



CNEN/SP

ipen Instituto de Pesquisas
Energéticas e Nucleares

AUTARQUIA ASSOCIADA A UNIVERSIDADE
DE SÃO PAULO

**PESQUISAS, PROPRIEDADES E APLICAÇÕES DE
DETECTORES DE FAÍSCA EM PROBLEMAS DE FÍSICA
NUCLEAR E DE ENERGIA ATÔMICA**

JOSEMARY ANGÉLICA CORRÊA GONÇALVES

**Tese apresentada como parte dos
requisitos para obtenção do Grau de
Doutor em Ciências na Área de Tecnologia
Nuclear.**

**Orientador:
Prof. Dr. Marcello Damy de Souza Santos**

**São Paulo
1993**

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES
AUTARQUIA ASSOCIADA A UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

PESQUISAS SOBRE DETECTORES DE FAÍSCA E SUAS APLICAÇÕES PARA A
FÍSICA NUCLEAR E A ENERGIA ATÔMICA

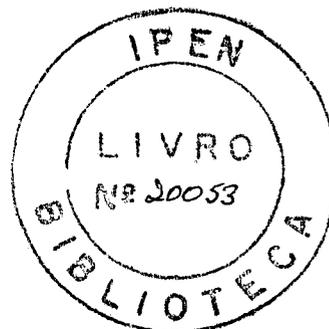
JOSEMARY ANGÉLICA CORRÊA GONÇALVES

Tese apresentada como parte dos
Requisitos para obtenção do Grau de
Doutor em Tecnologia Nuclear

Orientador: Prof. Dr. Marcello Damy de Souza Santos

SÃO PAULO

1993



"Nowadays its a truism that
advances in physical science depend
upon advances in the instruments
which scientists employ."

Karl Darrow

A Meus Pais

Comissão Julgadora

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Dr. Marcello Damy de Souza Santos, meu Orientador, que pela sua Carreira Científica e Qualidades Humanas tornou-se um ideal para várias gerações, por seu total apoio, incentivo e dedicação integral durante o desenvolvimento e conclusão deste trabalho.

A Profa. Dra. Carmen Cecília Bueno, co-Orientadora deste trabalho, por sua dedicação contínua e valiosas sugestões durante a realização deste trabalho.

Ao Prof. Dr. Paulo Reginaldo Pascholati, Coordenador do Laboratório do Acelerador Linear (IFUSP), pelo empréstimo de parte do equipamento eletrônico usado nas medidas, sem os quais este trabalho não poderia ser realizado.

Ao Eng. Francisco José Breda, pelo auxílio na confecção do primeiro protótipo de nosso detector de faísca.

Ao Eng. José Carlos Sabino, pelo auxílio na confecção do protótipo final do detector e caixa estanque utilizados.

A Comissão Nacional de Energia Nuclear pela concessão de Bolsa de Estudos durante a realização deste trabalho.

A Superintendência do Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares pelas facilidades proporcionadas durante a realização deste trabalho.

A Gerência de Novos Produtos e Desenvolvimento do IPEN e a Coordenadoria de Aplicações na Engenharia e Indústria, nas pessoas do Eng. Paulo Roberto Relá e Dr. Wanderley de Lima, pelo interesse e pelas facilidades proporcionadas durante a realização deste trabalho.

Ao Sr. Claudio Botelho pela confecção dos desenhos artísticos deste trabalho.

A Autora

PESQUISAS SOBRE DETECTORES DE FAÍSCA E SUAS APLICAÇÕES PARA A FÍSICA NUCLEAR E A ENERGIA ATÔMICA

Josemary Angélica Corrêa Gonçalves

RESUMO

Pesquisas sistemáticas sobre o comportamento de detectores de faísca, usando a geometria fio-placa, foram desenvolvidas para elucidar resultados conflitantes encontrados na literatura especializada pertinente sobre o assunto, os quais constituem a causa fundamental do baixo nível de utilização desses detectores em pesquisas e suas aplicações.

A influência do gás de enchimento desses contadores foi estudada para o ar, argônio ultra-puro, dióxido de carbono, metano e várias misturas desses gases. Em nossas pesquisas foram utilizadas fontes de partículas alfa do ^{241}Am , e raios beta e gama do ^{32}P e ^{137}Cs respectivamente, enfatizando a influência dessas radiações sobre a sensibilidade de detecção para partículas alfa.

Durante as experiências, estudou-se também cuidadosamente os efeitos da descarga em corona sobre o comportamento dos contadores.

Foram utilizados fios de diferentes composições e diâmetros em distâncias que variavam de 1,0 a 2,0mm do catodo. Diversos catodos, de diferentes materiais, foram utilizados em nossas medidas, com a finalidade de determinar o material que oferecesse o menor dano de radiação das faíscas sobre o catodo, uma vez que esse fenômeno desempenha um papel importante na vida do contador.

Com a mesma finalidade, procuramos aperfeiçoar os circuitos utilizados para a extinção da descarga e observamos que o uso de um circuito LRC em série com o catodo permitiu a obtenção de um considerável aumento de sua eficiência para os gases e misturas

utilizados. Estudamos também, cuidadosamente, a ação de fios de guarda com a finalidade de evitar a indução de impulsos em fios vizinhos. As experiências mostraram que com o uso simultâneo dos fios de guarda e da indutância em série com o catodo obtém-se um considerável aumento da eficiência (da ordem de 65%). Observamos ainda uma notável diminuição da intensidade dos *streamers* (lampejos) que se formam durante a descarga, cuja radiação ultravioleta é um dos fatores que mais contribue para o dano de radiação.

Um fato importante a ser assinalado refere-se à natureza do gás utilizado: com argônio ultra-puro, por exemplo, obtém-se um fator 6 na eficiência quando comparada com a observada para o ar.

Durante as nossas medidas verificamos que o detector de faísca funciona em excelentes condições mesmo em ausência do efeito corona: um estudo detalhado desse fenômeno nos levou à conclusão que o aparecimento da corona depende fortemente da natureza do gás utilizado, e não apenas da presença de um eletrodo de pequeno raio, como é afirmado em toda literatura existente sobre o assunto.

Temos a convicção que nossos resultados puderam determinar todas as condições necessárias ao funcionamento de um detector de faísca estável por longos períodos de tempo (até 10^8 faíscas por centímetro de comprimento do anodo com argônio ultra-puro) sem necessidade de substituição do fio anodo ou de polimento da superfície do catodo.

A possibilidade do emprego desses detectores para localização das partículas é discutida.

RESEARCHES ON THE BEHAVIOUR OF SPARK DETECTORS FOR NUCLEAR AND ATOMIC ENERGY APPLICATIONS

Josemary Angélica Corrêa Gonçalves

A B S T R A C T

A systematic study on the behaviour of spark detectors using the wire-plate geometry was carried out in order to elucidate some conflicting results found in the literature, which are the main reason for the lack of its use in nuclear and atomic researches.

The influence of the filling gas at atmospheric pressure was studied for air, ultrapure argon, carbon dioxide and methane and mixtures of these gases. During our measurements, sources of alpha particles from ^{241}Am , beta and gamma rays from ^{32}P and ^{137}Cs were used with special emphasis on the influence of the latter on the alpha-particles sensitivity.

During the experiments, special attention was paid on the effects of the corona discharge on the behaviour of the counters.

Wires of different composition and diameters were used at distances varying from 1.0mm to 2.0mm from the cathode. Several cathodes, of different materials, were used in our experiments and special efforts were made to decrease the radiation damage of the sparks on the cathode, in order to increase the counter life.

Measurements made with the use of guard wires and a LRC circuit in series with the cathode have shown that a considerable increase in their efficiency can be obtained with some gases and their mixtures.

It was also observed that the use of an inductance in series with the cathode, the life of the counter can be increased up to a factor 10^2 larger than the best results quoted in the literature

and it is shown also that by the proper choice of the inductance a decrease in the recovery time of the pulses is observed. Through the use of this arrangement and of the guard wires, an increase of 65% was found for all the gases tried, with the exception of ultrapure argon. For the ultrapure argon, a factor of 6 in the efficiency, when compared to air, was observed.

Since during our measurements the intensities of the corona discharge were always monitored, we have observed that a spark detector can be successfully operated even in the absence of corona. A detailed study of this phenomenon has led us to conclude that the appearance of the corona is strongly dependent on the nature of the gas used in the experiments and does not depend uniquely on the use of an electrode of small radius - as quoted on the literature.

We are confident that our results have contributed to set the necessary conditions for obtaining a spark counter which is reliable for long periods of time (up to 10^8 sparks/cm length of the anode when u.p. argon is used) without the necessity of changing the anode wire and/or polishing the cathode surface.

The use of spark counters as position-sensitive detectors is discussed.

ÍNDICE

| | |
|--|----|
| INTRODUÇÃO. | 14 |
| I. DESCARGAS ELÉTRICAS NOS GASES: REVISÃO CRÍTICA . . . | 19 |
| I.1 - Considerações Gerais | 19 |
| I.2 - Teoria de Townsend para a Multiplicação Gasosa da Ionização Primária. | 20 |
| I.3 - Ação de Processos Secundários na Formação da Descarga em Faísca | 24 |
| I.4 - Critério de Townsend para Faísca | 25 |
| I.5 - Critério de Raether para Faísca. | 28 |
| I.6 - Critério de Loeb e Meek para Faísca. | 29 |
| I.7 - Descarga Disruptiva para um Campo Elétrico Não Uniforme | 31 |
| I.8 - Descarga em Corona | 33 |
| II. DETECTOR DE FAÍSCA | 36 |
| II.1 - Princípio Básico de Funcionamento | 36 |

| | |
|---|----|
| II.2 - Importância da Corona na Estabilidade do Contador. | 39 |
| III. OBJETIVO DA PESQUISA E MÉTODO EXPERIMENTAL | 41 |
| IV. ARRANJO EXPERIMENTAL | 44 |
| IV.1 - Detector de Faísca. | 44 |
| IV.2 - Circuito Divisor de Tensão. | 47 |
| IV.3 - Caixa Estanque para Estudo com Diferentes Gases | 49 |
| IV.4 - Misturador de Gases | 51 |
| V. RESULTADOS EXPERIMENTAIS | 55 |
| V.1 - Estudo do Contador com Diferentes Fios Anodo. | 55 |
| V.2 - Medida da Corrente de Corona | 60 |
| V.3 - Propriedades Direcionais do Contador | 64 |
| V.3.a - Sensibilidade Transversal. | 69 |
| V.3.b - Sensibilidade Angular. | 72 |
| V.4 - Influência da Umidade do Ar na Eficiência de Detecção | 73 |
| V.5 - Configuração com Multifios | 75 |
| V.5.a - Fios Independentes | 75 |
| V.5.b - Fio Contínuo | 76 |
| V.5.c - Fios Captores. | 77 |
| V.6 - Deterioração dos Eletrodos do Contador | 82 |
| V.6.a - Resposta do Detector com Circuito LRC no Catodo. | 85 |
| V.6.b - Uso de uma Resistência em série com o Catodo | 90 |

| | |
|---|-----|
| V.7 - Estudos com Diferentes Gases de Enchimento. . | 91 |
| V.8 - Resposta a Radiações de Baixo Poder de Ionização e Influência do <i>Background</i> nas Medidas. | 100 |
| V.9 - Eficiência de Detecção do Contador | 101 |
| VI. CONCLUSÕES | 103 |
| VII. BIBLIOGRAFIA. | 106 |

INTRODUÇÃO

Contadores baseados no efeito corona são conhecidos desde os primórdios da Física Nuclear graças aos trabalhos pioneiros de Greinacher¹ com os contadores de ponta, sensíveis a partículas alfa e beta e à radiação gama. Um progresso considerável foi feito por Chang e Rosenblum², ao aperfeiçoarem o contador desenvolvido por Greinacher, introduzindo assim o primeiro contador de faísca (*Spark Counter*), que apresentava as vantagens de discriminação de uma radiação de fundo indesejável com uma maior sensibilidade e eficiência que o contador de ponta.

Dessa época até a primeira metade da década de 1970, Payne³, Connor^{4,5}, Eichholz⁶, Savel⁷, Andreeshev⁸, Saha⁹, Swetnick¹⁰, entre outros¹⁰⁻²⁵, realizaram diversos trabalhos interessantes sobre esses detectores, enfocando fundamentalmente sua resposta para partículas alfa, e, em menor número, a nêutrons, utilizando o ar à pressão atmosférica. Apesar disso, os dados apresentados por um pesquisador dificilmente podiam ser reproduzidos por outro e com frequência mostravam grandes contradições com os anteriores, principalmente no tocante à detecção de raios beta mediante o uso

de pequenas quantidades de dióxido de carbono adicionadas ao argônio, apontada por Payne.

Além disso, não se conseguiu resolver de forma satisfatória a questão da deterioração pronunciada dos eletrodos desses contadores provocada pela faísca e, não fossem essas circunstâncias, que levaram ao seu abandono como instrumento de pesquisa confiável, seu uso poderia desempenhar um papel importante na ciência e na tecnologia nucleares, principalmente para o estudo, por exemplo, da medida do fluxo de nêutrons em reatores, de reações com baixa secção de choque em aceleradores (nas quais haja a emissão de uma partícula pesada com a radiação de fundo do feixe), em medidas de monitoração ambiental em áreas sujeitas à contaminação de emissores alfa, fragmentos de fissão ou nêutrons. No caso de acidentes nucleares, o seu emprego permite a detecção de partículas de alta ionização específica (partículas alfa, fragmentos de fissão) mesmo na presença de um elevado *background* de partículas β e radiação γ .

Devemos salientar que a utilização de câmaras de faíscas tem sido crescente na detecção de partículas de alta energia²⁶⁻³⁰, onde as faíscas são fotografadas obtendo-se então as trajetórias das partículas. Entretanto, para esse fim, o detector é formado por um par de eletrodos planos³¹⁻³³ e essa técnica faz uso da alta tensão pulsada para dar a sensibilidade ao sistema, apenas quando engatilhada por um outro detector (cintilador, por exemplo) que indica a passagem da partícula, e não opera, portanto, em um estado contínuo de corona, de forma que partículas que apresentam pequeno poder de ionização podem ser também detectadas.

Como veremos no capítulo I, o enorme progresso obtido nas últimas décadas na compreensão dos fenômenos que ocorrem em descargas gasosas de vários tipos, a introdução da teoria dos

Streamers para formação da descarga em faísca e dos chamados gases "mágicos" usados em contadores proporcionais³⁴⁻³⁷, operando em regime de *Self-Quenching Streamer*, para obtenção de alto ganho de multiplicação gasosa, nos levaram à conclusão que esse tipo de detector estava a exigir um re-estudo sistemático de suas propriedades, utilizando tecnologia de gases e de eletrônica avançadas que não eram disponíveis na época das pesquisas pioneiras.

Ao desenvolvermos as pesquisas que vão ser aqui relatadas, tivemos em vista estudar as possibilidades de novos modelos desses contadores, cujo princípio de funcionamento é descrito no capítulo II deste trabalho, considerando as enormes vantagens de sua utilização - como insensibilidade à radiação de baixo poder de ionização, elevada amplitude dos impulsos gerados pela ionização colunar produzida por íons pesados no contador, tempo de subida dos pulsos inferior a 10ns - com o intuito de adequá-los às pesquisas de física de reatores, de dosimetria ambiental e de pesquisas com aceleradores de partículas nos quais o *background* beta-gama ou gama é elevado.

Para tanto, conforme trata o capítulo IV, foi necessário o projeto e a construção: (a) de um circuito divisor de tensão compensado que tinha a função de atenuar os impulsos provenientes do contador e adequá-los ao sistema de análise e registro, o qual era composto basicamente por um analisador monocanal (operando em modo integral) seguido de um *scaler*, fornecendo assim o número de partículas incidentes na região sensível do contador; (b) uma caixa estanque para estudo com diferentes gases de enchimento; (c) um sistema misturador de gases de precisão, além, é claro, do próprio detector.

O capítulo V trata dos resultados experimentais obtidos, iniciando pelas medidas que visavam obter os parâmetros ótimos para a configuração de um detector em geometria fio-plano (do tipo Chang-Rosenblum), como a melhor distância entre os eletrodos, o melhor fio para o anodo, além das técnicas desenvolvidas e cuidados especiais para a sua construção. Uma vez estabelecidas essas condições, procurou-se estudar de forma exaustiva as propriedades desse contador como a dependência de sua eficiência de detecção com a posição e o ângulo de incidência da radiação em relação ao fio anodo e também as influências da umidade do ar e da corrente de corona na estabilidade de seu funcionamento.

O capítulo V apresenta também as tentativas, bem sucedidas, de se aumentar a área útil de detecção do contador, estudando-se a sua resposta com geometria multifios, dispostos de forma independente, ou de fio único e a influência de fios de guarda (capttores). São abordados ainda, no mesmo capítulo, os problemas e as soluções, originais, para a deterioração excessiva sofrida pelos eletrodos dos detectores de faísca, fenômeno que constituia até o presente a maior limitação para o uso desses contadores de forma confiável.

Finalmente, são revelados os resultados obtidos com diferentes gases de enchimento, disponíveis em nosso laboratório, para radiações de poder de ionização distintos. Os dados mostram que a resposta do contador, em termos de sua eficiência de detecção, dependem fortemente do gás utilizado e da presença de impurezas com elevado coeficiente para absorção de fótons na região do ultra-violeta.

Ao mesmo tempo, novas linhas de desenvolvimento resultaram desses trabalhos, abrindo assim o campo para novas pesquisas, como por exemplo a dos detectores de localização e o registro

ultrassônico da radiação, que poderão ser realizadas quando equipamento de maior precisão para o estudo dos fenômenos for disponível em nosso laboratório.

