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

"Novo Método de Carregamento
de Eletretos com Radiação
Alfa"

SILVERIO CRESTANA

Dissertação apresentada ao Ins-
tituto de Física e Química de
São Carlos, para obtenção do
título de Mestre em Física A-
plicada.

Orientador: Prof.Dr.Sergio Mascarenhas Oliveira

Departamento de Física e Ciência dos Materiais
São Carlos - 1985

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO DE _____

Silverio Crestana

APRESENTADA AO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS, DA
UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO, EM 05 DE agosto DE 1985.

COMISSÃO JULGADORA:

Dr. Sergio Mascarenhas

- Orientador

Dr. José Roberto Drugowich de Felício

Dr. Marcelo Dany de Souza Santos

Homenagem

Com esta modesta contribuição as pesquisas em Eletretos, gostaria de homenagear o Prof. BERNHARD GROSS no seu aniversário de OITENTA ANOS. Parabéns Professor!

Dedico

Aos meus pais, Sr. Alberto e Dna. Lygia, como gratidão pela abnegação, coragem e amor com que criaram nossa família e nos educaram. Dedico também a todos os meus queridos irmãos: Silvío, Silvana-Willian, Silvestre, Luciana, Lucio, Cassiana, Eliana e Cássio.

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. SERGIO MASCARENHAS, este proeminente entusiasta da ciência, que há trinta anos, com outros colegas, deixou o Rio de Janeiro para edificar esta grandiosa obra que é o Instituto de Física e Química de São Carlos. Já orientou mais de 30 Teses de Mestrado e Doutorado, iniciou e liderou inúmeros projetos e grupos de pesquisa, e com muita humildade levou a todos os cantos um pouco de suas idéias e conhecimentos aprendidos com Bernhard Gross e Costa Ribeiro entre outros.

É com muita admiração que agradeço ao Prof. Sergio, grande amigo pessoal e da família, que com seu ânimo inquebrantável nos orientou, de forma segura e motivada.

Ao Prof. JOHN CAMERON da Universidade de Wisconsin, que muito nos incentivou, nos trouxe excelentes idéias e fundamentalmente, pela sua amizade.

Aos Profs. R. L. ZIMMERMAN, G. LEAL FERREIRA, OTACIRO R. NASCIMENTO, YVONNE MASCARENHAS, RENÉ MORENO, B. GROSS, R. M. FARIA, R. SANCHES, J. R. D. FELÍCIO, R. AYRES DE CARVALHO, V. O. RODA, e tantos outros que sempre nos ajudaram com suas idéias, com suas críticas e com muita amizade.

Ao Tio ARMENIO CRESTANA e Tia DINA por terem contribuído na nossa formação escolar.

Ao Prof. MARCELO DAMI DE SOUZA SANTOS, grande cientista, grande pioneiro da Física no Brasil, o nosso muito obrigado.

Aos colegas da Biofísica: APARECIDO, LADISLAU, OZIEN, BAFFA, JOSÉ NELSON, WASHINGTON, LAURA, IGNEZ, ADELAIDE,

JOÃO, ANTONIO, JUCA, VALIN, ANA, MARCIO, CYRO, PINHEIRO, JANICE, WANDA, NÊURI, BENÊ e Sr. LUIZINHO, pela grande amizade.

Aos queridos SANCHES e ISABEL, pela assessoria no Laboratório e pelo excelente convívio.

À SUELI, que com muita dedicação datilografou esta Tese. E ao AUGUSTO e ITALO que colaboraram na confecção da mesma.

À Diretoria da SAPRA, SILVIO, SERGIO ROBERTO e HELENA pelo apoio e amizade.

À ROSE e WLADEREZ da Secção de Alunos, pela constante ajuda e amizade.

Enfim não daria para enumerar todos os amigos e amigas que me apoiaram e incentivaram para que chegasse até aqui. À todos, com muita ternura, meus agradecimentos.

Apoio Financeiro: EMBRAPA, FINEP, CNEN E SAPRA.

2.3 - Vantagens do DEC	20
2.4 - Medida da Carga do Eletreto	21
2.5 - Distribuição da Carga	22
2.6 - Campo Elétrico no D.E.C.	24
2.7 - Cálculo da Carga Superficial Equivalente do α-eletreto.....	26
2.8 - Tratamento Térmico	28
2.9 - Dosimetria para raios-X, γ , Neutrons, Betas e Radioterapia	29
2.10 - Sistema Dosimétrico de Eletreto Automatizado	31
CAPÍTULO III - ALFA ELETRETO: PRODUÇÃO DE ELETRETO COM PARTÍCULAS ALFA	
3.1 - Interação da partícula alfa com a matéria	32
3.1.1 - Decaimento alfa	32
3.1.2 - Partícula Pesada	33
3.1.3 - Natureza das Interações	33
3.1.4 - Alcance das partículas	36
3.1.5 - Poder de freamento linear	36
3.1.6 - Curva de Bragg	37
3.2 - Câmara de Ionização	38
3.2.1 - Equilíbrio Eletrônico	38
3.2.2 - Princípio da Câmara de Ionização	39
3.2.3 - Corrente de Ionização.....	39
3.3 - Carga do Eletreto com Radiação	43
3.3.1 - Carregamento com raios-X	43
3.3.2 - Carregamento do α-eletreto	45
3.3.3 - Descrição do Campo Elétrico	46
3.3.4 - Densidade Superficial Máxima de Carga	50
3.3.5 - Variação da Corrente de Carga	51
3.3.6 - Carga Superficial Máxima no D.E.C.	53

CAPÍTULO IV - RESULTADOS EXPERIMENTAIS

4.1 - Carga	55
4.2 - Dependência com a Voltagem	57
4.3 - Homogeneidade da Carga	60
4.4 - Tratamento Térmico	63
4.5 - Dosimetria e Descarga	64
4.6 - Descarga do α -eletreto com raios-X e partículas- α ..	66

CAPÍTULO V - CONCLUSÕES

5.1 - Avaliação Geral e Comparativa da Nova Técnica de Carregamento	71
5.2 - Sistema Dosimétrico Portátil.....	73
5.3 - Dosimetria de Partículas alfa	75
5.4 - Estabilidade e Decaimento Natural	75
5.5 - Equações do Campo Elétrico, da distribuição de Carga e das Capacidades	76
5.6 - Vantagens do Novo Método de Carga	76
5.7 - Conclusões Finais	78

SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS	79
--	----

APÊNDICE:

1 - Efeito Fotoelétrico	80
2 - Limites de Dose Equivalente	84
3 - Cálculo de Carga Superficial Equivalente do Eletreto	85
4 - Alcance relacionado com a Energia da partícula alfa no ar	87
Referências Bibliográficas	88

RESUMO

Na presente tese apresentamos um novo método para carregamento de eletretos com radiação alfa. Discutimos também carregamento com raios-X e comparamos os dois métodos. O carregamento é feito com a aplicação simultânea de um campo elétrico (0 a 1000 V/cm) no ar sendo que a ionização causada pela radiação fornece os íons para polarização do eletreto. Utilizamos uma fonte de Am_{241} ($A = 1$ micro Curie). Com radiação alfa a dependência da carga depositada com o campo é linear até 1000 V/cm. Cargas na faixa de 1 a 10 nano Coulombs podem ser obtidas pelo método.

Estudamos a estabilidade da carga e o tratamento térmico adequado para aumentá-la. Com tratamento a 145°C por 10 min. no ar, conseguiu-se uma estabilidade final melhor - que 2% ao mês. Estudamos também a distribuição linear de carga e a melhor geometria da fonte alfa para garantir a uniformidade da carga. Finalmente estudou-se também o comportamento dos Dosímetros de Eletretos Cilíndricos carregados pelo novo método com relação à dosimetria de raios-X e partículas alfa usados desta feita para carregar o sistema. O método mostrou-se perfeitamente adequado e similar ao método de corona-eletreto. Com o novo tipo de alfa-eletreto, como sugerimos denominá-lo, pode-se conseguir várias vantagens comparativamente aos métodos normais: simplicidade de carregamento, carregamento rápido graças ao grande poder de ionização das partículas alfa, possibilidade de construção de um dosímetro de eletreto auto recarregável portátil.

ABSTRACT

In the present work we investigate a new method for charging of electrets using alpha radiation. We also discuss charging with X-rays and compare both methods. The charging is made with the simultaneous application of an electric field (0-1000 V/cm) in air, the corresponding ions from alpha interaction furnishing the charges to polarize the electret. We have used a small Am_{241} source from smoke detectors (Activity approximately 1 microCurie). The dependence of deposited charge upon applied field is linear up to 1000 V/cm and charges in the range of 1 to 10 nanocoulombs can be easily obtained by the new method.

We have also studied the decay and stability of the charge and used an appropriate thermal treatment (145 C, 10 minutes in air) to further stabilize the electret. A final decay of less than 2% per month was obtained. We have also investigated the linear charge distribution on the electret and the best geometry for uniformity. Finally we have also investigated the behaviour of the cylindrical electret dosimeter charged by the new method and found it perfectly adequate for X-rays and alpha particle dosimetry. With the new charging method (the alpha-electret as we suggest to name it in comparison with corona-electret) several advantages are obtained: simple and quick charging and the possibility of construction of rechargeable electret dosimeter.

CONTRIBUIÇÕES DA PRESENTE TESE

Sintetizando as principais contribuições da presente tese, podemos enumerar:

- 1 - Nova Técnica de Carregamento de Eletretos Usando Partículas Alfas, com a vantagem da simplicidade em relação às outras técnicas, tais como corona, injeção de elétrons, carregamento com raios-X e gama. Além da Possibilidade de Carregar o Eletreto de Forma Controlada, conforme a equação $Q = CV$ onde Q é a carga que se quer obter, C a capacitancia e V a voltagem que se deve aplicar.
- 2 - Dosimetria de Partículas Alfa com o Dosímetro de Eletreto.
- 3 - Introdução de uma Tecnologia Nacional, para Produção de Eletretos com Amplas Aplicações na produção de sensores.
- 4 - Estudos da Distribuição e Decaimento Natural da Carga com Carregamento Alfa, mostrando uniformidade e estabilidade do eletreto.
- 5 - Possibilidade de um Novo Sistema Portátil, para Carregamento de Dosímetros de Eletretos, usados em proteção radiológica e dosimetria de campo como dosímetros de bolso (canetas dosimétricas).

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 - Modelo de Banda	6
Figura 2 - Circuito básico para Carga Corona	9
Figura 3 - Configuração do Dosímetro de Eletreto Cilindrico	20
Figura 4 - Sistema de Medida da Carga Integrada no DEC ..	22
Figura 5 - Sistema de Medida da Distribuição da Carga ...	23
Figura 6 - Secção reta do DEC e correspondente capacitor plano	25
Figura 7 - Circuito Equivalente do Dosímetro	27
Figura 8 - Resposta do DEC para Neutrons	30
Figura 9 - Reação de Desintegração por Emissão α	32
Figura 10 - Processo de ionização e excitação com a passagem da partícula α	34
Figura 11 - Trajetória e ionização das partículas alfa, beta e raios delta no ar	35
Figura 12 - Curva de Bragg	38
Figura 13 - Componentes Básicos de uma Câmara de ionização simples	40
Figura 14 - Curva da Corrente x Voltagem da Câmara	41
Figura 14b - Curva característica da corrente de ioniza- ção x Voltagem, da câmara	42
Figura 15 - Esquema para Carga do DEC, com Raios-X	44
Figura 16 - Esquema Básico para Carga com Radiação Alfa .	45
Figura 17 - Esquema de uma Câmara de Ionização plana, sem radiação	47
Figura 18 - Câmara de Ionização Submetida à Radiação.....	48
Figura 19 - Processo Final de Carga	51
Figura 20 - Curva Característica de Densidade de Corrente Variando com o Tempo	52
Figura 21 - Capacitores em Série	53
Figura 22 - Relação da Carga com o Tempo de Exposição ..	56

Figura 23 - Carga no Eletreto x Tempo de exposição para diversas Voltagens Aplicada à Câmara	58
Figura 24 - Curva da Capacitância C Carga Máxima versus Tensão Aplicada na Câmara	59
Figura 25 - Curva obtida por Fallone e Col. que relaciona a densidade superficial de Carga com a Voltagem V_0 , para duas espessuras de Mylar	60
Figura 26 - Distribuição da Densidade Superficial de Carga ao longo do eixo do Eletreto	61
Figura 26b - Geometria não apropriada. Distribuição não homogênea da densidade superficial de Carga ao longo do eixo do eletreto	62
Figura 27 - Dosimetria de Partícula Alfa com Eletreto	64
Figura 28 - Dosimetria de Partícula Alfa. Curva da Carga x Tempo de exposição	65
Figura 29 - Descarga do α -eletreto em função do tempo de exposição à radiação α	
Figura 30 - Descarga do eletreto com Raios-X.....	69
Figura 31 - Cilindro revestido internamente com material Emissor Alfa.....	74
Figura 32 - Importância relativa dos três maiores tipos de interação da radiação γ com a matéria	81

CAPÍTULO I

Introdução

1.1 Apresentação

A presente tese dá continuidade as pesquisas em dosimetria de eletretos do Laboratório de Biofísica e Dosimetria do IFQSC-USP.

A versatilidade e simplicidade do Dosímetro de Eletreto (DE) para raios-X, gamas, neutrons, betas e alfas, vem introduzindo esta técnica como uma valiosa contribuição recente à Dosimetria. Isto na física-médica ⁽¹⁾ em radiodiagnóstico e radioterapia e também com possibilidades na indústria, na prospecção de petróleo ⁽²⁾ na agricultura ⁽³⁾ e nas centrais nucleares.

