vibrações mecânicas da amostra, termicamente induzidas, não contribuíam significativamente para o sinal fotoacústico. Para eles o sinal fotoacústico é devido, primordialmente, ao fluxo de calor periódico do sólido, aquecido periodicamente, para o gás circundante.

De acordo com a teoria de Rosencwaig-Gersho o sinal fotoacústico depende de dois fatores:

1º) geração de um distúrbio acústico na interface amostra-gás;

2º) transporte deste distúrbio do gás ao microfone.

A geração do distúrbio acústico depende, por sua vez, da variação periódica da temperatura na interface. A teoria de Rosencwaig-Gersho deduziu equações exatas para calcular a temperatura, mas tratou o transporte do distúrbio de pressão, no gás, de uma maneira heurística. Mesmo com esta limitação a teoria é válida para a maior parte das situações experimentais.

Com o passar dos anos a teoria de Rosencwaig-Gersho foi sendo aprimorada.

BENNET & FORMAN⁽²⁰⁾ (1976) analisaram a influência da viscosidade do gás na geração do sinal fotoacústico. Neste trabalho

eles demonstraram que uma câmara fotoacústica possui um número suficiente de parâmetros, que podem ser variados experimentalmente, de modo a permitir a determinação de coeficientes de absorção óticos superficiais e volumétricos de amostras.

AAMODT et alii⁽²¹⁾ (1977) mostraram que o modelo teórico de Rosencwaig-Gersho não é válido quando a distância entre a amostra e a janela é da ordem do comprimento de difusão térmico do gás.

Em 1978, Mc DONALD e WETSEL⁽²²⁾ mostraram teoricamente e confirmaram experimentalmente que vibrações mecânicas, termicamente induzidas, de amostras sólidas e líquidas, podem influenciar significativamente o sinal fotoacústico e podem, mesmo, representar o efeito dominante em determinadas condições experimentais. O efeito deste acoplamento acústico, na amostra, é significativo quando o coeficiente de absorção ótico, β , é baixo (com $\beta = 1 \text{ cm}^{-1}$ a 100 Hz a contribuição é de 50% e a 1000 Hz é de 80%).

A teoria de Mc Donald-Wetsel difere razoavelmente da de Rosencwaig-Gersho, também quando se utiliza frequências de modulação menores que 1 Hz.

O modelo teórico proposto por Mc Donald e Wetsel, por considerar a contribuição do fluxo de calor da amostra para o gás circundante e a contribuição das vibrações mecânicas da amostra, para o efeito fotoacústico, foi denominado de "pistão composto" e o de Rosencwaig-Gersho, por incluir apenas a primeira contribuição, de "pistão simples".

Em todas as teorias mencionadas pressupõe-se que a amostra seja iluminada uniformemente e que o fluxo de calor seja paralelo ao feixe de radiação incidente, ou seja, o fluxo de calor da amostra para o gás é descrito por um modelo unidimensional.

QUIMBY & YEN⁽²³⁾ (1979) mostraram que quando o comprimento de difusão térmico do gás é da ordem do raio da câmara, o si-

nal fotoacústico medido não pode ser explicado pelas teorias unidimensionais. Eles também concluíram que as teorias unidimensionais não explicam o sinal fotoacústico obtido quando o diâmetro do feixe de radiação é menor que o comprimento de difusão térmico do gás.

CHOW⁽²⁴⁾ (1980) formulou uma teoria do efeito fotoacústico tridimensional nos sólidos. Ele afirma no trabalho, que para frequências de modulação suficientemente altas ou para amostras com grandes dimensões laterais, a teoria unidimensional é válida. Segundo o autor, os sinais fotoacústicos não podem ser descritos pela teoria unidimensional quando se trabalha com frequências de modulação tais que o comprimento de difusão térmico do gás seja da ordem da dimensão lateral da amostra.

Mc DONALD⁽²⁵⁾ (1982) mostrou teoricamente que o sinal fotoacústico é descrito precisamente pela teoria unidimensional, mesmo quando se utiliza câmaras fotoacústicas com dimensões pequenas comparadas ao comprimento de onda acústico. A única restrição é que não pode haver nenhuma variação térmica apreciável entre as paredes laterais da câmara.

AAMODT & MURPHY⁽²⁶⁾ (1978) formularam uma teoria para explicar o sinal fotoacústico, originado de amostras excitadas por pulsos de radiação. O equacionamento final obtido pelos autores é matematicamente complexo, o que torna difícil aplicar a teoria desenvolvida às condições experimentais usuais.

2.2 - TEORIA DE ROSENCWAIG-GERSHO

A teoria de Rosencwaig-Gersho, conforme mencionamos é uma teoria unidimensional geral para o efeito fotoacústico, na matéria condensada. Ela é muito importante pelo fato de ter sido a

primeira teoria geral para explicar o efeito fotoacústico em sólidos e líquidos e, por ser válida para a maior parte das condições experimentais.

A Fig. 1 apresenta a configuração de uma câmara fotoacústica ideal.

Figura 1 - Configuração de uma câmara fotoacústica ideal

Vamos supor que a amostra seja um disco com diâmetro D e espessura ℓ_s . Ela é montada em um material suporte, suficientemente espesso ("backing"), de baixa condutividade térmica e espessura ℓ_b . Assumimos que o "backing" e a coluna de gás, com espessura ℓ_g , em contato térmico com a amostra, sejam transparentes à radiação. A câmara é fechada com uma janela espessa, também transparente à radiação incidente.

A transferência de calor, da amostra para o gás, resulta em variações de pressão, que constitui o sinal fotoacústico. A pressão média no gás é detetada através de um microfone (não mostrado na Fig. 1).

Vamos definir os seguintes parâmetros para o material genérico i :

K_i : a condutividade térmica (cal/cm s^oC)

c_i : o calor específico (cal/g^oC)

ρ_i : a densidade (g/cm³)

$\alpha_i = K_i / \rho_i c_i$: a difusividade térmica (cm²/s)

$a_i = (\omega / 2\alpha_i)^{1/2}$: o coeficiente de difusão térmico (cm⁻¹)

$\mu_i = 1/a_i$: o comprimento de difusão térmico (cm)

ω = frequência angular de modulação da radiação (s⁻¹)

Supondo que a radiação incidente na amostra seja modulada, senoidalmente, e que ela seja uniforme, podemos escrever a expressão para a intensidade da radiação como:

$$I(x) = \frac{I_0}{2} \cdot e^{-\beta |x|} (1 + \cos \omega t) \quad (2.1)$$

sendo: I_0 = intensidade da radiação incidente em $x=0$ (W/cm²)

β = coeficiente de absorção ótico da amostra para o comprimento de onda λ (cm⁻¹)

Se, por hipótese, assumir-se que a radiação incidente - seja totalmente transformada em energia térmica, pode-se calcular a energia térmica produzida, por unidade de comprimento da amostra:

$$H(x,t) = \left| \frac{\partial I(x,t)}{\partial x} \right| = \beta \frac{I_0}{2} e^{-\beta |x|} (1 + \cos \omega t) \quad (2.2)$$

Em virtude do aquecimento da amostra pela absorção da radiação incidente, a distribuição de temperatura na câmara é determinada, resolvendo-se as seguintes equações acopladas de difusão térmica:

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} = \frac{1}{\alpha_s} \frac{\partial \theta}{\partial t} - A e^{-\beta|x|} (1 + e^{i\omega t}) \quad \text{para} \quad -\ell_s \leq x \leq 0 \quad (2.3)$$

$$A = \beta I_0 \eta / 2K_s \quad (2.4)$$

sendo θ a temperatura e η a eficiência na qual a radiação de comprimento de onda λ é convertida em calor, por processos de excitação não radiativos. Para o gás e para o backing as equações são dadas, respectivamente, por:

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} = \frac{1}{\alpha_g} \frac{\partial \theta}{\partial t} \quad 0 \leq x \leq \ell_g \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} = \frac{1}{\alpha_b} \frac{\partial \theta}{\partial t} \quad -(\ell_s + \ell_b) \leq x \leq -\ell_s \quad (2.6)$$

Estas equações acopladas podem ser resolvidas, utilizando técnicas de transformada de Fourier e impondo as condições de contorno de temperatura e continuidade do fluxo de calor em cada interface da câmara, isto é:

$$\theta_i(\text{interface}, t) = \theta_j(\text{interface}, t) \quad (2.7)$$

$$\kappa_i \frac{\partial \theta_i}{\partial x}(\text{interface}, t) = \kappa_j \frac{\partial \theta_j}{\partial x}(\text{interface}, t) \quad (2.8)$$

Resolvendo-se as equações acima, pode-se determinar a distribuição de temperatura na câmara fotoacústica, em termos dos parâmetros térmicos, óticos e geométricos do sistema. A amplitude complexa da temperatura periódica na interface sólido-gás, é dada

por:

$$\theta_o = \frac{\beta I_o}{2\kappa_s (\beta^2 - \sigma_s^2)} \left[\frac{(r-1)(b+1)e^{\sigma_s l_s} - (r+1)(b-1)e^{-\sigma_s l_s} + 2(b-r)e^{-\beta l_s}}{(g+1)(b+1)e^{\sigma_s l_s} - (g-1)(b-1)e^{-\sigma_s l_s}} \right] \quad (2.9)$$

sendo

$$b = \frac{\kappa_b \cdot a_b}{\kappa_s \cdot a_s} \quad (2.10)$$

$$g = \frac{\kappa_g a_g}{\kappa_s a_s} \quad (2.11)$$

$$r = \frac{(1-i)\beta}{2a_s} \quad (2.12)$$

$$\sigma_s = (1+i)a_s \quad (2.13)$$

Para Rosencwaig e Gersho, a principal fonte do sinal acústico surge do fluxo de calor periódico do sólido para o gás. O processo de difusão periódico produz uma variação periódica da temperatura, no gás, dada por:

$$\theta_{a.c.}(x,t) = \theta_o e^{-\sigma_g x} e^{j\omega t} \quad (2.14)$$

A variação de temperatura no gás é obtida tomando a componente real da (eq. 2.14)

$$T_{a.c.}(x,t) = e^{-a_g x} [\theta_1 \cos(\omega t - a_g x) - \theta_2 \sin(\omega t - a_g x)] \quad (2.15)$$

onde θ_1 e θ_2 são, respectivamente, as componentes real e imaginária de θ_0 .

A uma distância $x_t = 2\pi\mu_g$, T_{ac} é praticamente zero e pode-se fazer a aproximação de que somente a camada de gás, na interface com o sólido, com espessura x_t , irá responder termicamente às variações de temperatura periódica do sólido.

A temperatura média desta camada, na interface, é dada por:

$$\bar{\theta}(t) = \frac{1}{2\pi\mu_g} \int_0^{2\pi\mu_g} \theta_{ac}(x,t) dx \quad (2.16)$$

Resolvendo-a, tem-se

$$\bar{\theta}(t) = \frac{1}{2\sqrt{2}\pi} \theta_0 e^{i(\omega t - \pi/4)} \quad (2.17)$$

Em virtude de seu aquecimento periódico, a camada de gás na interface sofre expansões e contrações periódicas e age como um pistão acústico no gás, produzindo um sinal de pressão, periódico, que se propaga através do gás.

O deslocamento deste pistão acústico pode ser calculado, utilizando-se a lei dos gases ideais:

$$\delta x(t) = 2\pi\mu_g \frac{\bar{\theta}(t)}{T_0} = \frac{\theta_0 \mu_g}{\sqrt{2} T_0} e^{i\left[\omega t - \frac{\pi}{4}\right]} \quad (2.18)$$

onde T_0 é a temperatura d.c. média na superfície do sólido, na interface com o gás.

Supondo que o restante do gás responda adiabaticamente

a ação do pistão acústico, pode-se calcular a variação de pressão do gás, na câmara, utilizando:

$$PV^{\nu} = \text{constante} \quad (2.19)$$

onde P é a pressão do gás na câmara fotoacústica, V o volume do gás na câmara e ν a relação entre os calores específicos.

Dessa forma a variação de pressão na câmara é dada por:

$$\delta P(t) = \frac{\nu P_o}{\ell_g} \delta x(t) = \frac{\nu P_o}{\ell_g} \frac{\Theta_o \mu_g}{\sqrt{2} T_o} e^{i(\omega t - \pi/4)} \quad (2.20)$$

onde P_o é a pressão ambiente

$$\delta P(t) = Q e^{i(\omega t - \pi/4)} \quad (2.21)$$

sendo

$$Q = \frac{\nu P_o \Theta_o \mu_g}{\ell_g \sqrt{2} T_o} \quad (2.22)$$

A variação de pressão na câmara $\Delta p(t)$ é dada pela parte real de $\delta P(t)$.

$$\Delta p(t) = Q_1 \cos\left[\omega t - \frac{\pi}{4}\right] - Q_2 \sin\left[\omega t - \frac{\pi}{4}\right] \quad (2.23)$$

Combinando (2.9) e (2.22) obtém-se, finalmente:

$$Q = \frac{\beta I_o \nu P_o}{2\sqrt{2} T_o \kappa_s \ell_g a_g (\beta^2 - \sigma_s^2)} \cdot \left[\frac{(r-1)(b+1) e^{\sigma_s \ell_s} - (r+1)(b-1) e^{-\sigma_s \ell_s} + 2(b-r) e^{-\beta \ell_s}}{(g+1)(b+1) e^{\sigma_s \ell_s} - (g-1)(b-1) e^{-\sigma_s \ell_s}} \right] \quad (2.24)$$

A equação (2.24) fornece a amplitude e fase da onda de pressão, produzida na câmara, pelo efeito fotoacústico.

Conforme se pode observar, esta expressão é razoavelmente complexa para ser utilizada rotineiramente. De acordo, porém com as condições experimentais empregadas, ela pode ser simplificada.

Os casos interessantes, fisicamente, foram classificados por Rosencwaig e Gersho, com base na relação entre alguns comprimentos característicos, quais sejam:

- a) a espessura da amostra, l_s
- b) o comprimento de difusão térmico da amostra, μ_s
- c) o comprimento de absorção ótico, $\mu_\beta = 1/\beta$

A classificação elaborada é mostrada esquematicamente na Fig. 2.

Figura 2 - Representação esquemática dos casos especiais de interesse para a teoria fotoacústica da matéria condensada

1. Amostras Oticamente Transparentes

Nestes casos, a radiação é absorvida ao longo de toda a espessura da amostra e parte da luz é transmitida através da amostra.

Caso 1a: Amostras Termicamente Finas ($\ell_s < \mu_\beta, \ell_s \ll \mu_s, \mu_\beta < \mu_s$)

Tem-se $e^{-\beta \ell_s} \approx 1 - \beta \ell_s$, $e^{\pm \sigma_s \ell_s} \approx 1$ e $|r| > 1$. A partir da equação (2.24), obtém-se:

$$Q \approx \frac{(1-i)\beta \ell_s}{2a_g} \frac{\mu_b}{\kappa_b} \frac{\nu P_o I_o}{2\sqrt{2} T_o \ell_g} \quad (2.25)$$

Portanto:

- a) o sinal é proporcional a $\beta \ell_s$;
- b) $\frac{\mu_b}{a_g}$ é proporcional a ω^{-1} . Assim o sinal fotoacústico é proporcional a ω^{-1} ;
- c) as propriedades térmicas do material de "backing" fazem parte da expressão de Q . Calor é perdido para o "backing" e isto influencia a temperatura da superfície da amostra e, portanto, o sinal fotoacústico.

Caso 1b: Amostras Termicamente Finas ($\ell_s < \mu_\beta, \ell_s < \mu_s, \mu_s < \mu_\beta$)

Tem-se $e^{-\beta \ell_s} \approx 1 - \beta \ell_s$, $e^{\pm \sigma_s \ell_s} \approx 1 \pm \sigma_s \ell_s$ e $|r| < 1$. Com estas simplificações na equação (2.24), resulta:

$$Q = \frac{(1-i)\beta \ell_s}{2a_g} \frac{\nu_b}{\kappa_b} \frac{\nu_P^O I_O}{2\sqrt{2} T_O \ell_g} \quad (2.26)$$

A equação (2.26) é idêntica à (2.25) e, portanto, são válidos os mesmos comentários do caso 1a.

Caso 1c: Amostras Termicamente Espessas ($\ell_s < \mu_\beta, \ell_s > \mu_s, \mu_s < \mu_\beta$)

Tem-se $e^{-\beta \ell_s} \approx 1 - \beta \ell_s$ e $e^{-\sigma \ell_s} \approx 0$, e $|r| \ll 1$. O sinal acústico resulta:

$$Q \approx \frac{-i}{2a_g} \frac{\nu_s}{\kappa_s} \beta \nu_s \frac{\nu_P^O I_O}{2\sqrt{2} T_O \ell_g} \quad (2.27)$$

Portanto:

a) A radiação absorvida dentro da espessura da amostra μ_s é a principal fonte do sinal acústico;

b) O sinal é proporcional ao produto de uma propriedade ótica, β , por uma propriedade térmica, ν_s , da amostra;

c) A amostra é termicamente espessa e somente suas propriedades térmicas estão presentes na expressão de Q , ou seja, as propriedades térmicas do "backing" não influenciam o sinal acústico;

d) $\frac{\nu_s}{a_g} = \text{const. } \omega^{-1}$ e $\nu_s = \text{const. } \omega^{-1/2}$. Portanto, o si-

nal fotoacústico é proporcional a $\omega^{-3/2}$.

2. Amostras Oticamente Opacas ($\ell_s \gg \mu_\beta$)

Nestes casos, a radiação é absorvida dentro de uma distância pequena comparada a ℓ_s e nenhuma luz é transmitida através da amostra.