Tendo em vista a dificuldade de se encontrar uma tradução bem estabelecida e aceita para alguns termos que se referem aos processos de formação das descargas disruptivas, resolvemos adotar a nomenclatura original, em inglês, por ser esta a empregada em vários países. Sendo assim, inicialmente colocamos a tradução para o português que nos pareceu mais apropriada, incluindo entre parênteses o termo usado correntemente em inglês.

I. DESCARGAS ELÉTRICAS NOS GASES : REVISÃO CRÍTICA

I.1 - CONSIDERAÇÕES GERAIS

A ocorrência de descargas elétricas em gases é um fenômeno que vem sendo estudado desde os primórdios da Física por vários pesquisadores³⁸⁻⁴⁴, e, dada à enorme complexidade dos processos envolvidos em sua formação, constitui ainda hoje objeto de discussão e pesquisa.

Um gás em seu estado normal é quase um isolante perfeito, e em nossa vida diária é empregado dessa forma. Entretanto, quando um campo elétrico de intensidade suficiente é estabelecido em um gás entre dois eletrodos, o gás pode se tornar um condutor, e a transformação de um isolante para um estado de quase que completa condução elétrica é chamada de descarga disruptiva (*Breakdown*). Essa transição de uma descarga não mantida, ou "descarga negra" (*dark discharge*) para um dos vários tipos de descargas auto-mantidas, é caracterizada pelo aparecimento de uma faísca audível que atravessa o espaço entre anodo e catodo.

O efeito acústico que acompanha a faísca pode ser entendido a

partir das observações de Thomson³⁸ de que na região onde ocorre a ionização colunar produzida pela radiação e a formação da descarga disruptiva, a pressão do gás varia bruscamente, podendo atingir até cerca de 50 atmosferas. Esse fenômeno dá origem a ondas de pressão de curta duração que produzem o ruído característico da faísca.

Do ponto de vista do desenvolvimento científico e tecnológico, a ruptura de um gás é de acentuado interesse, como em sistemas de transmissão, e, em Física Nuclear, em detectores gasosos como o Geiger-Müller e os detectores de faísca, onde o regime de descarga é atingido pela incidência de radiação ionizante com a coleta das cargas por um elevado campo elétrico aplicado entre seus eletrodos.

O problema da descarga disruptiva será abordado neste trabalho em dois aspectos principais: primeiro, os critérios a serem satisfeitos para que seja possível estabelecer a ruptura completa do gás; e segundo, a elucidação dos mecanismos que determinam o crescimento da ionização primária produzida no gás com fatores de amplificação extremamente elevados ($\approx 10^8$) e que satisfazem os critérios para obtenção de descargas.

I.2. TEORIA DE TOWNSEND PARA A MULTIPLICAÇÃO GASOSA DA IONIZAÇÃO PRIMÁRIA.

Os primeiros estudos sobre a variação da corrente entre dois eletrodos planos em um gás em função do campo elétrico aplicado, realizados por Townsend³⁸, mostraram que a corrente i inicialmente cresce, de acordo com a figura 1, até atingir um valor constante i_0 (região AB da figura), que corresponde à ionização primária produzida pela radiação incidente entre os eletrodos - em outras

palavras, é a região de operação de uma Câmara de Ionização.

Para potenciais aplicados maiores (região BC) verificou-se que a corrente assume valores superiores a i_0 . Essa amplificação da corrente foi descrita por Townsend como sendo devida exclusivamente à ionização do gás por colisão de elétrons, de forma que os elétrons secundários produzidos poderiam adquirir energia (pelo

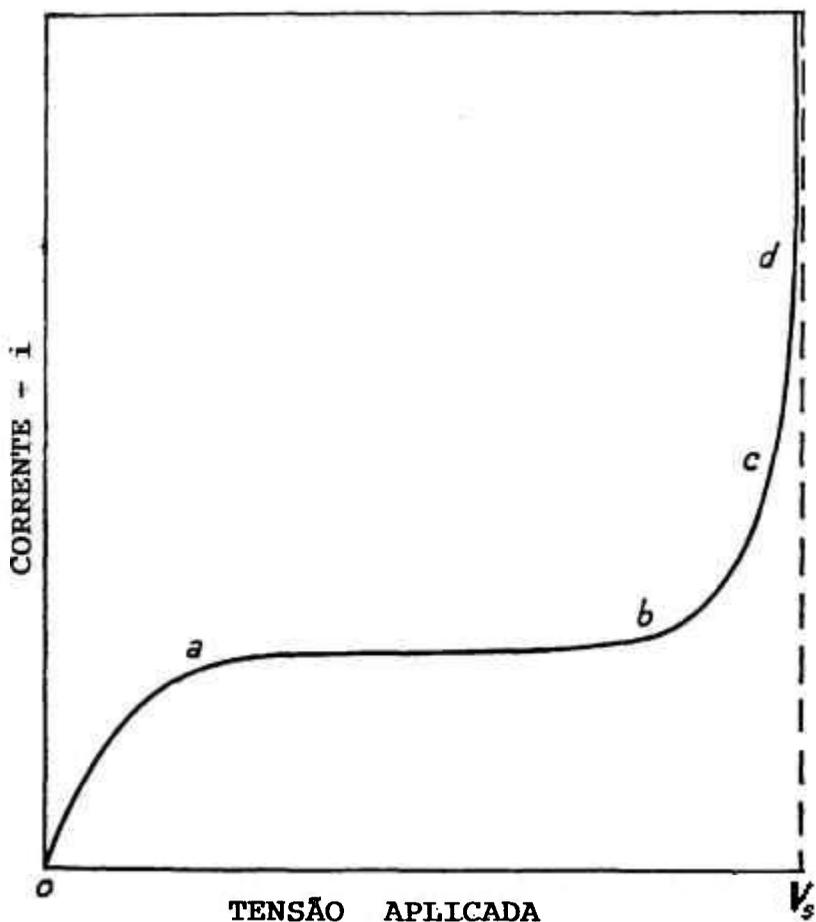


Fig.1 - Variação da Corrente i entre um par de Eletrodos Planos Paralelos em função do Campo Elétrico Aplicado.

campo aplicado) suficiente para provocar novas ionizações, constituindo a chamada Avalanche Townsend. Este cientista

introduziu então um coeficiente, chamado de primeiro coeficiente Townsend de ionização e simbolizado por α , para definir o número de elétrons produzidos por um elétron por centímetro de trajetória na direção do campo.

Se considerarmos n_0 elétrons primários produzidos em $x = 0$, então, em x , teremos n_x elétrons. Estes ao atravessarem uma porção dx do gás vão gerar por colisão $\alpha n_x dx$ novos elétrons, ou $dn_x = \alpha n_x dx$. O número de elétrons n_d que atinge o anodo em $x = d$ será então:

$$n_d = n_0 e^{\alpha d} \quad (1)$$

Desta forma, a corrente i que atravessa o espaço entre os eletrodos fica dada pela seguinte expressão³⁸:

$$i = i_0 e^{\alpha d} \quad (2)$$

onde d é a distância entre os eletrodos.

Essa região BC constitui um exemplo de descarga não mantida ou, "descarga negra", onde a corrente i produzida pela multiplicação gasosa depende da corrente de saturação i_0 : nessa região, uma vez removida a fonte de ionização, a corrente i cessa. Os contadores proporcionais têm seu funcionamento dentro dessa faixa de tensão.

Por outro lado, observa-se que para tensões aplicadas maiores (região CD da figura 1) a corrente da descarga apresenta um crescimento abrupto, chegando em V_g a ser quase vertical, para pequenas variações da tensão. Nesse ponto (V_g), verifica-se o aparecimento de um lampejo luminoso ou faísca, indicando que o gás

tornou-se condutor. A equação (2), entretanto, não conseguia descrever esse rápido aumento da corrente. Para explicá-lo, Townsend admitiu a existência de mecanismos secundários que, para um campo elétrico mais elevado, deveriam afetar a corrente através de uma produção adicional de cargas e deveriam ser incluídos na equação.

O mecanismo proposto por Townsend baseava-se na liberação de elétrons no gás por colisões de íons positivos com moléculas do gás e a liberação de elétrons do catodo por bombardeio de íons positivos, e deduziu uma expressão para a corrente i em uma descarga disruptiva:

$$i = i_0 \frac{(\alpha - \beta)e^{\alpha d}}{\alpha - \beta e^{(\alpha - \beta)d}} \quad (3)$$

onde β é o número de pares de íons produzidos por um íon positivo por centímetro de trajetória na direção do campo. Quando $\beta = 0$ a equação (3) se reduz à (2).

Entretanto, há uma controvérsia entre Townsend e outros pesquisadores, como Loeb³⁹ e Zeleny⁴⁵, a respeito da ionização das moléculas ou átomos do gás por íons positivos, pois estes íons não poderiam adquirir energia suficiente para tanto com as condições do campo elétrico aplicado. De outro lado, em baixas pressões, como é o caso das medidas da corrente realizadas por Townsend (aliás a maioria das medidas nessa época eram feitas em pressões reduzidas), o efeito secundário predominante é o da emissão de elétrons do catodo por incidência de íons positivos; porém, existem outras formas disponíveis na avalanche para produção de elétrons secundários, já que, íons positivos, como fótons e átomos

metaestáveis presentes na descarga podem produzir emissão secundária tanto no gás como no catodo.

I.3. AÇÃO DE PROCESSOS SECUNDÁRIOS NA FORMAÇÃO DA FAÍSCA

Os processos secundários que determinam o crescimento drástico da corrente, além dos efeitos devidos ao coeficiente α , podem ser englobados em um coeficiente, ω , que corresponde à soma das contribuições devidas a todos os fenômenos possíveis, (agindo isoladamente ou ao mesmo tempo), de acordo com a pressão e a natureza do gás, bem como da distância entre os eletrodos e das condições de suas superfícies. O fator ω é definido pela seguinte expressão⁴⁶:

$$\omega = \beta + \alpha\gamma + \delta + \varepsilon + \eta \quad (4)$$

Onde β representa o processo de ionização de átomos do gás por colisão com íons positivos; γ é definido como o número de elétrons liberados do catodo devido a uma colisão ionizante no gás, e portanto depende das condições da superfície do catodo; δ é o número de fotoelétrons liberados do catodo em uma avalanche, e também depende do catodo; ε representa a emissão de elétrons do catodo por incidência de átomos excitados e η o processo de fotoionização do gás, que para pressões inferiores a 760mmHg é geralmente desprezado (a menos que se trate de uma mistura de gases onde se produza o efeito Penning).

Com a introdução desses coeficientes, a expressão (3) da corrente de ionização de uma descarga pode ser escrita como sendo:

$$i = i_0 \cdot \frac{e^{\alpha d}}{[1 - (\omega/\alpha)(e^{\alpha d} - 1)]} \quad (5)$$

Essa expressão é similar à deduzida por Townsend (equação 3) e em função dessa similaridade entre as expressões (3) e (5) tornou-se usual expressar a corrente i por (5), estando implícita em ω a ação dos vários mecanismos secundários da descarga. Aqui novamente se $\omega/\alpha = 0$, a expressão (5) se reduz à (2).

A partir dessa expressão podemos, de uma forma genérica, estudar as condições necessárias para a formação da descarga disruptiva, de acordo com a teoria de Townsend.

I.4. CRITÉRIO DE TOWNSEND PARA FORMAÇÃO DA FAÍSCA

A equação anterior (5) mostra que para valores elevados do campo elétrico, e portanto de α , ou para maiores distâncias entre os eletrodos (com α constante) temos a seguinte igualdade:

$$(\omega/\alpha)(e^{\alpha d} - 1) = 1 \quad (6)$$

Nessas condições, o denominador da equação (5) se anula e então, para uma diferença de potencial constante e resistência zero do circuito, a corrente $i \rightarrow \infty$, o que corresponde fisicamente à ruptura do gás. A tensão na qual ocorre a descarga é definida como potencial de faísca, V_g . Com uma resistência ôhmica em série, o circuito passa a apresentar uma resistência negativa para gases que tenham o efeito corona (ver seção I.8 adiante).

A expressão (6) representa o critério de Townsend para a ocorrência da faísca, e seu significado pode ser explicado da seguinte forma:

(1) Para $(\omega/\alpha)(e^{\alpha d} - 1) < 1$ a corrente da descarga fica dada pela equação (2), e a descarga não é auto-mantida, ou seja, se a fonte irradiadora for retirada, $i_0 = 0$ e $i = 0$ também.

(2) Para $(\omega/\alpha)(e^{\alpha d} - 1) = 1$ o número de pares de íons produzidos, $e^{\alpha d}$, por elétron é suficientemente grande para que os íons positivos resultantes tenham condições de liberar elétrons secundários do catodo e originar a repetição do processo. A descarga é auto-mantida e continua mesmo em ausência da fonte de ionização primária i_0 .

(3) Para $(\omega/\alpha)(e^{\alpha d} - 1) > 1$ tem-se um efeito acumulativo da ionização produzida em avalanches sucessivas: é a região das descargas múltiplas que se manifestam quando a resistência do circuito causa uma queda de tensão entre os eletrodos suficiente para que a descarga de arco caia para o regime proporcional e este, em seguida, tende para o regime de faísca, dando origem a oscilações de relaxação observadas por vários autores, como Emeléus⁴⁷.

Portanto, o fenômeno de descargas elétricas em gases é dividido geralmente em dois tipos: as descargas auto-mantidas e aquelas que não são sustentadas pelo campo elétrico aplicado entre dois eletrodos.

O tipo de descarga que resulta dessa mudança brusca da intensidade da corrente elétrica depende da forma dos eletrodos, da

distância entre eles, da pressão e natureza do gás usado e da tensão aplicada. Para eletrodos planos o resultado é uma faísca que origina uma descarga em arco; para eletrodos com pequeno raio de curvatura, tem-se a formação de descarga em corona (que será estudada ainda neste capítulo), "brilho" (*glow*) ou "escova" (*brush*).

A teoria de Townsend, além de ser a primeira formulada para explicar a ocorrência da faísca, tem o mérito de concordar com uma grande quantidade de resultados experimentais em baixas pressões. Porém, ela somente é válida para o caso em que a corrente produzida seja pequena, pois ela ignora os efeitos da carga espacial devida aos íons positivos que alteram o campo elétrico na região desse plasma.

De outro lado, Rogowski⁴⁸, pioneiro no uso do osciloscópio de raios catódicos para o estudo das descargas elétricas, Keuffel⁴⁹ e Madansky⁵⁰ ao estudarem detectores de faísca de placas paralelas, à pressão atmosférica, observaram impulsos com tempo de subida na região de nanosegundos, o que de modo algum poderia ser explicado pela teoria de Townsend: o tempo de trânsito dos íons positivos é da ordem de 10^2 vezes maior que o encontrado experimentalmente nas medidas do tempo de queda do potencial com o osciloscópio.

Surgiram então, algumas teorias para substituir a de Townsend no mecanismo de descargas em altas pressões; dessas, as mais importantes são: a teoria dos lampejos de luz (*Streamers*) elaborada por Loeb³⁹ e Meek^{51,52} e a teoria do *Kanal*, independentemente descrita por Raether⁴³. Essas duas teorias possibilitam obter-se atualmente uma melhor compreensão dos fenômenos que determinam a descarga disruptiva e sua utilização no detector objeto de nossa pesquisa. Baseiam-se essas teorias na avalanche individual de

elétrons, na transição dessas avalanches em *streamers*, e processo de sua propagação. Para tanto são considerados fenômenos de ionização dependentes do gás e do catodo, incluindo a ionização devida ao primeiro coeficiente Townsend de multiplicação, o mecanismo de fotoionização e os efeitos, primários e secundários, da carga espacial positiva causada pelas sucessivas avalanches.

I.5. CRITÉRIO DE RAETHER PARA A FAÍSCA

Raether⁴³, a partir de seus estudos com câmara de Wilson, sugeriu que a carga espacial positiva originada pelas avalanches iniciais causa uma distorção do campo elétrico aplicado entre os eletrodos. Quando o número de íons atingisse um certo valor M , a deformação produzida no campo seria suficiente para produzir um crescimento extremamente rápido da ionização, através do qual se formaria um *kanal* ionizado em direção ao anodo e posteriormente um *kanal* em direção ao catodo e portanto a ruptura completa do gás no espaço entre os eletrodos.

A partir dessas considerações, o critério de Raether para faísca fica expresso como uma condição de amplificação crítica descrita da seguinte forma⁴³:

$$e^{\alpha d} = M = \text{constante} \quad (7)$$

onde os valores usados para αd estão entre 18 e 20 e M corresponde ao fator de amplificação da Avalanche Townsend.

I.6. CRITÉRIO DE LOEB E MEEK PARA A FAÍSCA

Quando da formação de uma avalanche Townsend por um elétron inicial, os elétrons (primários e secundários) são rapidamente coletados no anodo (tempo da ordem de 10^{-7} s), enquanto os íons positivos, cuja mobilidade é menor, se dirigem mais lentamente para o catodo ($\approx 10^{-5}$ s), podendo ser considerados estacionários. A carga espacial positiva que é produzida no topo da avalanche, onde a densidade de íons é muito grande, cria um campo na direção radial da avalanche.

Loeb propôs que, quando o campo radial devido à carga espacial for suficientemente intenso para que os fotoelétrons gerados pela rápida absorção dos fótons produzidos (por excitação do gás, presença de átomos metaestáveis e recombinação) nas vizinhanças da avalanche possam originar novas avalanches, então teremos a transição para um *streamer*, ou pequenas avalanches que se formam ao redor da avalanche principal, conforme mostra a figura 2(a).

Por outro lado, os fótons produzidos na avalanche ao interagirem com o gás e o catodo originam fotoelétrons que encontram, na região entre a carga espacial positiva (ainda mais intensa devido às avalanches secundárias) e o catodo, um campo elétrico (E_r) intenso capaz de produzir novas avalanches, figura 2(b), determinando a propagação dos *streamers* e a formação de um canal ionizado entre as extremidades das avalanches e o anodo.