Buscando a otimização do sistema dosimétrico de eletreto, surgiu a idéia de utilização de radiações para carregamento do eletreto.

Inicialmente, no final de 1982, utilizamos uma fonte de raios-X, que já apresentava uma simplificação com relação à técnica corona ⁽⁴⁾. Enquanto a corona necessita de uma fonte de alta tensão da ordem de 10 kV, com radiação conseguimos a mesma carga com 400-600 Volts.

Mas nosso problema ainda não estava resolvido, Não precisavamos da alta tensão, mas dependíamos dos Raios-X.

No início de 1983, conseguimos uma fonte de Am^{241} , de baixa atividade, utilizada em detetores de fumaça. Assim passamos à utilizar radiação α para carregamento dos dosímetros de eletreto. E como veremos, mostrou-se de grande interesse e aplicabilidade.

Simultaneamente aos nossos estudos, este método foi intensivamente pesquisado por B.G.Fallone e E.B.Podgorsak no Canadá, conforme podemos constatar nas sucessivas publicações do Physical Review em 1983 (5, 6, 7).

Fallone e Podgorsak não chegaram a utilizar radiação α , mas estudaram detalhadamente a dependência da corrente de ionização com o potencial externo para raios-X conforme veremos em capítulos seguintes.

Nestes primeiros capítulos, apresentamos uma introdução com alguns conceitos sobre Eletretos, dosimetria e dosimetria com Eletretos.

1.1.1-Tradição Brasileira em Eletretos com Gross, Costa Ribeiro, Sergio Mascarenhas e colaboradores.

É interessante observar que o primeiro Eletreto, foi feito com um material de origem biológica, a cera de carnaúba, conhecida palmeira do norte-nordeste brasileiro.

A carnaúba foi inicialmente usada por Eguchi (8) para verificar experimentalmente a proposição teórica de Heaviside. (9)

A cera de carnaúba, permitiu estudos importantíssimos e as amostras preparadas por Eguchi em 1922, ainda permanecem com carga no Laboratório do Prof. Eiichi Fukada no Japão.

O Prof. Bernhard Gross (10) um dos pioneiros da física experimental no Brasil, logo que chegou da Alemanha em 1933, iniciou as pesquisas com Eletretos usando a cera de carnaúba. E a partir daí se desenvolveu toda uma "Escola" de pesquisa em Eletretos no Brasil.

B.Gross fixou-se no Rio de Janeiro, depois de vir da Alemanha onde foi aluno de Peter Ewald. No Rio ministrou o

primeiro curso de física dado no país, na então Universidade do Distrito Federal (1934). Seu assistente era Joaquim da Costa Ribeiro, um dos pioneiros da pesquisa no Brasil e mundialmente conhecido pelo efeito que leva o seu nome.

Na edição do livro **ELECTRETS** em 1980 ⁽¹¹⁾ que recentemente também foi traduzido para o russo, podemos constatar pelas inúmeras referências que são feitas ao Prof. B. Gross, que é um dos mais importantes autores do campo de eletretos e dielétricos.

Como derivação destes trabalhos de Gross e Costa Ribeiro, o Prof. S. Mascarenhas desenvolveu as pesquisas com material biológico e trouxe uma contribuição original, descobrindo o estado de eletreto em moléculas biológicas como a hemoglobina, o ADN, o colágeno dos ossos e peles, a queratina dos cabelos, e até mesmo a celulose. Esta contribuição introduziu um novo conceito em Biofísica, o do Bioeletreto ⁽¹²⁾. Tais trabalhos, tem hoje repercussão internacional, tendo o termo Bioeletreto se incorporado à literatura especializada.

No IFQSC-USP, o grupo de "ELETRETOS e DIELÉTRICOS - Prof. B. Gross" do qual participam os Profs. Guilherme L. Ferreira, Milton Campos, R.A. Moreno, J.A. Giacometti, L. Nunes, R. Faria e outros, vem vanguardando diversas pesquisas em eletretos que culminaram nos inúmeros trabalhos produzidos pelo grupo. Incluindo-se aplicações à tecnologia nacional, como no caso de produção de microfones de eletretos para a Telebrás.

1.2 - Eletreto

1.2.1-Definição

Podemos considerar como sendo um dielétrico que armazena cargas elétricas por um tempo bastante grande, chegando como

mencionamos no caso da carnaúba, a décadas. O estado de eletreto entretanto, não é de equilíbrio, portanto não é comparável - aos ferroelétricos.

O eletreto é como uma fonte de tensão elétrica quase-permanente, podendo substituir baterias ou fontes de voltagem elétrica. Entretanto, não pode produzir correntes elétricas intensas, fornecendo apenas campo elétrico. Esta possibilidade, é de importância na eletrônica moderna, já que os elementos de circuitos de estado sólido necessitam destes campos elétricos e consomem pouquíssima corrente.

O estado de eletreto pode ser produzido em polímeros por exemplo, onde a condutividade elétrica, é cerca de vinte ordens de grandeza menor que a dos metais.

Os polímeros mais usados atualmente são os não polares como o Mylar (Tereftalato de Polietileno), o teflon PTFE (Politetrafluoretileno), teflon FEP (Tetrafluoroethylene-hexa-fluoropropylene) e outros.

No processo de condução a equação que relaciona a condutividade elétrica σ , a concentração de portadores negativos livres n , a dos positivos livres p , a mobilidade dos portadores negativos μ_n , a dos positivos μ_p e a carga eletrônica e , é a seguinte:

$$\sigma = (\mu_n \cdot n + \mu_p \cdot p) \cdot e$$

Uma outra grandeza de importância é o tempo de relaxação τ_d , que é uma constante do tempo de decaimento de carga.

$$\tau_d = \frac{K \epsilon_0}{\sigma}$$

Onde K é a constante dielétrica e σ é a condutivi-

dade intrínseca de um isolante carregado eletricamente.

O tempo de relaxação é uma grandeza muito conveniente para identificar o estado de eletreto.

Um isolante que apresente um τ bastante maior que o tempo necessário para observá-lo experimentalmente pode ser considerado um Eletreto.

1.2.2-Transporte de Cargas em Teflon

As experiências com Teflon carregado negativamente com corona ou outros métodos similares que serão detalhados a seguir, mostraram que as cargas depositadas são extremamente estáveis. O tempo de relaxação observado à temperatura ambiente é da ordem de décadas. Os resultados encontrados mostram que os elétrons no teflon, são rapidamente capturados por armadilhas profundas localizadas na superfície e no volume da amostra ⁽²⁴⁾.

Armadilhas (traps) são estados nos quais os portadores ficam presos durante um certo tempo, dependendo da profundidade energética destas armadilhas.

No carregamento negativo os elétrons são capturados junto à superfície da amostra enquanto que os portadores positivos são mais facilmente injetados. Isto mostra que a corrente de condução no FEP é devido em quase sua totalidade, ao movimento de buracos. ⁽¹³⁾

1.2.3-Modelo de bandas

Nos semicondutores a condução pode ser explicada por um modelo de bandas de condução de elétrons e de valência para buracos. ⁽¹⁴⁾

Nos polímeros este modelo se aplica somente sobre dimensões microscópicas. Introduzem-se então, estados localizados (representando as irregularidades de estrutura, falhas e

lacunas) que funcionam como armadilhas quando não ocupadas por portadores carregados, e como centros de recombinação quando ocupados. No caso geral da condução bipolar, elétrons e buracos são móveis.

m - Traps profundos para elétrons (Centros de recombinação para buracos).

n_t - Traps profundos para buracos.

n_t^s - Região de traps rasos para buracos.

Fig.1 - Modelo de Banda. Concentração de buracos; n_0 livres; n_t^s traps rasos; n_t traps profundos. Concentração de elétrons: m .

N_0 - degeneração da banda de valência.

M - concentração de traps rasos para buracos.

N_t - concentração de traps profundos para buracos.

Aqui consideramos somente o caso da condução monopolar em que um dos portadores é imóvel porque é imediatamente capturado em armadilhas, servindo somente como centro de recombinação. Em particular supomos os buracos móveis, e os elétrons imóveis. A fig.1 mostra o modelo desenvolvido.

O movimento de buracos se dá na banda de valência - com a velocidade de $V = \mu_0 E$, onde μ_0 é a mobilidade de arrastamento, E o campo elétrico. O nível de armadilhas rasas para buracos está em equilíbrio térmico com a banda de valência.

1.2.4 - Aplicações de Eletretos

As pesquisas em eletretos, tem permitido um grande desenvolvimento nas suas aplicações e o seu uso nas áreas técnicas, biológicas e médicas passa a ter importância cada vez maior.

Um exemplo da aplicação de eletretos são os microfones de gravadores magnéticos. Outra aplicação deste fenômeno - de armazenamento de carga de grande importância prática, está no campo da eletrofotografia.

No Brasil, existe um grande interesse por parte da Telebrás na produção de microfones de eletretos para substituir os atuais microfones de carvão empregados nos telefones brasileiros. Projetos desenvolvidos pelo grupo de Eletretos "Prof.B.Gross" já fabricaram protótipos - destes microfones e agora, indústrias passaram a fabricá-los para comercialização. Este trabalho foi tema de tese de J.R.Jaime⁽¹⁵⁾.

Mais recentemente o uso de eletreto tem se estendido à filtros de gás para purificação de ar, motores eletrostáticos, sistema de deflexão de feixes eletrônicos, relés, detectores de vibração e dosimetria de radiações.⁽¹⁶⁾

A aplicação de eletreto na agricultura, pecuária e

física de solos, é outra possibilidade que começa a ser desenvolvida.

1.2.5-Produção de Eletretos

Como vimos, o estado de eletreto já foi encontrado nos mais diversos tipos de materiais desde os polímeros até os materiais biológicos.

Podemos caracterizar o eletreto, pelo seu método de carga. Assim eles se dividem em: Termoeletretos ⁽¹⁷⁾, radioeletretos ⁽¹⁸⁾, fotoeletretos ⁽¹⁹⁾, eletron-eletretos ⁽²⁰⁾, corona eletretos, etc. Sendo que o método mais conhecido e usado é a técnica de carga corona.

1.2.6-Carga Corona

O método isotérmico de carga Corona ⁽²¹⁾, consiste em uma descarga elétrica num "gap" de ar.

Esta técnica depende do uso de um campo não homogêneo, para produzir a descarga no ar à pressão atmosférica.

Como mostra a fig.2, o campo é gerado pela aplicação de uma alta tensão (± 10 kV), entre a ponta metálica P e a superfície S, na qual se quer fazer a deposição.

Se o potencial aplicado na ponta metálica for positivo em relação ao eletrodo, teremos corona positiva e se negativo teremos corona negativa.

Usando-se o próprio ar atmosférico, os íons predominantes na corona negativa, são os de CO_3^- e para positiva os de $(\text{H}_2\text{O})_n \cdot \text{H}^+$; $n = 4, 5, 6$. ⁽²²⁾

Devido à pequena energia desses íons, eles são depo

sitados nas camadas superficiais e não penetram no material. É na superfície que se dá a transferência de elétrons ou buracos, para as armadilhas do isolante.

Fig. 2 - Circuito básico para Carga Corona.

P - Ponta Metálica, fonte de ions;
 G - Grade;
 S - Supefície de teflon;
 M - Eletrodo metálico.

Estudos da carga utilizando-se a técnica de corrente termo-estimulada desenvolvida por Moreno e Giacometti (23), sob orientação do Prof. Gross, analisam a dependência da estabilidade com a temperatura, pressão, tipos de íons e descarga po

sitiva ou negativa

1.3 - Dosimetria

1.3.1-Definições

A palavra dosimetria quando usada no campo de aplicação da Física Nuclear ou Física Médica, refere-se à medida das radiações ionizantes.

A dosimetria das radiações é um dos mais importantes ramos da física nuclear e da Física Aplicada à Medicina e outros campos.

Sabemos, através da experiência, que doses elevadas de exposição às radiações originam efeitos somáticos e genéticos capazes de produzir mutações alterando o patrimônio hereditário da espécie humana.

Um dos principais objetivos da dosimetria é a determinação da taxa de exposição (dose-rate) da radiação considerada num determinado ponto de um dado meio. Tal determinação envolve um grande número de fatores e parâmetros que se originam no processo probabilístico das interações da radiação com a matéria, tais como: geometria, distância, espectros de energia, esquemas de interações, atenuação, natureza dos equipamentos de detecção, etc.

Um outro campo de aplicação da dosimetria é em radioisótopos e seus múltiplos aspectos como na agricultura, na biologia e na medicina.

No Brasil, a Comissão Nacional de Energia Nuclear - CNEN, é a responsável pela normalização do uso de radiação e pela fiscalização das condições de proteção radiológica.

A CNEN, vem desesenvolvendo e auxiliando outros laboratórios, para que o Brasil possa em breve ter uma tecnologia nacional que atenda a estas inúmeras necessidades.

Os mais importantes laboratórios da CNEN no setor são o IRD no Rio de Janeiro e o IPEN em São Paulo que realizam relevantes trabalhos no setor.

Nesta introdução à Dosimetria, apresentaremos os conceitos básicos, definições, grandezas e unidades da radiação que estão mais ligados à nossa pesquisa.