Caso 2a: Amostras Termicamente Finas ($\ell_s < \mu_s, \mu_s \gg \mu_\beta$)

Na equação (2.24), faz-se

$$e^{-\beta \ell_s} \approx 0; \quad e^{+\sigma_s \ell_s} \approx 1 \quad \text{e } |r| \gg 1, \text{ obtendo-se:}$$

$$Q = \frac{(1-i)}{2a_g} \cdot \frac{\mu_b}{\kappa_b} \cdot \frac{\nu^P O I_O}{2\sqrt{2} T_O \ell_g} \quad (2.28)$$

Portanto:

- a) O sinal é independente de β ;
- b) O sinal depende das propriedades térmicas do "backing";
- c) O sinal varia com ω^{-1} ;
- d) O sinal é $1/\beta \ell_s$ maior que o do caso 1a;
- e) Neste caso há opacidade ótica e fotoacústica. Absorvedores negros, como o carbono, enquadram-se nesta classificação.

Caso 2b: Amostras Termicamente Espessas ($\ell_s > \mu_s, \mu_s > \mu_\beta$)

Na equação (2.24) faz-se:

$$e^{-\beta \ell_s} \approx 0, \quad e^{-\sigma_s \ell_s} \approx 0, \quad \text{e } |r| > 1, \text{ resultando:}$$

$$Q = \frac{1-i}{2a_g} \cdot \frac{\mu_s}{\kappa_s} \cdot \frac{\nu^P O I_O}{2\sqrt{2} T_O \ell_g} \quad (2.29)$$

Portanto:

a) O sinal é independente de β ;

b) O sinal depende das propriedades térmicas da amostra (e não do "backing" como no caso 2a.);

c) O sinal varia com ω^{-1} , pois $\mu_s = \text{const. } \omega^{-1/2}$ e $\frac{1}{a_g} = \text{const. } \omega^{-1/2}$;

d) O sinal é uma medida direta de I_0 .

Caso 2c: Amostras Termicamente Espessas ($\ell_s \gg \mu_s, \mu_s < \mu_\beta$)

Fazendo na equação (2.24):

$e^{-\beta \ell_s} \approx 0$, $e^{-\sigma \ell_s} \approx 0$ e $|r| < 1$, obtem-se:

$$Q = - \frac{i}{2a_g} \frac{\mu_s}{\kappa_s} \beta \mu_s \cdot \frac{\nu P_0 I_0}{2\sqrt{2} T_0 \ell_g} \quad (2.30)$$

Analisando-se a expressão (2.30) observa-se:

a) O sinal é proporcional ao produto de uma propriedade ótica, β , por uma propriedade térmica μ_s da amostra;

b) $\mu_s = \text{const. } \omega^{-1/2}$ e $a_g = \text{const. } \omega^{-1/2}$. Portanto, o sinal fotoacústico varia com $\omega^{-3/2}$;

c) Este é um caso importante, na prática: a amostra é bastante opaca ($\beta \ell_s \gg 1$), mas não é fotoacusticamente opaca, porque somente a radiação absorvida dentro do comprimento de difusão térmica, μ_s , contribui para o sinal. Assim, embora a amostra seja opaca, o sinal fotoacústico é proporcional a β .

2.3 - TEORIA DO EFEITO FOTOACÚSTICO QUANDO A COLUNA DE GÁS É TERMICAMENTE FINA

Experimentalmente, observou-se desvios em relação à teoria de Rosencwaig-Gersho, quando se trabalhava com gases termicamente finos, ou seja, quando $l_g < \mu_g$, sendo l_g o comprimento da coluna gasosa e μ_g o comprimento de difusão térmico do gás.

Alguns pesquisadores^{(20), (21), (22)} estudaram o problema.

Rosencwaig⁽²⁷⁾ (1980) resolveu a questão para frequências de modulação menores que 1000 Hz, segundo uma análise de geração termoelástica de som no meio condensado, proposta por WHITE⁽²⁸⁾ (1963). O seu equacionamento conduz às seguintes expressões para o sinal fotoacústico:

I) Para gases termicamente espessos, $l_g > \mu_g$

$$q = \frac{v P_o \epsilon_o}{\sqrt{2} T_o l_g a_g} e^{i \left[\omega t - \frac{\pi}{4} \right]} \quad (2.31)$$

que é idêntica à expressão (2.21)

II) Para gases termicamente finos $l_g < \mu_g$

$$q = \frac{v P_o}{T_o} \epsilon_o e^{i \omega t} \quad (2.32)$$

Para gases termicamente finos a expressão do sinal fotoacústico independe de l_g e a_g e sofre uma mudança de fase de $\pi/4$ em relação à expressão para gases termicamente espessos.

2.4 - CONTRIBUIÇÃO DE VIBRAÇÕES MECÂNICAS DA AMOSTRA PARA O SINAL FOTOACÚSTICO

A teoria do efeito fotoacústico ampliada, por incluir os efeitos de vibrações mecânicas da amostra, foi elaborada por Mc DONALD & WETSEL⁽²²⁾ (1978). Para elaborar a teoria, os autores resolveram equações acopladas de ondas térmicas e acústicas na amostra e no gás. Infelizmente, as equações obtidas para o sinal fotoacústico resultaram muito complexas, de acordo com a própria opinião dos autores. Assim, no mesmo trabalho, eles apresentam um tratamento mais simples, o modelo pistão composto, que repro^{duz} os resultados da teoria completa, com um erro de aproximadamente 2%, na faixa de frequência de modulação de 10-1000 Hz.

De acordo com este modelo, a absorção de luz modulada causa um aquecimento periódico da amostra, que produz variações de pressão (ondas de pressão) que se propagam nas duas direções. A superposição destas ondas, na superfície da amostra, dá origem a um movimento da superfície da amostra que, então, serve como condição de interface para a onda acústica no gás. O fluxo de calor periódico para o gás causa simultaneamente expansões e contrações dentro de uma fina camada próxima à amostra, denominada de pistão térmico. Se este pistão térmico for superposto ao movimento mecânico da superfície, teremos o denominado "pistão composto", que produz o sinal detetado no gás.

A implementação do modelo pistão-composto fundamenta-se em dois fatos:

- 1) a distribuição de temperatura no sistema é bastante influenciada pelo termo de acoplamento, devido à pressão; 2) o movimento da superfície da amostra é praticamente independente da variação periódica da pressão no gás.

Para amostras termicamente espessas, Mc Donald e Wetsel

deduziram que amplitude complexa do sinal fotoacústico é dada por:

$$P_g \approx -\frac{i}{\omega} \frac{v P_o}{\ell_g} \frac{I_o}{2 \alpha_s C_p} \left[\frac{\beta}{\alpha_g T_o (g+1)(r+1)} + \beta_T (1 - e^{-\beta \ell_s}) \right] \quad (2.33)$$

sendo C_p = calor específico, à pressão constante, do gás.

O termo $\beta_T (1 - e^{-\beta \ell_s})$ representa a contribuição do acoplamento mecânico.

Conforme mencionado no item 2.1, nas frequências de modulação usuais, a contribuição do acoplamento mecânico só é importante para líquidos, com baixos coeficientes óticos de absorção.

2.5 - SINAL FOTOACÚSTICO COM RADIAÇÃO PULSADA

AAMODT & MURPHY⁽²⁶⁾ (1978) formularam uma teoria para explicar a resposta de uma câmara fotoacústica quando a amostra é excitada por radiação pulsada.

Na formulação do modelo, os autores dividiram a câmara em 4 regiões, conforme mostra a Fig.1.

Da mesma forma que no modelo de Rosencwaig-Gersho os autores obtiveram a distribuição de temperatura na janela, no "backing" e na amostra, resolvendo as seguintes equações de difusão térmica:

$$\nabla^2 T - \frac{1}{\alpha_i} \frac{\partial T}{\partial t} = 0 \quad \begin{array}{l} \text{(na região da janela} \\ \text{e do "backing")} \end{array} \quad (2.34)$$

$$\nabla^2 T - \frac{1}{\alpha_s} \frac{\partial T}{\partial t} = - \frac{H(x,t)}{K_s} \quad \text{(na região da amostra)} \quad (2.35)$$

Para determinar a distribuição de temperatura no gás, os autores utilizaram uma equação obtida por PARKER⁽²⁹⁾ (1962) trabalhando, porém, no domínio do tempo.

Considerando difusão térmica unidimensional e sendo T desprezível ($\sim 1.64 \cdot 10^{-10}$ s p/ o ar), em relação aos tempos normalmente utilizados em fotoacústica, os autores calcularam as temperaturas nas 4 regiões.

Particularmente, para o caso de amostras termicamente finas em que a intensidade da radiação decai, exponencialmente, com a profundidade, a transformada de Laplace da temperatura, na amostra, é dada por:

$$\tilde{T} = -\xi \hat{h}(s) [(s \alpha_s)^{1/2} C_{ps}]^{-1} \quad (2.35)$$

2.6 - O EFEITO PIROELÉTRICO

Materiais piroelétricos são aqueles que ao experimentarem uma variação de temperatura, produzem cargas superficiais em uma direção particular, em decorrência da variação de sua polarização espontânea com a temperatura⁽³⁰⁾.

A grande maioria dos materiais piroelétricos são também ferroelétricos, o que significa que a direção de sua polarização pode ser revertida pela aplicação de um campo elétrico conveniente e sua temperatura reduz-se a zero em uma temperatura conhecida como temperatura Curie, T_c .

Se a variação da temperatura for uniforme no material, o efeito piroelétrico é descrito pelo coeficiente piroelétrico, p , dado por:

$$p = \Delta P / \Delta T \quad (2.37)$$

sendo ΔP a variação da polarização espontânea e ΔT a variação da temperatura do material.

A dependência da polarização com a temperatura é tipicamente da forma ilustrada na Fig. 3 ⁽³¹⁾.

Figura 3 - Variação da polarização com a temperatura em um material piroelétrico.

O gradiente desta curva dP/dT , em uma temperatura particular, T , é o coeficiente piroelétrico.

O efeito piroelétrico era conhecido na Europa há centenas de anos. As propriedades piroelétricas do sal de Rochele foram estudadas no início do século XIX.

Como todos os materiais piroelétricos são também piezoelétricos, as deformações resultantes de alterações na temperatura dão origem a polarizações de origem piezoelétrica ⁽³²⁾. Estes efeitos piroelétricos falsos são superpostos aos efeitos piroelétricos verdadeiros que resultam somente de mudanças na temperatura, com os efeitos devido à deformação sendo eliminados. Em geral qualquer material piezoelétrico, quando deformado, em decorrência de uma variação de temperatura, uniforme ou não, apresenta efeitos piroelétricos falsos. Os produzidos por aquecimento não uniforme

(mais comuns) são denominados efeitos piroelétricos falsos de primeira espécie e os produzidos por aquecimento uniforme são chamados de efeitos piroelétricos falsos de segunda espécie.

Os efeitos piroelétricos falsos são geralmente muito maiores que os verdadeiros. É, portanto, difícil determinar os verdadeiros. Na verdade, o efeito piroelétrico verdadeiro foi pesquisado somente para turmalina e, mesmo assim, sua existência nesta substância é questionada⁽³²⁾.

A utilização do efeito piroelétrico para detetar radiação foi proposto por TA⁽³³⁾ (1938). Trabalhos subsequentes^(34, 35, 36, 37) mostraram que este efeito constitui um dos métodos mais importantes para detetar radiação térmica à temperatura ambiente.

Basicamente um detetor piroelétrico consiste de uma fatia de material piroelétrico com eletrodos metálicos, normais ao vetor de polarização. Quando a radiação é absorvida, a temperatura do elemento piroelétrico aumenta e a sua polarização varia diretamente com a variação da temperatura e com o coeficiente piroelétrico do material. Esta variação da polarização aparece como cargas elétricas no capacitor formado pelo elemento piroelétrico e seus eletrodos.

Para que as cargas superficiais geradas, devido ao efeito piroelétrico, não sejam neutralizadas por cargas espúrias, a radiação incidente deve ser modulada ou pulsada. Os detetores piroelétricos apresentam resposta proporcional à taxa de variação da temperatura, diferentemente de outros detetores térmicos que apresentam resposta proporcional à temperatura. Esta propriedade faz com que os detetores piroelétricos sejam mais rápidos - que outros detetores térmicos, como os termistores ou os termopares.

É importante salientar que os detetores piroelétricos respondem em uma faixa espectral ampla da radiação.

O desempenho de um detetor piroelétrico é caracterizado pela sua resposta a uma radiação incidente modulada. Na caracterização do detetor piroelétrico, geralmente se utiliza modulação senoidal. A primeira análise detalhada das características de um detetor piroelétrico foi formulada por COOPER⁽³⁶⁾ (1962). Cooper mostra neste trabalho que, utilizando-se um bom elemento piroelétrico, o desempenho do detetor será muito próximo ao de um detetor térmico ideal, sendo a mínima potência detetável limitada pelos ruídos de temperatura. Para obter o modelo proposto, Cooper considerou - um aquecimento uniforme da amostra, resolvendo equações de transmissão de calor e impondo condições iniciais e de contorno apropriadas. A resolução da equação de calor considerou transmissão de calor apenas por radiação.

2.7 - TEORIA DO DETETOR PIROELÉTRICO IDEAL

Quando um detetor piroelétrico é exposto a uma radiação modulada, sendo ω a frequência angular de modulação, a temperatura do detetor será modulada, com a mesma frequência ω . A variação de temperatura dependerá da fração da radiação incidente absorvida, η , da capacidade térmica do detetor, H , e da condutância térmica média, G_T , do detetor ao meio onde ele está situado.

Seja ΔT a variação de temperatura do detetor causada pela radiação incidente modulada cuja potência é dada por:

$$W_i = W_o + W e^{j\omega t} \quad (2.38)$$

As propriedades térmicas do detetor ideal são descritas pela equação⁽³⁰⁾:

$$Hd \frac{\Delta T}{\Delta t} + G_R \Delta T = \eta (W_O + W e^{j\omega t}) \quad (2.39)$$

Vamos definir os seguintes parâmetros:

c = calor específico

ρ = densidade

b = espessura

A = área do detetor

σ = constante de Boltzmann

T = temperatura

$G_R = 8\sigma AT^3$ = condutância térmica radiativa

$C_V = \rho c =$ calor específico volumétrico

V = volume

$H = \rho cV = C_V \cdot V$ = capacitância térmica do detetor

$\tau_T = H/G_R = C_V A \cdot b/g_R \cdot A = C_V b/g_R$ = constante de tempo térmica

ϵ_O = permissividade dielétrica no vácuo

κ = constante dielétrica

$C_d = \kappa \epsilon_O A/b$ = capacitância do detetor piroelétrico

B = largura de faixa de frequência

K = condutância térmica

Resolvendo-se a equação (2.39), tem-se:

$$\Delta T = N e^{-\frac{G_R}{H} t} + \frac{\eta W_O}{G_R} + \frac{\eta W \tau_T}{H(1+j\omega\tau_T)} e^{j\omega t} \quad (2.40)$$

Portanto, a solução de regime é dada por:

$$\Delta T(\omega, t) = \frac{\eta W}{C_v A b} \cdot \frac{\tau_T}{1 + j\omega \tau_T} e^{j\omega t} \quad (2.41)$$

Devido ao efeito piroelétrico, a diferença de temperatura $\Delta T(\omega, t)$ dá origem a uma carga superficial $\Delta Q(\omega, t)$ nos eletrodos do detetor.

$$\Delta Q(\omega, t) = A \Delta P(\omega, t) = A p \Delta T(\omega, t) \quad (2.42)$$

Esta carga superficial produz uma tensão, em circuito aberto, dada por:

$$\Delta V(\omega, t) = \Delta Q(\omega, t) / C_d = p b \Delta T(\omega, t) / \kappa \epsilon_0 \quad (2.43)$$

A utilidade de um detetor piroelétrico é determinada em termos da potência mínima da radiação que ele pode medir. Esta potência mínima é função de sua responsividade e dos ruídos gerados pelo detetor e por seu circuito pré-amplificador.

2.7.1 - Responsividade de Corrente

A responsividade de corrente é definida por:

$$R_i = \left| \frac{i}{W} \right| \quad (2.44)$$

$$i = \frac{dQ(\omega, t)}{dt} = \frac{A p d \Delta T(\omega, t)}{dt} = \frac{\eta p \omega W A}{C_v A b} \frac{\tau_T}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau_T^2}} \quad (2.45)$$

$$R_i = \frac{\eta p}{C_v b} \frac{\omega \tau_T}{(1 + \omega^2 \tau_T^2)^{1/2}} \quad (2.46)$$

Desde que $\eta p / C_v b$ possui dimensão de Ampère/Watt, o fator $\omega \tau_T / (1 + \omega^2 \tau_T^2)^{1/2}$ é a responsividade de corrente normalizada. Seja

$$R_N = \omega \tau_T / (1 + \omega^2 \tau_T^2)^{1/2}$$

$$R_i = \frac{\eta p}{C_v b} \cdot R_N \quad (2.47)$$

Para $\omega \gg 1/\tau_T$, a Eq. 2.46 reduz-se a :

$$R_i = \eta p / C_v b \quad (2.48)$$

O gráfico de responsividade de corrente em função da frequência é mostrado na Fig. 4.

Figura 4 - Responsividade de corrente versus frequência

2.7.2 - Responsividade de Tensão

Vamos representar o detector piroelétrico por uma fonte de corrente i_d , em paralelo com uma capacitância C_d e com uma resistência R_d . Se o detector for ligado a um pré-amplificador de alta impedância, o sinal observado é igual a tensão produzida pela carga $\Delta Q(\omega)$. O amplificador possui resistência de entrada R_a e capacitância de entrada C_a . A Fig. 5 mostra o circuito elétrico que representa o detector piroelétrico e seu pré-amplificador.