A ocorrência combinada destes processos conduz à formação de um canal extremamente ionizado e luminoso (pela propagação dos *streamers*), que se estende do anodo ao catodo constituindo a faísca, figura 2(c). De acordo com a teoria de Loeb, para que os elétrons originados pela fotoionização do gás e do catodo tenham

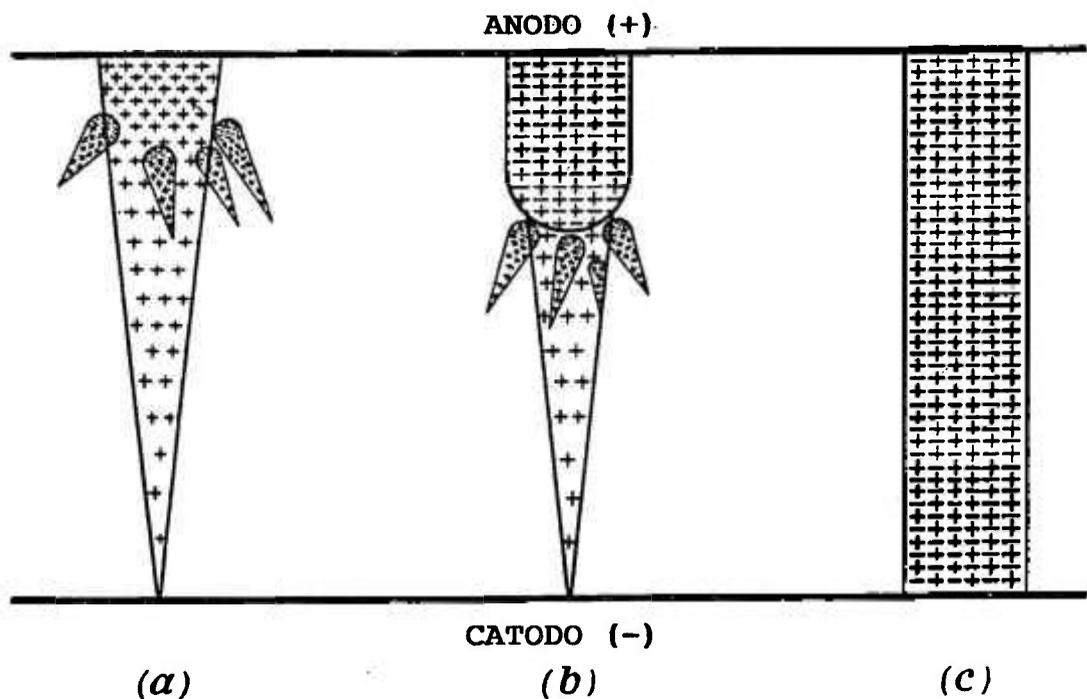


Fig.2 - Transição de uma Avalanche de Elétrons em um *Streamer* e a subsequente propagação do *Streamer* entre os eletrodos.

condições de formar os *streamers* é necessário que o campo elétrico E_r , dado pela expressão (8), atinja valores da ordem do campo elétrico externo (E) aplicado^{39, 51, 52} :

$$E_r = 5,3 \cdot 10^7 \cdot \frac{\alpha \cdot e^{\alpha x}}{(x/p)^{1/2}} \quad (8)$$

onde: $x \Rightarrow$ é a distância entre a extremidade da avalanche e o catodo

$p \Rightarrow$ é a pressão do gás

$E_r \Rightarrow$ é dado em V/cm

Então:

$$E_r = K \cdot E, \quad \text{com } K \approx 1 \quad (9)$$

Esta equação é conhecida como o Critério de Loeb e Meek para produção de descargas em faísca e consegue explicar com sucesso os resultados experimentais, bem como a rápida formação da faísca (10^{-9} s), considerando a fotoionização do gás e a influência eletrostática da carga espacial de íons positivos, fenômenos que não foram levados em conta por Townsend.

As aproximações consideradas por Townsend, Meek e Raether para a descrição quantitativa de suas teorias são discutidas até os dias de hoje: entretanto, não há dúvidas de que elas representam fielmente os fenômenos que ocorrem na descarga disruptiva. No caso de nosso detector, as teorias dos *streamers* de Loeb-Meek e Raether são as que melhor descrevem seu funcionamento e condições de operação.

I.7. DESCARGA DISRUPTIVA PARA UM CAMPO ELÉTRICO NÃO UNIFORME

Em sua maioria, as descrições teóricas a cerca das descargas elétricas admitem, em sua dedução, a configuração com eletrodos planos e paralelos que determinam um campo elétrico uniforme entre eles; esse foi o tratamento usado na fase inicial deste trabalho por questão de maior simplicidade para a definição dos conceitos básicos. Entretanto, a geometria utilizada em nosso contador é a de um fio positivamente carregado contra uma placa metálica plana ligada ao pólo negativo (terra) da fonte de alta tensão: assim, os eletrodos são assimétricos e o campo resultante⁵³ varia enormemente com a distância entre eles. Como consequência, tem-se um efeito de polaridade (devido à assimetria do campo) aliado à diferença das superfícies dos eletrodos.

Nesse caso, o número de pares de íons formado em uma avalanche fica dado pela exponencial da integral de α ao longo da trajetória da faísca entre os eletrodos e a transição da avalanche para um streamer ocorrerá apenas quando a avalanche estiver bem próxima do anodo. O critério de Meek (equação 8) fica dado pela seguinte expressão:

$$E_r = 5,3 \cdot 10^{-7} \frac{\alpha_x \cdot e^{0 \int^x \alpha dx}}{(x/p)^{1/2}} \quad (10)$$

onde $\alpha_x \rightarrow$ é o valor do primeiro coeficiente de multiplicação que corresponde ao campo externo no topo da avalanche.

Da mesma forma, o critério de Townsend (eq. 6) fica dado por:

$$(\omega/\alpha_x) (e^{0 \int^x \alpha dx} - 1) = 1 \quad (11)$$

Em pressões elevadas, da ordem da atmosférica, mesmo para diferenças de potencial aplicadas inferiores às que provocam a descarga disruptiva, o tipo de descarga que aparece é a de corona ao redor do fio; pela sua importância no mecanismo de detecção do contador de faísca, para a maioria dos gases, será estudada separadamente.

Mostraremos entretanto, que é possível obter-se um contador funcionando no regime de "descarga negra" mesmo em ausência da formação da corona. Esse assunto, que constitui uma contribuição original deste trabalho, será discutido em uma seção especial por suas importantes implicações na teoria da condução elétrica através dos gases e de sua aplicação aos detectores aos quais versa nossa tese.

Quando consideramos eletrodos (ou um deles) com pequeno raio de curvatura, pode ocorrer a ruptura do gás em sua vizinhança, para tensões aplicadas pouco inferiores à da faísca. Essa descarga é do tipo luminosa (*glow*) que, em pressão atmosférica, é chamada de corona. Na curva da corrente em função da tensão, a região de corona está logo acima da de "corrente negra" (avalanche Townsend) e é mantida pelo campo. O estudo da corona teve início com as pesquisas de Kip⁵⁴, Trichel⁵⁵, Loeb e colaboradores⁵⁶⁻⁵⁹, Lauer⁶⁰ e importantes contribuições foram dadas por Colli e Facchini⁶¹⁻⁶³.

A corona positiva que se forma no ar ao redor do fio anodo varia com a tensão aplicada, e seu mecanismo pode ser descrito da seguinte forma: quando a tensão aplicada é imediatamente inferior à da faísca os elétrons livres, sempre presentes no ar e que se distribuem ao acaso ao redor do anodo, movem-se em sua direção, no sentido de campo elétrico crescente, e ao atingirem a região de campo intenso (no ar em torno de 30kV/cm) adquirem energia capaz de produzir avalanches individuais, formando um halo ionizado ao longo do fio. Este gera a corrente de corona I_c , que nessa região de tensão, em ausência de uma fonte ionizante (apenas com a radiação de fundo) pode atingir cerca de 10^{-5} A, sem, entretanto, ocasionar o aparecimento de faíscas entre os eletrodos.

De outro lado, os íons positivos formados nas avalanches caminham em direção ao catodo (região de campo elétrico decrescente) e nessas condições não conseguem realizar colisões ionizantes. Como resultado, a emissão de elétrons por colisões de íons positivos é muito pequena. Os fótons oriundos do plasma da corona são responsáveis pela produção da fotoionização no gás e no

catodo; esses elétrons, ao encontrarem a carga espacial, formam novas avalanches, perpetuando a descarga em corona ao redor do fio.

Quando se deseja a detecção de determinada radiação, é necessário que ela produza intensa ionização (colunar) a fim de que os fotoelétrons ao se dirigirem para o anodo, a partir de uma região de campo zero, encontrem uma carga espacial positiva cujo campo E_r por ela produzido seja suficiente para estabelecer a formação dos *streamers*.

Portanto, a presença da descarga em corona facilita o aparecimento dos *streamers*, pois quando da incidência de uma radiação, desde que ela produza ionização colunar, a carga espacial existente ao redor do fio oferece condições favoráveis (E_r intenso) para a formação dos *streamers* e sua propagação. É por essa razão que os detectores de faísca nessa geometria também são chamados de detectores de corona e são sensíveis apenas a partículas com elevado poder de ionização.

A distância r_c além da qual o campo elétrico produzido por um fio é inferior ao necessário para causar ionização por colisão, pode ser dada, segundo Cobine⁶⁴, por:

$$r_c = \phi + 0,3(\phi)^{1/2} \quad (12)$$

onde ϕ é o diâmetro do fio anodo e r_c é dado em centímetros. Esta distância determina, no caso do nosso contador, a sua região de sensibilidade para radiação fortemente ionizante: até dois diâmetros do fio.

Ao mesmo tempo em que facilita a passagem da faísca entre os eletrodos, a corona também exerce a função, através da carga espacial, de manter quase que constante o potencial efetivamente

aplicado ao anodo. Isto ocorre, como foi visto, porque a corrente de corona aumenta com o potencial externo aplicado, compensando dessa forma o potencial no fio por meio de uma resistência de carga em série com o anodo.

II. DETECTOR DE FAÍSCA

II.1. PRINCÍPIO BÁSICO DE FUNCIONAMENTO

Os contadores de faísca operam em regime de descarga auto-mantida, que é induzida pela ionização colunar produzida no seu gás de enchimento pela interação da radiação incidente; essa descarga é interrompida pela queda de tensão produzida pela corrente de ionização através de uma resistência externa, geralmente de valor elevado ($10M\Omega$), de forma que há a formação de uma descarga em faísca para cada partícula incidente entre seus eletrodos, cuja separação é de poucos milímetros e onde um deles, geralmente o anodo, apresenta pequeno raio.

O gás de enchimento utilizado na maioria dos casos é o ar à pressão atmosférica. Os eletrodos podem se apresentar sob forma de ponta-cilindro (contador de Greinacher), fio-fio, fio-placa (contador de Chang e Rosenblum) ou ainda placas paralelas, dependendo de sua utilização.

No caso da geometria fio-placa, contemplada neste trabalho, e que deu origem aos detectores proporcionais multifios de Charpak⁶⁵,

o detector consiste de um fio de diâmetro em torno de $100\mu\text{m}$ (anodo), estendido paralelamente, a uma distância da ordem de $1,0\text{mm}$, de uma placa metálica plana (catodo). Quando um potencial de cerca de 3kV é aplicado (através de uma resistência de extinção elevada R), entre fio e placa, uma faísca (visível e audível) é observada para cada partícula alfa que passa muito próxima ao fio. Os impulsos eletromagnéticos irradiados são suficientemente fortes para serem detectados em um receptor de rádio numa ampla faixa de frequências (ondas médias, curtas e FM).

Durante a faísca, o potencial no fio sofre uma queda aproximadamente igual à diferença entre a tensão aplicada e o potencial de ionização do gás (cerca de 15eV). Isto indica uma amplitude de impulso em torno de 3kV , e portanto não há necessidade de um sistema de amplificação para os pulsos (na realidade torna-se necessário atenuá-los). Por meio de um divisor de tensão, os pulsos assim gerados são formatados em um circuito eletrônico e enviados a um *scaler*, de modo que o número de faíscas, ou de partículas alfa incidentes entre o fio e a placa, possa ser determinado. O funcionamento do contador pode ser visualizado através de um circuito equivalente, onde o espaço com o gás pode ser representado por uma chave que fecha o circuito quando há o arco inicial (faísca), conforme mostra a figura 3.

Portanto, como consequência do processo de formação da descarga em faísca ou disruptiva (critério de Loeb-Meek, item I.6 deste trabalho), esse tipo de detector permite a detecção de partículas pesadas com uma excelente discriminação da radiação de fundo beta e/ou gama - o que constitui uma de suas características fundamentais e seu maior atrativo - além de promover uma discriminação espacial da radiação em relação à sua direção de

incidência no contador. Por essas razões, nesse contador é possível a detecção, por exemplo, de fragmentos de fissão em presença de uma radiação de fundo alfa elevada, simplesmente selecionando-se a sua tensão de operação, a qual será tanto menor quanto maior for a ionização colunar produzida pela partícula a ser detectada. Evita-se desta maneira os problemas de discriminação e compensação encontrados nas câmaras de fissão e de ionização compensadas, comumente empregadas para esse fim.

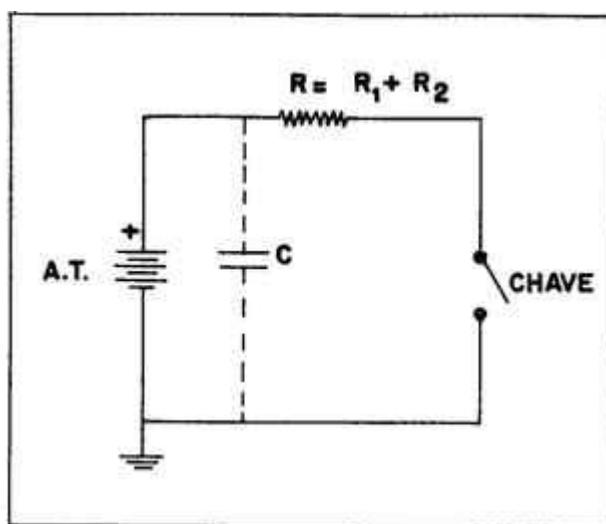


Fig.3 - Circuito Equivalente do Detector.

Outras propriedades importantes dos detectores de corona, consequência de seu princípio de funcionamento, e que determinam as vantagens potenciais destes em relação a contadores convencionais são:

(1) Elevada relação sinal-ruído, pois os impulsos têm milhares de volts de amplitude, evitando que impulsos legítimos devidos a fragmentos de fissão, partículas alfa ou outros íons pesados possam ser confundidos com impulsos do *background* β e γ .

(2) Elevada amplitude dos impulsos - o que simplifica

sobremaneira a eletrônica a ser usada e permite excelente transmissão dos pulsos mesmo para grandes distâncias ou condições adversas.

(3) O tempo de subida dos pulsos sendo inferior a 20ns permite altas taxas de contagem com fácil discriminação do sinal em relação ao ruído e sua utilização em medidas de coincidência rápida.

(4) Sua discriminação espacial da radiação possibilita seu uso em elevado fluxo de nêutrons, sem prejuízo de sua resposta e reprodutibilidade.

(5) A sua operação com o ar comum, à pressão atmosférica, implica em uma economia significativa comparada aos contadores proporcionais e câmaras de fissão, os quais exigem gases com elevado grau de pureza ou misturas especiais para seu funcionamento.

(6) Sua construção relativamente simples (porém precisa) não impõe limitações quanto às dimensões e ao número de detectores que podem ser confeccionados de acordo com a medida a ser realizada, como observado em contadores proporcionais, etc.

II.2. IMPORTÂNCIA DA CORONA NA ESTABILIDADE DO CONTADOR

A existência de um estado contínuo de descarga corona ao redor do anodo é uma consequência da natureza do gás, da geometria dos eletrodos e da presença de um elevado campo elétrico no fio e desempenha um papel fundamental na estabilidade de operação do contador de faísca, sem o que estes não apresentariam os extensos patamares nas curvas características de contagem. Essa descarga

gera uma corrente de corona (I_c) que passa pelo circuito, mesmo em ausência de faísca, e que aumenta com a tensão aplicada entre os eletrodos.

Para potenciais aplicados inferiores ao limiar da corona temos a "corrente negra" ou corrente de Townsend, pequena e que não altera significativamente a tensão aplicada entre os eletrodos. Porém, ao atingir-se o limiar da corona, a tensão efetiva no fio (V_{ef}) já não coincide mais com a tensão aplicada (V_{ap}), e depende de R e de I_c , segundo a expressão abaixo:

$$V_{ef} = V_{ap} - R.I_c \quad (13)$$

O que se verifica é que há uma estabilização da tensão efetiva no fio com o aumento de I_c para R de valor elevado, fato que explica os patamares com grande extensão observados nesse contador e que serão discutidos detalhadamente na seção V.1. Por outro lado, a resistência de extinção determina o grau de estabilização da tensão efetiva no anodo: valores de R em torno de $10M\Omega$ já são adequados. Nessas condições pode-se dizer que o detector opera sempre em uma tensão efetiva praticamente constante devido ao efeito estabilizador da carga espacial positiva presente na corona.

III. OBJETIVO DA PESQUISA E MÉTODO EXPERIMENTAL

O objetivo deste trabalho compreende o projeto e a construção de um detector de faísca em geometria fio-placa e o estudo dos fenômenos físicos que determinam o seu funcionamento, e a influência do regime de corona, para a detecção de íons pesados em presença de *background* beta, gama ou beta e gama.

Com os contadores produzidos no laboratório pudemos estudar a influência do gás (ou mistura gasosa) na resposta do detector com radiações de poder de ionização distintos e otimizar as suas condições de operação através da escolha de materiais adequados de seus eletrodos, suas dimensões e geometria. Essas pesquisas conduziram a métodos para minimizar o processo de envelhecimento dos eletrodos, causado pela elevada temperatura da faísca³⁸ (da ordem de 10.000°C) e pela formação na superfície do catodo de depósitos devidos ao bombardeio por íons e fótons e à decomposição do gás de enchimento do detector.