1.3.2 - Unidades e Grandezas em Física de Radiações

A Comissão Internacional para Unidades e Medidas da Radiação (ICRU), apresenta as seguintes definições. (25)

1.3.3 - Radioatividade

$\underline{dP}$ = probabilidade de um dado núcleo experimentar u ma transformação no intervalo de tempo $\underline{dt}$.

$$\lambda = \frac{dP}{dt} \text{ s}^{-1} = \text{constante de desintegração.}$$

$$\frac{\ln 2}{\lambda} = \tau = \text{tempo de meia vida (tempo da atividade - cair pela metade)}$$

1.3.4 - Atividade A

$\underline{dN}$ = número de desintegrações nucleares espontâneas esperadas de ocorrer no tempo $\underline{dt}$.

$$A = \frac{dN}{dt} \text{ s}^{-1}$$

[A] Bq (Becquerel)

1 Bq = 1 desintegração por segundo

Unidade especial = Curie (Ci)

1 Curie = $3,7 \cdot 10^{+10} \text{ s}^{-1} = 3,7 \cdot 10^{+10} \text{ Bq}$

1.3.5-Exposição $\underline{X}$

$$X = \frac{dQ}{dm}$$

Onde $\underline{Q}$ é a carga total (absoluta) dos íons de um sinal produzidos no ar de massa $\underline{dm}$, desde que todos os eletrons (+) e (-) produzidos pelos fotons, sejam completamente parados no ar.

Unidade C Kg^{-1} onde C = Coulomb.

Unidade especial:

Roentgen 1R = $2,58 \cdot 10^{-4} \text{ CKg}^{-1}$

Como 1 Coulomb $\sim 6,24181 \times 10^{18}$ cargas elementares (ou 1 carga = $1,60210 \cdot 10^{-19} \text{ C}$) temos $1R \sim 1,6104 \cdot 10^{12} \frac{\text{cargas}}{\text{gr}}$; $1R \sim 1,6104 \cdot 10^{+12} \cdot 1,239 \cdot 10^{-3} = 2 \times 10^9 \frac{\text{cargas}}{\text{cm}^3}$.

1.3.6-Dose Absorvida $\underline{D}$

$$D = \frac{\overline{de}}{dm}$$

$\overline{de}$ valor médio da energia comunicada à matéria de massa $\underline{dm}$, por partículas ionizantes.

Unidade J kg^{-1}

nome Gray - 1 Gy = 1 J kg^{-1}

unidade especial = rad

$$1 \text{ rad} = 10^{-2} \text{ Jk}^{-1} = 10^{-2} \text{ Gy}$$

1.3.7-Dose Equivalente H

Dose equivalente H é o produto de D, Q e N no ponto de interesse do tecido onde:

D = dose absorvida

Q = fator de qualidade

N = produto de todos os outros fatores modificadores

Unidade de H é $\text{JKg}^{-1} = \text{Sievert (SV)}$

1 Sievert (SV) = 100 rem (unidade antiga)

Q, depende da transferência linear de energia não restrita, L_{∞} , ou poder de freiamento da água para as partículas primárias e secundárias.

1.3.8-Coefficientes de Interação

a - coeficiente de atenuação linear de massa para partículas ionizantes não carregadas.

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{1}{N} \cdot \frac{dN}{d\ell}$$

$\frac{dN}{N}$ fração de partículas que sofrem interações ao a travessar uma distância dℓ de densidade ρ
unidade m^2Kg^{-1}

$\frac{\mu}{\rho}$ é o coeficiente linear de atenuação total

b - Para fotons (raios-X e gama) temos (veja efeito fotoelétrico no apêndice):

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma_c}{\rho} + \frac{\sigma_{coh}}{\rho} + \frac{K}{\rho}$$

$\frac{\tau}{\rho}$ coeficiente de efeito fotoelétrico.

$\frac{\sigma_c}{\rho}$ efeito Compton.

$\frac{\sigma_{coh}}{\rho}$ espalhamento coerente.

$\frac{K}{\rho}$ produção de pares.

$\underline{c}$ - Coeficiente mássico de transferência de energia para partículas ionizantes em um material.

$$\frac{\mu}{\rho} \text{ tr} = \frac{1}{\rho EN} \frac{d \text{ Etr}}{d \ell} \quad \text{m}^2 \text{ Kg}^{-1}$$

N - número de partículas incidentes

E energia de carga partícula (sem energia residual)

$\frac{d \text{ Etr}}{EN}$ fração da energia incidente de partículas que é transferida em energia de partículas carregadas por meio de interações sobre a distância $d\ell$.

Para raios-X e gama usa-se a seguinte relação notação:

$$\frac{\mu}{\rho} \text{ tr} = \frac{\tau_a}{\rho} + \frac{\sigma_{ca}}{\rho} + \frac{K_a}{\rho} \quad \text{m}^2 \text{ Kg}^{-1}$$

τ_a efeito fotoelétrico

σ_{ca} efeito Compton

K_a produção de pares

$$\frac{\tau_a}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} \left(1 - \frac{\delta}{h\nu} \right)$$

$h\nu$ energia do foton incidente

δ energia média emitida como radiação fluorescente por fóton.

$$\frac{\sigma_{ca}}{\rho} = \frac{\sigma_c}{\rho} \frac{\bar{E}_e}{h\nu}$$

$\bar{E}_e$ energia média do elétron Compton.

$$\frac{K_a}{\rho} = \frac{K}{\rho} \left(1 - 2 \frac{mc^2}{h\nu}\right)$$

d - coeficiente mássico de absorção energética de um material para partículas ionizantes não carregadas.

$$\frac{\mu_{en}}{\rho} = \frac{\mu_{tr}}{\rho} (1 - g) \quad m^2 Kg^{-1}$$

g - fração de energia de partículas secundárias ionizantes perdida por bremsstrahlung.

e - Poder de freiamento mássico total (total mass stopping power):

$$\frac{S}{\rho} = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{d\ell} \quad J m^2 Kg^{-1}$$

Para partículas carregadas

dE energia perdida por partícula carregada ao atraversar a distância $d\ell$ no material de densidade ρ .

E pode ser dado em eV.

f - Coeficiente de transferência de energia linear, ou poder - de absorção linear limitado, de colisão para partículas - carregadas:

$$L_{\Delta} = \left(-\frac{dE}{d\ell}\right)_{\Delta}$$

1.3.9 - Limites De Dose Em Proteção Radiológica

O "equivalente de Dose H" é uma quantidade que expressa numa escala comum, os efeitos devidos a todas as radiações diretas ou indiretamente ionizantes, incidindo sobre o corpo humano. Este termo foi introduzido nas recomendações de proteção da Comissão Internacional para Unidades de Radiação (I.C.R.U.) de 1982.

Procurando definir um critério de segurança, baseado em limites máximos permissíveis, a quantidade escolhida foi a Dose. Assim, definiu-se a Dose Máxima permissível,

Esta quantidade, varia para cada parte do corpo e para cada tipo de pessoa envolvida com radiação. Desde as pessoas do público até os trabalhadores com radiação. No apêndice 2, apresentamos uma cópia parcial das Normas Básicas da Comissão Nacional de Energia Nuclear (CNEN) que traz estes limites de dose.

É importante observar, que este limite é um dos critérios de proteção e por si só, não garante a inexistência de risco. Apresentamos apenas este, pois estão ligados com a faixa de dose que os detetores de radiação devem medir.

Assim, passaremos para o Capítulo 2 onde estudaremos um dos tipos de detetores de radiação, o dosímetro de eletreto cilíndrico.

CAPÍTULO II

DOSIMETRIA COM ELETRETOS

2.1-0 Dosímetro de Eletreto Cilíndrico (DEC)

Em recente trabalho de revisão, B.Gross (26) tratou dos diversos métodos dosimétricos utilizando eletretos, as sim divididos:

- 1 - Uso do eletreto como eletrodo coletor em uma câmara de ionização;
- 2 - Efeito da radiação na quantidade de armadilhas e monitoração com técnicas de corrente termo-estimulada;
- 3 - Efeito de danos de radiação sobre o eletreto , variando a quantidade e ou tipos de armadilhas.

Myazdrikov (1960) (27) seguindo o desenvolvimento teórico de Gross, relacionou a densidade superficial de carga no eletreto com os efeitos da radiação, mostrando assim a viabilidade do eletreto monitorar radiações ionizantes.

Bauser e Rønge (1977) (28) propuzeram uma câmara de ionização plana com eletrodos feitos de folhas de teflon carregadas, para uso na dosimetria pessoal.

Ikeya e Miti (1980) (29) também contribuíram nas pesquisas deste sistema dosimétrico.

Posteriormente, no IFQSC - São Carlos, S.Mascarenhas e Colaboradores, (30) (31) desenvolveram o Dosímetro de Eletreto Cilíndrico (D.E.C.) para uso na dosimetria pessoal e radioterapia. O D.E.C. é usado para Raios-X, radiação gama, partículas Beta, Alfa, eletrons e neutrons.

Um trabalho de revisão, sobre o D.E.C. está sendo apresentado por S.Mascarenhas no ISE-V - 5th International Symposium on Electrets na Alemanha. Neste trabalho, ele analisa as aplicações já realizadas com o D.E.C., discute suas vantagens e apresenta novos resultados.

À seguir, enumeramos alguns dos trabalhos de Tese e de publicações internacionais, já desenvolvidas pelo Grupo de Dosimetria de São Carlos sob a orientação do Prof.Mascarenhas.

- 1 - "Investigação com dosímetro de eletreto cilíndrico para neutrons rápidos" 1982 - Tese de Mestrado de Adelaide de Almeida - Hospital das Clínicas de Ribeirão Preto - USP.
- 2 - "Investigações sobre dosimetria com eletretos" 1983 - Tese de Mestrado de Ozien Guerrini - Universidade Federal de São Carlos.
- 3 - "Construção de um dosímetro de Raios-x com membrana vibrante de eletreto" 1983 - Tese de Mestrado de José Carlos Pereira. Escola de Engenharia de São Carlos - USP.
- 4 - "Sistema eletrométrico digital computerizado - para dosímetro de eletreto" 1984 - Tese de Mestrado de Paulo Estevão Cruvinel - UAPDIA - EMBRAPA - São Carlos.
- 5 - "Dosímetro de eletretos em Radioterapia" 1985 Tese a ser apresentada para título de Mestre por Laura N.Rodrigues - IRD - Rio de Janeiro - RJ.

6 - "Beta radiation dosimetry with electrets"

Campos, L.; Caldas, L. and Mascarenhas, S. A ser apresentado no "5th Intern.Symp.on Electrets. (ISE-V).

7 - "Dosimetro de Eletretos para Neutrons" - Campos, L.; Suarez, A. and Mascarenhas, S. - Health Physics 43, 5, 731 (1982).

8 - Sobre Carga de Eletreto com Radiação, um trabalho foi apresentado no Inter-American Meeting of Medical Physics em Chicago-USA em 1984 , outro que será apresentado no ISE-V e dois outros já foram apresentados em Congressos da SBF, 1983 e 1984. Além da presente Tese.

2.2- Características do DEC

O dosimetro de eletreto cilindrico tem a forma de uma caneta dosimetrica de bolso, e se baseia no principio da câmara de ionização tipo condensador.

A interação da radiação com as paredes da câmara e o próprio ar, ionizam o ar no interior da câmara. E os ions vão aniquilar a carga do eletreto, pois no interior da câmara, há um campo elétrico criado pela carga, que atrai estes ions.

Sendo Q_i e Q_f a carga inicial e final do eletreto, teremos:

$$Q_f = Q_i - kD$$

onde k é o fator de calibração (sensibilidade do DEC) e D é a dose de radiação.

Fig.3 - Configuração do Dosímetro de Eletreto Cilíndrico.

S - Suporte do dosímetro; M - Parede Condutora; T - Teflon; E - Eletrodo Central; C - Capa, Tampa do Dosímetro.

Para radiações de baixa energia, o efeito predominante no processo de ionização do ar, é o efeito fotoelétrico. Assim a corrente de ionização da câmara, tem uma dependência - cubica com o número atômico Z , do material da câmara.

Usamos para a parede do DEC, o alumínio, ou o PVC, recoberto internamente com grafite, para possibilitar a condução de cargas. Estes dois materiais é que mais se adequam às condições e necessidades do D.E.C..

2.3-Vantagens do D.E.C.

O volume, o material e a espessura da parede exter-

na, podem ser adequadamente calculados para vários tipos de u sos e qualidades da radiação.

A faixa do D.E.C., para exposição de radiações vai desde mR à 200 R, atendendo assim, as necessidades - dos monitores individuais ⁽³²⁾ e de radioterapia ⁽³³⁾ . Pode ainda ser usado para monitoração ambiental.

O D.E.C., leva uma vantagem sobre os dosímetros ter mo luminescentes (TL) ⁽³⁴⁾ e de filme ⁽³⁵⁾ porque ele não perde a "memória" dosimétrica. Ele pode ser lido diversas vezes , sem modificar a carga, e todas as leituras acusam a dose que o dosímetro recebeu.

O D.E.C. é de baixo custo. O que é mais caro é o teflon, e já existe fabricação nacional. O sistema de leitura é simples e também pode ser fabricado aqui no Brasil.

Assim, pela boa estabilidade da carga, pela simpli- cidade e por ter excelente sensibilidade à radiação, o D.E.C. leva uma grande vantagem sobre os similares.

2.4- Medida da Carga do Eletreto

A carga do eletreto é medida por um eletrometro do tipo Keithley, ou qualquer similar. Acopla-se ao terminal negativo do eletrometro um cilindrico guia. Ao terminal positivo, liga-se um cilindro coletor, de raio r ($r_2 < r < r_3$); r_2 = raio externo do teflon; r_3 = raio interno da parede do dosímetro, (veja fig.4).