Figura 5 - Circuito elétrico do detector e de seu pré-amplificador

$$\text{Seja } R = R_d // R_a$$

$$C = C_d // C_a$$

O circuito da Fig. 5, reduz-se a:

Figura 6 - Circuito elétrico do detector piroelétrico e seu pré-amplificador

A responsividade de tensão é definida por

$$R_V = |v/W| \quad (2.49)$$

$$v = i/|Z| \quad (2.50)$$

Sendo $\tau_E = RC$, tem-se:

$$R_V = \frac{\eta \omega p A R}{G_R \sqrt{1+\omega^2 \tau_T^2} \cdot \sqrt{1+\omega^2 \tau_E^2}} \quad (2.51)$$

Para frequências $\omega \gg 1/\tau_T, 1/\tau_E$, a equação (2.51) simplifica para :

$$R_V = \frac{\eta p A}{\omega H C} \quad (2.52)$$

O gráfico da responsividade de tensão versus frequência é mostrado na Fig. 7

Figura 7 - Responsividade de tensão versus frequência

2.7.3 - Ruído de Temperatura

Se um corpo pequeno, com capacitância térmica H é colocado, através de uma condutância térmica G_T , em contato com um grande dissipador, que se encontra a uma temperatura T , sua temperatura tenderá a T . Quando o equilíbrio térmico for estabelecido, o fluxo de potência médio entre o corpo e o dissipador será zero. Haverá todavia um espectro de flutuação cujo valor rms é dado por ⁽³⁸⁾

$$\Delta W_T = (4\sigma T^2 G_T)^{1/2} \quad (2.53)$$

Se agora consideramos o detetor piroelétrico envolvido por um corpo negro, o valor rms da flutuação da potência da radiação absorvida e emitida é calculado também pela expressão (2.53), com G_T substituído por G_R , pois a troca de calor será somente por radiação. G_R é o valor mínimo que G_T pode assumir.

A tensão do ruído de temperatura é dada por ⁽³⁹⁾ :

$$\Delta v_T = R_v \cdot \Delta W_T / \eta \quad (2.54)$$

2.7.4 - Ruído Johnson

O ruído Johnson existe devido a agitação térmica dos eletrons no interior de uma resistência.

A tensão de ruído Johnson está associada ao resistor R da Fig. 6, sendo seu valor rms dado por:

$$\Delta v_J = (4\sigma TBR)^{1/2} \quad (2.55)$$

Para $B = 1 \text{ Hz}$

$$\Delta v_J = (4\sigma TR)^{1/2} \quad (2.56)$$

2.7.5 - Ruído do Pré-Amplificador

As características de ruído de dispositivos sem condutores permitem representar os ruídos por uma fonte de tensão v_A , em série com a entrada, e por uma fonte de corrente i_A , em paralelo com a entrada. A fonte de tensão representa as fontes de ruído que são independentes dos circuitos conectados na entrada do pré-amplificador e as fontes de corrente representam as fontes de ruído que dependem da impedância dos circuitos conectados na entrada do pré-amplificador.

De acordo com Putley⁽³⁹⁾, i_A pode ser substituído pela fonte de tensão equivalente Δv_I , dada por:

$$\Delta v_I = R i_A / (1 + \omega^2 \tau_E^2)^{1/2} \quad (2.57)$$

Para frequências $\omega \gg 1/\tau_E$,

$$\Delta v_I = i_A / \omega C \quad (2.58)$$

2.7.6 - Ruído Dielétrico

O detetor piroelétrico é uma capacitância C com uma perda dielétrica $\text{tg } \delta$, dando uma resistência equivalente $R_{eq} = 1/(\omega C \text{tg } \delta)$ ⁽⁴⁰⁾. A tensão de ruído gerada por este resistor é dada por :

$$\Delta v_D = (4\sigma T R_{eq})^{1/2} = \left[\frac{4\sigma T}{\omega C \tan \delta} \right]^{1/2} \quad (2.59)$$

2.7.7 - Potência Equivalente de Ruído (NEP) e Detetividade Normalizada (D^*)

A sensibilidade de um detetor piroelétrico é normalmente descrita pela sua potência equivalente de ruído (NEP) ou pela sua detetividade.

A potência equivalente de ruído (NEP) é definida como valor rms da potência incidente w_i para o qual a relação sinal-ruído (S/N) do detetor é igual a 1, na largura de faixa de ruído de 1 Hz.

$$NEP = \Delta V_N / R_V \quad (2.60)$$

sendo R_V a responsividade de tensão e ΔV_N o valor rms da tensão total de ruído calculada por:

$$\Delta V_N = (\Delta V_T^2 + \Delta V_J^2 + \Delta V_A^2 + \Delta V_I^2 + \Delta V_D^2)^{1/2} \quad (2.61)$$

supondo que as fontes de ruídos sejam independentes.

O desempenho de um detetor piroelétrico pode também ser avaliado através de sua detetividade normalizada, definida por⁽⁴¹⁾:

$$D^* = A^{1/2} / NEP \quad (2.62)$$

Na maior parte dos melhores detetores piroelétricos, a fonte de ruído mais importante é a referente ao ruído Johnson, e a associada às perdas dielétricas do material⁽³⁹⁾.

2.8 - Detetores Piroelétricos Não Ideais

Na prática o desempenho de um detector piroelétrico é afetado por vários fatores, tais como: o material piroelétrico utilizado, o método de montar o detector, o pré-amplificador, a maneira como o detector foi encapsulado, a contribuição do eletrodo frontal e do "backing".

A energia da radiação absorvida pode ser perdida não somente por radiação, mas também por condução e por convecção. A eficiência η depende do eletrodo frontal e do material piroelétrico. Frequentemente o eletrodo frontal é enegrecido para melhorar η e a responsividade do detector.

Vamos considerar a configuração de um detector não ideal, mostrada na Fig. 8. Vamos supor que a camada um seja a camada metálica enegrecida, a camada dois, o elemento piroelétrico, a camada três, o backing e a camada quatro um dissipador de calor.

Figura 8 - Esquema de um detector piroelétrico não ideal

A: camada enegrecida depositada no eletrodo frontal;
 B: elemento piroelétrico; C: backing; D: dissipador de calor;
 b_i é a espessura da camada i

& MOORE⁽⁴⁴⁾ (1973), BLEVIN & GEIST⁽⁴⁵⁾ (1974) deram contribuições - significativas para o entendimento do funcionamento dos detetores piroelétricos não ideais. Estes detetores são limitados por problemas tecnológicos, devidos principalmente a perda dielétrica do material piroelétrico e pelo ruído do pré-amplificador. Todavia, desempenhos próximos ao limite ideal já estão sendo atingidos⁽³¹⁾.

Supondo que o elemento piroelétrico e sua camada enegrecida sejam camadas planas, de espessura uniforme e que suas dimensões laterais e o diâmetro do feixe da radiação incidentes sejam muito maiores que as espessuras, pode-se utilizar a teoria unidimensional da condução do calor. Nestas condições, a variação de temperatura na camada i , do detetor piroelétrico, é dada por⁽⁴⁶⁾:

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta T_i(x_i) = \frac{\kappa_i}{C_{v_i}} \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} \Delta T_i(x_i, t) \quad (2.63)$$

Impondo, em camadas adjacentes, as condições de continuidade de temperatura e de fluxo de calor e impondo as condições de contorno apropriadas, BLEVIN & GEIST⁽⁴⁵⁾ mostraram que a responsividade de corrente do detetor piroelétrico é dada por:

$$R'_i = \frac{\eta P}{C_v b} \cdot R_M \quad (2.64)$$

sendo R_M a responsividade de corrente normalizada⁽³⁰⁾.

VAN DER ZIEL & LIU⁽⁴²⁾ (1972) mostraram que, quando não há perda de calor por condução e por convecção, $R_M = R_N$ (vide equação 2.47).

A responsividade de corrente normalizada de um detetor não ideal, com um cristal de $\text{Sr}_{0,5} \text{Ba}_{0,5} \text{Nb}_2 \text{O}_6$ (SBN), em função da frequência, é mostrada na Fig.9.

Figura 9 - Responsividade de corrente normalizada de um detetor - não ideal⁽³⁰⁾.

Na Fig. (9), (a) corresponde ao caso onde as perdas de calor sô ocorrem por radiação. A solução corresponde a $R_M = R_N$, (b) corresponde a um "backing" de vidro e (c) corresponde a um dissipador de calor ($b_3 = a$).

A expressão de R_M , quando a espessura da camada enegrecida é zero ($b_1 = 0$), foi determinada por HOLEMAN⁽⁴³⁾ (1972).

CAPÍTULO III

DOSIMETRIA DA RADIAÇÃO X

Neste capítulo descrevemos, inicialmente, de forma sintética, os principais processos através dos quais um feixe de raios X interage com a matéria. Considerando que nossos experimentos foram feitos para a radiação X, na faixa de diagnóstico, enfatizamos particularmente o efeito fotoelétrico que constitui o tipo de interação mais importante entre fótons de baixa energia e elétrons.

Apresentamos as principais grandezas, definidas pela Comissão Internacional de Unidades e Medidas Radiológicas (ICRU), para descrever o feixe de radiação e a quantidade de energia depositada pela radiação em um meio.

Encerramos o capítulo com a determinação do relacionamento existente entre a fluência de energia, através de uma área unitária, e a exposição, em um ponto P, situado no centro desta área.

3.1 - Introdução

Radiação ionizante é a radiação que é capaz de excitar e ionizar átomos da matéria, com a qual ela interage.

Os principais tipos de radiação ionizante, para a Física Radiológica, são a radiação X, a radiação γ , elétrons rápidos, nêutrons e partículas pesadas com carga, como prótons, dêuterons, partículas α , etc.

No sentido estrito, a dosimetria da radiação está relacionada às medidas de dose absorvida ou de taxa de dose absorvida, que resultam da interação da radiação com a matéria. No sentido am-

plô, a dosimetria refere-se à determinação de algumas quantidades radiologicamente importantes como a dose, exposição, kerma, fluência, etc.

A radiação X é produzida quando uma substância é bombardeada por elétrons com altas velocidades. Os raios X foram descobertos, em 1895, por W.C. Roentgen quando ele fazia experiências com raios catódicos, que eram produzidos em um tubo de vidro, evacuado, com dois eletrodos. Entre os dois eletrodos, havia uma diferença de potencial de milhares de volts e os raios catódicos (elétrons) iam do eletrodo negativo (cátodo), atingindo o eletrodo positivo (ânodo) ou a parede do tubo. Certa ocasião, Roentgen observou um brilho em uma peça de vidro que se encontrava a pequena distância do tubo. Este brilho persistia, mesmo quando entre o tubo e a peça de vidro, se colocava um papel negro. Roentgen atribuiu o surgimento do brilho a uma radiação desconhecida que era penetrante, o suficiente, para atravessar o papel negro. A esta radiação desconhecida, Roentgen denominou de Raios X.

O próprio Roentgen observou algumas propriedades dos Raios X:

- 1) Eles constituem radiação eletromagnética. Não sofrem deflexão em campos elétricos ou magnéticos
- 2) Eles sensibilizam chapas fotográficas
- 3) Eles produzem fluorescência em certas substâncias
- 4) São penetrantes, podendo atravessar objetos opacos à radiação visível, com facilidade.

Trabalhos antigos referem-se aos fótons de baixa energia, como raios X, e aos fótons de alta energia, como raios γ . Atualmente, as faixas de energia dos raios X são definidas, de acordo com a tensão do tubo, da seguinte maneira⁽⁴⁷⁾:

0.1 - 20 kV	- Raios X de baixa energia, macios ou raios Grenz
20 - 120 kV	- Raios X na faixa de diagnóstico
120 - 300 kV	- Raios X de ortovoltagem
300 kV - 1 MV	- Raios X de energia intermediária
acima de 1 MV	- Raios X de megavoltagem

3.2 - Interações da Radiação X com a Matéria

Em Dosimetria da Radiação, a palavra interação refere-se aos processos pelos quais a energia e/ou a direção da radiação é alterada. Estes processos são randômicos, sendo portanto, possível descrever-se apenas a probabilidade das interações ocorrerem. Esta probabilidade pode ser expressa em termos de vários coeficientes de interação ou de seções de choque.

Quando a radiação X penetra em um corpo absorvedor, a interação primária ocorre com um elétron do absorvedor, produzindo-se radiação espalhada e a colocação em movimento do elétron, que normalmente sai com velocidade elevada dessa interação. Este elétron, com alta velocidade, interage com o material do absorvedor produzindo ionização, excitação de átomos, quebra de ligação e calor. Ele pode também passar próximo ao núcleo de um átomo e produzir "bremsstrahlung". A radiação espalhada e o "bremsstrahlung" produzidos podem sofrer interações da mesma forma que os raios X primários, que incidiram no absorvedor.

Os processos mais importantes responsáveis pela interação dos raios X com os elétrons do absorvedor são: o efeito fotoelétrico, o efeito Compton e a produção de pares.

3.2.1 - Coeficientes de Atenuação Linear

Vamos considerar um feixe de raios X paralelo, monoenergético, constituído de um número muito grande de fótons N_0 , incidindo, perpendicularmente, à face plana de um material de espessura L . Um fóton de raios X ou será completamente absorvido - em uma única interação ou passará incólume através da placa, sem alteração de sua energia ou direção.

Seja μ a probabilidade de um fóton interagir na unidade de espessura do material. A probabilidade dele interagir na espessura infinitesimal dx é dada por μdx . Incidindo N partículas na espessura dx , a variação dN , em N , devido às interações, é dada por:

$$dN = - \mu N dx \rightarrow \frac{dN}{N} = - \mu dx \quad (3.1)$$

Figura 10 - Atenuação exponencial de um feixe de raios X

Resolvendo (3.1), obtêm-se N_t , o número de partículas transmitidas, após o feixe de partículas atravessar a espessura x .

$$N_t = N_0 e^{-\mu x} \quad (3.2)$$

μ é denominado coeficiente de atenuação linear e tem dimensão de m^{-1} .

A espessura do material que absorve 50% da radiação incidente é denominada de camada semi-redutora (HVL). Substituindo-se na eq. (3.2) $N_t = 0,5 N_0$, tem-se :

$$HVL = 0,693/\mu \quad (3.3)$$

Denomina-se de secundária à radiação que sofreu uma interação de qualquer espécie.

A eq. (3.2) somente é válida se o feixe for monoenergetico, constituído por partículas sem carga, que são absorvidas sem produzirem radiação espalhada ou radiação secundária.

Na prática os feixes de fótons interagem com a matéria através de processos que podem gerar radiação secundária com ou sem carga, bem como radiação primária espalhada. O número total de partículas que saem da espessura L do material (Fig. 10) é maior que aquele constituído apenas por radiação primária, não espalhada, sendo a equação (3.2), substituída pela equação :

$$N = N_0 e^{-\mu x} B(x, h\nu, A, L) \quad (3.4)$$

B é um fator complexo, geralmente obtido experimentalmente denominado fator de "build up". Ele varia de 1 a 100 e depende da espessura do atenuador, energia, área e distância do atenuador ao detector.

O coeficiente de atenuação linear de um material é função da densidade deste material. Um coeficiente de atenuação mais fundamental é o coeficiente de atenuação de massa (μ/ρ), que é a

relação entre o coeficiente de atenuação linear e a densidade do material. Este coeficiente é independente da densidade do material e tem dimensões de m^2/Kg .

Dividindo-se o coeficiente de atenuação de massa por N_e , o número de elétrons por grama do material, obtém-se o coeficiente de atenuação eletrônico, representado frequentemente por e^μ . Sua dimensão é $\text{cm}^2/\text{elêtron}$ ou $\text{m}^2/\text{elêtron}$.

$$e^\mu = \frac{\mu}{\rho} / 1000 N_e \quad (\text{m}^2/\text{elêtron})$$

Multiplicando-se e^μ pelo número atômico do elemento, Z , obtém-se o coeficiente de atenuação atômico a^μ . O coeficiente de atenuação atômico é Z vezes maior que o eletrônico, porque há Z elétrons por átomo. Sua dimensão é $\text{cm}^2/\text{átomo}$ ou $\text{m}^2/\text{átomo}$.

$$a^\mu = \frac{\mu}{\rho} \frac{Z}{1000 N_e}$$

Uma vez que os coeficientes de atenuação de massa, eletrônico e atômico têm unidades de área por Kg ou área por elétron ou área por átomo, estes coeficientes são frequentemente denominados de secção de choque⁽⁴⁸⁾.

Quando um fóton com energia $E = h\nu$ interage com um absorvedor, parte de sua energia é transferida para um elétron e o restante constituirá a radiação espalhada. Por outro lado, o elétron em movimento poderá perder sua energia por colisão no material ou produzindo "bremsstrahlung".

Após muitas interações, pode-se calcular a energia média transferida do fóton para um elétron, em cada interação, $\bar{E}_{tr}$, e $(\bar{E}_{ab})$ é a energia média absorvida por um elétron em cada interação. Denominando de $\bar{E}_{sl}$ a energia média perdida por "bremsstrahlung",

tem-se:

$$\bar{E}_{tr} = \bar{E}_{ab} + \bar{E}_{sl} \quad (3.5)$$

Se um feixe de fótons atinge a espessura dx de uma material, o número de interações que ocorre nesta espessura é dada pela equação (3.1)

$$N_{int} = \mu N dx$$

Se a energia média transferida em cada interação for $\bar{E}_{tr}$, a energia transferida para o material, na espessura dx é:

$$E_{transf} = N_{int} \cdot \bar{E}_{tr} = \mu N dx \cdot \bar{E}_{tr} = \frac{\mu \bar{E}_{tr}}{h\nu} \cdot N h\nu dx \quad (3.6)$$

Denomina-se $\mu \bar{E}_{tr}/h\nu = \mu_{tr}$ de coeficiente linear de transferência de energia.