A influência desses fatores na resposta do contador, em termos de sua eficiência de detecção e estabilidade de operação, foi verificada principalmente através da curva característica da taxa

de contagem em função da tensão aplicada entre os eletrodos para as diferentes configurações e da análise da forma e amplitude dos pulsos gerados, que permitiram estabelecer uma correlação com as alterações dos eletrodos devido às causas supra mencionadas. Foram estudadas cuidadosamente as propriedades direcionais desses detectores, por meio da análise da variação da taxa de contagem em função da posição angular da fonte radioativa (curva da distribuição angular) e em função da posição transversal da fonte em relação ao eixo do fio anodo (curva da sensibilidade transversal). A influência do *background* nas medidas também foi verificada.

Nas medidas utilizou-se a radiação alfa proveniente de uma fonte de ^{241}Am depositada em uma folha de níquel, de $8,0 \times 16,0\text{mm}^2$ de área e $24\mu\text{Ci/mm}$ de atividade. Foram utilizados para essa fonte vários colimadores tipo *Soller* (construídos em nosso laboratório) de secção retangular com aberturas de $250\mu\text{m}$; $1,0\text{mm}$ e $1,5\text{mm}$, e de secção circular de $500\mu\text{m}$ de diâmetro (os dois primeiros de vidro e os últimos de níquel, respectivamente).

Os impulsos gerados no anodo do detector devidos a faíscas iniciadas pela passagem da radiação alfa entre seus eletrodos apresentavam amplitude de alguns milhares de volts e, por essa razão, eram inicialmente enviados a um circuito divisor de tensão compensado para que pudessem ser transmitidos sem deformações. A seguir, esses pulsos, com poucos volts de amplitude eram analisados em amplitude e forma por um osciloscópio digital TEKTRONIX 2430B de 150MHz e então enviados a um analisador monocal ORTEC 406A, operando em modo integral, que tinha a função de normalizar os impulsos de entrada, fornecendo impulsos retangulares de $5,0\text{V}$ de amplitude e duração de 500ns em sua saída. Estes impulsos por sua

vez eram introduzidos em um scaler ORTEC 776 que permitia a determinação do número de partículas alfa incidentes próximas ao fio anodo.

O diagrama de blocos do equipamento utilizado para as medidas está representado na figura 4.

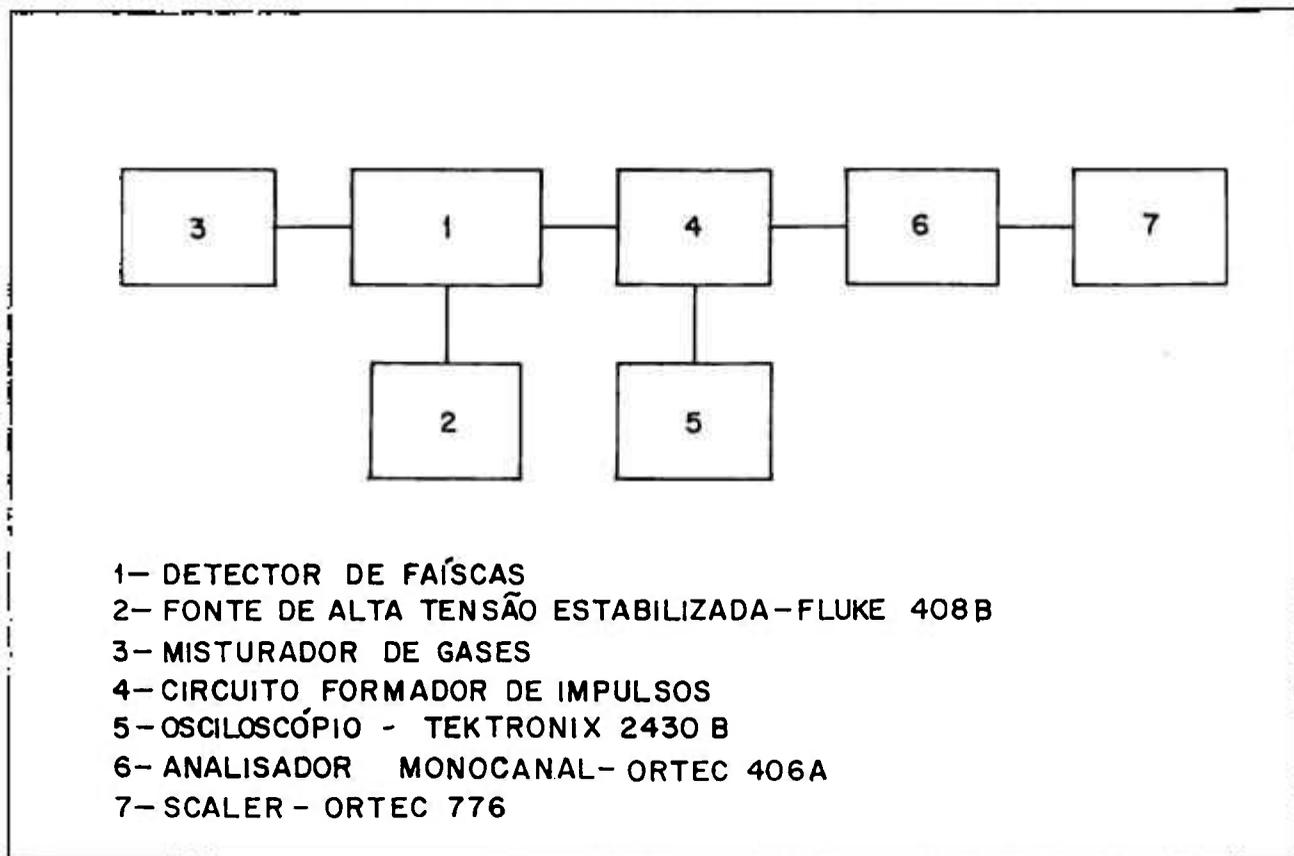


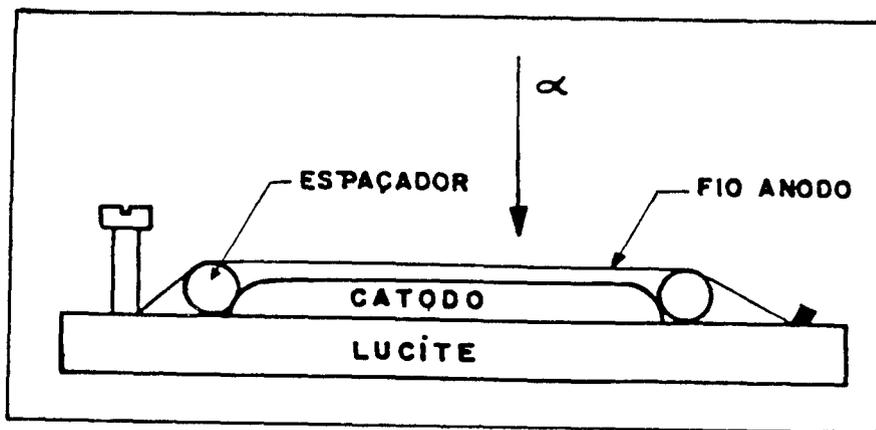
Fig.4 - Diagrama de Blocos do Equipamento Utilizado.

IV. ARRANJO EXPERIMENTAL

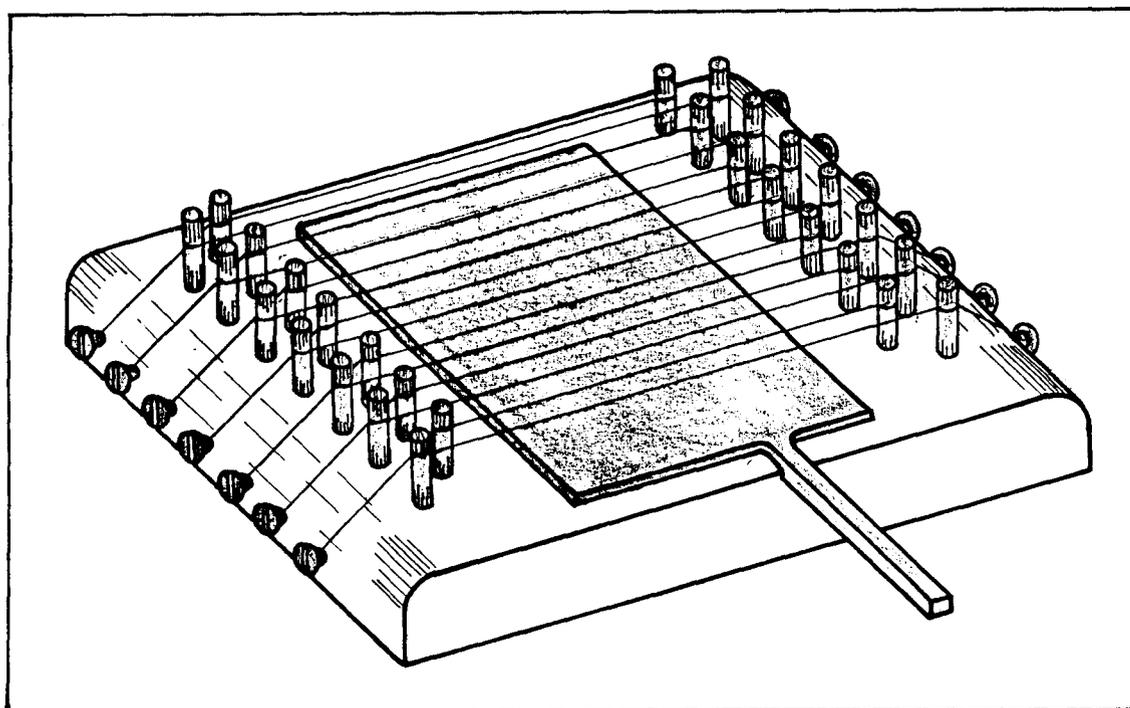
IV.1. DETECTOR DE FAÍSCA

As medidas realizadas empregaram geometria fio-plano para os eletrodos do contador, que neste caso consistiu de um ou mais fios finos como anodo, dispostos em paralelo, coplanares e perfeitamente estendidos por meio de espaçadores de lucite, sobre uma placa plana de aço inoxidável 304L de $30,0 \times 60,0 \text{mm}^2$ de área, que serviu como catodo do detector. Esse sistema foi montado sobre uma placa também de lucite conforme mostra a figura 5, que representa o contador: (A) em vista lateral (B) em perspectiva do arranjo com vários fios anodos.

Alguns cuidados foram tomados para garantir a uniformidade da distância entre anodo e catodo do contador, a fim de manter a simetria do campo elétrico aplicado ao longo do fio anodo e evitar o aparecimento de descargas espontâneas - o que conduziria a um aumento da contagem do detector e sua instabilidade de operação, pela formação de uma descarga em arco contínuo entre os eletrodos: a placa metálica (catodo) foi opticamente polida e teve suas bordas



(a)



(b)

Fig.5 - Detector de Faísca usado nas medidas: (a) vista lateral;
(b) vista em perspectiva.

arredondadas; o espaçador de lucite usado tinha a forma de um helicóide de 2,0mm de passo em cujos sulcos apoiavam-se os fios anodo. Essa forma de espaçador, além de aumentar o isolamento entre os fios, assegurava um paralelismo rigoroso entre eles, e em relação ao catodo.

Com a finalidade de estabelecer a alta tensão nos fios anodo, enquanto o catodo permanecia aterrado (pólo negativo), foram fixados, perpendicularmente à placa de lucite, capilares de níquel de 1,0mm de diâmetro, conforme mostra a figura 5(b), no interior dos quais eram inseridos sob pressão os fios provenientes da fonte de alta tensão. Os fios anodo ao serem tensionados por meio de parafusos (em um sistema análogo ao das cravelhas de um instrumento musical de cordas), faziam contato com esses capilares, que assumiam também a função de guia para os fios, permitindo o seu posicionamento em qualquer lugar da placa.

A posição da fonte radioativa em um plano podia ser variada de 0,5mm em 0,5mm através de uma platina de microscópio disposta sobre o contador com o auxílio de um suporte universal. Os colimadores usados para a fonte radioativa foram fixados a esta platina por meio de uma haste de alumínio. O sistema fonte-colimador tinha a sua altura ajustada por um parafuso micrométrico e podia ser regulada com 0,5mm de precisão.

Com a finalidade de possibilitar a variação da posição angular da fonte radioativa em relação ao eixo do fio anodo, fixava-se a haste de alumínio (com os colimadores) na base de ferro juntamente com um transferidor por meio de um parafuso, de modo que o eixo de rotação desse conjunto coincidisse com o do fio anodo. Assim, o ângulo formado entre a fonte radioativa e a normal ao catodo do contador podia ser lido diretamente no transferidor com o auxílio

de um ponteiro fixado na extremidade da haste de alumínio.

Esse arranjo foi empregado para os estudos realizados com o detector utilizando o ar à pressão atmosférica (ao ar livre); mostrou-se extremamente versátil, permitindo de maneira fácil mudanças na configuração de seus eletrodos, assim como da fonte radioativa.

IV.2. CIRCUITO DIVISOR DE TENSÃO

Tendo em vista que uma das maiores vantagens dos detectores de faísca em relação a outros detectores gasosos convencionais é a elevada amplitude dos impulsos gerados pela passagem da radiação fortemente ionizante em sua região sensível, que atinge a milhares de volts, torna-se necessária a sua atenuação para adequá-los à sua transmissão, análise e registro. Como consequência, é possível transmitir-se impulsos de grande amplitude e com elevada relação sinal-ruído; há portanto uma enorme simplificação da eletrônica utilizada nas medidas, que se reduz basicamente ao circuito formador de impulsos, e, posteriormente, a um analisador monocanal e um *scaler*.

O divisor de tensão usado (figura 6) foi projetado e construído em nosso laboratório e consiste de uma resistência de extinção R_1 de $11,7M\Omega$, ligada ao polo positivo da fonte de alta tensão estabilizada (FLUKE, modelo 408B); essa resistência é ligada em série com outra resistência, R_2 , de $0,6k\Omega$ que completa a ligação com o anodo do contador. As resistências do divisor foram ligadas em paralelo com dois condensadores C_1 e C_2 para compensação da capacidade distribuída (C) da linha e evitar a deformação dos

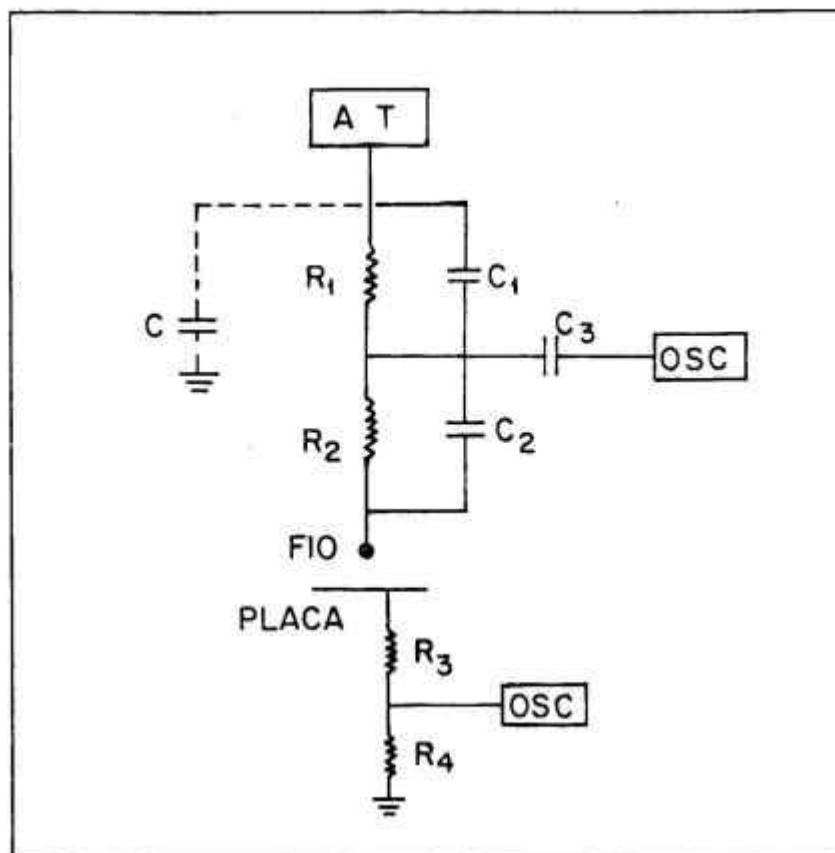


Fig.6 - Circuito Divisor de Tensão (Formador de Impulsos).

impulsos. A escolha dos condensadores foi feita levando-se em consideração que: a) $R_1 \cdot C_1 = R_2 \cdot C_2$ para que os impulsos sejam transmitidos sem alteração; b) como o tempo de subida dos impulsos é inferior a 10ns, a constante de tempo do circuito $\tau = R \cdot C$, com $R = R_1 + R_2$, que limita o tempo de recuperação do potencial no anodo fosse a menor possível e c) com o advento do transistor tornou-se difícil a disponibilidade no mercado nacional de condensadores de alta isolação (até 5kV), o que limitou nossa escolha aos capacitores encontrados no país.

Assim, a descarga ao passar entre os eletrodos do

contador gera uma corrente elétrica que percorre todo o circuito e os impulsos do anodo que aparecem nos terminais da resistência R_2 são enviados, através de um condensador de acoplamento C_3 a um osciloscópio (OSC) e posteriormente ao scaler, passando antes pelo analisador integral para normalização dos pulsos.

A análise dos impulsos devidos a radiação alfa do ^{241}Am mostrou que, no ar à pressão atmosférica, eles apresentam magnitude uniforme, tempo de subida inferior a 10ns e tempo de recuperação de 200 μs .