À medida que o dosímetro é introduzido no interior do cilindro guia, o cilindro coletor passa a receber cargas elétricas induzidas pela carga do eletreto.

Fig.4 - Sistema de medida da carga integrada D.E.C..

Quando o dosimetro penetrar completamente no cilindro guia, medimos a carga integrada do eletreto.

2.5-Distribuição da Carga

Ozien Guerrini em seu trabalho de mestrado ⁽³⁶⁾, desenvolveu um sistema de medida de cargas localizadas. O princípio é o mesmo da determinação elétrica numa distribuição linear de cargas.

Este sistema de medida possibilita o estudo da dis-

tribuição da carga no eletreto durante os processos de carregamento, tratamento térmico e descarga.

Substituiu-se o cilíndrico coletor, usado na medida integrada da carga, por um fio metálico em forma de anel com uma blindagem nas laterais, fazendo com que o eletrometro "veja" apenas as cargas numa região definida do eletrodo central, conforme pode-se observar na fig.5.

O dosímetro de eletreto é modificado na sua parede externa com um corte no sentido longitudinal que permite a passagem do fio de ligação do anel coletor.

Fig.5 - Sistema de medida da distribuição da carga.

O gráfico da distribuição da carga é feito através de um registrador x-y, acoplado ao eletrometro, por um sistema de rosca milimétrica, acionada por um pequeno motor que introduz gradualmente o dosimetro no cilindrico guia. Um potenciometro tipo "Hellypot" de 10 voltas, aciona o eixo x do registrador, enquanto o eixo y é acionado pela carga induzida ao eletrometro, pelo cilindrico coletor.

Com este sistema, foi possível medir a distribuição da carga numa região Δl do dosimetro.

2.6 - Campo Elétrico no D.E.C.

Pela lei de Gauss, podemos determinar com facilidade o campo elétrico no interior do dosimetro.

Faremos o cálculo, para uma geometria plana, e depois substituiremos as capacidades pelas equivalentes do capacitor cilindrico.

Na figura 6, temos a secção reta de um dosimetro em corte perpendicular ao seu eixo. Temos também, o correspondente capacitor plano de placas paralelas.

Considerando que o eletreto tenha uma carga Q, com densidade superficial τ , definimos uma superficie gaussiana de área A e altura h. Assim definimos E_a = campo elétrico do ar, E_p = campo elétrico do polímero, e pela lei de Gauss, teremos:

$$\epsilon_a E_a A - \epsilon_p E_p A = \tau A \quad (1)$$

Pela conservação da energia, 2ª lei de Kirchoff, temos:

$$d_o E_p + d_2 E_a = 0 \quad (2)$$

Fig.6 - Secção reta do D.E.C. e correspondente capacitor plano. r_1 = raio do eletrodo E, r_2 = raio externo do teflon T, r = raio do cilindro coletor C, r_3 = raio interno da parede P, ϵ = constante dielétrica do eletreto, ϵ_0 = constante dielétrica do ar, τ = densidade superficial de carga do eletreto, l = comprimento do eletreto.

Assim, de (2) temos:

$$E_t = - \frac{d_2 E_a}{d_1} \quad (2a)$$

Substituindo (2a) em (1),

$$E_a = \frac{\tau/d_2}{\frac{\epsilon_0 A}{d_2} + \frac{\epsilon A}{d_1}} = \frac{\tau/d_2}{C_{e1} + C_{e2}} \quad (3)$$

Ce = Capacitância Especifica (CeA = C).

Como $\tau \cdot A = Q$, teremos

$$E_a = \frac{Q}{d_2(C_1 + C_2)} ; E_t = \frac{Q}{d_1(C_1 + C_2)} \quad (4)$$

Para um capacitor cilíndrico,

$$C_1 = \frac{2\pi \epsilon \ell}{\ln \frac{r_2}{r_1}} ; C_2 = \frac{2\pi \epsilon_0 \ell}{\ln \frac{r_3}{r_2}} \quad (5)$$

Para calcular o campo elétrico no interior do dosímetro, num ponto de raio r , $r_2 < r_3 < r$, substituímos (5) em (4) e teremos:

$$E_r = \frac{Q}{2\pi \epsilon_0 \ell r} \frac{\ln \frac{r_2}{r_1} \cdot \ln \frac{r_3}{r_2}}{\ln \frac{r_2}{r_1} + K \ln \frac{r_3}{r_2}} \quad (6)$$

$$\text{onde } K = \frac{\epsilon}{\epsilon_0}$$

A expressão acima, nos dá o campo elétrico coletor - em função da carga superficial equivalente $\underline{Q}$ do eletreto e das dimensões do D.E.C..

É importante observar, que a carga superficial equivalente $\underline{Q}$ do eletreto, é a carga q_{el} (carga lida no eletrometro) multiplicada por um fator $\underline{f}$.

2.7 - Cálculo da carga superficial equivalente do eletreto- $\underline{Q}$

Para simplificação do cálculo, usaremos o circuito plano equivalente do dosímetro cilíndrico.

Pela Lei de Gauss e Kirchoff, como pode ser visto no Apêndice 3, calculamos a capacitancia equivalente do circuito. Assim:

$$Q = \frac{q_{el}}{C_{el}} \left| (C_3 + C_{el}) \left(1 + \frac{C_1}{C_2} \right) + C_1 \right| \quad (7)$$

Fig.7 - Circuito equivalente do dosímetro onde $d_1 \sim r_1$; $d_2 \sim r_2$; $d_3 \sim r_3$; σ é a densidade de carga superficial do teflon, σ_{el} a carga induzida no coletor, C_{el} é a capacidade de eletrometro e V_{el} é a tensão indicada no eletrometro.

onde $C_{el} = 100 \text{ pF}$ (escala 10^{-10} C)

q_{el} - carga lida no eletrometro.

$$C_1 = \frac{2\pi \epsilon_0 K l}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \quad (8)$$

$$C_2 = \frac{2\pi \epsilon_0 \ell}{\ln \frac{r}{r_2}} \quad (9)$$

$$C_3 = \frac{2\pi \epsilon_0 \ell}{\ln \frac{r_3}{r}} \quad (10)$$

Para as dimensões, do D.E.C. e do sistema de medida, temos:

$$Q = q_{el} \times f$$

$$f = 10,7$$

2.8- Tratamento Térmico

Para garantir as características de estabilidade e manutenção por longo tempo da carga, após o processo de carga corona, o tratamento térmico que se mostrou mais adequado para o teflon, foi um aquecimento de 145°C durante 10 minutos e resfriamento lento em recipiente que o isole dos ions do ar.

Assim, a carga apresentou um "decaimento natural", em local protegio da radiação da ordem de 2% do mês. (36)

Na Faculdade de Medicina de Ribeirão Preto, o departamento de física vem usando e testando o D.E.C.. Em um dos trabalhos publicados por Pelá e Ghilardi (38) eles apresentam resultados de 30 meses de medidas que mostram a excelente estabilidade do D.E.C..

Independente do tratamento recebido, o decaimento do primeiro mês, é da ordem de 2,5% e nos meses seguintes o decaimento é inferior à 0,3% por mês

2.9- Dosimetria para raios-X, γ , Neutrons, Beta e Radioterapia

Depois do trabalho de revisão publicado pelo Prof. Gross, apresentando resultados de pesquisas dos anos 50, muitos outros desenvolvimentos foram feitos em dosimetria com eletretos.

O professor S.Mascarenhas, apresentará em setembro de 85 na Alemanha, um "review" apresentando novos resultados do D.E.C. Neste trabalho de revisão, o Prof. Sergio dá ênfase às pesquisas desenvolvidas em São Carlos pelo Grupo de Biofísica e Dosimetria.

Este trabalho mostra resultados do D.E.C. na monitoração de raios-X (36), gama (36), neutrons (39), beta (40) e radioterapia (41).

Como vemos na figura 8, para neutrons rápidos (39) usou-se material hidrogenado nas paredes do D.E.C. e a fonte de neutrons usado foi de $\text{Am}^- - \text{Be}$. Para neutrons de 14 MeV, usou-se o acelerador de fôtons da Universidade de Wisconsin em Madison-EUA.

Para Radioterapia (41), foi desenvolvido um dosímetro de eletreto plano também baseado no princípio da câmara de ionização.

Este dosímetro tem uma faixa de medida bastante grande. A exposição total máxima é de 200 R ou mais, atendendo assim, as necessidades da radioterapia.

O carregamento do dosímetro é com carga corona com grade, usando uma fonte de alta tensão de 14 kV, obtendo carga da ordem de 1 nC.

O espaçamento da câmara pode variar de 1,3 a 6 mm conforme conveniência da sensibilidade do dosímetro.

Fig.8 - Resposta de D.E.C. - A - Para fonte de A_m-B_e (4,5 MeV) - B - Para acelerador de fotons (14 MeV). Escala de cima é da curva B.

Um novo conjunto dosimétrico de eletreto plano em série (1) está sendo proposto para controle de qualidade do

feixe de radiação. Este sistema permite em poucas operações a valiar a homogeneidade de um feixe de radiação dos aparelhos de Raios-X ou de fontes de radiação gama, além de determinar a intensidade e energia do feixe.

2.10 - Sistema Dosimétrico de Eletreto Automatizado

A aplicação da dosimetria em hospitais, laboratório de pesquisa, centros e usinas nucleares, indústrias e em outros locais onde se trabalha com radiações ionizantes, vem - dia a dia apresentando e exigindo mais inovações, que acompanhem o desenvolvimento científico e tecnológico.

Um sistema eletrométrico digital computerizado foi desenvolvido ⁽³⁾ para automação da dosimetria individual com eletretos para grande número de usuários. Os dados são processados através de um microprocessador Z 80. Isto permite a medida da carga e da dose, além de estabelecer um histórico dos dosímetros. O sistema permite a medida e identificação, servindo inclusive como relógio de ponto, para até 1024 usuários.

Vista a importância e a aplicabilidade do eletreto em detetores de radiação, passamos aos capítulos seguintes - onde estudaremos os métodos de produção de eletretos.

CAPÍTULO III

ALFA ELETRETO: Produção de Eletreto com Partículas Alfa

3.1 - Interação da Partícula Alfa com a Matéria

3.1.1 - Decaimento Alfa

As partículas alfa, são idênticas ao núcleo do átomo de ${}^4_2\text{He}$, elas tem carga $+2e$ e uma massa bastante grande, de quatro unidades de massa atômica⁽⁴²⁾.

A emissão de partículas α é o único tipo de decaimento radioativo espontâneo que emite partículas pesadas, excetuando-se a fissão. Isto é verdade tanto para as espécies naturais como para as produzidas artificialmente.

Fig.9 - Reação de desintegração por emissão α .

M_1 = Massa do pai; M_2 = Massa do filho;
 M = Massa da partícula α ; V = Velocidade da partícula α ; V_2 = Velocidade do filho.

$$\text{Então, } \alpha = 2n + 2p = {}^4_2\text{He}$$

representando pela equação nuclear, temos:

$$\begin{array}{ccccc} \begin{array}{c} A \\ Z \end{array} X & = & \begin{array}{c} A-4 \\ Z-2 \end{array} Y & + & \begin{array}{c} 4 \\ 2 \end{array} \alpha \\ \text{Nuclídeo pai} & & \text{Nuclídeo filho} & & \text{partícula } \alpha \end{array}$$

3.1.2 - Partícula Pesada

Por causa da massa da partícula alfa ser bastante grande, ela requer muita energia para ganhar uma velocidade relativística ⁽⁴³⁾. De fato, ela precisa de 1.600 MeV para desenvolver uma velocidade de 0,66 c. (c = velocidade da luz). Portanto, para muitos casos ela é tratada como não relativística.

A interação de partículas pesadas tais como as α , com a matéria é feita principalmente através das forças Coulombianas.

Estas interações se dão entre as cargas positivas da partícula α e a carga negativa dos elétrons orbitais, dos átomos absorvedores.

3.1.3 - Natureza das Interações

Do ponto de vista dos detetores de radiação, como dissemos acima, as interações importantes das partículas carregadas envolvem forças eletrostáticas. Para baixas energias os elétrons são os alvos destas interações e o processo de ionização e excitação são dominantes.

Quando a partícula alfa passa por um meio absorvedor, como o ar por exemplo, ela interage simultaneamente com muitos elétrons e em algumas interações, o elétron recebe um

impulso proveniente da força Coulombiana atrativa. Dependendo da proximidade das interações, este impulso é suficiente para levar um elétron, para uma camada superior (excitação), ou para remover completamente o elétron do átomo (ionização), fig.10.

Quando o elétron é removido do átomo, cria-se um par de íons. Cada par de íons, é constituído por um eletron livre e pelo íon positivo correspondente do átomo absorvedor do qual o elétron tenha sido totalmente removido. Estes pares de íons, rapidamente dissipam energia em energia térmica e recombina-se novamente.

Em alguns tipos de detetores, esta recombinação é suprimida, assim, o par de íons é usado como base da resposta do detetor.

Fig.10 - Processo de ionização e excitação com a passagem da partícula α .

Nas interações da partícula α com os átomos absorvedores, a energia que é transferida para os eletrons destes átomos é proveniente da partícula carregada, e sua velocidade é diminuída, como resultado da interação.

A energia máxima que pode ser transferida da par-

tícula de massa M , com energia cinética E , para um elétron - de massa m_0 em uma interação simples, é de $\frac{4 E m_0}{M}$, ou $\frac{1}{1500}$ da energia da partícula por núcleo ⁽⁴⁴⁾. Assim, a partícula antes de perder toda a sua energia, pode ter muitas destas interações durante sua passagem pelo absorvedor.