Portanto:

$$E_{transf} = \mu_{tr} \cdot N h\nu \cdot dx \quad (3.7)$$

Analogamente pode-se definir um coeficiente linear de absorção de energia como:

$$\mu_{ab} = \mu \frac{\bar{E}_{ab}}{h\nu} \quad (3.8)$$

Fisicamente, μ_{tr} é a fração da energia do fóton que é convertida em energia cinética do elétron (ou pósitron) e μ_{ab} representa a fração da energia do fóton que é efetivamente absorvida

pelo material.

Pode-se definir o coeficiente de transferência de energia de massa como μ_{tr}/ρ e o coeficiente de absorção de energia de massa como μ_{ab}/ρ .

Se g representar a fração da energia do elétron, que é perdida por "bremsstrahlung", é fácil mostrar que:

$$\frac{\mu_{ab}}{\rho} = \frac{\mu_{tr}}{\rho} (1-g) \quad (3.9)$$

3.2.2 - Absorção dos Raios X Pela Matéria

Os tipos de interação, que os Raios X podem sofrer, quando incidem em um absorvedor, são:

- 1) O efeito fotoelétrico;
- 2) O efeito Compton;
- 3) A produção de pares;
- 4) O espalhamento coerente (de Rayleigh);
- 5) Interações fotonucleares.

Para a Física Médica, os três principais tipos de interação são o efeito fotoelétrico, o efeito Compton e a produção de pares. O espalhamento de Rayleigh não transfere energia para o absorvedor. Interações fotonucleares só são importantes quando a energia dos fótons é maior que alguns MeV.

A importância relativa dos efeitos fotoelétrico, Compton e produção de pares, que depende da energia dos fótons e do número atômico do absorvedor, é mostrada na Fig. 11 (47).

Figura 11 - Importância relativa dos principais tipos de processos, através dos quais, ocorre a interação da radiação X com a matéria. (1) Predominância do efeito fotoelétrico; (2) Predominância do efeito Compton; (3) Predominância da produção de pares⁽⁴⁷⁾.

3.2.3 - O Efeito Fotoelétrico

A interação mais importante entre fótons com baixas energias e elétrons é explicado pelo efeito fotoelétrico. Neste processo, um fóton com energia $h\nu$ incide em um átomo e expulsa um elétron da camada K, L, M ou N. O elétron expulso é denominado de fotoelêtron. O fóton é totalmente absorvido na interação, e deixa de existir.

A energia E_{fot} do fotoelêtron é dada por:

$$E_{\text{fot}} = h\nu - E_{\text{lig}} \quad (3.10)$$

sendo E_{lig} a energia de ligação do elétron, no átomo.

O coeficiente de atenuação de massa fotoelétrico é dado por⁽⁴⁷⁾:

$$\left[\frac{\tau}{\rho} \right] \approx z^3 / h\nu \quad (3.11)$$

A Fig. 12 ilustra como varia o coeficiente de atenuação de massa fotoelétrico, para o chumbo e para a água em função da energia dos fótons.

Figura 12 - Variação do coeficiente de atenuação de massa fotoelétrico com a energia dos fótons (49).

A direção de emissão dos fotoelétrons varia com a energia dos fótons incidentes.

Para energias baixas a emissão ocorre com ângulos próximos a 90° em relação a direção dos fótons incidentes. À medida

que a energia aumenta, a tendência é desses ângulos diminuírem.

3.2.4 - O Efeito Compton

A Fig. 13 ilustra como ocorre o efeito Compton.

Figura 13 - Esquema representando o efeito Compton

No efeito Compton, o fóton incidente interage com um elêtron, considerado como livre. O elétron é considerado livre se a sua energia de ligação for muito menor que a energia do fóton incidente. Seja $h\nu$ a energia do fóton incidente e $h\nu/c$ o seu momento (c é a velocidade da luz no vácuo). Vamos considerar que o elétron esteja inicialmente em repouso.

Após a interação, o elétron apresentará momento p e energia T e o fóton espalhado, energia $h\nu'$ e momento $h\nu'/c$. Evidentemente $\nu > \nu'$. Conforme se observa pela Fig. 13, θ é o ângulo entre a direção do fóton espalhado e a do fóton incidente e ϕ o ângulo entre a direção da velocidade do elétron e a do fóton incidente.

Aplicando-se à colisão a lei da conservação da energia e a lei da conservação do momento, obtem-se três equações que são muito úteis para o entendimento do efeito Compton⁽⁴⁷⁾:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + (h\nu/m_0 c^2)(1 - \cos \theta)} \quad (3.12)$$

$$T = h\nu - h\nu' \quad (3.13)$$

$$\cotg \sigma = \left[1 + \frac{h\nu}{m_0 c^2} \right] \tg \frac{\theta}{2} \quad (3.14)$$

sendo m_0 = massa de repouso do elétron.

Da eq. (3.14), deduz-se que para qualquer energia, se $\sigma = 0$, $\theta = 180^\circ$. Neste tipo de interação, o fóton espalhado terá sua mínima energia e o elétron sua máxima energia. Para $\sigma = 90^\circ$, $\theta = 0$, o elétron fica praticamente com energia igual a zero e o fóton espalhado fica com energia máxima. Entre estes dois tipos de colisão, existem infinitos tipos intermediários⁽⁴⁷⁾.

Utilizando a fórmula de Klein-Nishina⁽⁴⁹⁾, pode-se determinar a fração da energia incidente que é fornecida ao elétron. Utilizando estes cálculos, pode-se obter a Fig. 14, que mostra a energia média e a energia máxima em relação a energia do fóton incidente, que é fornecida ao elétron, numa colisão Compton.

Na Fig. 14 observa-se que em um processo Compton, para baixas energias, muito pouca energia é transferida ao meio, e a maior parte é espalhada. Para altas energias (10 a 100 MeV), a maior parte da energia é transferida ao meio.

O efeito Compton é praticamente independente do número atômico do material.

Figura 14 - Energia média e energia máxima, em relação à energia do fóton incidente, fornecida ao elétron em uma interação Compton ⁽⁴⁹⁾.

3.2.5 - Produção de Pares

Produção de pares é o processo pelo qual um fóton desaparece, dando origem a um elétron e a um pósitron. Geralmente a produção de pares ocorre no campo elétrico do núcleo, mas pode ocorrer também, com menor probabilidade, no campo elétrico de um elétron.

Para que este tipo de interação seja energeticamente possível, o fóton precisa ter, no mínimo, duas vezes a energia de repouso de um elétron, ou seja, 1,02 MeV.

Se a energia do fóton for maior que 1,02 MeV, esta energia será compartilhada pelo elétron e pelo pósitron.

Equacionando, tem-se:

$$h\nu - 1,02 = E_+ + E_- \quad (3.15)$$

sendo E_+ a energia do pósitron e E_- a energia do elétron.

3.2.6 - Espalhamento Coerente

O espalhamento coerente (ou espalhamento de Rayleigh) é menos importante para a Física Radiológica que os três estudados anteriormente. Neste processo, o fóton incidente colide com um elétron, mas nenhuma energia é transferida ao elétron. O fóton sofre espalhamento sem perder energia.

3.2.7 - Coeficientes Totais de Atenuação

As probabilidades de interação, pelos processos fotoelétrico, Compton, produção de pares e espalhamento coerente são independentes entre si e, devido a este fato, a probabilidade de interação total é a soma das probabilidades das interações individuais. Dessa forma, o coeficiente de atenuação de massa total é a soma dos coeficientes de atenuação de massa de cada processo.

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma}{\rho} + \frac{\kappa}{\rho} + \frac{\sigma}{\rho} \text{coh} \quad (3.16)$$

sendo τ/ρ a contribuição devido ao efeito fotoelétrico, σ/ρ devido ao efeito Compton, κ/ρ devido a produção de pares e $\sigma \text{ coh}/\rho$ devido ao espalhamento coerente.

O coeficiente de transferência de energia de massa total é dado por:

$$\frac{\mu_{\text{tr}}}{\rho} = \frac{\tau_{\text{tr}}}{\rho} + \frac{\sigma_{\text{tr}}}{\rho} + \frac{\kappa_{\text{tr}}}{\rho} \quad \left[\text{m}^2/\text{Kg} \right] \quad (3.17)$$

O coeficiente de absorção de energia de massa total é dado por:

$$\frac{\mu_{ab}}{\rho} = \frac{\tau_{ab}}{\rho} + \frac{\sigma_{ab}}{\rho} + \frac{\kappa_{ab}}{\rho} \quad \left[\frac{m^2}{Kg} \right] \quad (3.13)$$

ou por:

$$\frac{\mu_{ab}}{\rho} = \frac{\mu_{tr}}{\rho} (1-g) \quad (3.19)$$

onde g representa a fração média da energia dos elétrons-secundários que é perdida por interações radiativas, isto é, por "bremsstrahlung".

A Fig. 15 mostra como varia o coeficiente de atenuação de massa total (μ/ρ), o coeficiente de transferência de energia de massa total (μ_{tr}/ρ) e o coeficiente de absorção de energia de massa total (μ_{ab}/ρ) para o cobre, chumbo e ar, em função da energia dos fótons.

Figura 15 - Coeficiente de atenuação de massa total (μ/ρ) coeficiente de transferência de energia de massa total (μ_{tr}/ρ) e coeficiente de absorção de energia de massa total (μ_{ab}/ρ) em função da energia dos fótons para o cobre, chumbo e ar⁽⁴⁹⁾.

3.3 - Medida da Radiação Ionizante

A Comissão Internacional de Unidades e Medidas Radiológicas (ICRU) definiu diversas grandezas para quantificar a radiação ionizante. A seguir, são descritas algumas das mais importantes, considerando-se que o feixe de fótons seja monoenergético.

3.3.1 - Fluência

Seja N o número de fótons que incide em uma esfera finita, centrada em um ponto P , durante um determinado intervalo de tempo.

Se esta esfera for reduzida a um infinitésimo em P , sendo da uma área infinitesimal, perpendicular ao feixe, define-se fluência ou fluência de fótons, ϕ , à relação entre dN e da .

$$\phi = \frac{dN}{da} \quad [m^{-2}] \quad (3.20)$$

3.3.2 - Fluência de Energia

Seja $Nh\nu$ o valor esperado da energia total (excluindo a massa de repouso) de um feixe de fótons que incide em uma esfera finita, centrada em um ponto P , durante um determinado intervalo de tempo.

Se a esfera for reduzida a um infinitésimo em P , sendo da uma área infinitesimal perpendicular ao feixe, define-se fluência de energia, ψ , à relação entre $d N h\nu$ e da .

$$\psi = \frac{d N h\nu}{da} \quad [J.m^{-2}] \quad (3.21)$$

3.3.3 - Taxa de Fluência (Densidade de Fluxo)

A taxa de fluência, ϕ , está relacionada ao número de fótons que atravessa uma área unitária na unidade de tempo. É definida por:

$$\phi = \frac{d\phi}{dt} = \frac{d}{dt} \frac{dN}{da} \quad [m^{-2}s^{-1}] \quad (3.22)$$

3.3.4 - Taxa de Fluência de Energia (Densidade de Fluxo de Energia)

A taxa de fluência de energia, ψ , está relacionada à energia de um feixe de radiação que atravessa uma área unitária na unidade de tempo. É definida por:

$$\psi = \frac{d\psi}{dt} = \frac{d}{dt} \frac{dN h\nu}{da} \quad [J.m^{-2}s^{-1}] \quad (3.23)$$

3.3.5 - Kerma

Conforme mencionado anteriormente, a transferência de energia de um fóton para um absorvedor ocorre em duas etapas: na primeira, o fóton interage com um elétron do meio, colocando-o em movimento; na segunda etapa, o elétron transfere parte de sua energia para o meio. Uma grandeza denominada Kerma, K está associada à primeira etapa, ou seja, à transferência de energia do fóton para o elétron. Ela foi definida pela ICRU da seguinte forma:

$$K = d\bar{E}_{tr}/dm \quad [J Kg^{-1}] \quad (3.24)$$

sendo $d\bar{E}_{tr}$ a energia cinética transferida dos fótons para os elétrons em um elemento de volume dV , cuja massa é ρdm .

O nome especial para a unidade de Kerma é o gray, Gy:

$$1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/Kg}$$

O relacionamento entre Kerma e fluência de energia, para fótons monoenergéticos, é dada pela equação

$$K = \psi \frac{\mu_{tr}}{\rho} \quad (3.25)$$

O Kerma pode também ser dado pela expressão:

$$K = K_C + K_R \quad (3.26)$$

sendo K_C o kerma de colisão, que está relacionado com a energia gasta pelo elétron, em interações de colisão e K_R , o kerma radiativo, relacionado com a energia gasta pelo elétron quando este decelera ("bremsstrahlung") ou com a energia perdida por um pósitron, quando este interage com um elétron do meio e constitui dois fótons:

Pode-se mostrar que

$$K_C = \psi \frac{\mu_{ab}}{\rho} \quad (3.27)$$

O Kerma é uma grandeza relativamente fácil de ser calculada mas difícil de ser medida.

3.3.6 - Taxa de Kerma

A taxa de Kerma em um ponto P, no tempo t, é definida - por:

$$\dot{K} = \frac{dK}{dt} = \frac{d}{dt} \frac{d\bar{E}_{tr}}{dm} \quad [Gy.s^{-1}] \quad (3.28)$$

3.3.7 - Dose Absorvida

É uma grandeza de grande relevância na Física Radiológica. A diferença entre Kerma e dose absorvida pode ser melhor explicada com o auxílio da Fig. 16.

Figura 16 - Ilustração para mostrar a diferença entre Kerma e dose absorvida.

O fóton interage em a, transferindo parte de sua energia como energia cinética do elétron e o restante como radiação espalhada. O elétron, por sua vez, perde sua energia cinética ao longo do percurso b através de diversas colisões. A energia transferida em a está relacionada com o Kerma, e a energia transferida pelo elétron, ao longo de b, está relacionada com a dose absorvida.

A dose absorvida está associada à energia realmente recebida no meio.

A ICRU (1980) definiu a dose absorvida, D , pela equação

$$D = \frac{d\bar{E}_{ab}}{dm} \quad [J.Kg^{-1} \text{ ou Gy}] \quad (3.29)$$

sendo $d\bar{E}_{ab}$ a energia média cedida pela radiação ionizante à massa dm .

Uma unidade de dose absorvida denominada rad = 10^{-2} Gy foi muito utilizada de 1953 a 1985.

3.3.8 - Taxa de Dose Absorvida

A taxa de dose absorvida ($\dot{D}$) é definida por:

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt} = \frac{d}{dt} \frac{d\bar{E}_{ab}}{dm} \quad [Gy.s^{-1}] \quad (3.30)$$

3.3.9 - Exposição

É definida somente para raios X e para raios γ .

Historicamente é a mais velha das três grandezas de uso mais generalizado na Física Radiológica (Kerma, Dose Absorvida e Exposição).

A exposição (X) foi definida pelo ICRU (1980)⁽⁵⁰⁾ como :

$$X = \frac{dQ}{dm} \quad [C.Kg^{-1}] \quad (3.31)$$

dQ é o valor absoluto de todas as cargas de mesmo sinal, produzidas no ar, quando todos os elétrons (négatron e pósitron) liberados por fótons numa massa de ar $\bar{d}m$, são completamente freados no ar.

A unidade especial de exposição, Roentgen (R), foi muito utilizada até 1985.

$$1 \text{ R} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ C/Kg}$$

3.3.10 - Taxa de Exposição

A taxa de exposição, $\dot{X}$, é definida por:

$$\dot{X} = \frac{dX}{dt} = \frac{d}{dt} \frac{dQ}{\bar{d}m} \quad [\text{C.Kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}] \quad (3.32)$$

3.4 - Relação Entre Exposição e Fluência de Energia

Na Física Radiológica, frequentemente é desejável saber qual é o relacionamento entre a fluência de energia, Ψ , através de uma área unitária e a exposição X , em um ponto P , situado no centro desta área.

Antes de resolver a questão, é necessário saber-se o valor de $\bar{W}$, que é a energia média gasta em um gás para a formação de um par de íons. O valor de $\bar{W}$ para raios X e para raios γ é de 33,85 eV/par íons = 33,85 Joule/Coulomb. Portanto, a exposição de 1 Roentgen corresponde a uma absorção de energia pelo ar de:

$$2,58 \cdot 10^{-4} \frac{\text{C}}{\text{Kg}} \cdot 33,85 \frac{\text{J}}{\text{C}} = 8,73 \cdot 10^{-3} \text{ J/Kg de ar}$$

Se a exposição for X, no ponto P, a energia absorvida será $X \cdot 8,73 \cdot 10^{-3} \frac{\text{J}}{\text{Kg} \cdot \text{R}}$

A energia absorvida pela pequena massa de ar, dm, em P é dada por:

$$E = \Psi \left[\frac{\mu_{ab}}{\rho} \right]_{\text{ar}}$$

$$\Psi \left[\frac{\mu_{ab}}{\rho} \right] = X \cdot 8,73 \cdot 10^{-3}$$

$$\therefore \Psi = \frac{X \cdot 8,73 \cdot 10^{-3}}{(\mu_{ab}/\rho)_{\text{ar}}} \left[\frac{\text{J}}{\text{m}^2} \right] \quad (3.33)$$

CAPÍTULO IV

DOSIMETRIA FOTOACÚSTICA

Apresentaremos, neste capítulo um novo método para medir radiação X, na faixa de diagnóstico, utilizando um dosímetro fotoacústico.

O novo método fundamenta-se na medida da amplitude do pulso do sinal elétrico produzido, quando um pulso de raios X incide em um disco de chumbo, situado no interior de uma câmara fotoacústica. Medimos a taxa de fluência de energia da radiação, sem a necessidade de utilizarmos detecção síncrona. A instrumentação associada ao novo dosímetro resulta mais simples e barata, porque não é preciso utilizar-se um amplificador síncrono para processar os sinais elétricos, produzidos pela radiação ionizante, nem tampouco um modulador ("chopper") para modular periodicamente a radiação.