Outra forma para obtenção de um pulso de menor amplitude e baixa impedância consiste na utilização de uma resistência de valor adequado entre o catodo (placa) do contador e a terra. O estudo dos impulsos positivos do catodo levou-nos à conclusão de ser essa a melhor forma de utilização do contador, por eliminar a cauda de recuperação do potencial do fio e permitir uma melhor formatação dos impulsos para uma linha de transmissão de 50 Ω de impedância.

IV.3. CAIXA ESTANQUE PARA ESTUDO COM DIFERENTES GASES

Para o estudo da resposta do detector com diferentes gases e misturas, foi construída uma caixa estanque de 65,0x150,0x180,0mm³, confeccionada em lucite para permitir a visualização das faíscas (figura 7). Essa caixa possui entrada e saída de gás, e permite a variação das posição angular e transversal da fonte radioativa, através de um bastão de lucite, introduzido na caixa em uma de suas faces, através de um sistema de duplo o-ring, em cuja extremidade é fixado o colimador da fonte radioativa.

A caixa possui oito terminais SHV para alta tensão de modo a

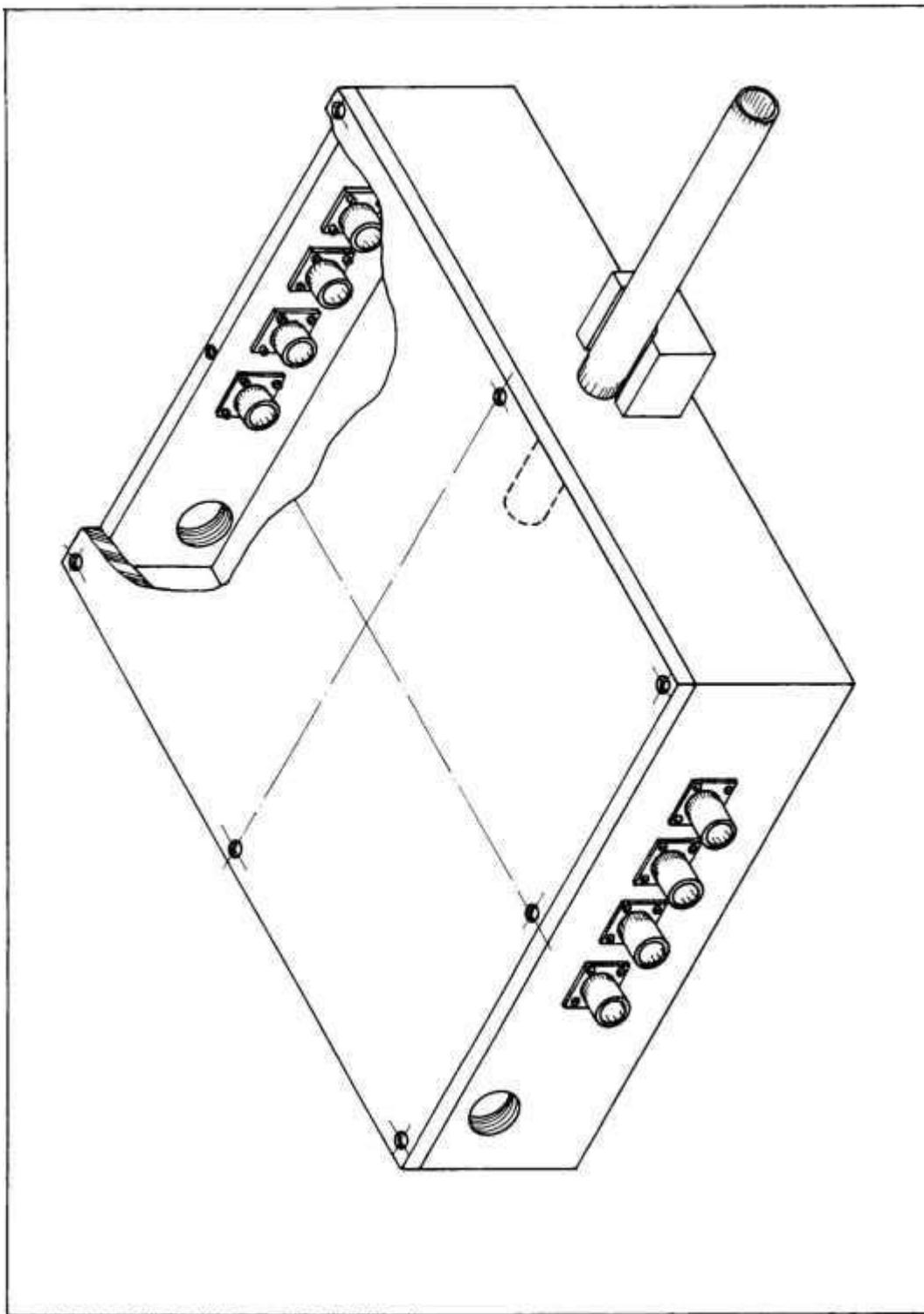


Fig.7 - Caixa Estanque para Estudo com Diferentes Gases

permitir o estudo com vários fios anodo independentes e ainda possibilitar a observação de pulsos provenientes do anodo e catodo simultaneamente.

A pressão dos gases ou misturas utilizadas é cerca de 2mm de água superior à atmosférica, com regime de fluxo contínuo através do borbulhamento em óleo de alto vácuo (Santovac) para evitar a contaminação do gás com o ar externo ou com o vapor do óleo.

IV. 4. MISTURADOR DE GASES

O estudo da resposta de nosso detector com diferentes misturas gasosas onde um (ou mais) dos componentes comparece na proporção de 10^{-1} a 10^{-4} do volume total levou-nos a desenvolver um sistema de precisão para mistura de gases , baseado no bombeamento estanque dos gases. A dificuldade encontrada para se fazer a mistura em pressão atmosférica é que os gases estão em alta pressão nos cilindros e portanto não se consegue regular e manter o fluxo contínuo, por meio da válvula reguladora de pressão de dois estágios, para uma vazão tão pequena como a necessária para a execução das medidas.

O método que desenvolvemos para o enchimento do contador consiste em introduzir na caixa estanque primeiro o gás principal, com o sistema de fluxo contínuo usual, com a pressão interna da câmara estanque pouco maior que a atmosférica. A seguir, fecha-se a entrada para o gás principal, de forma que o contador fique estanque, e injeta-se na caixa, por meio de uma seringa de vidro hipodérmica graduada de 20cm^3 , o volume do gás adicional que corresponda à porcentagem desejada.

O gás minoritário por sua vez é inserido na seringa através de seu borbulhamento em óleo Santovac em uma das entradas de um balão de vidro (figura 8), cuja saída é introduzida em uma bureta imersa em um becker contendo água. Dessa forma podemos estabelecer para diversos gases a relação entre o número de gotas e o volume por elas ocupado. Após a circulação do gás adicional por alguns minutos nesse sistema, introduz-se a seringa de vidro no ponto indicado na figura 8 o que possibilita a obtenção desse gás em seu interior.

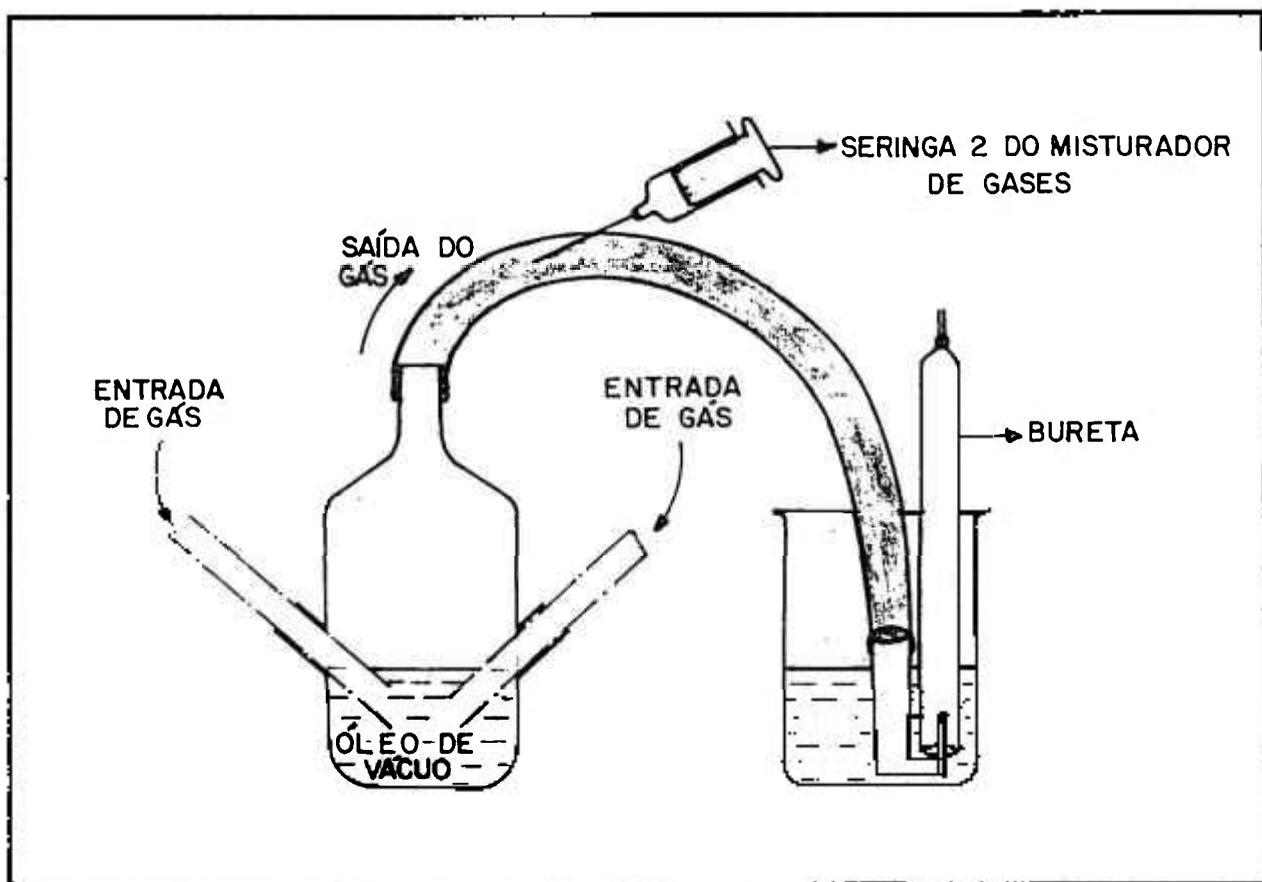


Fig.8 - Sistema para obtenção do Gás Minoritário.

Para manter constante a pressão no interior da caixa, acoplou-se, por uma haste rígida de madeira, à primeira seringa uma

segunda, idêntica, na face oposta da caixa (figura 9). O êmbolo da seringa 1 é movido por um bastão metálico, o qual é ligado a um sistema biela-manivela acionado por um motor de $33^{1/3}$ rpm. Assim, ao ligarmos o motor, o eixo articulado faz com que a haste de madeira e por consequência as seringas, executem um movimento de "vai-vem" de modo que quando a seringa 1 está com seu volume máximo corresponda à segunda estar com o volume mínimo. Esse sistema, batizado de "*Flip-Flop*", garante a homogeneidade da mistura.

MISTURADOR DE GASES - VISTA SUPERIOR
"FLIP - FLOP"

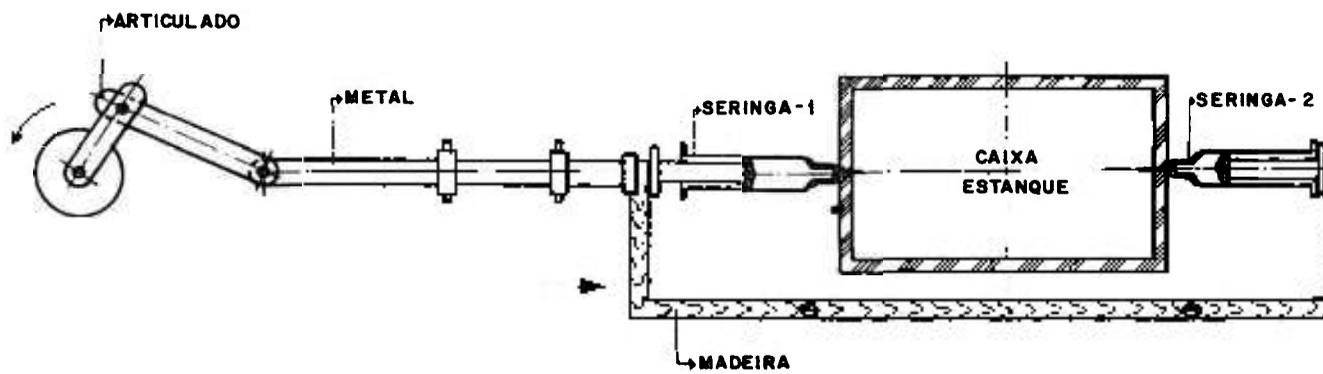


Fig.9 - Misturador de Gases "Flip-Flop".

V. RESULTADOS EXPERIMENTAIS

V.1. ESTUDO DO CONTADOR COM DIFERENTES FIOS ANODO

Inicialmente, procurou-se determinar a dependência de funcionamento do contador de faíscas com um fio anodo para a detecção das partículas alfa provenientes do ^{241}Am . Para tanto, realizou-se um estudo exaustivo de sua resposta para fios anodo de natureza e diâmetros distintos, dispostos a diferentes distâncias em relação ao catodo (d_{AC}).

Foram utilizados fios de tungstênio (W) de 75μ e $127\mu\text{m}$ de diâmetro, de molibdênio (Mo) de $110\mu\text{m}$ de diâmetro, de nióbio (Nb) de $250\mu\text{m}$ de diâmetro e de tungstênio revestido com ouro (W + Au) de 25 e $50\mu\text{m}$ de diâmetro. Os fios foram dispostos a 1,0; 1,5 e 2,0mm da placa metálica (catodo). O gás de enchimento foi o ar à pressão atmosférica. A fonte de ^{241}Am foi colimada (colimador de 1,0mm de abertura) e mantida a 30,0mm do catodo. Nessas condições, construiu-se as curvas características para as diferentes configurações. As figuras 10, 11 e 12 mostram os resultados obtidos para os fios anodo a 1,0, 1,5 e 2,0mm do catodo respectivamente.

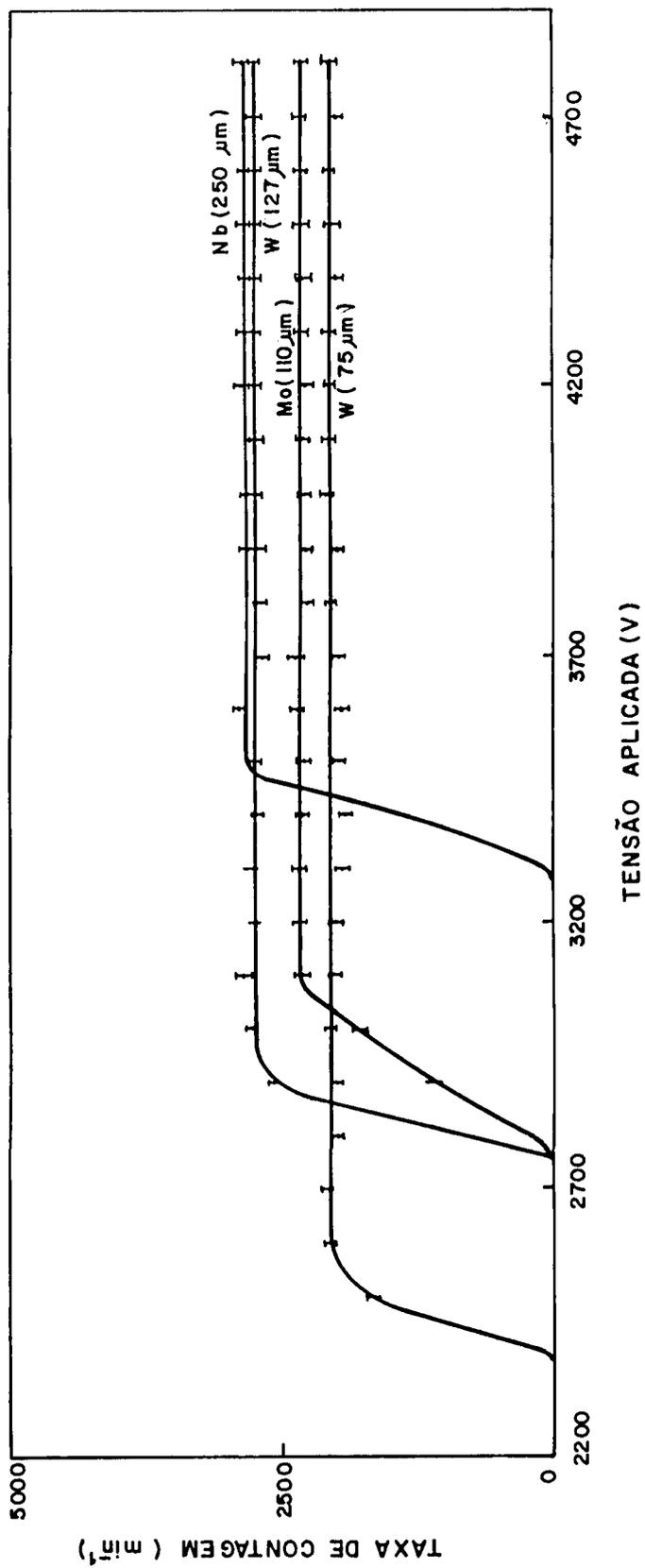


Fig.10 - Curva Característica do Detector com diferentes Fios

Anodo e $d_{AC} = 1,0\text{mm}$.