Como regra geral, metade da energia da partícula, é consumida para ionização e a outra metade para excitação. Por esta razão, a energia média gasta para formar 1 par de íons E , é aproximadamente duas vezes o potencial de ionização dos átomos em um meio. Por exemplo, o potencial de ionização do argônio é 15.7 eV, mas a energia média por par de íons é 26,4 eV.

Então, se partículas alfas de 1-MeV depositam toda sua energia no argônio, serão produzidos $\frac{10^6}{26.4} = 37.880$ pares de íons.

Elétrons liberados pela passagem da partícula alfa, podem ter energia suficiente para criar íons durante a sua trajetória. Esses elétrons energéticos, são chamados raios delta, (raios δ) como mostra a fig.11.

Fig.11 - Trajetória e ionização das partículas alfa, beta e raios delta no ar.

3.1.4- Alcance das Partículas

O alcance da partícula alfa em um determinado meio absorvedor, é definido como sendo uma distância, além da qual, as partículas não terão mais penetração.

Esta trajetória da partícula, tem um comprimento - que se relaciona com a energia da partícula.

Dada a alta ionização específica das partículas α , a distância percorrida por ela em um dado meio é pequena (42).

O apêndice 4 fornece o alcance da partícula alfa no ar, para diferentes energias.

3.1.5- Poder de Freamento Linear

$S = \frac{dE}{dl}$, ou perda de energia específica, é a energia perdida pela partícula, durante a distância por ela percorrida. S pode ser dado por exemplo, em $\frac{\text{KeV}}{\text{cm}}$.

Para uma partícula carregada, S , aumenta quando a velocidade está diminuindo. A expressão clássica que descreve a perda da energia específica é conhecida como a fórmula de Bethe-Bloch (43) e é escrita:

$$\frac{-dE}{dx} = \frac{2\pi e^4}{m} \cdot \frac{Mz^2}{E} \cdot n \cdot \ln \left(\frac{kE}{MZ} \right)$$

Onde o sinal negativo, indica que a energia decresce quando a variável x aumenta; e é a carga eletrônica, m massa de repouso do elétron; k é uma constante. O termo $\frac{Mz^2}{E}$ se refere à partícula, M é sua massa, z é seu número atômico e E é sua energia; n se refere ao absorvedor e é o número efetivo de elétrons por unidade de volume. O último termo logaritmico, va

ria pouco comparado com os outros, e pode ser desprezado nas aproximações onde Z é o número atômico do átomo absorvedor.

Quando compara-se diferentes partículas carregadas de mesma velocidade, o único fator que deve mudar na fórmula de Bethe-Bloch é z^2 . Portanto, partículas com uma carga maior, terão maior perda de energia específica. Partículas - alfa, por exemplo, perderão energia numa taxa menor que muitos íons altamente carregados. Comparando diferentes materiais como absorvedores, $\frac{dE}{dx}$ de pende primeiramente do produto NZ .

Assim, materiais de alta densidade e número atômico alto, terão consequentemente, maior poder de freamento.

3.1.6 - Curva de Bragg

A fig.12 mostra um gráfico da energia específica perdida ao longo da trajetória da partícula. Quando a energia da partícula, vai diminuindo o valor de $-\frac{dE}{dx}$ correspondente vai aumentando até chegar a um ponto de máximo, no final da trajetória, e depois vai a zero quando a partícula para. Este gráfico, é conhecido como curva de Bragg.

O exemplo, é mostrado para uma partícula de vários MeV de energia inicial e os gráficos apresentam o caminho de uma única partícula e o comportamento médio de um feixe paralelo de partículas de mesma energia inicial.

Fig.12 - Perda da energia específica ao longo da trajetória da partícula alfa. Curva de Bragg⁽⁴⁴⁾.

3.2 - Câmara de Ionização

3.2.1-Equilíbrio Eletrônico

Como mostramos anteriormente, para se conhecer a exposição em unidades de Roentgen é necessário medir a soma das cargas elétricas, de todos os íons, produzidos no ar e que possuem o mesmo sinal, quando todos os elétrons (+ e -) liberados pelos ftons, num elemento de volume de ar cuja massa é Δm são completamente freados no ar ⁽⁴⁵⁾.

Definindo um determinado volume de medida, poderemos ter elétrons secundários produzidos pela radiação primária, perdendo energia por ionização, no ar, fora deste volume. É necessário, que operemos em condições tais, que haja compensação entre o número de íons produzidos fora do volume e o número de íons produzidos dentro do volume de medida.

Estas condições definidas acima, são as condições - de Equilíbrio Elettronico.

3.2.2-Princípio da Câmara de Ionização

Vários tipos de detetores de radiações, são baseados nos efeitos produzidos quando uma partícula carregada passa através de um gás. O processo de ionização e excitação são os efeitos de maior interesse na interação da partícula carregada e o meio absorvedor.

Os detetores de radiação, como câmara de ionização, contador proporcional, e câmara Geiger, derivam, ainda que de diferentes modos, do sinal originado pelo par de íons formado no gás que preenche o detetor. (44)

As câmaras de ionização, em princípio, são os mais simples dos detetores à gás. Sua operação normal é baseada na coleção de todas as cargas criadas pela ionização de um campo elétrico. Como outros detetores, a câmara de ionização pode ser operada em modo de corrente ou de pulso.

A fig.13, ilustra os elementos básicos de uma câmara de ionização. O volume de gás, está contido numa região em que um campo elétrico foi criado pela aplicação de um potencial externo.

3.2.3-Corrente de Ionização

Na presença de um campo elétrico, o movimento da carga positiva e negativa, representada por íons e elétrons, constituem uma corrente elétrica. Se um dado volume de gás é submetido a um feixe homogêneo de radiação, a taxa de formação de pares de íons é constante. Para um pequeno volume da amostra do gás, esta taxa de formação será exatamente balanceada pela taxa, pela qual pares de íons são perdidos do volume,

através de recombinação ou por difusão ou por migração no volume. Nas condições em que recombinação seja desprezível e todas as cargas sejam coletadas eficientemente, a corrente que é produzida é uma medida exata da taxa de pares de íons formados no volume. A medida da corrente de ionização é o princípio básico da câmara de ionização.

No equilíbrio, a corrente que passa pelo circuito externo, será igual à corrente de ionização coletada nos eletrodos. Um medidor sensível, tal como o eletrometro, colocado no circuito externo pode medir a corrente de ionização em geral pequena, da ordem de 10^{-8} - 10^{-12} A.

Fig.13 - Componentes básicos de uma câmara de ionização simples.

A voltagem x corrente característica da câmara de ionização está mostrada na fig.14a e 14b.

Fig.14a - Curva da corrente x voltagem característica da câmara.

No início, quando o potencial é pequeno, íons e elétrons que são criados desaparecem por recombinação por migração ou por difusão no volume de ar.

Aumentando a tensão, o campo elétrico, passa a separar os pares de íons mais rapidamente, e a recombinação é diminuída. Em uma tensão maior, o campo elétrico, será suficiente para suprimir as recombinações a um nível desprezível. Assim, todas as cargas originais criadas através do processo de ionização, contribuem para a corrente de íons.

Aumentando-se a tensão acima de um determinado ponto, não aumenta a corrente por que todas as cargas já foram coletadas e a taxa de criação é constante. Esta é a região de saturação de íons, em que as câmaras de ionização são convencionalmente operadas.

Sob estas condições, a corrente medida no circuito externo, é uma medida adequada da taxa de formação de todas as cargas ionizadas no volume ativo da câmara. Volume ativo, é o volume definido pelos eletrodos, onde o campo elétrico é uniforme.

Se a diferença de potencial entre os eletrodos - for aumentando além do limite que caracteriza a região da câmara de ionização, verifica-se que a corrente de ionização aumenta linearmente com a tensão aplicada por um intervalo razoavelmente grande de variação dessa grandeza. Esta região, é conhecida pelo nome de proporcional, e é caracterizada pelo fato de os elétrons produzidos pela passagem da partícula poderem adquirir uma energia suficiente para ionizarem átomos por meio de colisão. Este processo de aumento de carga é multiplicativo. Como podemos observar na fig.13b, esta região é a Região III.

Na região IV, ocorrem fenômenos complicados, mas verifica-se que a dependência entre a carga coletada e a ionização primária (isto é, passagem de uma partícula ionizante) deixa de ser uma função simples.

Na região seguinte, a carga coletada independe da ionização que a inicia (ionização primária). Esta é chamada região do detector Geiger-Muller (G.M.).

Na região VI, a diferença de potencial é tão grande que se obtém uma descarga continua, a qual começada, continuará independente da radiação que incide na câmara.

Fig.14b - Curva caracterizada da corrente de ionização x tensão, da câmara.

3.3-Carga do Eletreto com Radiação

Esta nova técnica de carga de eletreto, é isotérmica, baseada na ionização do ar através da radiação em uma câmara de ionização aberta.

Como dissemos no início do presente trabalho, esta técnica é similar à desenvolvida por nós e paralelamente no Canadá por Fallone e Podgorsak (5, 6, 7) com raios-X e gama.

Nós utilizamos uma câmara cilíndrica com radiação x e α , e no Canadá foi desenvolvida uma câmara plana para radiação x. Mas no essencial as duas técnicas são semelhantes.

Usamos um tubo cilíndrico de alumínio de dimensões aproximadamente iguais às do dosímetro cilíndrico. No interior deste, e isolado eletricamente, fica o eletrodo central também de metal, que é revestido com o teflon que queremos carregar. Com um potencial externo, estabelecemos uma diferença de potencial que varia de 100-1100 V entre o eletrodo central e o tubo.

3.3.1.-Carregamento com Raios-X

Utilizamos uma fonte de raios-X odontológico de 30 KeV, e a ionização do ar é proveniente também da interação dos raios-X com o alumínio da câmara onde o efeito principal é o fotoelétrico, portanto o poder de ionização tem uma forte dependência com o Z do material da câmara. O alumínio, se mostrou adequado aos nossos interesses

Na figura 12, temos a configuração do método de carga com Raios-X. É conveniente, para obtenção de uma distribuição homogênea de carga no eletreto, que o eletrodo central seja

rodado durante o processo de carga, senão a deposição de carga será maior na face que está de frente para a fonte de raios-X.

Fig.15 - Esquema para carga do D.E.C., com Raios-X. A câmara cilíndrica acima tem tamanho semelhante ao D.E.C..

O polímero reveste o eletrodo central e mantém uma pequena distância da câmara. Neste espaço ocupado por ar, é onde se formam os íons.

3.3.2-Carregamento do α - Eletreto

Fig.16 - Esquema básico para carga com radiação alfa.

$$r_1 = 1,15 \text{ mm}; r_2 = 1,45 \text{ mm}; r = 4,5 \text{ mm}$$

Utilizamos uma fonte de ^{241}Am de baixa atividade. Esta fonte é comercializada para detetores de fumaça.

Características da fonte ^{241}Am :

meia vida: ~ 432 anos

energia: $\sim 5,4$ MeV

alcance no ar: $\sim 4\text{cm}$

atividade: da ordem de $1\mu\text{Ci}$

Como a ionização do ar pela partícula alfa é direta, fizemos uma abertura lateral no cilindro onde instalamos a fonte conforme podemos observar na fig.16. É necessário o movimento de rotação do eletrodo central para que a deposição da carga seja homogênea e também a fonte deve ficar na posição intermediária da parede de tal forma que a ionização no interior da câmara seja uniforme.

3.3.3- Descrição do Campo Elétrico

Tanto para o método de carga com radiação x ou α , estabelecendo-se uma diferença de potencial V_0 entre o eletrodo central e as laterais da câmara, criaremos um campo elétrico no interior da câmara que dirigirá os íons em direção ao teflon.

Para estudo do campo elétrico, usaremos a lei de Gauss, conforme já fizemos no Capítulo 2 para cálculo do campo elétrico do D.E.C.. Aqui, para maior facilidade de compreensão, faremos para uma geometria similar plana como a figura 17.

Fig.17 - Esquema de uma câmara de ionização plana, sem radiação. E_0 campo elétrico entre os planos
 E_p campo elétrico no teflon.

Quando a câmara não está exposta à radiação, o único campo elétrico existente é E_0 , produzido pelo potencial externo V_0 .

À medida que a radiação produz íons no interior da câmara, estes íons, são carregados para a superfície do polímero onde são presos no teflon como mostra a figura 18.

Estabelece-se uma corrente no circuito externo, devido à compensação de cargas em movimento na direção do eletro

do central. Esta corrente tem as mesmas características da corrente de ionização de uma câmara padrão.

Fig.18 - Câmara de ionização submetida à radiação. As cargas são depositadas no eletreto.