No trabalho publicado por Sérgio Mascarenhas et alii², menciona-se a possibilidade do dosímetro de radiação fotoacústico (DRFA) ser calibrado com outra forma de energia, o que o tornaria um dosímetro de radiação absoluto. Proporemos um método de calibração relativa do dosímetro, que prescinde da calibração de sua resposta em um campo conhecido de radiação ionizante.

Apresentaremos também, neste capítulo, os resultados de nossas medidas feitas com um dosímetro de radiação fotoacústico, com uma amostra de chumbo óticamente opaca e termicamente fina, que mostra o relacionamento entre o sinal fotoacústico e as seguintes grandezas:

- a) intensidade da radiação para uma dada qualidade da radiação;
- b) taxa de fluência de energia;

c) frequência de modulação da radiação.

4.1 - Materiais e Métodos

Em todos os nossos experimentos, o equipamento de raios X utilizado foi o modelo MG 150 Muller, pertencente ao Instituto de Física e Química de São Carlos.

Trata-se de uma unidade monofásica retificada de onda completa. O tubo possui alvo de tungstênio e pode ser operado na faixa de 50 kVp (26 keV) a 90 kVp (33 keV), enquanto a corrente pode variar, continuamente, entre zero e 20 mA. A estabilidade da fonte de radiação X é de aproximadamente 95%.

Em todas as medidas de radiação X realizadas, neste trabalho, a geometria foi mantida constante. A distância da janela do tubo de raios X aos detetores foi de 7 cm, a área irradiada do detetor foi de 44 mm² e a filtração ^{adiciona} total no feixe foi de 2 mm de alumínio.

A taxa de exposição da radiação foi monitorada, quantitativamente, por uma câmara de ionização para baixa energia (Victoreen modelo 651).

O cálculo da taxa de fluência de energia de um feixe de radiação X exige o conhecimento de (μ_{ab}/ρ) ar. Este coeficiente foi determinado graficamente para as tensões do tubo de raios X utilizados nos experimentos.

Construímos diversos tipos de câmaras fotoacústicas, não ressonantes. Um aspecto de suma importância, considerado no projeto das câmaras, foi minimizar a radiação espalhada no microfone, pois este produz sinais espúrios de elevada intensidade quando recebe radiação.

A câmara que apresentou a maior responsividade é mostrada na figura 17. Ela foi construída em alumínio e emprega como

Figura 17.a - Fotografia da Câmara Fotoacústica do DRFA.

Figura 17.b - Desenho esquemático da câmara fotoacústica do DRFA.

A: amostra de chumbo, J: Janela de Lucite, A1: Corpo de Alumínio, D: Duto que liga o compartimento da amostra ao microfone, B: blindagem de chumbo, M: microfone.

transdutor um microfone de eletreto, com sensibilidade de 5,3 mV/Pa, facilmente encontrado no mercado eletrônico brasileiro. Não nos foi possível obter um microfone de melhor qualidade, com sensibilidade maior (de ordem de 50 a 100 mV/Pa) e com resposta plana até frequências baixas (da ordem de 4 Hz), como é o caso de alguns modelos fabricados pela Bruel and Kjaer⁽⁵²⁾,

O duto que liga a câmara ao microfone apresenta diâmetro de 1 mm. As janelas são de lucite, com espessura de 1 mm.

A amostra absorvedora da radiação X é um disco de chumbo, com diâmetro de 10 mm e com espessura de 0,6 mm. Com esta espessura, a amostra absorve 99,99% de radiação X se a energia efetiva dos fótons for de 33 keV. Foi feita uma cuidadosa blindagem de chumbo no compartimento do microfone.

Nas experiências com detecção síncrona, utilizou-se o dosímetro de radiação fotoacústico (DRFA), cujo diagrama de blocos é mostrado na Figura 18. Ele é constituído por um modulador, pela câmara fotoacústica descrita, por um pré-amplificador e por um amplificador síncrono.

Figura 18 - Diagrama de blocos de um DRFA. CFA: câmara fotoacústica, PRE AMP: Pré-Amplificador, AMP SÍNCRONO: Amplificador Síncrono, REF: Sinal de referência, SFA: Sinal fotoacústico.

O feixe de raios X foi modulado, periodicamente, através de um modulador, com disco seccionado de chumbo, com espessura de 3 mm. A frequência de modulação da radiação podia ser variada, com

este modulador, na faixa de 3,2 a 85,2 Hz.

O esquema do pré-amplificador utilizado é mostrado na Figura 19.

Figura 19 - Esquema do pré-amplificador.

Ele é constituído por dois estágios, que utilizam como elementos ativos os circuitos integrados BIMOS 3140 e TL 071. A principal característica destes circuitos integrados é a sua elevada impedância de entrada ($Z_{in} \approx 1,5 \text{ T}\Omega$). O primeiro é um estágio isolador, que confere ao pré-amplificador uma elevada impedância de entrada. O segundo é um estágio amplificador de tensão, não inversor, com ganho de 28 dB.

O amplificador síncrono utilizado foi o EG&G, modelo 124 A da PAR.

O dosímetro de radiação fotoacústico pulsado (DRFAP) foi o equipamento utilizado para gerar e medir as amplitudes de pulsos elétricos produzidos, quando pulsos de raios X incidiam na amostra de chumbo, situada no interior de sua câmara fotoacústica. Ele consiste de um comutador de radiação X, da câmara fotoacústica

e do pré-amplificador, já descritos, e de um medidor de amplitude de pulsos elétricos, como um osciloscópio, registrador ou detetor de valor de pico, eletrônico. O diagrama de blocos do DRFAP é mostrado na Figura 20.

Figura 20 - Diagrama de blocos do DRFAP. COM: comutador de radiação X, M.E.: medidor de amplitude de pulsos elétricos.

Na Figura 21 mostramos a fotografia do comutador de radiação X. Ele consta essencialmente de um disco de chumbo, com es pessara de 3 mm, acionado por um motor síncrono (modelo AW, Haydon Company). O disco de chumbo possui um orifício com área de 44 mm^2 , cujo centro está situado a 8,5 cm do centro do disco.

Figura 21 - Fotografia do comutador de radiação X. O disco girava com a velocidade de 8,5 voltas/minuto.

Um pulso de radiação X era produzido quando o orifício do disco do comutador ficava alinhado entre o orifício circular da placa de chumbo de colimação e a amostra de chumbo, situada no interior da câmara fotoacústica.

A medida da amplitude do pulso de sinal elétrico produzido pelo pulso de radiação X, foi realizada com um registrador X-Y (HP, modelo 7004 B). Os pulsos eram lentos e puderam ser registrados, sem distorção, pelo registrador. Constatamos este fato medindo pulsos, simultaneamente, com o registrador X-Y e com o osciloscópio com memória, Philips, modelo 3234.

Nos experimentos realizados com o DRFAP, fizemos o registro de 20 pulsos, para cada intensidade da radiação medida.

Para efetuarmos a calibração do dosímetro de radiação fotoacústico construímos dois tipos de dispositivos, denominados de fototermofone.

O primeiro, similar ao sugerido por AAMODT & MURPHY⁽²⁵⁾ (1978), é mostrado esquematicamente, na Figura 22.

Figura 22 - Desenho esquemático de um dos fototermofones construídos.

Ele consiste de um disco de vidro de 10 mm de diâmetro e 0,6 mm de espessura, sobre o qual foi feita a deposição de

200 Å de cromo e 200 Å de estanho. Sobre o estanho, foram depositadas, em extremos opostos do diâmetro do disco, duas ilhotas de ouro para fazer-se os contatos elétricos. Após os terminais (fio número 42, AWG) serem conectados aos contatos de ouro, passou-se sobre a superfície de estanho uma fina camada da tinta negra fosca (marca Color Gin).

O segundo tipo de fototermofone construído foi feito de forma mais simples que o primeiro. Depositou-se sobre o disco de vidro de 10 mm de diâmetro e 0,6 mm de espessura, finas camadas da substância negra condutora denominada aquadag (grafite em suspensão). Os terminais (fio número 42 AWG) foram conectados à superfície, utilizando a própria aquadag.

As resistências elétricas dos fototermofones foram cuidadosamente medidas antes e após a conexão dos terminais, para verificar se a resistência de contato dos terminais não era significativa.

O procedimento de calibração do DRFA consiste essencialmente, na determinação da responsividade da câmara fotoacústica do dosímetro, com a amostra de chumbo:

Este procedimento é realizado em três etapas:

1) determinação da responsividade da câmara fotoacústica do DRFA, utilizando um sinal elétrico para aquecer periodicamente o fototermofone situado na câmara.

2) determinação da potência da radiação eletromagnética de um feixe de radiação, na faixa do infravermelho ao ultravioleta, utilizando a câmara eletricamente calibrada.

3) determinação da responsividade da câmara fotoacústica, sendo a amostra o disco de chumbo de 0,6 mm de espessura.

Determinada a responsividade da câmara fotoacústica é imediato determinar-se a taxa de fluência de energia de um feixe

de radiação X, desconhecido.

Esta metodologia de calibração é fundamentada nos procedimentos experimentais, descritos a seguir.

A responsividade da câmara fotoacústica, utilizando aquecimento elétrico foi obtida através do sistema cujo diagrama é mostrado na Figura 23.

Figura 23 - Sistema utilizado para determinar a responsividade da câmara fotoacústica do dosímetro de radiação fotoacústico, através do aquecimento elétrico GS: gerador de sinais, C.F.A.: câmara fotoacústica F: fototermofone, M: microfone; AS: amplificador síncrono.

O fototermofone foi aquecido através de um sinal elétrico, com forma de onda quadrada, produzido pelo gerador de sinais Philips, modelo 5127. Este gerador possui uma saída TTL, que serviu como sinal de referência para o amplificador síncrono. O sinal produzido pela câmara fotoacústica, devido ao aquecimento elétrico do fototermofone, foi processado pelo amplificador síncrono PAR, modelo 124 A.

Utilizamos, depois a câmara fotoacústica, com o fototermofone, para determinar como variava a sua resposta com a frequência, na faixa de 13,8 a 95,8 Hz e a sua responsividade em 13,8 Hz, para radiação na faixa espectral de 350 a 950 nm. Esta determina

ção foi realizada no espectrômetro montado no laboratório de luminescência do IFQSC⁽⁵¹⁾. A potência da luz incidente no fototermofone, originada de uma lâmpada de xenônio de 150 W, foi medida com um detetor de PZT⁽⁵³⁾ que possui uma responsividade de 0,16 V/W, na frequência de 13,8 Hz. A resposta deste detetor é plana na faixa espectral mencionada e é proporcional à potência da radiação incidente. O erro máximo que se comete, quando se utiliza este detetor, é de 5%.

Substituímos no interior da câmara o fototermofone pela amostra de chumbo de 0,6 mm de espessura. Determinamos a responsividade da câmara, em 13,8 Hz, e sua resposta em frequência, para dois tipos de radiação incidente:

- a) Radiação na faixa espectral de 350 a 950 nm;
- b) Radiação X, com energia efetiva dos fótons na faixa de 30 a 33 keV.

Nestas medidas, a corrente do tubo foi mantida em 10 mA.

Substituímos, então, a câmara fotoacústica, colocando - na mesma posição que ela ocupava, uma câmara de ionização Victoreen, modelo 651. Mantendo inalteradas as condições experimentais anteriores, medimos a taxa de exposição. Calculamos a taxa de fluência de energia do feixe de raios X, utilizando a equação (3.33).

Calculada a taxa de fluência de energia, é imediata a determinação da potência e da responsividade da câmara fotoacústica, quando nela incide raios X.

4.2 - Resultados e Discussão

Em sequência, vamos apresentar os principais resultados obtidos, através da série de experimentos realizados. Ao mesmo

tempo, vamos discutí-los.

A partir dos parâmetros térmicos e óticos do chumbo, calculamos o comprimento de difusão térmico, μ_s , e o comprimento de absorção ótico, μ_β , para o disco de chumbo de 0,6 mm de espessura, utilizado nas experiências. Os valores determinados foram $\mu_s = 0,7$ mm (a 13,8 Hz) e $\mu_\beta = 5,6 \cdot 10^{-2}$ mm (a 40 keV).

Portanto, o disco de chumbo, é uma amostra oticamente opaca e termicamente fina, enquadrando-se no caso 2a. da classificação elaborada por Rosencwaig e Gersho.

Para radiação na faixa espectral de 350 a 950 nm, a amostra de chumbo também é uma amostra oticamente opaca e termicamente fina.

Optamos em utilizar uma amostra de chumbo relativamente espessa para se assegurar que a mais energética radiação X. utilizada, 33 keV, fosse praticamente toda absorvida pela amostra.

A Tabela I mostra os valores dos coeficientes de absorção de energia de massa do ar para as tensões do tubo utilizadas nos experimentos. A obtenção destes valores foi efetuada cuidadosamente mas devemos admitir uma certa imprecisão na sua determinação.

TABELA I

Valores dos Coeficientes de Absorção de Energia de Massa do Ar (μ_{ab}/ρ) para as tensões do tubo de raios X, utilizadas nos Experimentos.

Tensão (kVp)	μ_{ab}/ρ (m ² /Kg)
50	0,025
70	0,015
80	0,013
90	0,011

A Figura 24 mostra a variação do sinal do DRFA (S_{DRFA}) em função da taxa de exposição do feixe de raios X, $\dot{X}$, para três qualidades diferentes da radiação, na frequência de modulação de 13,8 Hz. As curvas mostram uma relação linear entre o sinal fotoacústico e a intensidade da radiação, para uma dada qualidade da radiação.

As curvas da Figura 25 mostram o relacionamento entre S_{DRFA} e $\dot{X}$ em uma escala bilogarítmica. Com os dados experimentais graficados, obtemos os resultados apresentados na TABELA II, calculados na frequência de 13,8 Hz.

TABELA II

Relação Entre o Sinal do DRFA e a Taxa de Exposição do Feixe para as Tensões do Tubo de Raios X de 70,80 e 90 kVp

Tensão (kVp)	Relação Entre S_{DRFA} e $\dot{X}$
70	$S_{DRFA} = 1,13.10^{-1} \cdot \dot{X}^{0,94} + 5,9.10^{-6}$
80	$S_{DRFA} = 1,39.10^{-1} \cdot \dot{X}^{1,03}$
90	$S_{DRFA} = 1,69.10^{-1} \cdot \dot{X}$

As Figuras 26 e 27 mostram o relacionamento entre a taxa de fluência de energia da radiação X e o sinal do dosímetro de radiação fotoacústico, a 13,8 Hz. Ele é dado por:

$$S_{DRFA} = 5,4.10^{-5} \psi - 8.10^{-6} \quad (4.4)$$

Figura 24 - Sinal do DRFA em Função da Taxa de Exposição para três Qualidades Diferentes da Radiação. (a) 70 kVp, (b) 80 kVp, (c) 90 kVp. Frequência de Modulação: 13,8 Hz.

Figura 25 - Sinal do DRFA em Função da Taxa de Exposição para três Qualidades Diferentes da Radiação, em Escala Bilinear. (a) 70 kVp, (b) 80 kVp, (c) 90 kVp. Frequência de Modulação: 13,8 Hz.

Figura 26 - Sinal do DRFA em Função da Taxa de Fluência de Energia da Radiação X. Frequência de Modulação: 13,8 Hz.

Figura 27 - Sinal do DRFA em Função da Taxa de Fluência de Energia da Radiação X, em Escala Bilogarítmica. Frequência de Modulação de 13,8 Hz.

A variação do sinal do DRFA em função da frequência de modulação da radiação, na faixa de 13,8 a 85,0 Hz, para a taxa de fluência de energia de 10 W/m^2 , é mostrada na Figura 28. Determinamos:

$$S_{\text{DRFA}} = k_1 \cdot f^{-0.94} \quad (4.5)$$

sendo k_1 uma constante.

A precisão das medidas foi limitada pela estabilidade da fonte de Raios X, em 95%.

O ruído máximo do dosímetro, medido com taxa de fluência de energia igual a zero foi de $14 \text{ } \mu\text{V}$, o que corresponde a 13,8 Hz, a uma taxa de fluência de energia de $0,26 \text{ W/m}^2$ e a uma taxa de exposição de $1,24 \cdot 10^{-4} \text{ C.Kg}^{-1} \text{ s}^{-1}$ ($0,48 \text{ R/s}$), a 70 kVp.

Nos gráficos das Figuras 24 a 28, o coeficiente de correlação linear é maior que 99%.

Analisando-se os gráficos e as expressões obtidas pode-se tirar as seguintes conclusões a respeito da resposta do DRFA:

- 1) Ela é linear com a intensidade, para uma dada qualidade da radiação.
- 2) Ela é linear com a taxa de fluência de energia da radiação.
- 3) Ela é proporcional a $f^{-0,94}$, sendo f a frequência de modulação da radiação.

Estes resultados são análogos aos obtidos por S. Mascarenhas et alii², que trabalharam com amostras termicamente finas.

Os resultados experimentais obtidos com o DRFA estão de acordo com a teoria de Rosencwaig-Gersho⁽¹⁹⁾ para amostras opticamente opacas e termicamente finas. Neste caso, o sinal acústico

Figura 28 - Sinal do DRFA em Função da Frequência de Modulação da Radiação. Taxa de Fluência de Energia de $10W/m^2$.

é dado pela equação (2.28), repetida abaixo:

$$Q = \frac{1-i}{2a_g} \frac{\nu_b}{k_b} \frac{\nu P_o I_o}{2\sqrt{2} T_o \cdot \ell_g}$$

Conforme se observa por esta equação, o sinal é proporcional à intensidade (fluxo) da radiação incidente I_o e inversamente proporcional à frequência de modulação da radiação ($\nu_b = k_2 \omega^{-1/2}$, $a_g = k_3 \omega^{-1/2}$).