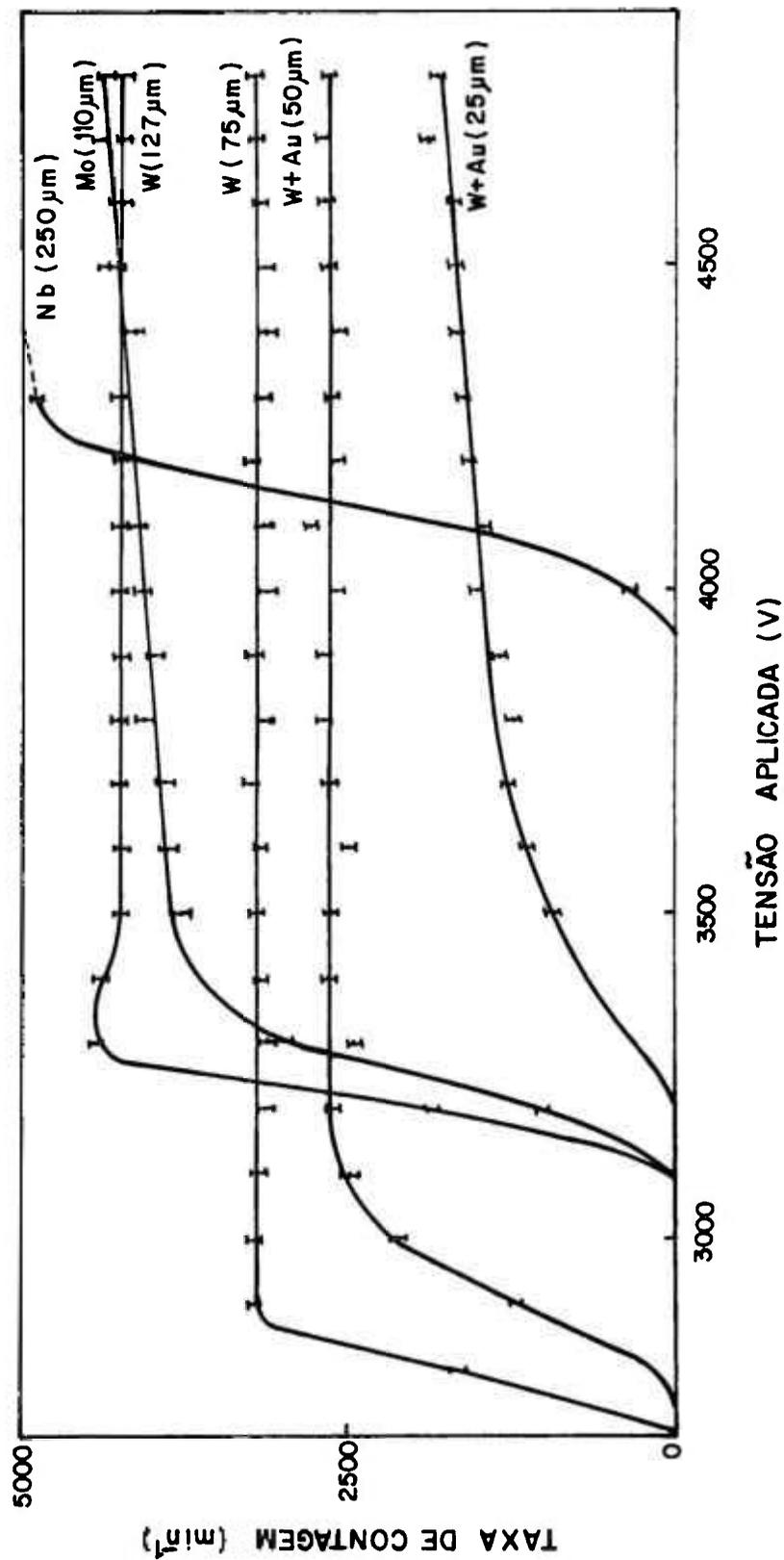


Fig.11 - Curva Característica do Detector com diferentes Fios

Anodo e $d_{Ac} = 1,5\text{mm}$.

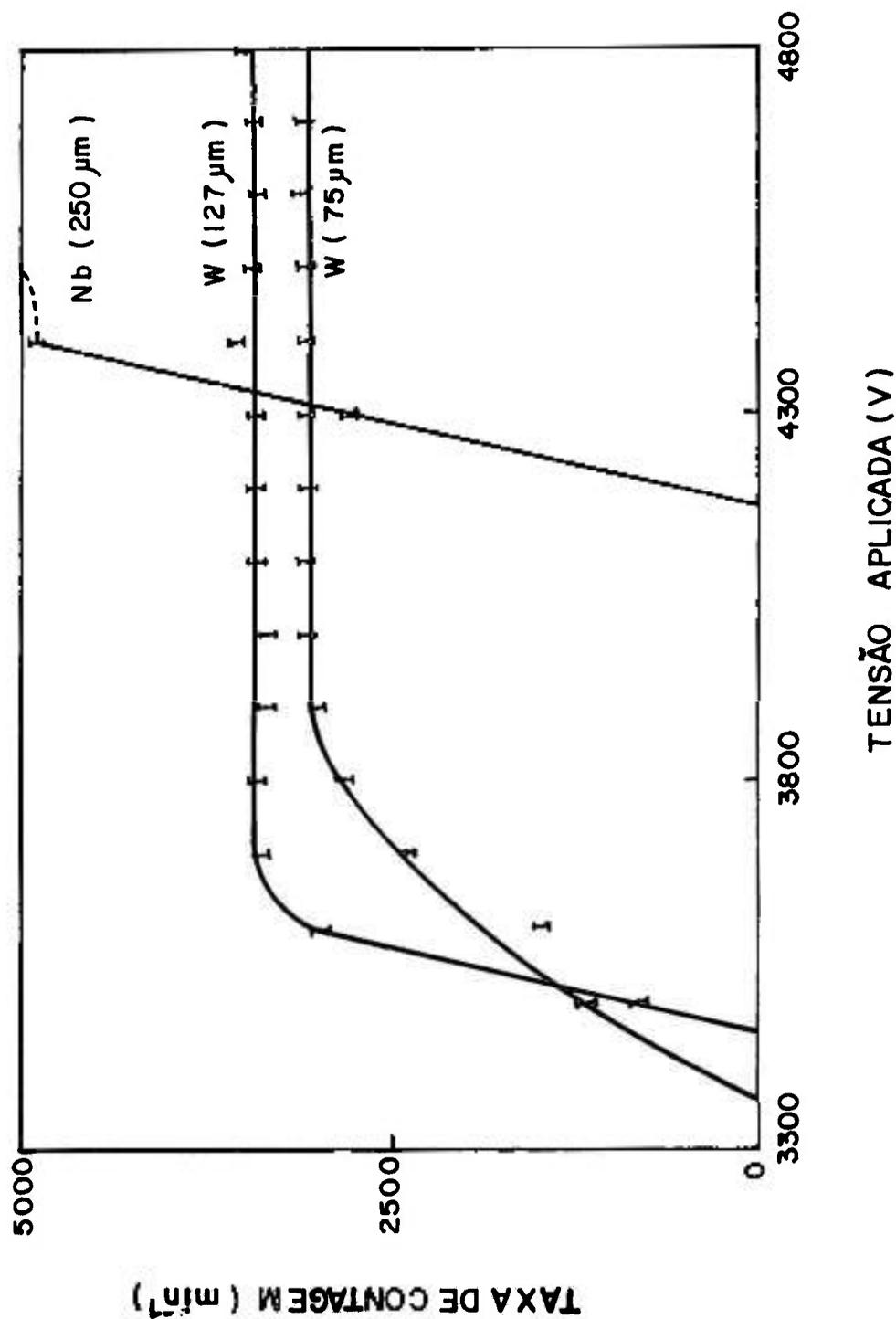


Fig.12 - Curva Característica do Detector com diferentes Fios Anodo e $d_{Ac} = 2,0\text{mm}$.

A análise das curvas evidencia a existência de patamares iguais ou superiores 1,8kV de extensão - o que não se observa em nenhum outro tipo de detector. A extensão e a inclinação dos patamares depende da resistência de extinção R, pois é ela quem confere uma maior estabilização da corona ao redor do fio anodo.

Além disso, as figuras mostram que, como era de se esperar pela equação (12), para fios com diâmetros menores, a tensão de início de operação é também menor, porém com uma diminuição de eficiência de detecção quando comparada aos de maior diâmetro. Verificou-se ainda que para distância anodo-catodo de 1,5mm a eficiência é maior (para todos fios) quando comparada àquela de 1,0mm; entretanto, há também um aumento da tensão de operação para todos os fios. Para distância anodo-catodo de 2,0mm o potencial necessário para funcionamento satisfatório do detector (independentemente dos fios anodos utilizados) é bastante elevado, o que desestimula seu uso nessa condição. Para distância d_{AC} de 3,0mm não observou-se a formação de faíscas entre os eletrodos até uma tensão de 5kV.

O comportamento das curvas características está relacionado com a condição de um intenso campo elétrico (no ar em torno de 30kV/cm) e a elevada densidade de ionização necessária para a produção de uma descarga disruptiva e a conseqüente detecção da radiação alfa pela faísca que atravessa a região entre anodo e catodo. Para fios de maior diâmetro a região de campo elétrico intenso se estende para distâncias maiores do fio, enquanto que para aqueles de menor diâmetro o campo elétrico é mais intenso na região bem próxima a sua superfície apenas, o que determina uma maior eficiência de contagem para os fios de maior diâmetro (Mo de $110\mu\text{m}$; W de $127\mu\text{m}$ e Nb de $250\mu\text{m}$). O aumento da eficiência de

detecção com o aumento da distância entre os eletrodos está vinculado ao fato das medidas terem sido realizadas na parte ascendente da curva de Bragg para o ^{241}Am .

Quanto à natureza do fio empregado, observou-se que os fios revestidos com ouro, apesar de possuírem excelentes patamares, apresentam um desgaste prematuro do revestimento, devido à elevada temperatura atingida na faísca. De outro lado, os fios de Mo e Nb possuem temperatura de fusão inferiores e tensão de vapor maior que a do tungstênio; portanto, com menor resistência ao dano causado pela faísca. Além disso, o W apresenta propriedades mecânicas como elasticidade e rigidez, necessárias não só ao seu manuseio como à fixação dos fios no contador e mostraram-se mais adequados para sua operação levando-se em conta o compromisso entre eficiência de detecção e reprodutibilidade de resposta.

Pelo exposto acima, e dentro da disponibilidade de nosso laboratório, optou-se pela utilização para os estudos que serão descritos, de fios de W de $127\mu\text{m}$ de diâmetro, dispostos a $1,5\text{mm}$ da placa metálica.

V.2. MEDIDA DA CORRENTE DE CORONA

Os detectores de faísca que operam no regime de corona apresentam um estágio de funcionamento chamado de estacionário, que antecede ao de faísca e se caracteriza pelo aparecimento de uma corrente que passa pelo circuito de extinção (divisor de tensão) mesmo em ausência de radiação incidente no contador.

A origem dessa corrente, chamada de corrente de corona (I_c) ou "corrente negra", foi discutida na seção I.8 deste trabalho e sua

determinação é de grande importância uma vez que a existência da descarga em corona ao redor do fio anodo facilita a passagem da faísca entre os eletrodos do contador, principalmente para tensões acima de seu limiar, além de ser responsável pelo efeito estabilizador da tensão efetiva existente entre os seus eletrodos (V_{ef}), para valores crescentes da tensão externa aplicada (V_{ap}).

Sendo assim, associou-se em série com o anodo (fio de tungstênio de $127\mu\text{m}$ de diâmetro) do contador, conforme mostra a figura 13, um amperímetro (SIMPSON, modelo 269) e, sem incidência de radiação ionizante, mediu-se os valores da corrente I_c de corona em função do potencial externo aplicado. As figuras 14 e 15 representam os resultados obtidos de $I_c \times V_{ap}$ e de $V_{ef} = V_{ap} - RI_c$, onde $R = R_1 + R_2 = 12,3\text{M}\Omega$ em função de V_{ap} .

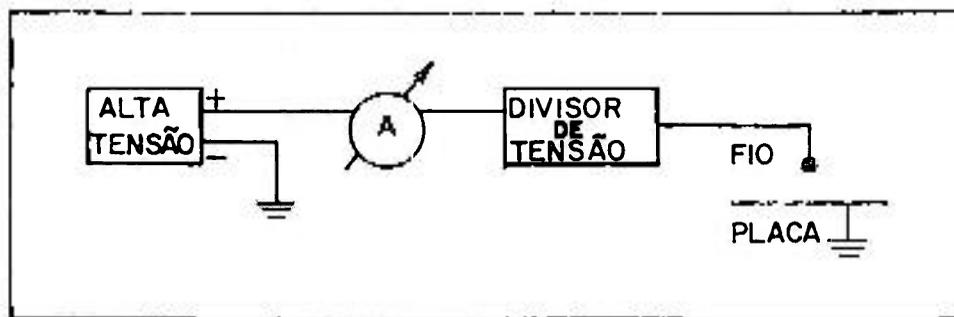


Fig.13 - Circuito para Medida da Corrente de Corona.

A análise dessas curvas mostrou que a intensidade da corrente aumenta com o aumento da tensão aplicada entre os eletrodos, até que para potenciais aplicados acima de um certo valor V_F , que coincide com a tensão de início dos patamares das curvas características de contagem, seu crescimento é mais rápido, mas ainda linear com V_{ap} , atingindo um máximo de cerca de $100\mu\text{A}$ para o maior valor da tensão externa aplicada. Por outro lado, o potencial

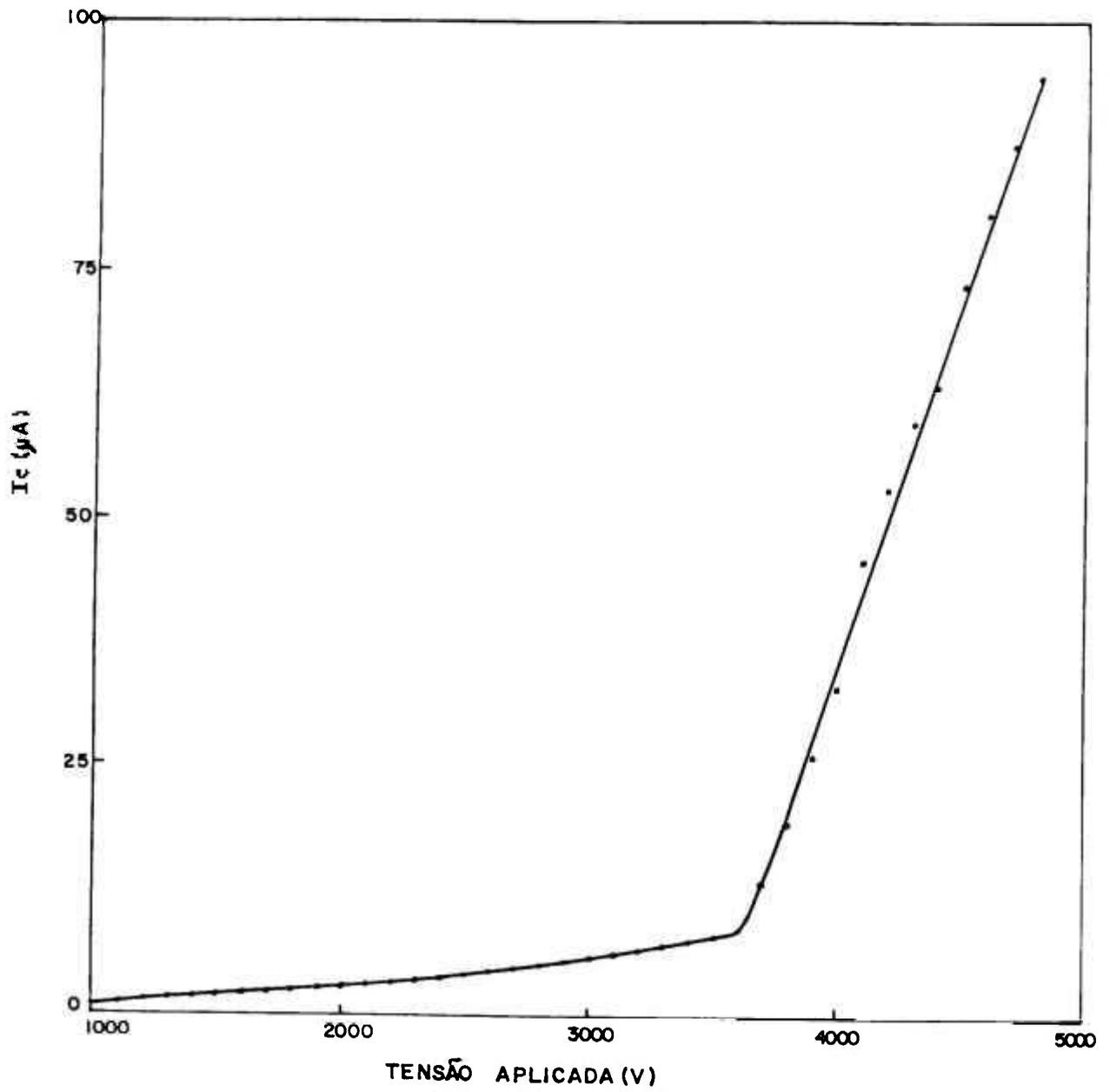


Fig.14 - Corrente de Corona (I_c) em função da Tensão Externa Aplicada (V_{ap}).