Para uma superfície gaussiana de área A e altura h , temos:

$$\epsilon \int \vec{E} \, ds = Q \quad (1)$$

Antes da irradiação veja fig.17, fica

$$\epsilon_a E_o \cdot A - \epsilon_p E_p A = 0 \quad (2)$$

portanto

$$\epsilon_a E_o - \epsilon_p E_p = 0 \quad (3)$$

pela conservação da energia, 2ª lei de Kirchhoff temos:

$$-V_o + a E_o + p E_p = 0 \quad (4)$$

ou então,

$$E_p = \frac{V_o - a E_o}{p} \quad (5)$$

Substituindo (5) em (2) temos:

$$\epsilon_a E_o - \epsilon_p \left(\frac{V_o - a E_o}{p} \right) = 0 \quad (6)$$

Assim,

$$E_o = \frac{V_o \epsilon_p}{p \epsilon_a + a \epsilon_p} \quad (7)$$

Isto quando não há radiação e conseqüentemente não há carga no eletreto, pois estas cargas definem outro campo $E_o(t)$ nas vizinhanças da superfície do polímero, em direção o posta a E_o . Assim os pares de íons produzidos pela radiação, ficarão submetidos a um campo elétrico efetivo que decresce com o tempo.

$$E_{ef} = E_o - E_o(t) \quad (8)$$

Assim pela lei de Gauss, o campo elétrico no volume de ar em um dado tempo t será calculado da seguinte forma:

$$-\epsilon_a E_{ef} \cdot A + \epsilon_p E_p \cdot A = \frac{Q(t)}{\epsilon_a} \quad (9)$$

como

$$Q(t) = A \sigma(t) \quad (10)$$

e

$$E_p = \frac{V_o - a E_{ef}}{p} \quad (11)$$

temos:

$$E_{ef} = \frac{\epsilon_p V_o - p \sigma(t)/\epsilon_o}{p \epsilon_a + a \epsilon_p} \quad (12)$$

Depois de um tempo t_1 , o campo efetivo se anula, e os íons formados pela radiação não têm uma tendência de migrar neste campo nulo, e além disso, eventualmente recombina-se. Assim, não haverá mais nenhuma deposição de carga adicional na superfície do polímero.

3.3.4-Densidade Superficial Máxima de Carga

Fazendo $E_{ef} = 0$ na eq.12 teremos a densidade superficial máxima de carga.

$$\frac{\epsilon_p V_o - p \sigma_{max}/\epsilon_o}{p \epsilon_a + a \epsilon_p} = 0 \quad (13)$$

Assim,

$$\sigma_{max} = \frac{\epsilon_p \epsilon_a V_o}{p} = C_e V_o \quad (14)$$

Esta relação é exatamente a relação básica da densidade máxima de carga para as placas paralelas de um capacitor dielétrico plano. Onde C_e é a capacitancia específica.

O resultado final do processo de carga do eletreto

é mostrado esquematicamente na figura 19.

Fig.19 - Processo final de carga, $E_o = E_o(t)$
O campo elétrico E_{ef} , fica nulo.

3.3.5- Variação da Corrente de Carga

Relacionando o comportamento da carga do eletreto e o tempo, no processo de carga, teremos a configuração da figura 20.

Inicialmente, a corrente de carga é constante e igual à uma câmara de ionização.

Fig.20 - Curva característica da densidade de corrente variando com o tempo.

Após um tempo t_0 , o polímero já está quase completamente carregado de acordo com os limites teóricos da equação 14.

3.3.6-Carga Superficial Máxima no D.E.C.

Fazendo uma configuração plana, correspondente à nossa câmara cilíndrica, como a do item 3.3.4, teremos a fig.21, que é um sistema de capacitores em série.

Durante o processo de carga, E_{ef} , (equação 12) descreve o campo elétrico no capacitor 2. Quando $E_{ef} = 0$ significa que a carga depositada no teflon é máxima, e não haverá mais deposição.

Fig.21 - Capacitores em Série. C_1 = capacitância do teflon, onde as cargas estão armazenadas ; C_2 = capacitância do ar.

Assim, teremos

$$Q_{\max} = C_1 V_0 \quad (15)$$

Para a câmara cilíndrica,

$$C_1 = \frac{2\pi\epsilon_p l}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \quad (16)$$

É importante observar que a carga ficará apenas em C_1 , e que o campo em C_2 é nulo.

Portanto

$$Q_{\max} = \frac{2\pi \epsilon_p \ell}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \cdot V_0 \quad (17)$$

onde $\epsilon_p = 2,1 \cdot 8,85 \cdot 10^{-4} \frac{\text{F}}{\text{cm}}$, $\ell = 3\text{cm}$

$$r_2 = 1,45\text{mm}, r_1 = 1,15\text{mm}.$$

$$Q_{\max} = 15,1 \cdot 10^{-12} V_0 \text{ em Coulombs} \quad (18)$$

Por exemplo, para um potencial de 500 V teremos:

$$Q_{\max} = 7,6 \cdot 10^{-9} \text{ C}$$

Portanto, querendo obter uma determinada carga, basta escolher a tensão V_0 de acordo com a equação 18.

No capítulo seguinte, apresentamos os resultados experimentais e a comprovação destas equações com as medidas realizadas.

CAPÍTULO IV

Resultados Experimentais

4.1 - Carga

A deposição de carga em função do tempo no processo de carregamento com radiação, é mostrada na curva da fig.22. A carga aumenta de forma aproximadamente linear com o tempo, até um determinado ponto, onde há uma região de saturação, que depende do potencial externo aplicado.

Na região linear, todos os pares de íons criados dentro da câmara, são coletados pelo eletreto. Quando o campo elétrico efetivo no interior da câmara se anula, os pares de íons se recombinam, e não há mais deposição de cargas no teflon.

Para a nossa montagem experimental, o carregamento do teflon com radiação alfa, demora entre 1 a 7 minutos, dependendo da carga que se quer obter, fig.23. Com raios-X odontológico 30 KeV, é de 0,5 a 2,5 minutos.

A curva da fig.22a, é obtida no processo de carregamento com raios-X e a fig.22b é com radiação α . Ambos com carga negativa.

Como a nossa fonte de ^{241}Am e o raios-X não são calibrados, não temos com precisão, as respectivas taxas de exposição, por isso, as curvas se diferenciam na inclinação, mas apresentam pontos de saturação para carga máxima, bastante.

Fig.22 - Relação da carga com o tempo de exposição.
 a - carga com Raios-X; b - carga com α . Ambos para $V_0 = 900$ V. Escala, a, é a de cima.

Adiante, faremos comparações entre curvas, dos -

processos de descarga de α -eletreto positivo e negativo para raios-X e alfa.

Apesar da pequena atividade da fonte α , conseguimos carregar o eletreto em tempos semelhantes ao gasto por raios-X para obter a mesma carga. Isto se deve ao fato das partículas alfas terem muito mais poder de ionização.

4.2 - Dependência com a Voltagem

As curvas do processo de carga como função do tempo de exposição, variam como seria de se esperar, para cada potencial externo aplicado. Todas apresentam as mesmas características de linearidade e posterior saturação.

Fazendo então, diversas curvas como mostra a fig. 23, para Voltagens variando de 100 V a 1100 V, podemos observar, que existe um aumento gradual de carga, para cada respectivo aumento da voltagem.

Até 1100 V ou um pouco mais, a relação entre carga máxima depositada e voltagem, é linear como podemos observar na fig.24, seguindo assim a equação 3-15, que dá a relação carga x voltagem para o capacitor.

$$Q_{\max} = C V_0 ; C \text{ é a capacitancia} \quad (1)$$

Da fig.24 temos que $C = 12,2 \cdot 10^{-12} \text{ F}$.

Assim, para $V_0 = 500$, teremos uma carga máxima de $6,1 \cdot 10^{-9} \text{ C}$. Este valor tem uma diferença de ~ 20% do valor teórico esperado em 3.3.6, possivelmente porque o cálculo em 3.3.6, não considerou o efeito de borda do campo elétrico.

Mas a partir de determinado potencial externo, há uma quebra de linearidade. E inicia-se uma região que vai saturando, até atingir o limite de rigidez dielétrica.

Fig.23 - Carga no eletreto tempo de exposição para diversas voltagens aplicada à câmara. A carga foi produzida com radiação α .

Fig. 24 - Curva da capacitancia C. Carga máxima versus Tensão aplicada na câmara.

Fallone e Podgorsak ⁽⁵⁾ apresentam uma relação, entre a carga superficial máxima, e a voltagem V_0 , semelhante à expressão do processo Schottky ⁽⁴⁶⁾ ou Poole-Frenkel ⁽⁴⁷⁾.

$$Q_{\max} = 2C v_B^{1/2} [(V_0 + v_B)^{1/2} - v_B^{1/2}] \quad (2)$$

onde C é a capacitancia do eletreto e v_B é a voltagem do pon-

to de ruptura entre a região linear ($Q_{\max} \propto V_0$) e a região onde a carga tem uma dependência quadrática com a voltagem ($Q_{\max}^2 \propto V_0$). Veja fig.25.

Fig.25 - Curva obtida por Fallone e col. que relaciona a densidade superficial de carga com a voltagem V_0 , para duas espessuras de Mylar.

Experimentalmente, com nossa câmara cilíndrica, também pudemos observar que acima de 1200 V, há uma quebra da linearidade na relação da carga máxima e a voltagem externa.

4.3-Homogeneidade da carga

A distribuição da carga ao longo do eixo do eletre

to, é bastante homogênea como mostra a fig. 26a Esta curva é obtida pelo sistema de medidas descrito em 2.3.

Como o feixe de radiação do ^{241}Am tem alcance superior às dimensões do dosímetro e o teflon tem um movimento de rotação no interior da câmara, a deposição de carga é homogênea.

Esta homogeneidade, é observada, não só no final do processo, mas em todos os períodos do processo de carga.

Fig. 26a - Distribuição superficial da densidade de carga ao longo do eixo do eletreto.

Esquema Inicial

Fig.26b - Geometria não apropriada. Distribuição não homogênea da densidade superficial de carga ao longo do eixo do eletreto.

Inicialmente, quando não tínhamos a adequada configuração da fig. 16 , a distribuição não era homogênea e apresentava maior densidade de carga, nas regiões mais próximas à Fonte. (Fig. 26b)

Pudemos observar também, que a carga sendo positiva ou negativa, apresentou a mesma característica de homogeneidade tanto para a técnica com raios-X, como para partículas alfa.

4.4-Tratamento Térmico

Depois de carregado o dosímetro com raios-X ou α , experimentamos o tratamento térmico, que trazia melhor estabilidade para a carga corona (36, 38). Aquecimento térmico do eletreto à 145°C por 10 minutos e resfriamento lento.

Com este tratamento térmico, o decaimento natural da carga do eletreto, apresentou a seguinte característica:

Depois de carregado e feito o tratamento térmico , durante os primeiros 30 dias, um lote de cinco dosímetros, apresentaram em média, um decaimento de 7% sendo que o período de maior perda de carga, foram os primeiros dias.

Durante os 10 meses seguintes, a carga apresentou boa estabilidade, tendo um decaimento inferior à 2% ao mês.

Assim, é aconselhável carregar o dosímetro, fazer o tratamento térmico, e esperar uma semana para que a carga decaia naturalmente e a partir daí, estará pronto para uso.

Outros tipos de tratamentos térmicos estão sendo estudados por nós para melhorar este aspecto.

Em recentes experiências que ainda não são conclusivas, estamos observando que o decaimento natural da carga, sem

nenhum tratamento, é inferior a 5% no primeiro mês.

4.5-Dosimetria e Descarga

Como mostramos no capítulo II - Dosimetria com Eletretos, este sistema dosimétrico é adequado para vários tipos de radiação (raios-X, gama, beta, neutrons) e é um método simples, barato, e permite medidas relativas ou absolutas da exposição de radiações ionizantes.

Fig.27 - Dosimetria de partículas alfa, com eletreto.
O eixo do D.E.C. tem movimento de rotação. E a parede da câmara tem abertura para fonte de alfa.

Funcionando como câmara de ionização, temos condições de determinar a carga em Coulombs produzidas em um determinado volume de ar. Desta forma, é possível a determinação da exposição.

Utilizando o D.E.C. para dosimetria de partículas alfas, fazemos o processo inverso ao da carga do eletreto. Para carregar o teflon, necessitamos de um potencial externo, e para descarregar, temos o campo elétrico criado pela própria carga do eletreto.

Os íons formados pela interação da alfa com o ar, vão aniquilar cargas do eletreto.

Como vemos na fig.27, a mesma fonte de ^{241}Am usada para carregamento do eletreto, agora o está descarregando, e a curva do processo de descarga, é mostrada na figura 28.

Fig.28 - Dosimetria de partículas α . Curva da carga x tempo de exposição.

Uma extensa região de linearidade é observada, exceto para o final do processo, onde começa a recombinação dos pares de íons formados pela radiação alfa.

O tempo para descarga, é bem menor que para carga - como podemos observar nas curvas das figs.23 e 28.

Para raios-X e gama, os resultados são iguais aos apresentados por Ozien Guerrini em sua tese, quando usou a técnica de carga corona.

Usamos raios-X de 30 KeV com taxa de dose da ordem de $\frac{100 \text{ mR}}{\text{seg}}$ e com a carga da ordem de 1-10 nC, consegue-se medir exposições de até 4R.

Desejando-se usar o D.E.C., assim carregado, para monitoração de doses mais elevadas, pode-se modificar o volume, e/ou o material da parede do dosímetro.

4.6 - Descarga do α -eletreto com raios-X e partículas α

À seguir, apresentamos os gráficos de descarga do α -eletreto, os quais são resultados das seguintes experiências.

a) D.E.C. carregado com carga superficial positiva e descarregado com α .

b) D.E.C. carregado com carga superficial negativa e descarregado com α .

c) D.E.C. carregado com carga superficial positiva e descarregado com Raios-X.

d) D.E.C. carregado com carga superficial negativa e descarregado com Raios-X.

O objetivo destas experiências, é tentar relacionar a descarga do eletreto, provocada pela radiação direta da fonte de partículas α , com a descarga provocada pelos íons do ar. Pois as cargas do α são positivas e podemos comparar com cargas negativas dos íons.