Seguindo o critério citado por Attix⁽⁴⁷⁾, o limite inferior da faixa de taxa de exposição, à 70 kVp, do DRFA é $1,24 \cdot 10^{-4} \text{ C.Kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ (0,48 R/s) e o limite inferior de sua faixa de taxa de fluência de energia é $0,26 \text{ W/m}^2$, na frequência de modulação de 13,8 Hz.

Esta sensibilidade, relativamente baixa em comparação com a obtida por S. Mascarenhas et alii pode ser atribuída a dois fatores principais:

- a) o microfone utilizado apresenta pequena sensibilidade, a 13,8 Hz.
- b) o disco de chumbo é mais espesso.

A Figura 29 mostra a forma de onda do sinal elétrico gerado pelo dosímetro de radiação fotoacústico pulsado (DRFAP), quando pulsos de raios X, produzidos através do comutador de radiação X, incidem na amostra de chumbo. Para cada intensidade da radiação, medimos a amplitude do pulso negativo.

A precisão das medidas foi de 94%.

As Figuras 30 e 31 apresentam a variação do sinal do DRFAP em função da taxa de exposição no ar, para três qualidades diferentes da radiação. Determinamos a relação entre o sinal do DRFAP e a taxa de exposição, $\dot{X}$, para as tensões do tubo de 70 kVp, 80 kVp e

Figura 29 - Forma de Onda Produzida pelo DRFAP Quando Pulsos de Raios X Incidem na Amostra de Chumbo da Câmara Fotocústica. Taxa de Fluência de Energia de $8,3 \text{ W/m}^2$.

Figura 30 - Sinal do DRFAP em Função da Taxa de Exposição para Três Qualidades Diferentes da Radiação. (a) 70 kVp, (b) 80 kVp, (c) 90 kVp.

Figura 31 - Sinal do DRFAP em Função da Taxa de Exposição para Três Qualidades Diferentes da Radiação, em Escala Bi-logarítmica. (a) 70 kVp, (b) 80 kVp, (c) 90 kVp.

90 kVp. A tabela III apresenta estes resultados, para 13,8 Hz.

TABELA III

Relação Entre o Sinal do DRFAP e a Taxa de Exposição
para as Tensões do Tubo de Raios X de 70, 80 e 90 kVp

Tensão (kVp)	Relação Entre S_{DRFAP} e $\dot{X}$	
70	$S_{\text{DRFAP}} = 1,50 \cdot \dot{X} + 2 \cdot 10^{-4}$	(4.6)
80	$S_{\text{DRFAP}} = 1,87 \cdot \dot{X}$	(4.7)
90	$S_{\text{DRFAP}} = 2,22 \cdot \dot{X}$	(4.8)

As Figuras 32 e 33 mostram o relacionamento entre o sinal do DRFAP e a taxa de fluência de energia. Calculamos

$$S_{\text{DRFAP}} = 7,1 \cdot 10^{-4} \cdot \psi - 1 \cdot 10^{-4} \quad (4.9)$$

O máximo ruído medido com o DRFAP, com taxa de fluência igual a zero, foi de 0,3 mV, o que corresponde a uma taxa de fluência de energia de $0,42 \text{ W/m}^2$ e a uma taxa de exposição, à 70 kVp, de $2,00 \cdot 10^{-4} \text{ C} \cdot \text{Kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ (0,78 R/s).

Os dados experimentais da curva da Figura 30 apresentam um bom coeficiente de correlação linear (maior que 99%). Para a curva da Figura 32, o coeficiente de correlação é de 91%.

As equações (4.6 a 4.9) mostram que o sinal obtido com o DRFAP é linear com a intensidade, para uma dada qualidade da radiação, e linear com a taxa de fluência de energia.

Estes resultados são explicados pela teoria elaborada por AAMODT & MURPHY⁽²⁶⁾. Para o caso de amostras termicamente finas, a temperatura da amostra, com excitação pulsada é dada pe

Figura 32 - Sinal do DRFAP em Função da Taxa de Fluência de Energia da Radiação X.

Figura 33 - Sinal do DRFAP em Função da Taxa de Fluência de Energia da Radiação X, em Escala Bilogarítmica.

la equação (2.36).

$$T = -\xi \hat{h}(s) [(s \alpha_s)^{1/2} C_{ps}]^{-1}$$

onde $\hat{h}(s)$ está relacionada à intensidade da radiação incidente. O sinal fotoacústico produzido é, evidentemente proporcional à temperatura da amostra.

A precisão das medidas feitas com o DRFAP, de 94%, é devida à instabilidade da fonte de raios X e ao comutador de radiação X.

O limite inferior da faixa de taxa de exposição, a 70 kVp do DRFAP é $2,00 \cdot 10^{-4} \text{ C. Kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ (0,78 R/s) e o limite inferior de sua faixa de taxa de fluência de energia é $0,42 \text{ W/m}^2$.

Portanto, o DRFAP é um pouco menos sensível e preciso que o DRFA. A sua vantagem sobre o DRFA é que a instrumentação a ele associada é muito mais simples, uma vez que um medidor de amplitude de pulsos elétricos e um comutador de radiação X são muito mais fáceis de serem implementados que, respectivamente, um amplificador síncrono e um modulador.

O valor medido da resistência do fototermofone construído com deposição no substrato de vidro de 0,6 mm de espessura, de $200 \text{ \AA}$ de cromo e $200 \text{ \AA}$ de estanho foi de $14,2 \text{ K}\Omega$. O fototermofone construído com aquadag apresentou resistência de $2,6 \text{ K}\Omega$.

Na tabela IV apresentamos os valores dos sinais produzidos pela câmara fotoacústica, com o fototermofone de aquadag, quando este foi aquecido eletricamente por um sinal, com forma de onda quadrada, com ciclo de trabalho de 50%, na frequência de modulação de 13,8 Hz.

TABELA IV

Valores dos sinais produzidos pela câmara fotoacústica (S_{FTF}) quando a amostra (Fototermofone) foi aquecida por um sinal elétrico com frequência de 13,8 Hz

Amplitude do Sinal Elétrico (V)	S_{FTF} (μV)
2,0	190
4,0	760
8,0	3100
10,0	4800

Com os dados da TABELA IV, determinamos a responsividade da câmara fotoacústica ($R_{A,E}$), utilizando aquecimento elétrico. O valor encontrado foi $R_{AE} = 0,25 \text{ V/W}$.

Na Figura 34, mostramos como varia o sinal produzido pela câmara fotoacústica em função da frequência do sinal elétrico de excitação do fototermofone, f_e . A potência foi mantida em 0,77 mW. O sinal é proporcional a $f_e^{-1.2}$.

A Figura 35 mostra a variação do sinal fotoacústico com a frequência de modulação, quando o fototermofone foi aquecido por uma radiação com comprimento de onda $\lambda = 915 \text{ nm}$ e potência de 5,90 mW.

A Figura 36 apresenta a variação do sinal fotoacústico com a frequência de modulação, quando na amostra de chumbo de 0,6 mm de espessura, incidiu radiação com comprimento de onda de 915 nm e potência de 5,9 mW.

Figura 34 - Sinal Produzido pela Câmara Fotoacústica em Função da Frequência do Sinal Elétrico de Excitação do Foto-termofone. Potência do Sinal: 0,77 mW.

Figura 35 - Sinal Produzido pela Câmara Fotoacústica em Função da Frequência de Modulação da Radiação com Aquecimento Óptico do Fototermofone, Potência da Radiação: 5.9 mW, $\lambda = 915$ nm.

Figura 36 - Sinal Produzido pela Câmara Fotoacústica em Função da Frequência de Modulação da Radiação com Aquecimento Óptico da Amostra de Chumbo. Potência da Radiação: 5,9 mW, $\lambda = 915 \text{ nm}$.

Com o fototermofone o sinal produzido é proporcional a $f^{-1,21}$ e, com a amostra de chumbo, o sinal é proporcional a $f^{-0,95}$

O cálculo das responsividades da câmara, com os dois tipos de amostras, para radiação incidente, com $\lambda = 915 \text{ nm}$, foi efetuada de acordo com os resultados apresentados na TABELA V.

TABELA V

Resultados obtidos para a determinação das responsividades da câmara fotoacústica, com o fototermofone e com a amostra de chumbo, no infravermelho

S_0 (μV)	S_1 (μV)	S_2 (μV)	P_r (W)	R_1 (V/W)	R_2 (V/W)
123	189	35,8	$7,69 \cdot 10^{-4}$	0,25	0,047

S_0 : Sinal obtido com o PZT calibrado, com responsividade de 0,16 V/W.

S_1 : Sinal obtido com a câmara fotoacústica, tendo o fototermofone como amostra.

S_2 : Sinal obtido com a câmara fotoacústica, tendo o disco de chumbo de 0,6 mm como amostra.

P_r : Potência da luz incidente, determinada através do detetor com PZT, calibrado.

R_1 : Responsividade da câmara fotoacústica, com o fototermofone.

R_2 : Responsividade da câmara fotoacústica, com o disco de chumbo, para $\lambda = 915 \text{ nm}$.

Obs.: Estes sinais foram obtidos, sem a utilização do pré-amplificador utilizado no DRFA.

Na TABELA VI apresentamos os valores obtidos quando a câmara fotoacústica, com disco de chumbo foi submetida à radiação X.

TABELA VI

Resultados obtidos para a determinação da responsividade da câmara fotoacústica com a amostra de chumbo, para a radiação X					
U (kVp)	$\dot{X} (C.Kg^{-1}.s^{-1}).10^{-4}$	$\dot{\psi} (W/m^2)$	P (μW)	S _{FA} (μV)	R ₃ (V/W)
70	14,3 (5,54 R/s)	3,22	142	7,3	0,051
80	19,8 (7,66 R/s)	5,14	226	11,9	0,053
90	24,5 (9,48 R/s)	7,52	331	17,5	0,053

U : tensão do tubo de Raios X

$\dot{X}$: taxa de exposição da radiação

$\dot{\psi}$: taxa de fluência de energia da radiação

P : potência do feixe de radiação

S_{FA}: sinal fotoacústico obtido com a câmara, O sinal do DRFA foi dividido por 23,5 (ganho do pré-amplificador), para se obter este sinal.

R₃ : responsividade da câmara fotoacústica com a amostra de chumbo, para a radiação X

A resposta da câmara fotoacústica quando se utilizou energia elétrica foi igual a sua resposta quando se utilizou energia ótica para aquecer o fototermofone. Isto é evidenciado pelas responsividades determinadas (nos dois casos, $R = 0,25 \text{ V/W}$) e pela resposta em frequência da câmara quando se utilizou os dois tipos de energia.

Estes resultados confirmaram aqueles obtidos por AAMODT & MURPHY⁽²⁶⁾. Eles afirmam que "desde que a resposta acústica medida depende da distribuição da fonte de calor dentro da amostra e também das propriedades térmicas da amostra, não é óbvio que a resposta seja quantitativamente a mesma para o aquecimento ótico e para o aquecimento elétrico. Todavia nós mostramos que as respostas são quantitativamente iguais".

A resposta da câmara fotoacústica (com a amostra de chumbo) variou com a frequência de modulação da radiação, da mesma forma para a radiação X e para a radiação na faixa do infravermelho. Para a radiação X o sinal resultou proporcional a $f^{-0,94}$ e para o infravermelho o sinal resultou proporcional a $f^{-0,95}$. Pela teoria de Rosencwaig-Gersho, o sinal deveria ser proporcional a f^{-1} .

A responsividade determinada para a radiação X é cerca de 13% maior que a determinada no infravermelho. Esta discrepância deve ser atribuída aos seguintes fatores:

- 1) erros sistemáticos e randômicos cometidos na determinação das grandezas medidas com os instrumentos utilizados (osciloscópio, câmara de ionização, amplificador síncrono, etc)
- 2) instabilidade da fonte de radiação X
- 3) imprecisão na determinação do coeficiente de absorção de energia de massa
- 4) radiação espalhada

Acreditamos que utilizando uma instrumentação de medida

mais precisa e uma fonte de radiação mais estável, o erro de 13% cairia sensivelmente e poder-se-ia adotar o seguinte protocolo para se medir a taxa de fluência de energia de um feixe de raios X, na faixa de diagnóstico:

1) Determinação da responsividade da câmara fotoacústica através do aquecimento elétrico do fototermofone.

2) Determinação da potência de um feixe da radiação, na faixa do infravermelho próximo ao ultravioleta próximo, com a câmara calibrada.

3) Mantendo este feixe inalterado, substitui-se o fototermofone pela amostra de chumbo e determina-se a nova responsividade da câmara.

4) Submete-se a câmara, com a amostra de chumbo, a um feixe de radiação X. Medindo-se o sinal elétrico produzido pela câmara e sabendo-se a responsividade determinada no item 3, calcula-se a taxa de fluência de energia da radiação.

CAPÍTULO V

DOSIMETRIA PIROELÉTRICA

Neste capítulo apresentaremos os resultados obtidos quando utilizamos detetores piroelétricos para medir radiação X, na faixa de diagnóstico.

Implementamos e efetuamos medidas com dois tipos de dosímetros, que empregam detetores piroelétricos.

No dosímetro de radiação piroelétrico (DRPE), radiação X, modulada periodicamente, através de um modulador ("chopper") - com disco de chumbo, incide em um detetor piroelétrico e o sinal elétrico produzido é processado por um amplificador síncrono ("lock in").

No dosímetro de radiação piroelétrico pulsado (DRPEP) emprega-se um comutador para produzir pulsos de raios X, que incidem em um detetor piroelétrico. Os resultados obtidos mostram que a amplitude dos pulsos elétricos resultantes é diretamente proporcional à taxa de fluência de energia da radiação.

Propomos um modelo teórico, considerando o detetor piroelétrico como ideal, para explicar a forma de onda produzida pelo DRPEP.

5.1 - Materiais e Métodos

A metodologia que seguimos para estudar os dosímetros piroelétricos é a mesma que adotamos no trabalho com os dosímetros fotoacústicos, descrita no capítulo IV.

Empregamos o mesmo equipamento de raios X, utilizamos a

mesma geometria e as mesmas condições experimentais para fazer as medidas. Isto nos permitiu estabelecer comparação entre os quatro tipos de dosímetros estudados.

Na Figura 37 apresentamos o diagrama de blocos do DRPE.

Figura 37 - Diagrama de blocos do dosímetro de radiação piroelétrica. C.P.E.: Câmara piroelétrica, REF: sinal de referência.

Ele é constituído por um modulador com disco de chumbo, por uma câmara piroelétrica e por um amplificador síncrono.

O modulador e o amplificador síncrono foram descritos no capítulo IV.

A fotografia da câmara piroelétrica é mostrada na Figura 38 e o seu desenho esquemático na Figura 39.

Figura 38 - Fotografia da câmara piroelétrica. A sua janela de "mylar" foi retirada, para se permitir a visualização da cerâmica piroelétrica.

Ela consiste basicamente de uma cerâmica de zirconato titanato de chumbo (PZT), com dimensões de 17 x 17 x 3 mm, da Edo Western Corporation, Salt Lake City, E.U.A., apoiada sobre um suporte de nylon. A cerâmica possui eletrodos de prata e foi ligada, eletricamente a um conector externo, tipo BNC. A janela através da qual a radiação incidia, é de "mylar", com espessura de 25 μ m. A espessura do detetor era tal, que ele podia absorver mais de 99% da radiação incidente, utilizada em nossos estudos. Na câmara, pode-se fazer vácuo até 1 mm de mercúrio.

Na Figura 40 apresentamos o diagrama de blocos do DRPEP.

Figura 39 - Desenho Esquemático da Câmara Piroelétrica

Figura 40 - Diagrama de blocos do DRPEP, COM: Comutador de Radiação, C.P.E.: Câmara piroelétrica, M.E.: Medidor de amplitude de pulsos elétricos.

O DRPEP constitui-se de um comutador de radiação X, de uma câmara piroelétrica, de um pré-amplificador e de um registrador. Todos os componentes do DRPEP já foram descritos.

A precisão das medidas efetuadas com o DRPE e com o DRPEP ficaram limitadas a aproximadamente 95%, em virtude da instabilidade da fonte de Raios X.

Nos experimentos feitos com o DRPEP, fizemos o registro de 20 pulsos, para cada intensidade da radiação medida.

5.2 - Resultados e Discussão

Apresentaremos, a seguir, os principais resultados obtidos com os dosímetros piroelétricos. Fazemos, simultaneamente, uma análise desses resultados.

As Figuras 41 e 42 mostram o relacionamento linear existente entre o sinal do DRPE e a taxa de exposição do feixe, para

Figura 41 - Sinal do DRPE em função da taxa de exposição da radiação X, para três qualidades diferentes da radiação (a) 50 kVp, (b) 70 kVp, (c) 90 kVp. Frequência de modulação de 13,8 Hz.

Figura 42 - Sinal do DRPE em função da taxa de exposição da radiação X, em escala bilogorítmica, para três qualidades diferentes da radiação. (a) 50 kVp, (b) 70 kVp, (c) 90 kVp. Frequência de modulação: 13,8 Hz.

três qualidades diferentes da radiação.

Pudemos efetuar medidas de radiação com energia efetiva dos fótons de 26 keV (50 kVp) com os dosímetros piroelétricos, o que não foi possível com os dosímetros fotoacústicos, devido à menor sensibilidade destes, conforme será evidenciado pelos dados experimentais.

Com os dados obtidos, calculamos as equações que relacionam o sinal do DRPE e a taxa de exposição, apresentadas na TABELA VII, para a frequência de modulação de 13,8 Hz.