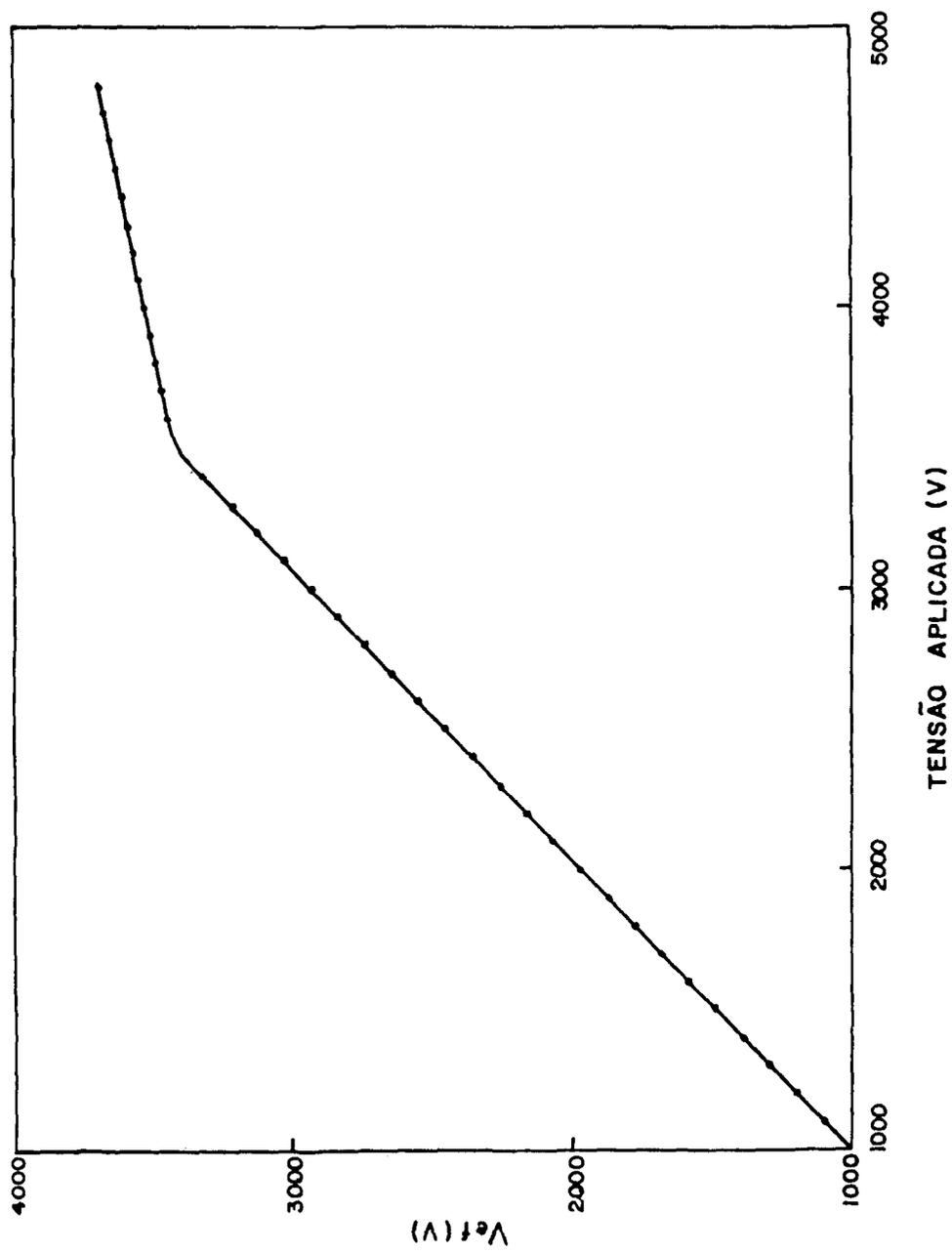


Fig.15 - Tensão Efetiva nos Fios em função da Tensão Externa Aplicada.

efetivo no fio anodo coincide com o aplicado até que a partir de $V_{ap} = V_F$ verifica-se que para uma grande variação de V_{ap} , V_{ef} permanece praticamente constante. O valor de V_F que delimita tanto o crescimento abrupto de I_c quanto a estabilização de V_{ef} , coincide com a tensão de início das faíscas entre os eletrodos quando estes são irradiados, e, portanto, com o início do patamar da curva característica de contagem observada para essa configuração (representada na figura 11). Para o ar $V_F \cong 3,0kV$, e nessa região de limiar da tensão de operação com corona as flutuações da corrente de corona são tão elevadas que se tornam audíveis.

V.3. PROPRIEDADES DIRECIONAIS DO CONTADOR

Uma das características mais importantes dos contadores de faísca em regime de corona, ao lado das supra citadas, refere-se ao seu pequeno volume sensível. Isto faz com que, das partículas incidentes no detector, somente aquelas que o atravessam bem próximo ao anodo (até no máximo cinco diâmetros do fio) sejam detectadas, o que confere ao contador um carácter extremamente seletivo em função da direção e ângulo de incidência da radiação.

Essa direcionalidade do contador para radiação é consequência imediata da distribuição das linhas de força, ou do campo elétrico aplicado entre os eletrodos, que por sua vez determina a densidade de carga induzida pelo fio na placa metálica.

Quando se considera o problema de uma carga pontual contra uma placa (figura 16) mostrou-se^{53,66} que a intensidade do campo elétrico varia com o inverso do cubo da distância da carga à placa e é dado pela seguinte expressão:

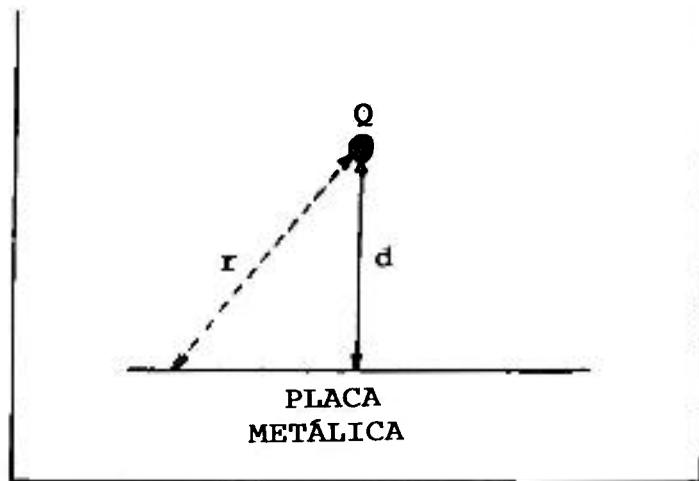


Fig.16 - Carga Pontual contra uma Placa Metálica

$$E(r) = - \frac{2 \cdot Q \cdot d}{r^3} \quad (14)$$

onde:

$Q \Rightarrow$ é a carga pontual.

$d \Rightarrow$ é a distância entre a carga e a placa condutora

$r \Rightarrow$ é a distância da carga Q ao ponto onde se deseja conhecer o campo elétrico.

A distribuição das linhas de força e superfícies equipotenciais^{53,66,67} devidas à configuração de um fio retilíneo paralelo a uma placa plana condutora (figura 17) apresenta uma simetria axial e portanto, para um plano ortogonal ao fio, pode ser aproximada pela equação (14). A variação da intensidade do campo elétrico com $1/r^3$ é válida apenas na vizinhança do fio, diminuindo continuamente até $1/r$ nas proximidades do catodo.

Para o caso de dois fios próximos A e B, separados por uma distância s , de mesma carga Q e diâmetro, dispostos sobre uma placa metálica, a distribuição das linhas de campo e superfícies

equipotenciais⁶⁸ está representada na figura 18. Nas vizinhanças do fio seu comportamento é análogo ao de um condutor cilíndrico e na região entre eles o campo é reduzido.

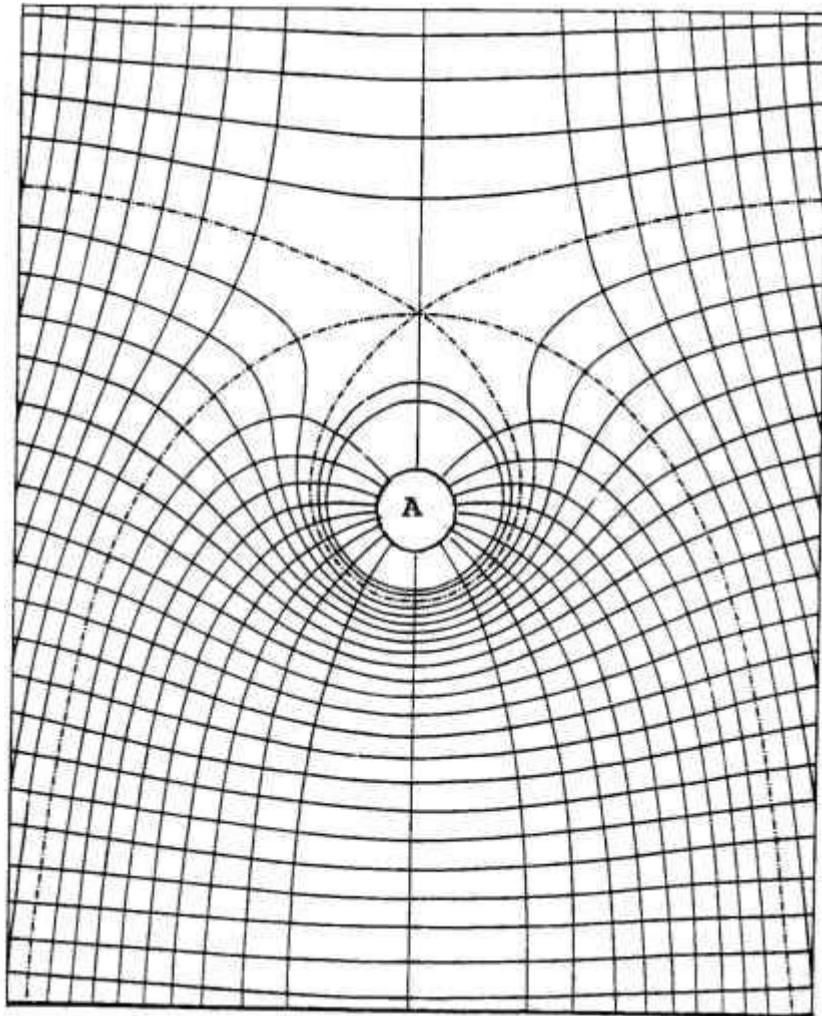


Fig.17 - Linhas de Força e Superfícies Equipotenciais para configuração Fio-Placa.

Erskine⁶⁸ deduziu uma expressão analítica aproximada para o campo elétrico (E), desde que $d_{AC} \gg s$, como sendo:

$$E(r) = \frac{CV_{ap}}{2\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{r}, \quad r = (x^2 + y^2)^{1/2} \quad (15)$$

onde C é a capacidade do fio por unidade de comprimento e ϵ_0 a permeabilidade do vácuo.

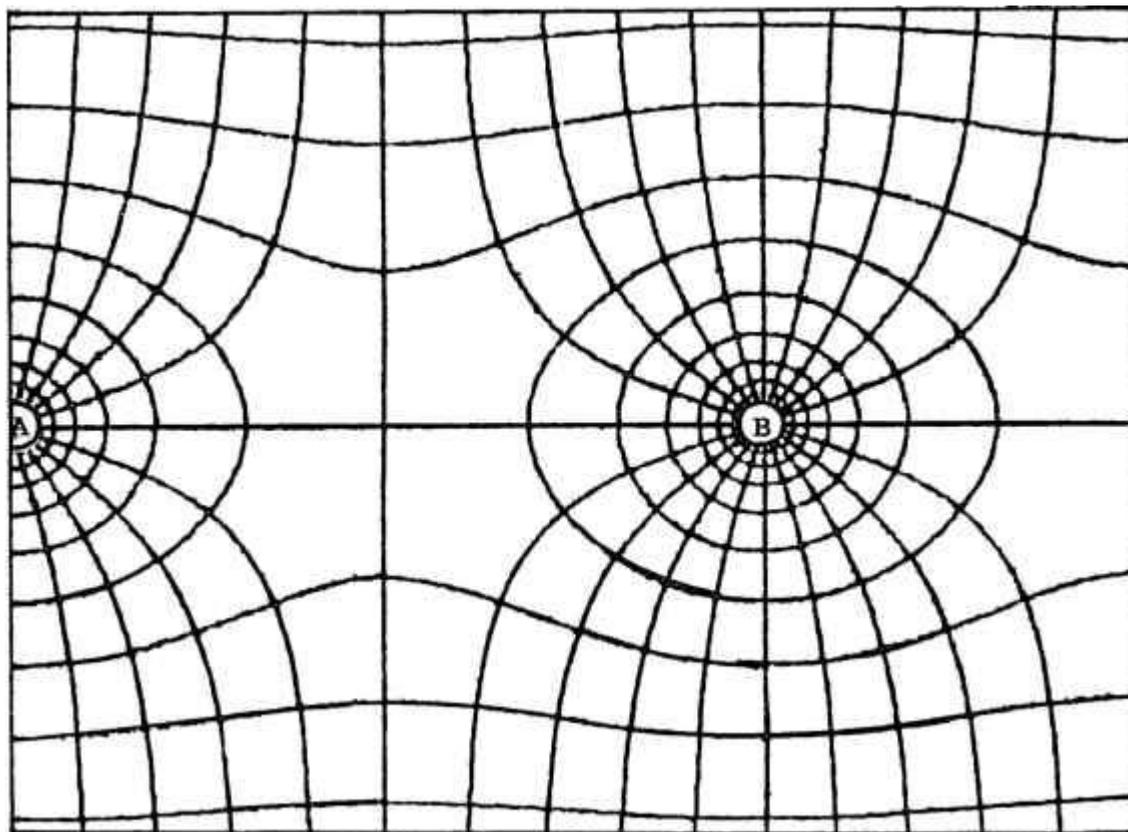


Fig.18 - Linhas de Força e Superfícies Equipotenciais para configuração Fio-Fio (com diâmetros iguais).

E, finalmente, para o arranjo com um fio A e o fio de guarda B de maior diâmetro, estando este último aterrado, as linhas de força se distribuem⁶⁷ segundo a figura 19, que mostra um aumento do número de linhas de força na região entre o anodo e o fio captor em

relação à configuração anterior (figura 18). A solução aproximada para o campo elétrico entre dois condutores cilíndricos de diâmetros diferentes pode ser extraída da expressão (15) relativa ao arranjo com vários fios anodo, levando-se em condideração que a capacidade por unidade de comprimento (C) depende do diâmetro do fio anodo (ϕ) da seguinte forma⁶⁸:

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0}{(\pi d_{AC}/s) - \ln(2\pi\phi/s)} \quad (16)$$

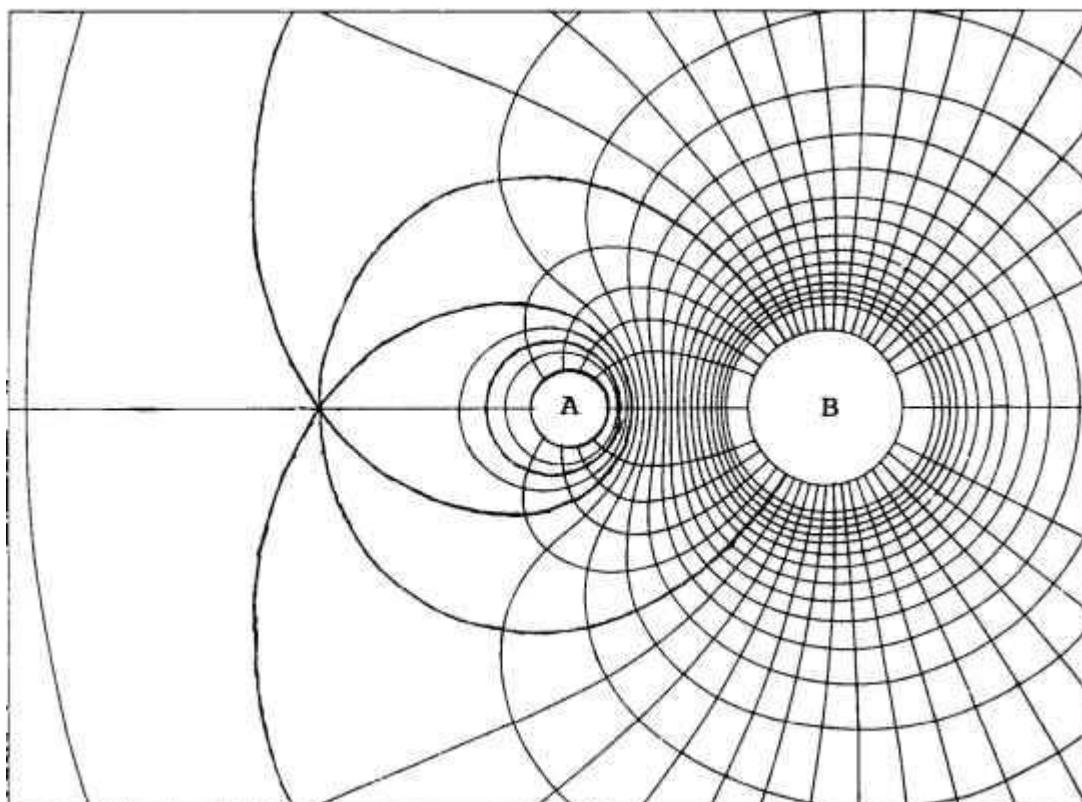


Fig.19 - Linhas de Força e Superfícies Equipotenciais para configuração Fio-Fio (com diâmetros diferentes).

Levando-se em consideração, para o ar à pressão atmosférica, os valores do 1º coeficiente Townsend de ionização (α) e do coeficiente de agregação para elétrons³⁹ (h), conclue-se que o desenvolvimento de uma avalanche ocorrerá apenas em regiões onde o campo elétrico seja superior a 30kV/cm. Isto limita sobremaneira a região sensível ao redor do fio que se estende a no máximo cerca de cinco vezes o seu diâmetro, uma vez que para a geometria fio-plano a dependência com o campo elétrico aplicado é com $1/r^3$ em torno do fio anodo.