Com um cálculo elementar, podemos prever que a descarga da radiação direta, é insignificante comparado com a descarga provocada pelos íons do ar.

A fonte- α usada, tem atividade da ordem de $\mu\text{Ci} \approx 10^4$ desintegrações por segundo. Relacionando a energia da partícula α (5,5 MeV) com o potencial de ionização no ar e considerando que na configuração da nossa câmara, a partícula irá percorrer aproximadamente 1/3 do seu alcance no ar, podemos esperar, que cada partícula α crie mais que 100.000 pares de íons.

Se considerarmos a aniquilação de cargas do eletreto pelas partículas α , teremos

$$Q \approx \frac{10^4 \text{ desintegrações}}{\text{segundo}} \times 2 e^+ \text{ tempo descarga do eletreto}$$

Para a descarga de 100 seg, temos

$$Q \approx 10^4 \cdot 2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^2 \text{C} \approx 3,2 \cdot 10^{-13} \text{C}$$

Assim, podemos comparar a descarga provocada pelas α e pelos íons.

Pelo gráfico da fig.29 temos a descarga do eletreto em 100 seg. igual à $1,2 \cdot 10^{-8} \text{C}$ que é ~100.000 vezes maior que a descarga provocada pela radiação direta.

Esta previsão, é comprovada pelos gráficos que seguem.

A fig.29, mostra os gráficos do processo de descarga com α , onde inicialmente, um tinha carga superficial positiva e o outro negativa.

Fig.29 - Descarga do α -eletreto em função do tempo de exposição à radiação α . a - carga superficial inicial positiva; b - carga superficial inicial negativa.

Podemos observar, que as curvas apresentaram inclinações idênticas, tendo uma pequena diferença apenas no final do processo de descarga, onde inicia a região de campo elétrico baixo e consequente recombinação dos pares de íons.

As cargas iniciais do α -eletreto (~ 14 nC) foram criadas com um potencial externo $V_0 = 1200$ V em oito minutos. E não foi feito tratamento térmico após a carga.

Nesta experiência, carregamos o eletreto com uma carga alta para obtermos uma região linear, bastante grande no processo de descarga e consequentemente permitir a medida de exposições mais elevadas.

Na fig.30, temos os gráficos da descarga com Raios-X.

As cargas iniciais do α -eletreto (~ 8 nC) foram criadas com um potencial externo de 800 V e não foi feito nenhum tratamento térmico depois de carregada.

As duas curvas tem a mesma inclinação e só se diferenciam, na carga inicial.

Fig.30 - Descarga do α -eletreto com Raios-X (30KeV-10m
A - taxa de dose $\frac{100\text{mR}}{\text{s}}$. a - carga superficial inicial positiva; b - carga superficial inicial negativa.

Estes resultados apresentados pelos gráficos, confirmam a previsão de que o processo de descarga não depende da carga do eletreto ser positiva ou negativa.

Podemos observar também, que tanto para descarga com alfa ou para descarga com raios-X, as curvas da carga x exposição, tem uma região linear bastante grande.

Para as cargas iniciais mais elevadas, temos no início da curva, uma região de multiplicação, pois o Campo Elétrico devido as cargas do eletreto é muito intenso.

Para as cargas iniciais menores, é mais acentuada a região de recombinação. Como pode ser vista, no final do processo de descarga.

Estas conclusões, serão mais discutidas no capítulo que vem adiante.

CAPÍTULO V

CONCLUSÕES

No presente capítulo passamos a discutir as principais conclusões obtidas com o novo método de carregamento de eletretos com radiação alfa a partir dos resultados anteriormente apresentados no Cap. IV.

Várias conclusões mais importantes podem ser sintetizadas da seguinte maneira:

5.1 - Avaliação Geral e Comparativa da Nova Técnica de Carregamento

A técnica de carregamento de eletreto com radiação α , apresentou resultados que mostram ser um método útil de grande conveniencia e aplicabilidade.

O uso de partículas alfa como fonte criadora de íons, contribuiu sobremaneira para a simplificação e barateamento deste método.

No quadro da página seguinte, apresentamos resumidamente as principais características do eletreto produzido com radiação α .

Características do α - eletreto					
Tempo gasto p/ carregamento	Carga em Coulombs	Tensão aplicada na câmara	Reprodutibilidade das medidas	Decaimento natural da carga	Distribuição da carga superficial
1min a 7min	1nC a 13nC	100V a 1100V	5%	< 2 % ao mês	Homogênea
Possibilidade de dosimetria com o α -eletreto					
Faixa de Exposição *			Sensibilidade *		
mR a 10 R			~ 1 mR		

* A faixa de exposição e sensibilidade variam com o volume, espessura e material da parede da câmara. Os valores acima, são para dosímetros de $\pm 5 \text{ cm}^3$ de vol. e espessura de 0,5 mmAl.

OBS: Os valores acima, foram obtidos com a fonte de ^{241}Am (A $\approx 1 \mu\text{C}$) e com a câmara cilíndrica da fig.16 . Para conseguir cargas maiores em tempos ainda menores, pode-se diminuir o volume da câmara ou aumentar a atividade da fonte.

Da mesma forma que a descarga corona ioniza o ar e as cargas dos pares de íons são depositadas no eletreto pelo efeito do campo elétrico, nesta técnica a ionização é feita pela partícula alfa. Portanto esta nova técnica, não altera a forma com que o teflon armazena as cargas.

A diferença, é que a população de pares de íons no pequeno volume da câmara é bastante grande (cada partícula consegue criar $\sim 10^5$ pares), e como a distância entre o eletrodo central e a parede da câmara é pequena, consegue-se com uma voltagem não muito grande (da ordem de 500V), um campo elétrico suficiente para direcionar as cargas para o teflon.

Assim, o alto poder de ionização da partícula alfa, permite que uma fonte α de baixa atividade carregue o eletreto, em tempos semelhantes aos tempos gastos pelo raio-X ou pela técnica corona para produzir a mesma carga.

Esta nova técnica de carga do eletreto, mostrou ser muito útil especialmente para a configuração do dosímetro de eletreto cilíndrico (D.E.C.), trazendo a possibilidade de um novo sistema dosimétrico portátil.

5.2 - Sistema Dosimétrico Portátil

Este sistema dosimétrico é composto pelo dosímetro, pelo eletrometro de medida da carga e pelo carregador do eletreto, sendo que todos estes equipamentos, são portáteis, ca

bendo numa pequena maleta.

Podemos simplificar ainda mais este método de carga se construirmos uma nova fonte de partículas alfa.

Revestindo a parede interna da câmara com uma substância emissora de partículas α , aumentará a população - de cargas (pares de íons) e a ionização será bastante uniforme, dispensando assim, o mecanismo que gira o eletreto dentro da câmara.

Fig.31 - Cilindro revestido internamente com material emissor alfa.

A fonte de Tensão, pode ser bastante simples, com um diodo que retifica a tensão alternada diretamente da rede. Isto já é suficiente para produzir um potencial da ordem de 400 V.

Este sistema dosimétrico portátil, será similar ao da caneta dosimétrica. Terá a vantagem da simplicidade,

baixo custo, e maior exatidão na medida.

5.3 - *Dosimetria de Partículas Alfa*

O dosímetro de eletreto, quando usado para dosimetria alfa, apresentou uma curva de descarga em relação à dose, bastante linear exceto no final do processo, veja fig.29.

Desta forma, um novo detetor de partículas α , poderá ser desenvolvido à partir destas investigações.

Com o D.E.C., consegue-se monitorar radiação α , em condições especiais de geometria, distância, tipo e pressão - do gás e atividade da fonte. Portanto estas características mostram, que a dosimetria alfa feita desta forma, terá apenas o caráter comparativo.

Investigações sobre o alcance das partículas α com eletretos, também foram realizadas por sugestão do Prof. Marcelo Dami e mostraram, a viabilidade da determinação da energia da radiação α com esta técnica. Estas pesquisas, estão sendo continuadas e desenvolvidas no Laboratório do Prof. M. Damy na PUC de São Paulo.

5.4 - *Estabilidade e Decaimento Natural*

Os eletretos produzidos por esta técnica, quando submetidos ao tratamento térmico, que havia se mostrado mais conveniente para corona-eletreto, apresentou resultados que podem ser melhorados.

Já realizamos outros tratamentos térmicos com aquecimento por mais tempo e com diferentes temperaturas que

mostraram a possibilidade de produzir eletretos com estabilidade e decaimento natural ainda melhores do que os obtidos inicialmente.

Inclusive, a dispensa do tratamento térmico, é uma possibilidade que estamos investigando. O D.E.C. depois de carregado, ficando em lugar protegido de radiação apresentou uma perda de carga nos primeiros 2 meses, da ordem de 7% da carga inicial que era de ~10 nC.

5.5 - Equações do Campo Elétrico, da distribuição de carga e das capacidades

As equações para cálculo do campo elétrico do dosímetro de eletreto cilíndrico, foram deduzidas com o auxílio do Prof. Rene Moreno, e são semelhantes as apresentadas por Ozien Guerrini, diferindo apenas pelos métodos mais simples usados por nós.

Estas equações, mostraram ser corretas, e apresentaram resultados aproximadamente iguais aos previstos pelas medidas realizadas. Veja item 4.2.

5.6 - Vantagens do Novo Método de Carga

1) Primeiramente, gostaríamos de destacar que este método introduz uma tecnologia inteiramente nacional, para produção de eletretos com amplas aplicações na produção de sensores.

O estado de eletreto em polímeros, vem sendo intensivamente estudado e suas aplicações ganham dia a dia novas

fronteiras. E esta nova técnica de carga, abre novas possibilidades, além de contribuir para melhoria de outras.

A utilização de eletreto na construção de detetores de radiação, permitiu a simplificação em relação as câmaras de ionização convencionais, além de aumentar a sensibilidade à exposição, uma vez que a carga do eletreto, pode aumentar a eficiência de coleção de íons.

2) A simplicidade e o pequeno custo, se contrapõe aos outros métodos que necessitam de grandes fontes de alta tensão, aparelhos de raios-X, ou de um complexo sistema de aquecimento para injeção de cargas.

3) A distribuição da carga depositada é bastante homogênea, como mostra a fig.26a. A carga se distribui uniformemente em toda a superfície do teflon. O que não acontece com a técnica corona simples, onde a deposição de cargas é maior nas regiões mais próximas da ponta corona. No caso da descarga corona, este problema foi resolvido com o uso de uma grade à um potencial conhecido, entre a ponta e a amostra onde se quer depositar cargas.

4) Possibilidade de carregar o eletreto de forma controlada de acordo com a equação:

$$Q = C V$$

onde Q é a carga que se quer obter, C é a capacitância e V a tensão que se deve aplicar.

As cargas obtidas para diferentes dosímetros em condições de mesma capacitância e mesma voltagem, apresentaram reprodutibilidade nas medidas da ordem de 5%.

5.7 - Conclusões Finais

Finalmente, concluímos que este método, pela simplicidade, eficiência e rapidez de carregar o eletreto, mostrou-se de grande aplicabilidade, trazendo resultados satisfatórios, podendo inclusive, vir a substituir outros métodos convencionalmente usados.

Um dos nossos objetivos iniciais que era o de criar um sistema portátil de carregamento de dosímetro de eletreto cilíndrico foi plenamente realizado. Ou seja, carregamos o eletreto na própria câmara do dosímetro.

SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

A partir da introdução desta nova técnica de carga, abriu-se um leque de possibilidades para continuidade das pesquisas.

B.G.Fallone e E.B.Podgorsak do Canadá, estão estudando com mais detalhes a corrente de ionização com a variação do potencial externo. Obtiveram resultados muito interessantes que foram publicados em 3 artigos no Physical Review no ano de 1983. (5, 6, 7)

Nós apresentamos as seguintes sugestões para continuidade dos trabalhos:

- 1) Estudo das propriedades de estabilidade da carga no eletreto comparando com outras técnicas de carga; térmicas, corona e com radiação-x, gama e alfa;
- 2) Estudar a corrente termo estimulada (CTE) do α -eletreto;
- 3) Estudo do transito de cargas nas armadilhas do α -eletreto pelo método "Gross-Moreno-Giacometti";
- 4) Análise quantitativa da dosimetria- α com descarga do eletreto;
- 5) Estudo do uso do eletreto para determinação da curva de Bragg e consequente medida de energia de partícula alfa (sugestão do Prof.Marcelo Dami S.Santos).

APÊNDICE 1

Efeito Fotoelétrico

(E.de Almeida; L.Tauhata in ref.48)

a) Interação da Radiação γ com a Matéria

A interação da radiação γ com a matéria é marcadamente diferente da que ocorre com partículas carregadas. A penetrabilidade dos raios γ é muito maior devido ao seu caracter ondulatório, e sua absorção depende do tipo de interação que provoca.

O processo de absorção da radiação γ se desenvolve através de colisões, onde com a emissão de partículas secundárias os fótons diminuem sua energia e alteram sua direção de propagação, desaparecendo do feixe inicial, num comportamento exponencial.

Os processos que causam o espalhamento ou a absorção da radiação γ na matéria, são diversos, entre estes está a interação com os elétrons do átomo, provocando a absorção completa no efeito fotoelétrico; o espalhamento inelástico - (incoerente) no efeito Compton, ou o espalhamento elástico - (coerente) no espalhamento Rayleigh, sendo este notável em elementos pesados e fótons de energia maior que 0,1 MeV.

A fig.32, mostra um quadro relacionando os efeitos fotoelétrico, Compton e produção de pares com a energia e o Z do material.