TABELA VII

Relação Entre o Sinal do DRPE e a Taxa de Exposição do Feixe para as Tensões do Tubo de Raios X de 50, 70 e 90 kVp

Tensão (kVp)	Relação Entre S_{DRPE} e $\dot{X}$	
50	$S_{DRPE} = 4,28 \cdot 10^{-2} \cdot \dot{X}^{0,97}$	(5.1)
70	$S_{DRPE} = 7,72 \cdot 10^{-2} \cdot \dot{X}^{0,96} + 5 \cdot 10^{-6}$	(5.2)
90	$S_{DRPE} = 1,04 \cdot 10^{-1} \cdot \dot{X}$	(5.3)

O relacionamento entre o sinal do dosímetro de radiação piroelétrico e a taxa de fluência de energia da radiação, visualizado nas Figuras 43 e 44, é dado através da equação (5.4), para a frequência de 13,8 Hz.

$$S_{DRPE} = 3,3 \cdot 10^{-5} \psi \quad (5.4)$$

Figura 43 - Sinal do DRPE em função da taxa de fluência de energia da radiação X. Frequência de modulação: 13,8 Hz.

Figura 44 - Sinal do DRPE em função da taxa de fluência de energia da radiação X em escala bilogarítmica. Frequência de modulação: 13,8 Hz.

A Figura 45 ilustra como varia o sinal do dosímetro de radiação piroelétrico, com a frequência de modulação da radiação, na faixa de frequência de 3,2 a 85,2 Hz. A taxa de fluência de energia, neste experimento, foi mantida constante e igual a $9,6 \text{ W/m}^2$. A equação (5.5) expressa a relação entre S_{DRPE} e a frequência de modulação.

$$S_{\text{DRPE}} = k_4 \cdot f^{-0,94} \quad (5.5)$$

sendo k_4 uma constante.

O coeficiente de correlação linear é maior que 99% em todos os gráficos obtidos com o DRPE.

O ruído máximo do dosímetro, medido com taxa de fluência de energia igual a zero, foi de 0,43 μV , o que corresponde a uma taxa de fluência de energia de 13 mW/m^2 e a uma taxa de exposição, à 70 kVp, de $5,57 \cdot 10^{-6} \text{ C.Kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ (21,6 mR/s).

Analisando-se as curvas e as expressões obtidas com o dosímetro de radiação piroelétrico, pode-se concluir:

1) O DRPE mede diretamente a taxa de fluência de energia da radiação.

2) O DRPE apresenta resposta linear com a intensidade, para uma dada qualidade da radiação.

3) O sinal produzido pelo DRPE varia com $f^{-0,94}$, sendo f a frequência de modulação da radiação.

4) O limite inferior da faixa de taxa de fluência de energia do DRPE é 13 mW/m^2 e o limite inferior de sua faixa de taxa de exposição, a 70 kVp, é $5,57 \cdot 10^{-6} \text{ C.Kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ (21,6 mR/s), na frequência de modulação de 13,8 Hz.

Vamos agora analisar os resultados obtidos, à luz da

Figura 45 - Sinal do DRPE em função da frequência de modulação da radiação, Taxa de fluência de energia de $9,6 \text{ W/m}^2$.

teoria do detetor piroelétrico ideal. O detetor piroelétrico, utilizado em nossos experimentos, não pode ser considerado como ideal, mas esta teoria nos fornece a base para entender os resultados experimentais obtidos.

A variação da temperatura de um detetor piroelétrico, $\Delta T(\omega, t)$, quando nele incide radiação eletromagnética, é dada pela equação (2.41):

$$\Delta T(\omega, t) = \frac{\eta W}{C_V A_b} \cdot \frac{\tau_T}{1 + j\omega\tau_T} e^{j\omega t}$$

Devido ao efeito piroelétrico, esta variação de temperatura produz uma tensão, em circuito aberto, dada pela equação (2.43):

$$\Delta V(\omega, t) = pb\Delta T(\omega, t)/\kappa\epsilon_0$$

Combinando (2.41) e (2.43), obtemos:

$$\Delta V(\omega, t) = \frac{\eta p W}{\kappa \epsilon_0 C_V \cdot A} \cdot \frac{\tau_T}{(1 + j\omega\tau_T)} e^{j\omega t} \quad (5.6)$$

Em nossos experimentos somente uma parte da área do detetor foi iluminada, pois a área do feixe, A_f , é menor que a área do detetor.

Podemos escrever a potência da radiação W como

$$W = \psi \cdot A_f \quad (5.7)$$

Sendo ψ a taxa de fluência de energia da radiação.

Portanto:

$$\Delta V(\omega, t) = \frac{\eta p \psi A_f}{\kappa \epsilon_0 C_V A} \frac{\tau_T}{(1+j\omega\tau_T)} e^{j\omega t} \quad (5.8)$$

A equação (5.8) mostra que o sinal produzido por um detector piroelétrico é diretamente proporcional à taxa de fluência de energia e inversamente proporcional à frequência de modulação $f = \omega/2\pi$, para $\omega \gg \frac{1}{\tau_T}$.

Dessa forma, os resultados experimentais obtidos com o DRPE podem ser explicados através da teoria do detector piroelétrico ideal.

A Figura 46 mostra a forma de onda produzida pelo DRPEP quando um pulso de raios X incide no detector piroelétrico.

Figura 46 - Forma de onda produzida pelo DRPEP quando um pulso de radiação X incide no detector piroelétrico. A taxa de fluência de energia da radiação era de $6,38 \text{ W/m}^2$.

Nas Figuras 47 e 48 são apresentados os gráficos que mostram o relacionamento entre o sinal produzido pelo DRPEP e a taxa de exposição, para três qualidades diferentes da radiação.

Com os dados experimentais obtidos, achamos as equações mostradas na TABELA VIII, para a frequência de 13,8 Hz.

TABELA VIII

Equações que Relacionam o Sinal do DRPEP e a Taxa de Exposição para Três Diferentes Qualidades da Radiação, na Frequência de Modulação de 13,8 Hz.

Tensão (kVp)	Relação Entre S_{DRPEP} e $\dot{X}$	
50	$S_{DRPEP} = 6.08 \dot{X}$	(5.9)
70	$S_{DRPEP} = 11.08 \dot{X}$	(5.10)
90	$S_{DRPEP} = 15,67 \dot{X}$	(5.11)

As Figuras 49 e 50 mostram a variação do sinal do DRPEP com a taxa de fluência de energia da radiação. A equação 5.12 relaciona a taxa de fluência de energia e o sinal produzido pelo DRPEP.

$$S_{DRPEP} = 5,05 \cdot 10^{-3} \cdot \psi - 0,53 \cdot 10^{-3} \quad (5.12)$$

O coeficiente de correlação linear entre os pontos experimentais é melhor que 99% nos gráficos das Figuras 47 a 50.

O máximo ruído apresentado pelo DRPEP, medido com taxa de fluência de energia igual a zero, foi de 0,1 mV o que corresponde a uma taxa de fluência de energia de $19,8 \text{ mW/m}^2$ e a uma taxa de exposição, a 70 kVp, de $9,03 \cdot 10^{-6} \text{ C.Kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ (35 mR/s),

Figura 47 - Sinal do DRPEP em função da taxa de exposição para três qualidades diferentes da radiação. (a) 50 kVp, (b) 70 kVp, (c) 90 kVp.

Figura 48 - Sinal do DRPEP em função da taxa de exposição, para três qualidades diferentes da radiação, em escala bilogarítmica. (a) 50 kVp, (b) 70 kVp, (c) 90 kVp,

Figura 49 - Sinal do DRPEP em função da taxa de fluência de energia.

Figura 50 - Sinal do DRPEP em função da taxa de fluência de energia em escala bilogarítmica.

na frequência de modulação de 13,8 Hz. Estes valores correspondem, respectivamente, ao limite inferior da faixa de taxa de fluência de energia e da taxa de exposição a 70 kVp do DRPEP, na frequência de 13,8 Hz.

Da análise dos gráficos e das equações concluímos que o DRPEP é linear com a taxa de fluência de energia e com a taxa de exposição, para uma determinada qualidade da radiação.

No item 5.3 apresentamos um modelo teórico para explicar os resultados obtidos e a forma de onda produzida pelo DRPEP.

5.3 - Modelo Teórico para o Dosímetro Piroelétrico Pulsado Com Detetor Piroelétrico Ideal

Conforme vimos, quando um detetor piroelétrico absorve radiação eletromagnética sua temperatura aumenta e, em consequência, sua polarização varia de uma quantidade proporcional a variação de temperatura e ao coeficiente piroelétrico do material. Esta mudança de polarização aparece como cargas elétricas no capacitor constituído pelo material piroelétrico e por seus eletrodos.

Vamos supor inicialmente que o detetor seja muito fino de modo que se possa desprezar qualquer gradiente de temperatura devido a difusão de calor através do material e que o detetor seja mantido em sua posição por suportes de baixa condutância térmica, em um ambiente onde se fez vácuo.

Nestas condições, a diferença de temperatura ΔT entre o detetor piroelétrico e o ambiente está relacionada com a potência da radiação incidente $P(t)$ pela equação:

$$H \frac{d\Delta T}{dt} + G_R \Delta T = \eta P(t) \quad (5.13)$$

sendo H a capacitância térmica do detetor piroelétrico, G_R a condutância térmica radiativa e η a fração da energia incidente absorvida pelo detetor.

Resolvendo a equação (5.13), resulta:

$$\Delta T(t) = K e^{\frac{-t}{\tau_T}} + e^{\frac{-t}{\tau_T}} \int_0^t e^{\frac{\theta}{\tau_T}} \frac{P(\theta)}{H} d\theta \quad (5.14)$$

sendo K uma constante e $\tau_T = H/G_R$

Representamos o detetor piroelétrico e o estágio de entrada de seu pré-amplificador pelo circuito mostrado na Figura 51.

Figura 51 - Circuito elétrico equivalente do detetor piroelétrico e do estágio de entrada de seu pré-amplificador.

Pode-se determinar a expressão para o sinal $V(t)$ na saída do primeiro estágio do pré-amplificador, através das seguintes equações:

$$\frac{C_1 dV(t)}{dt} + \frac{V(t)}{R_1} = i_d(t) \quad (5.15)$$

$$\frac{dV(t)}{dt} + \frac{V(t)}{\tau_{E_1}} = \frac{Ap}{C_1} \frac{d}{dt} \Delta T \quad (5.16)$$

sendo p o coeficiente piroelétrico do material, A a área do detector e $\tau_{E_1} = R_1 C_1 =$ constante de tempo elétrica do detector piroelétrico e primeiro estágio de seu pré-amplificador.

Resolvendo a equação (5.16), com a condição inicial $V(t) = 0$ em $t = 0$, resulta⁽⁶⁾:

$$V(t) = \frac{Ap}{HC_1} \left[\frac{\tau_T}{\tau_T - \tau_{E_1}} e^{\frac{-t}{\tau_{E_1}}} \int_0^t P(\theta) e^{\frac{\theta}{\tau_{E_1}}} d(\theta) - \frac{\tau_{E_1}}{\tau_T - \tau_{E_1}} e^{\frac{-t}{\tau_T}} \int_0^t P(\theta) e^{\frac{\theta}{\tau_T}} d(\theta) \right] \quad (5.17)$$

A transformada de Laplace da função $V(t)$ é dada por:

$$V(s) = \frac{Ap}{HC_1} \left[\frac{\tau_T}{\tau_T - \tau_{E_1}} \frac{\tau_{E_1}}{1 + s\tau_{E_1}} - \frac{\tau_{E_1}}{\tau_T - \tau_{E_1}} \frac{\tau_T}{1 + s\tau_T} \right] P(s) \quad (5.18)$$

Desenvolvendo esta equação, tem-se:

$$V(s) = \frac{Ap}{HC_1} \frac{s}{\left[s + \frac{1}{\tau_T} \right] \left[s + \frac{1}{\tau_{E_1}} \right]} \cdot P(s) \quad (5.19)$$

O segundo estágio do pré-amplificador utilizado é mostrado esquematicamente na Figura 52.

Figura 52 - Esquema do 29º estágio do pré-amplificador utilizado no dosímetro piroelétrico pulsado.

A transformada de Laplace do sinal $V_0(t)$ é dada por:

$$V_0(s) = \frac{A_p}{H C_1} G \frac{s^2}{\left[s + \frac{1}{\tau_T}\right] \left[s + \frac{1}{\tau_{E_1}}\right] \left[s + \frac{1}{\tau_{E_2}}\right]} \cdot P(s) \quad (5.20)$$

$$\text{sendo } \tau_{E_2} = R_2 C_2 \quad G = 1 + R_4/R_3$$

Para as condições experimentais em que foi feita a comutação do feixe de raios X, deduzimos no Apêndice as equações que descrevem a variação da potência da radiação que incide no transdutor piroelétrico, com o tempo. A inclusão destas equações no desenvolvimento acima torna a solução do problema complexa, matematicamente. Por este motivo, aproximamos a forma de onda da potência da radiação que incide no transdutor, pelo sinal mostrado

na Figura 53.

Figura 53 - Forma de onda aproximada da potência do sinal de excitação.

O sinal mostrado na Figura 53, pode ser considerado como uma soma de quatro sinais rampa, conforme ilustra a Figura 54.

$$P_1(t) = \frac{P_m}{0,13-z} \cdot t \quad t \geq 0 \quad (5.21.a)$$

$$P_2(t) = 0 \quad , \quad t < 0,13 - z \quad (5.21.b)$$

$$P_2(t) = \frac{-P_m}{0,13-z} |t - (0,13-z)| \quad , \quad t \geq 0,13-z \quad (5.21.c)$$

$$P_3(t) = 0 \quad t < 0,13+z \quad (5.21.d)$$

Figura 54 - Ilustração de $P(t) = \sum_{i=1}^4 P_i(t)$

$$P_3(t) = \frac{-P_m}{0,13-z} |t-(0,13+z)|, \quad t \geq 0,13+z \quad (5.21.e)$$

$$P_4(t) = 0 \quad t > 0,26 \quad (5.21.f)$$

$$P_4(t) = \frac{P_m}{0,13-z} |t-0,26| \quad t \geq 0,26 \quad (5.21.g)$$

$$\text{Se } P(t) = bt \rightarrow P(s) = \frac{b}{s^2} \quad (5.22)$$

Substituindo a equação (5.22) na equação (5.20) e considerando que o eletrodo do detetor que recebeu a radiação foi aterrado, tem-se

$$V_0(s) = -\frac{A_p}{HC_1} G \frac{b}{\left[s + \frac{1}{\tau_{E_1}}\right] \left[s + \frac{1}{\tau_{E_2}}\right] \left[s + \frac{1}{\tau_T}\right]} = \frac{AA}{s + \frac{1}{\tau_{E_1}}} + \frac{BB}{s + \frac{1}{\tau_{E_2}}} + \frac{CC}{s + \frac{1}{\tau_T}} \quad (5.23)$$

Se A_f é a área da seção transversal de um feixe de radiação X e ψ a sua taxa de fluência de energia, tem-se:

$$b = \frac{P_m}{0,13-z} = \frac{A_f \cdot \psi}{0,13-z} \quad (5.24)$$

Denominando

$$m = \frac{GA_p}{HC_1} \cdot \frac{A_f}{0,13-z} \text{ e resolvendo a equação (5.23), obtemos:}$$

$$AA = \frac{m \tau_{E_1}^2 \tau_{E_2} \tau_T}{(\tau_{E_2} - \tau_{E_1})(\tau_{E_1} - \tau_T)} \psi \quad (5.25.a)$$

$$BB = \frac{m \tau_{E_2}^2 \tau_{E_1} \tau_T}{(\tau_{E_1} - \tau_{E_2})(\tau_{E_2} - \tau_T)} \psi \quad (5.25.b)$$

$$CC = \frac{m \tau_T^2 \tau_{E_1} \tau_{E_2}}{(\tau_{E_1} - \tau_T)(\tau_T - \tau_{E_2})} \psi \quad (5.25.c)$$

Portanto:

$$V_0(t) = AA e^{\frac{-t}{\tau_{E_1}}} + BB e^{\frac{-t}{\tau_{E_2}}} + CC e^{\frac{-t}{\tau_T}} \quad (5.26)$$

Pode-se agora, determinar o sinal na saída do segundo estágio do pré-amplificador, $\bar{V}_0(t)$, em diferentes intervalos de tempo, durante e após a incidência da radiação X no detetor piroelétrico.

$$\bar{V}_0(t) = V_0(t) \quad 0 \leq t \leq 0,13-z \quad (5.27.a)$$

$$\bar{V}_0(t) = V_0(t) - V_0(t-0,13+z) \quad 0,13-z \leq t \leq 0,13+z \quad (5.27.b)$$

$$\bar{V}_0(t) = V_0(t-0,13+z) - V_0(t-0,13-z) \quad 0,13+z \leq t \leq 0,26 \quad (5.27.c)$$

$$\bar{V}_0(t) = V_0(t) - V_0(t-0,13+z) - V_0(t-0,13-z) + V_0(t-0,26) \quad t \geq 0,26 \quad (5.27.d)$$

Os valores de τ_{E_1} , τ_{E_2} e τ_T foram determinados a partir das especificações de parâmetros do detetor piroelétrico e do pré-amplificador que constam em tabelas das referências (31) e (55).

Calculamos:

$$\tau_{E_1} = R_1 C_1 = 0,22s$$

$$\tau_{E_2} = R_2 C_2 = 0,047s$$

$$\tau_{T_1} = H/G_R = 632s \text{ para } \eta = 1 \text{ e } T = 300 \text{ K}$$

A Figura 55 mostra a forma de onda obtida com o modelo teórico desenvolvido, utilizando um microcomputador da linha Apple, para $\psi = 6,38 \text{ W/m}^2$.

No modelo teórico desenvolvido, a amplitude do sinal elétrico produzido pelo dosímetro de radiação piroelétrico pulsado é linear com a taxa de fluência de energia da radiação. Esta teoria está de acordo com os resultados experimentais obtidos com o DRPEP.

A forma de onda determinada, através do modelo teórico, se aproxima razoavelmente da forma de onda experimental.

As discrepâncias entre os valores teóricos e os experimentais devem ser atribuídas a três fatores:

- 1) consideramos no modelo que o detetor piroelétrico é ideal, ou seja, que ele é suficientemente fino de modo que não há gradiente de temperatura através do detetor e que as perdas de calor ocorrem somente por radiação. Em nossos experimentos, utilizamos um detetor piroelétrico com espessura de 3 mm, o que certamente implica na existência de gradiente de temperatura a

Figura 55 - Forma de onda do DRPEP obtida utilizando o modelo teórico desenvolvido. Taxa de fluência de energia de $6,38 \text{ W/m}^2$. $\tau_{E1} = 0,22 \text{ s}$, $\tau_{E2} = 0,047 \text{ s}$, $\tau_T = 632 \text{ s}$, $z = 0,032 \text{ s}$

través do material, uma vez que a radiação X é absorvida em uma camada desprezível, comparada à espessura do detetor. Havendo gradiente de temperatura, há perdas de calor também por mecanismos de condução térmica através do detetor.

- 2) os valores de alguns parâmetros do detetor piroelétrico foram obtidos de uma tabela onde se mostravam os valores médios para materiais tipo PZT. Pode haver imprecisão nestes valores.
- 3) erros experimentais da ordem de 10%, envolvidos no cálculo da taxa de fluência de energia, devido a imprecisão na determinação de $(\mu_{ab}/\rho)_{ar}$ e devido a instabilidade da fonte de raios X utilizada.

CAPÍTULO VI

CONCLUSOES

Nesta tese apresentamos três novos tipos de dosímetros de radiação, projetados para medir radiação X, na faixa de diagnóstico: o dosímetro de radiação fotoacústico pulsado (DRFAP), o dosímetro de radiação piroelétrico (DRPE) e o dosímetro de radiação piroelétrico pulsado (DRPEP). Estudamos também o dosímetro de radiação fotoacústico (DRFA), com o objetivo de compará-lo com os novos dosímetros desenvolvidos.

O trabalho realizado nos permitiu determinar as principais características dos novos dosímetros e do DRFA, para raios X, na faixa de diagnóstico, mencionadas a seguir:

1a.) O DRFA, o DRFAP, o DRPE e o DRPEP são dosímetros calorimétricos. Eles apresentam resposta linear com a taxa de fluência de energia da radiação.

2a.) Os quatro tipos respondem linearmente com a intensidade, para um dado espectro da radiação.

3a.) O sinal produzido pelo DRPE é proporcional a $f^{-0,94}$, sendo f a frequência de modulação da radiação. Idêntica variação com a frequência foi determinada para o sinal do DRFA.

4a.) Os limites inferiores da faixa de taxa de fluência de energia dos dosímetros com detecção síncrona foram medidos para $f = 13,8$ Hz. Os valores encontrados foram:

DRFA : 260 mW/m^2

DRFAP : 420 mW/m^2

DRPE : 13 mW/m^2

DRPEP : 20 mW/m^2

5a.) Os limites inferiores da faixa de taxa de exposição foram determinados para $f = 13,8$ Hz. Os valores obtidos à 30 KeV (70 kVp) foram:

$$\text{DRFA} : 1,24 \cdot 10^{-4} \text{ C Kg}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ (0,48 R/s)}$$

$$\text{DRFAP} : 2,00 \cdot 10^{-4} \text{ C.Kg}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ (0,78 R/s)}$$

$$\text{DRPE} : 5,57 \cdot 10^{-6} \text{ C.Kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-1} \text{ (21,6 mR/s)}$$

$$\text{DRPEP} : 9,03 \cdot 10^{-6} \text{ C Kg}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ (35,0 mR/s)}$$

6a.) Não determinamos o limite superior da faixa de taxa de fluência de energia dos dosímetros estudados. Este limite para os dosímetros piroelétricos é seguramente muito alto, de acordo com os trabalhos de HESTER et alii⁽⁴⁾ e STRAKOVSKAYA et alii⁽⁷⁾.

7a.) A precisão das medidas feitas com o DRFAP foi de 94%. A precisão das medidas feitas com os demais dosímetros ficou limitada a 95%, devido à instabilidade da fonte de raios X utilizada.

8a.) Não notamos variação nas características do DRPE e do DRPEP após o seu detetor piroelétrico ter sido submetido a uma dose de 100 kGy. GLOWER & WARNKE⁽⁵³⁾ também não observaram de gradação das características de um detetor tipo PZT, após este ter sido submetido a dose de 10^6 Gy.

Não observamos alteração nas características do DRFA e do DRFAP após a realização dos vários experimentos.

Fundamentados nas características determinadas, podemos estabelecer algumas comparações entre os dosímetros.

1a.) Os dosímetros que utilizam detecção síncrona (DRFA e DRPE) são capazes de medir menores taxas de fluência de energia que os respectivos dosímetros pulsados (DRFAP e DRPEP). A vantagem dos pulsados é que a instrumentação associada a eles é mais simples.

2a.) Os dosímetros piroelétricos conseguem medir menores taxas de fluência de energia que os fotoacústicos. Poder-se-ia diminuir o limite inferior da taxa de fluência de energia dos dosímetros fotoacústicos utilizando-se em suas câmaras microfones de melhor qualidade (com sensibilidade de 50 a 100 mV/Pa e com resposta plana até 4 Hz). Escolhendo-se detetores piroelétricos adequados, poder-se-á também aumentar a sensibilidade dos dosímetros de radiação piroelétricos.

Uma grande vantagem dos dosímetros piroelétricos em relação aos fotoacústicos é que câmaras piroelétricas são bem mais simples de serem implementados que câmaras fotoacústicas. Não é necessário tomar precauções especiais para se construir uma câmara piroelétrica. Já a câmara fotoacústica de um dosímetro deve ser cuidadosamente projetada, para que a radiação que está sendo medida, não atinja o microfone, produzindo sinais espúrios de intensidade elevada.

3a.) A medida da precisão dos dosímetros ficou prejudicada em virtude da instabilidade do equipamento de raios X. Através dos experimentos realizados constatamos que, entre os dosímetros estudados, o DRFAP foi o que apresentou a menor reprodutibilidade em suas medidas.

Mostramos que os resultados obtidos com o DRFA estão de acordo com a teoria de ROSENCWAIG-GERSHO⁽¹⁹⁾ para amostras opticamente opacas e termicamente finas. Os resultados do DRFAP foram justificados através da teoria de AAMODT & MURPHY⁽²⁶⁾.

Explicamos os resultados experimentais encontrados com o DRPE através da teoria do detetor piroelétrico ideal, originalmente formulada por COOPER⁽³⁶⁾.

Desenvolvemos um modelo teórico, considerando o detetor piroelétrico como ideal, para explicar os resultados obtidos com o DRPEP.

Estudamos a resposta com a frequência e determinamos a responsividade da câmara fotoacústica do DRFA, tendo um fototermofone como amostra, através aquecimento ótico e através aquecimento elétrico. A resposta e a responsividade determinadas foram iguais.

Estudamos também a resposta com a frequência e determinamos a responsividade da câmara fotoacústica, com um disco de chumbo de 0,6 mm de espessura, utilizando inicialmente radiação infravermelha e depois raios X, a 30 KeV.

A resposta em frequência, utilizando raios X, foi praticamente igual a resposta em frequência da câmara, quando se utilizou radiação infravermelha.

A responsividade da câmara determinada, utilizando radiação X foi cerca de 13% maior que a determinada, utilizando infravermelho.

Esta discrepância deve ser atribuída ao fato de não dispormos de instrumentação adequada para realizarmos com maior exatidão as medidas. Se estas fossem feitas em um laboratório terciário, o erro encontrado provavelmente diminuiria bastante.

Considerando um erro menor entre as responsividades determinadas no infravermelho e nos raios X, pode-se estabelecer uma metodologia para calibração de um dosímetro fotoacústico:

- 1) Determina-se a responsividade da câmara fotoacústica através do aquecimento elétrico do fototermofone.

- 2) Determina-se a potência de um feixe de radiação infravermelha desconhecida, com a câmara calibrada eletricamente.

- 3) Substitui-se o fototermofone pelo disco de chumbo e mantendo a potência da radiação infravermelha inalterada, determina-se a responsividade da câmara com a amostra de chumbo.

- 4) A câmara fotoacústica do DRFA resulta calibrada, para a radiação X na faixa de 30 a 33 keV, adotando a responsividade

determinada no item 3.

A seguir, deixaremos algumas sugestões para trabalhos futuros :

1) Utilização dos novos dosímetros desenvolvidos e do DRFA para medir radiação X, com energia maior que a empregada neste trabalho.

2) Utilização dos novos dosímetros e do DRFA na medida de outros tipos de radiação ionizante como elétrons, prótons, nêutrons, etc.

3) Utilização dos novos dosímetros e do DRFA em controle de qualidade da radiação.

4) Utilização de novos tipos de detetores piroelétricos no DRPE e no DRPEP, procurando determinar os de melhores características para a aplicação pretendida.

5) Calibração dos dosímetros desenvolvidos em um laboratório secundário para possibilitar a comparação com outros tipos de dosímetros, como câmaras de ionização, dosímetros termoluminescentes, etc.

6) Utilização do método de calibração sugerido para o DRFA, em um laboratório de dosimetria terciário ou secundário.

A P Ê N D I C E

I - Determinação da Forma de Onda da Potência do Feixe de Raios X que Incide no Detetor Piroelétrico.

A Figura 1 ilustra a seção transversal de um feixe de raios X, em um sistema de coordenadas apropriado.

Figura A.1 - Seção transversal do feixe de raios X colimado.

Vamos considerar que a intensidade da radiação seja uniforme, ou seja, $I(x,y) = I_0$.

A potência da radiação X que incide no detetor piroelétrico é dado por $P = I_0 A$, sendo A a área da seção transversal do feixe de raios X.

A janela do disco de chumbo do comutador se desloca uniformemente ao longo do eixo x.

Para $-r \leq x \leq 0$, a área A varia com x, segundo a expressão (A.1).

$$A = r^2 \sin^{-1} \frac{\sqrt{r^2 - x^2}}{r} - x \sqrt{r^2 - x^2} \quad (\text{A.1})$$

Para $0 \leq x \leq r$, a área A varia com x, segundo a expressão (A.2).

$$A = \pi r^2 - r^2 \sin^{-1} \frac{\sqrt{r^2 - x^2}}{r} + x\sqrt{r^2 - x^2} \quad (\text{A.2})$$

Portanto, a potência P da radiação X , que incide no detector piroelétrico, varia com x , segundo as expressões (A.3) e (A.4).

$$P = I_0 \left[r^2 \sin^{-1} \frac{\sqrt{r^2 - x^2}}{r} - x\sqrt{r^2 - x^2} \right] \quad -r \leq x \leq 0 \quad (\text{A.3})$$

$$P = I_0 \left[\pi r^2 - r^2 \sin^{-1} \frac{\sqrt{r^2 - x^2}}{r} + x\sqrt{r^2 - x^2} \right] \quad 0 \leq x \leq r \quad (\text{A.4})$$

O tempo que a janela demora para se deslocar de $-r$ a $+r$ é de 0,13s.

A Figura A.2 mostra como a potência P varia com x e, portanto, com t .

Figura A.2 - Forma de onda da potência da radiação X que incide no detector piroelétrico.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. ROUNDY, C.B. & BYER, R.L. - J. Appl. Phys. 44, 929-31, (1973).
2. MASCARENHAS, S.; VARGAS, H.; CESAR, C.L. - Med. Phys. 11 (1), 73-74, (1984).
3. PAULA, M.H.; CARVALHO, A.A.; MASCARENHAS, S. & ZIMMERMAN, R.L. - Med. Phys. 11 (6), 866-68, (1984).
4. HESTER, D.L.; GLOWER, D.D. & OVERTON, L.J. - IEEE Trans. Nucl. Sci. 11, 145-54, (1964).
5. HESTER, D.L. & GLOWER, D.D. - Nuclear Applications 2, 41-43, (1966).
6. KREMENCHUGSKII, L.S. & STRAKOVSKAYA, R.Y. - Instrum. Exp. Tech. 19, 813-17, (1976).
7. STRAKOVSKAYA, R.Y.; KREMENCHUGSKII, L.S. & DIMOGLO, G.A. - Instrum. Exp. Tech 19, 1317-19, (1976).
8. BELL, A.G. - Am. J. Sci 20, 305, (1880).
9. BELL, A.G. - Philos, Mag. 11 (5), 510 (1881).
10. TYNDALL, J. - Proc. R. Soc. Lond. 31, 307 (1881).
11. ROENTGEN, W.C. - Philos. Mag. 11 (5), 308, (1881).
12. RAYLEIGH, L. - Nature (Lond) 23, 274 (1881).
13. MERCADIER, M.E. - C.R. Hebed. Serv. Acad. Sci 92, 409, (1881).
14. PREECE, W.H. - Proc. R. Soc. Lond. 31, 506, (1881).

15. VIENGEROV, M.L. - Dokl. Akad. Nauk SSSR 19, 687, (1938).

16. PFUND, A. - Science 90, 326, (1938).

17. LUFT, K.F. - Z. Tech Phys 24, 97, (1943).

18. PARKER, J.G. - Appl. Opt. 12, 2974-2977, (1973).

19. ROSENCWAIG, A. & GERSHO, A. - J. Appl. Phys. 47 (1), 64-69, (1976).

20. BENNET, H.S. & FORMANN, R.A. - J. Appl. Phys. 48 (4), 1432-36, (1977).

21. AAMODT, L.C.; MURPHY, J.C. & PARKER, J.G. - J. Appl. Phys. 48 (3), 927-33, (1977).

22. McDONALD, F.A. & WETSEL JR, G.C. - J. Appl. Phys. 49(4), 2313-22, (1978).

23. QUIMBY, R.S. & YEN, W.M. - Appl. Phys. Lett. 35 (1), 43-45, (1979).

24. CHOW, H.C. - J. Appl. Phys. 51 (8), 4053-58, (1980).

25. McDONALD, F.A. - J. Photoac. 1 (1), 21-31, (1982).

26. AAMODT, L.C. & MURPHY, J.C. - J. Appl. Phys. 49 (6), 3036-45, (1978).

27. ROSENCWAIG, A. - Photoacoustics and Photoacoustic Spectroscopy, J. Wiley & Sons, N.Y., (1980).

28. WHITE, R.M. - J. Appl. Phys. 34 (12), 3559-67, (1963).

29. PARKER, J.G. - J. Chem. Phys. 36 (6), 1547-54, (1962).
30. LIU, S.T. - Proceedings of the IEEE 66 (1), 14-26, (1978).
31. PORTER, S.G. - Ferroelectrics 33, 193-206, (1981).
32. CADY, W.G. - Piezoelectricity, p. 699, Mc Graw Hill, N.Y., (1946).
33. TA, Y. - Compt. Rend., 207, 1042, (1938).
34. CHYNOWETH, A.G. - J. Appl. Phys. 27 (1), 78-84, (1956).
35. COOPER, J. - J. Sci. Instrum., 39, 467, (1962).
36. COOPER, J. - Rev. Sci. Instrum. 33 (1), 92-95, (1962).
37. HADNI, A. et alii - Compt. Rend. 260, 4186, (1965).
38. JONES, R.C. - Advan. Electron. 5, 1-96, (1953).
39. PUTLEY, E.H. - The pyroelectric detector. In: Semiconductors and Semimetals, New York, Academic Press, 1970, cap. 6, p. 259-85.
40. BLEANEY, B.I. & BLEANEY, B. - Electricity and Magnetism, p. 236, Clarendon Press, Oxford (1965).
41. KRUSE, P.W. et alii - Elements of Infrared Technology, Wiley, N.Y., (1962).
42. VAN DER ZIEL, A. & LIU, S.T. - J. Appl. Phys., 43 (10), 4260-61, (1972).
43. HOLEMAN, B.R. - Infrared Physics 12, 125, (1972).

44. LOGAN, R.M. & MOORE, K. - Infrared Physics 13, 33-47, (1973).
45. BLEVIN, W.R. & GEIST, J. - Appl. Optics, 13 (5), 1171 - 78, (1974).
46. CARSLAW, H.S. & JAEGER, J.C. - Conduction of Heat in Solids, Oxford University Press, Oxford, (1947).
47. ATTIX, F.H. - Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry, p. 3, J. Wiley & Sons, N.Y., (1986).
48. JOHNS, H.E. & CUNNINGHAM, J.R. - The Physics of Radiology, 4a. edição, Charles C. Thomas, Springfield, (1983).
49. JOHNS, H.E. & CUNNINGHAM, J.R. - The Interaction of Ionizing Radiation With Matter. In: The Physics of Radiology, 4a. edição, Charles C. Thomas, Springfield, (1983), cap. 5, p. 133-166.
50. ICRU (1980).
51. DE PAULA, M.H. - Determinação de Traços de Metais por Espectroscopia de Deflexão Fototérmica, São Carlos, 1987-82 p. (Tese de Doutorado - Instituto de Física e Química de São Carlos - USP).
52. BRÜEL & KJÆR - Short Form Catalogue, K. Larsen & Son, Denmark, (1985).
53. DE PAULA, M.H.; CARVALHO, A.A. & AEGERTER, M.A. - Patente solicitada PI 8403213 (Brasil).
54. GLOWER, D.D. & WARNKE, D.F. - In: Nuclear Ef. Conf., IEEE Summer General Meeting, E.U.A., Junho 1963.
55. R.C.A. DATABOOK, RCA Press, E.U.A. (1980)