Fig.32 - Importância relativa dos três maiores tipos de interação da radiação γ com a matéria (Evans).

b) Efeito Fotoelétrico

Nesse efeito, toda a energia $h\nu$ do foton incidente é transferida a um elétron orbital, expelindo-o com energia cinética $T = h\nu - B_e$, sendo B_e a energia de ligação do elétron ao orbital. O fotoelêtron pode ser expelido ou reabsorvido devido ao seu pequeno alcance no material.

O efeito fotoelétrico, é predominante em baixas energias, por exemplo, 50 KeV para o Al e 500 KeV para o Pb. (fig.32).

Se a energia $h\nu$ do fôton for suficientemente pequena para se desprezar efeitos relativísticos e evitar o uso da equação de Dirac, que torna o cálculo complexo, e grande o suficiente para que a energia de ligação B_e dos elétrons à camada K possa ser desprezada, a secção de choque por átomo $\tau_f(K)$ dada por:

$$\tau_f(K) = \phi_0 \frac{Z^5}{(137)^4} 4\sqrt{2} \left(\frac{\mu}{K}\right)^{7/2} = \phi_0 64 \frac{(137)^3}{Z^2} \left(\frac{B_e}{K}\right)^{7/2}$$

cm²/eletron

onde

$\phi_0 = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 = 6,65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2 =$ seção de choque de espalhamento Thomson na região de baixa energia, que é usado somente por conveniência.

mc^2 = energia de repouso do elétron;

Z = número atômico do material absorvedor;

K = energia transferida pelo fóton = $h\nu - B_e$;

μ = Massa reduzida do elétron.

A equação usada, só é aplicada à ejeção de elétrons da camada K, que ocorre em 80% dos casos. Quando se conheça experimentalmente as seções de choque para elétrons das camadas L, M, a dependência de τ_f com Z e $h\nu$ será pouco diferente. Para energia elevadas, $K \gg \mu$, a equação é substituída por:

$$\tau_f(K) = \phi_0 \frac{3}{2} \frac{Z^5}{(137)^4} \left(\frac{\mu}{K}\right) \text{ cm}^2/\text{elêtron}$$

De acordo com a dependência de Z nas equações anteriores, é fácil observar que o efeito fotoelétrico aumenta de importância para elementos absorvedores pesados.

No cálculo da transmissão de fôtons através de absorvedores reais é conveniente usar o coeficiente de atenuação linear, definido como o número de fôtons primários de

um feixe colimado incidente de $n \frac{\text{fotons}}{\text{seg.}}$ tendo cada fóton energia $h\nu_0$, que são removidos do feixe por segundo para cada lâmina de material.

O coeficiente de atenuação linear τ para o efeito fotoelétrico é dado pelo produto da secção de choque atômica $\tau_f(K)$ pelo número N de átomos por cm^3 do material considerado:

$$\tau = N \tau_f(K) \text{ cm}^{-1}$$

APÊNDICE 2

LIMITES DE DOSE EQUIVALENTE EFETIVA

	TRABALHADORES		INDIVÍDUOS DO PÚBLICO
	ANUAL	MENSAL	ANUAL
CORPO INTEIRO	50m Sv	4m Sv	5m Sv
EXTREMIDADES PELE, EFEITOS BIOLÓGICOS NÃO ESTOCÁ- TICOS	500m Sv	40m Sv	50m Sv
CRISTALINO	150m Sv	12m Sv	15m Sv

GRANDEZAS E UNIDADES USADAS EM DOSIMETRIA

		UNIDADE ANTIGA			UNIDADE NOVA		
GRANDEZA FÍSICA	SÍMB.	NOME	SÍMBOLO	VALOR	NOME	SÍMBOLO	VALOR
EXPOSIÇÃO	X	ROENTGEN	R	$2.58 \cdot 10^{-4} \text{ C/Kg}$	COULOMB KILOGRAMA	C/Kg	1
DOSE ABSORV.	D	RAD	rad	100 erg/g 10^{-2} J/Kg	GRAY	Gy	100 rad 1 J/kg
DOSE EQUIV.	H	REM	rem	rad.FQ 100 erg/g 10^{-2} J/Kg	SIEVERT	Sv	Gy.FQ 1 J/Kg 100 rem
KERMA	K	RAD	rad	10^{-2} J/Kg	GRAY	Gy	1 J/Kg 100 rad
ATIVIDADE	A	CURIE	Ci	$3,7 \times 10^{10} \text{ S}^{-1}$	BECQUEREL	Bq	1 S^{-1}

APÊNDICE - 3

Cálculo da Carga Superficial Equivalente do Eletreto

De acôrdo com o circuito equivalente ao dosímetro cilíndrico, como mostra a fig.07 podemos calcular a carga superficial equivalente do eletreto. Este cálculo foi feito inicialmente por O.Guerrini e pelo Prof.Renê Moreno.

Aplicando a lei de Gauss para o deslocamento elétrico teremos:

$$E_2 \epsilon_0 - E_1 \epsilon = \sigma \quad (1)$$

$$E_3 - E_2 = \frac{\sigma_{el}}{\epsilon} \quad (2)$$

Veja a nomenclatura e figura na pag. 27.

Pela segunda lei de Kirchhoff:

$$E_1 d_1 + E_2 d_2 + E_3 d_3 = 0 \quad (3)$$

E como

$$\sigma_{el} \cdot A = - C_{el} V_{el} \quad (4)$$

e

$$E_3 d_3 = V_{el} \quad (5)$$

Substituindo (5) em (2) e (4), teremos:

$$E_2 = - \frac{V_{el}}{A \epsilon_a} (C_3 + C_{el}) \quad (6)$$

$$\text{onde } C_3 = \frac{A \epsilon_0}{d_3} \quad (7)$$

Substituindo (5) e (6) em (3), teremos:

$$E_1 = \frac{Vel}{d_1} \left[1 + \frac{C_3 + C_{el}}{C_2} \right] \quad (8)$$

$$\text{onde } C_2 = \frac{A \epsilon_0}{d_2}$$

Substituindo E_2 e E_1 em (1), teremos:

$$A\sigma = Vel (C_3 + C_{el}) + Vel C_1 \left[1 + \frac{(C_3 + C_{el})}{C_2} \right] \quad (9)$$

$$\text{onde } C_1 = \frac{A \epsilon}{d_1}$$

Assim,

$$Q = Vel \left[(C_3 + C_{el}) \left(1 + \frac{C_1}{C_2} \right) + C_1 \right] \quad (10)$$

ou

$$Q = \frac{q_{el}}{C_{el}} \left[(C_3 + C_{el}) \left(1 + \frac{C_1}{C_2} \right) + C_1 \right] \quad (11)$$

Com as medidas realizadas com o eletrometro, podemos calcular o valor da carga Q do eletreto.

Para as capacitancias cilindricas do D.E.C., teremos:

$$C_1 = \frac{2\pi \epsilon_0 K \ell}{\ln \frac{r_2}{r_1}}; \quad C_2 = \frac{2\pi \epsilon_0 \ell}{\ln \frac{r}{r_2}}; \quad C_3 = \frac{2\pi \epsilon_0 \ell}{\ln \frac{r_3}{r}} \quad (12)$$

APÊNDICE 4

Alcance relacionado com a energia da partícula alfa no ar em temperatura e pressão ambiental. (From Radiological Health Handbook, U.S. Dept. of Health, Education and Welfare (1970) Knoll (44) .

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- 1) MASCARENHAS, S. - "Electret Radiation Dosimetry: A Review" artigo a ser apresentado no ISE 5 - 5th International Symposium on Electrets. Setembro 1985 - R.F.Alemanha.
- 2) KOTRAPPA, P.; DVA, S.K.; GUPTA, P.C. and MAYYA, Y.S., "Passive Measurement of Radon and Thoron, Using TLD or SSNTD on electrets". Health Physics 43, nº 3, pp.399-404 (1982).
- 3) CRUVINEL, P.R. - Tese de Mestrado, Univ.de Campinas - SP (1984).
- 4) SESSLER, G.M. - in Electrets, Vol.-3 of Topics in Applied Physics, edited by G.M.Sessler (Springer, Berlin, 1980) p.30.
- 5) FALLONE, B.G. and PODGORSK, E.B. - Phys.Rev. B27, 2615 (1983).
- 6) FALLONE, B.G. and PODGORSK, E.B. - Phys.Rev. B27, 5062 (1983).
- 7) FALLONE, B.G. and PODGORSK, E.B. - Phys.Rev. B27, Nov. (1983).
- 8) EGUCHI, M. - Philos Mag. 49, 178 (1925).
- 9) HEAVISIDE, O. - Electrical Papers (Chelsea, New York, 1982) pp.488-493.
- 10) MASCARENHAS, S. - "Perfil de um Grande Cientista: Bernhard Gross" , Ciência e Cultura, 34(10) pag.1366 (1982).

- 11) Electret, vol.33 "Topics in Applied Physics" edited by
By G.M.Sessler - Springer Verlag - Berlin (1980).
- 12) MASCARENHAS, S. - "Bioelectres: in biomaterial and
biopolymer". In Electrets ref.(11) pp321-346.
- 13) JUNIOR OLIVEIRA, O.N. "Estudo do Transporte de carga em
amostras de Teflon FEP sob descarga corona no ar e no
nitrogênio" Tese de mestrado, IFQSC-SP (1984)
- 14) GROSS, B. - "Efeitos Elétricos de Irradiação de Dielétricos
por Radiações Ionizantes" Notas de aulas do curso
de Pós-Graduação - IFQSC-USP (1983).
- 15) JAIME, J.R. - Tese de Mestrado, IFQSC-USP (1983).
- 16) SESSLER, S.M. and WEST, J.E. - In Electrets ref(11) pp.
347-381.
- 17) Electrets ref.11 pp.24-30.
- 18) GROSS, B.; SESSLER, G.M. and WEST, J.E., J.Appl.Phys.
47, 968(1976).
- 19) FRIDKIN, V.M. and ZHELVDEV, in Photoelectrets and the
Electrophotographic Process (Consultants Bureau, New
York, 1960).
- 20) GROSS, B., SESSLER, G.M. and WEST, J.E., J.Appl.Phys.45,
111(1975).
- 21) CARLSON, V.S. Patent nº 2588.699(1952).
- 22) PEREIRA, J.C. Tese de Mestrado - Apêndice - Escola de
Eng.de S.Carlos - USP - 1983.

Academic Press, New York, 1968.

- 36) GUERRINI, O. - Tese de Mestrado - IFQSC-USP (1983).
- 38) PELÁ, C.A.; GHILARDI, A.J.P. and GHILARDI NETTO, T. -
"The long Term Stability of Eletret Dosimeters" to be
published USP, Ribeirão Preto, Brazil (1984).
- 39) ALMEIDA, A. - Tese de Mestrado - IFQSC-USP (1982).
- 40) CAMPOS, L.; SUAREZ, A. and MASCARENHAS, S. - Health physics
43, 5, 731 (1982).
- 41) RODRIGUES, L.N. - Tese de Mestrado - IFQSC-USP, a ser
apresentada.
- 42) SCAFF, M.A.L. referência 33, pag.6.
- 43) TAIT, W.H. - "Radiation Detection" - ed.Butterworths
London (1980).
- 44) KNOLL, G.F. - "Radiation Detection and Measurement"
Ed. John Wiley & Sons, New York (1979).
- 45) GERMANO BUZZI, CARLO CORTISSONE, LUIZ FRANCO, LUIGI
MIANO - "Dosimetria Gamma in Teleisotopoteraapia".
- 46) HENISCH, H.K. - in Rectifying Semi - Conductor contacts
(Oxford Univ.Press, New York, 1957).
- 47) VODENICHAROV, C.M. and VODENICHAROVA, M.B., Phys.Status
Solid (a) 57, 483 (1980).
- 48) ALMEIDA, E.; TAUHATA, L. - "Física Nuclear" editora
Guanabara (1981).

- 23) GIACOMETTI, J.A. Tese de doutoramento, IFQSC-USP (1982).
- 24) GROSS, B., SESSLER, G.M. and WEST, J.E. Journal of
APPLIED PHYSICS vol 47, B(76), pag 968-975.
- 25) International Commission on Radiation Units and
Measurements. Report 33 - Radiation quantities and
Units, Washington, ICRU, apr.1980.
- 26) GROSS, B. "Radiation - Induced charge storage and
Polarization Effects". In: Electrets ref.11.
- 27) MYASDRIKOV, A. in ref.53, pag.283.
- 28) BAUSER, H. & RONGE, W. Health Phys. 34 (97), (1978).
- 29) IKEYA, M.; MITI, T. Health Phys. 39(797) (1980).
- 30) MASCARENHAS, S. and ZIMMERMAN, R.L. "A New Electret
Dosimeter" Proceedings of the Tenth Anniversary
Conference, Brazilian Association of Physicists in
Medicine, Ed.S.Watanabe, S.Paulo, Brasil (1979).
- 31) CAMERON, J. and MASCARENHAS, S. - "A Cylindrical Electret
Ionization Chamber", Nucl.Instrum.Methods 175, 117
(1980).
- 32) Normas Básicas de Proteção Radiológica - Resolução 6/73 -
CNEN.
- 33) SCAFF, M.A. - "Bases Físicas da Radiologia" ed.Sarvier-
-Brasil (1979).
- 34) CAMERON, J. - Sumtharalingam - Kemn ey in "Thermoluminescent
Dosimetry" ed. University of Wisconsin-Press, USA (1968).
- 35) ATTIX, F.H. and ROESCH, W.C. - In: Radiation dosimetry