Os estudos que se seguem sobre a determinação do volume sensível do contador se dividem em duas partes: a primeira que estuda a variação da taxa de contagem, para um feixe colimado de partículas α do ²⁴¹Am incidindo normalmente em relação ao catodo, em função de sua distância ao eixo do fio anodo (curva de sensibilidade transversal do detector) e a segunda etapa, que trata da dependência da eficiência do contador com o ângulo de incidência da radiação.

V.3.a. Sensibilidade Transversal

Como consequência do mecanismo de detecção da radiação e da geometria fio-plano dos eletrodos, os contadores de fásca apresentam características direcionais marcantes uma vez que a partícula deve passar numa região muito próxima ao anodo para que possa dar origem a uma descarga em fásca (ver fórmula 12). Essa região sensível ao redor do fio parece coincidir com a região visível da corona: entretanto, estudou-se também a influência da tensão aplicada: a existência dos enormes patamares observados mostra que a região sensível é independente da tensão aplicada e,

consequentemente, do diâmetro do plasma (corona), r_c , em torno ao fio; este, como vemos pela expressão⁶⁴ (17), aumenta linearmente com a tensão:

$$r_c = (E \cdot \phi) / 30 \quad (17)$$

onde E é o campo elétrico aplicado, ϕ é o diâmetro do fio.

Obtem-se então uma discriminação da radiação segundo sua direção e ponto de incidência no detector. Entre outras, essa propriedade evita fenômenos de empilhamento de impulsos, além de contribuir para o *background* baixíssimo apresentado por esses contadores.

Com a finalidade de determinar a região de sensibilidade do detector utilizado, estudou-se a variação da taxa de contagem, para uma tensão aplicada fixa, em função da posição da fonte de ²⁴¹Am colimada (abertura do colimador de 1,0mm), em relação ao eixo do fio anodo para partículas alfa incidentes perpendicularmente ao plano do catodo.

A figura 20 representa os resultados obtidos para fios de W de 127 μ m e 75 μ m de diâmetro e Mo de 110 μ m de diâmetro e mostra que a região sensível se estende a cerca de 0,5mm do fio, com um decréscimo de eficiência, atingindo o máximo na região bem próxima do fio anodo.

Esse comportamento é determinado fundamentalmente pela geometria do campo elétrico aplicado, conforme descrito anteriormente, que neste caso faz com que os elétrons constituintes da avalanche gerada pela incidência da radiação que estiverem a maiores distâncias do fio não encontrem um campo elétrico suficientemente intenso para que a ionização por eles produzida seja bastante para conseguir a ruptura do gás entre os eletrodos.

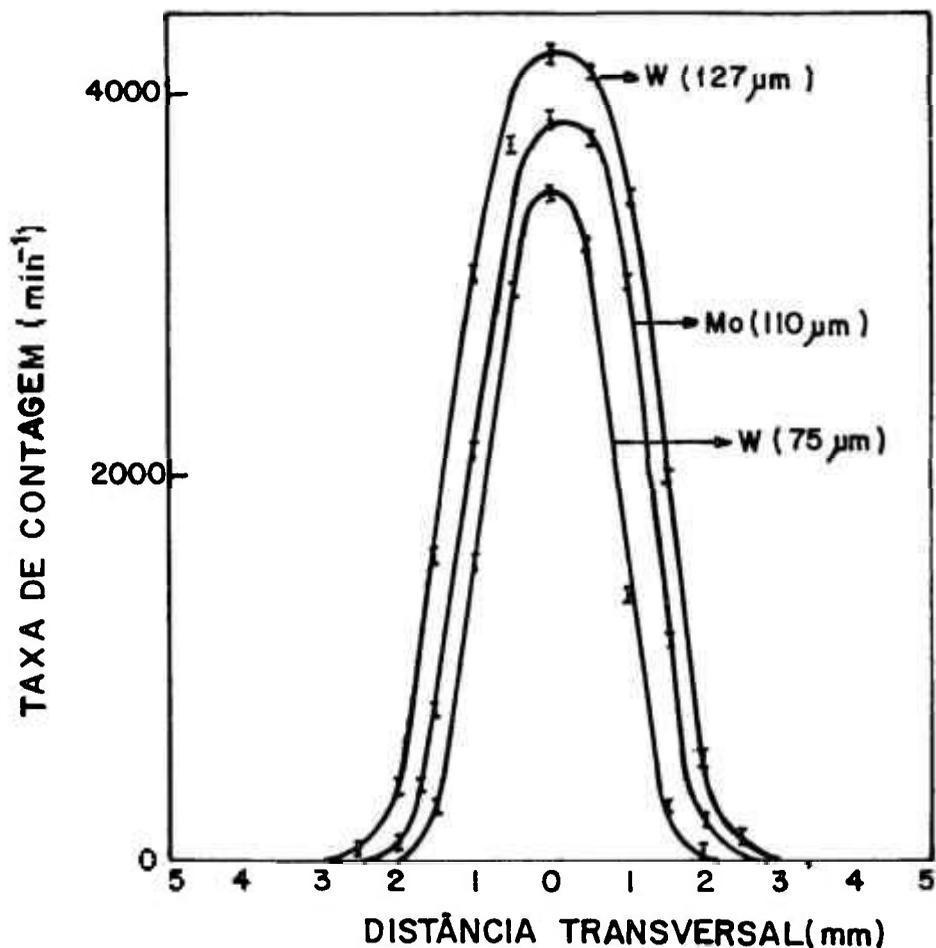


Fig.20 - Variação da Taxa de Contagem em função da Distância da Fonte Radioativa em relação ao eixo do anodo.

Além disso, o fenômeno de recombinação torna-se significativo nessas condições evitando a formação da faísca.

As diferenças observadas entre as contagens máximas e a largura a meia altura das três curvas da figura 20 confirmam a variação da eficiência do contador em função do diâmetro do fio anodo utilizado, como observado anteriormente nas figuras 10, 11 e 12.

V.3.b. Sensibilidade Angular

Em continuidade aos estudos supra citados, procurou-se verificar a variação da taxa de contagem do contador em função do ângulo θ de incidência das partículas, definido como o ângulo formado entre a direção de penetração do feixe de radiação e a normal ao catodo, para o contador com um fio de tungstênio de $127\mu\text{m}$ de diâmetro, no ar à pressão atmosférica. A fonte de ^{241}Am foi colimada (colimador de abertura de $500\mu\text{m}$) e fixada no eixo de rotação a $30,0\text{mm}$ da placa metálica.

O resultado obtido (figura 21) evidencia a propriedade seletiva desse tipo de contador também em relação à direção de incidência das partículas α , traduzida experimentalmente em um decréscimo da eficiência do contador com o aumento do ângulo de incidência, sendo esta quase nula para $\theta = 45^\circ$ e máxima para partículas incidentes segundo a normal ao plano do catodo.

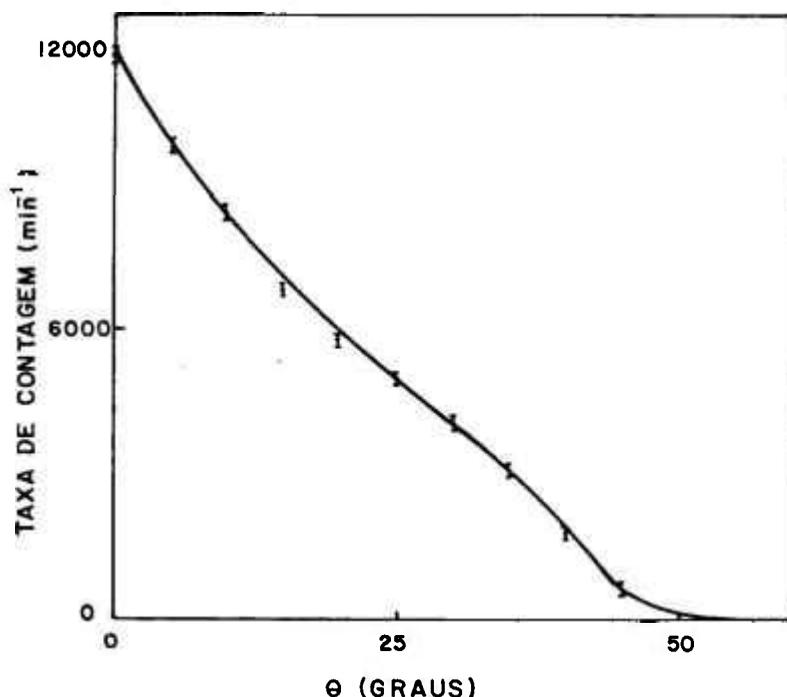


Fig.21 - Variação da Taxa de Contagem em função da Posição Angular da Fonte Radioativa.

Aqui novamente a configuração das linhas de campo é o fator preponderante na diminuição da eficiência para maiores ângulos de incidência, uma vez que nesse caso a radiação tem sua trajetória percorrida em uma região de menor campo elétrico, quando comparada à da incidência normal.

V.4. INFLUÊNCIA DA UMIDADE DO AR NA EFICIÊNCIA DE DETECÇÃO

Conforme descrito na seção I.5 e I.6 deste trabalho, de acordo com as teorias dos *streamers* e *kanal* de Loeb e Meek e Raether, o mecanismo da fotoionização constitui um dos processos mais importantes para o estabelecimento da descarga disruptiva em gases, principalmente em altas pressões. A importância desse fenômeno, como um processo secundário, é devida ao fato dele ocorrer fundamentalmente no gás de enchimento do contador e também em seu catodo, produzindo um crescimento apreciável na ionização produzida pela interação da partícula incidente: os fotoelétrons originados conduzirão a novas avalanches de elétrons, que contribuem para a formação dos *streamers* e de sua propagação do anodo até o catodo, completando o canal ionizado por onde passa a faísca.

Portanto, no caso do ar, que é constituído por uma mistura de gases, a ocorrência dos *streamers* depende de sua umidade relativa⁶⁹ (e também de sua pressão) tendo em vista que os fótons produzidos pela desexcitação dos estados metaestáveis das moléculas do nitrogênio, de energia da ordem de 15eV, podem ionizar as moléculas de oxigênio, vapor d'água e dióxido de carbono que possuem potencial de ionização inferior ($\approx 12\text{eV}$) e também um elevado coeficiente de absorção para radiação ultra-violeta^{57,70} (de

10cm^{-1}), agindo como gases extintores para a radiação.

É por essa razão, por exemplo, que as condições ambientais do local onde se realizam as medidas influenciam a eficiência de detecção da radiação e também dificultam a reprodutibilidade dos resultados, chegando-se ao extremo de quase não se observar faíscas entre os eletrodos do contador para $d_{AC} = 1,5\text{mm}$ e até $3,7\text{kV}$ quando a umidade relativa do ar era de 45%.

A figura 22 que representa a variação da taxa de contagem em função da umidade relativa, medida por um higrômetro (SUNDO), instalado em nosso laboratório, mostra que as condições do ar ideais para o bom funcionamento do detector impõe que a umidade relativa do ar seja de cerca de 65%. Sob esse aspecto, as condições do ar em São Paulo são privilegiadas: a umidade relativa média ao longo das medidas foi de 63%, indicando que o contador operou em sua melhor condição para esse gás.

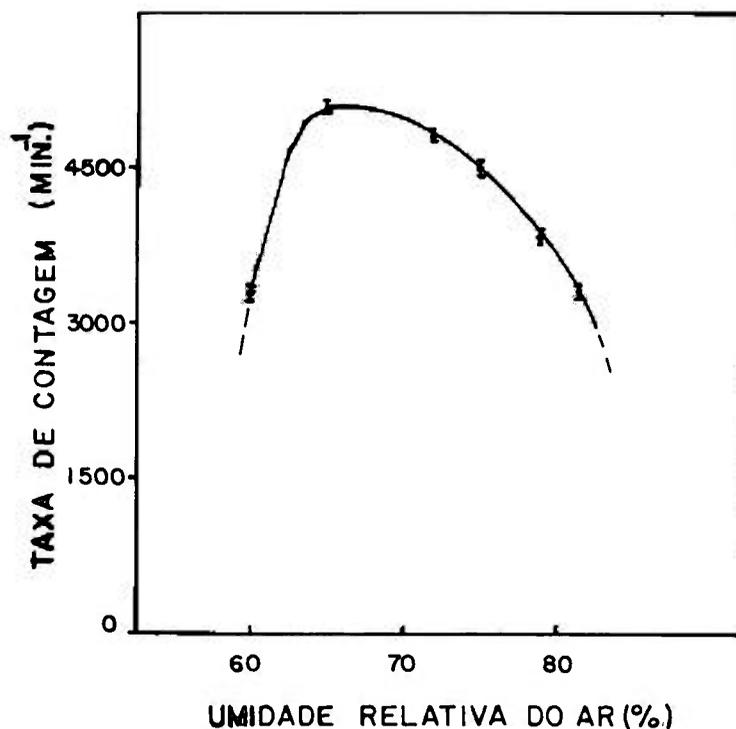


Fig.22 - Variação da Taxa de Contagem em função da Umidade Relativa do Ar.

Além disso, verificou-se também que para valores muito elevados da umidade relativa (maior que 80%) há um decréscimo da eficiência de detecção, pois nessas condições o processo de extinção da descarga pela presença de vapor d'água torna-se muito significativo.

V.5. CONFIGURAÇÃO COM MULTIFIOS

Com o objetivo de aumentar a eficiência de detecção do contador, permitindo sua utilização em medidas de monitoração ambiental, de fluxo de nêutrons em reatores e de íons pesados provenientes de aceleradores, estudou-se as suas condições de operação com vários fios anodos sensíveis, que podiam estar ligados independentemente ou não (fio único).

V.5.a. Fios Independentes

Inicialmente construiu-se um arranjo onde dois fios anodos, distantes de 2,0mm entre si, eram ligados de forma que o sinal correspondente ao anodo era observado para cada um em resistências de extinção separadas. Entretanto, a irradiação do detector com a fonte alfa de ^{241}Am sem colimador, mostrou que a eficiência de detecção não era uniforme para os dois fios. Esse comportamento deve-se em princípio ao fato de que a estrutura com vários fios independentes origina uma grande capacidade de acoplamento entre os fios paralelos e faz com que um impulso devido a queda de tensão em um fio, seja compensado pela indução de um pulso positivo nos fios próximos, diminuindo sua sensibilidade de detecção.

V.5.b. Fio Contínuo

Com o intuito de eliminar a interferência eletrostática entre dois fios próximos, construiu-se um arranjo com um fio contínuo, formando uma grade que cobre o catodo do contador, de modo a se obter dez fios anodos paralelos e coplanares, espaçados de 2,0mm entre si, com $d_{AC} = 1,5\text{mm}$. Esse método é mais cômodo quando se deseja uma grande área de detecção e em princípio, detectará a radiação alfa do ^{241}Am com maior sensibilidade.

A curva característica para esse contador, com a fonte de ^{241}Am colimada (abertura de 1,0mm), incidência normal e a 30,0mm da placa metálica está representada na figura 23. Esta mostra a existência de um patamar de 1,1kV de extensão com inclinação de 0,025%/V, mostrando que, para uma fonte extensa, a eficiência deverá aumentar com o potencial aplicado.

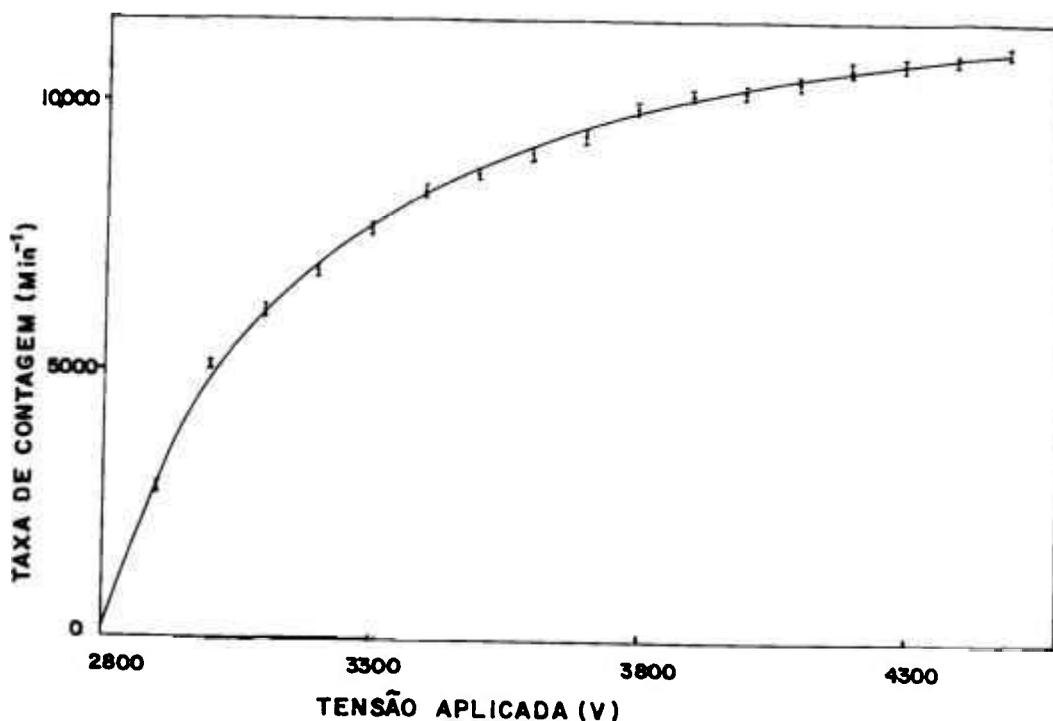


Fig.23 - Curva Característica do Contador com dez Fios Anodo (fio contínuo).

A seguir, para verificar a sensibilidade desse contador para os fios anodo, mediu-se a taxa de contagem para cada fio com a fonte de ^{241}Am colimada, nas mesmas condições anteriores, e com o detector operando com 4,0kV aplicados. A figura 24 representa os dados obtidos e evidencia uma uniformidade de resposta do contador nessas condições, confirmando a inexistência de perturbação eletrostática entre os fios.

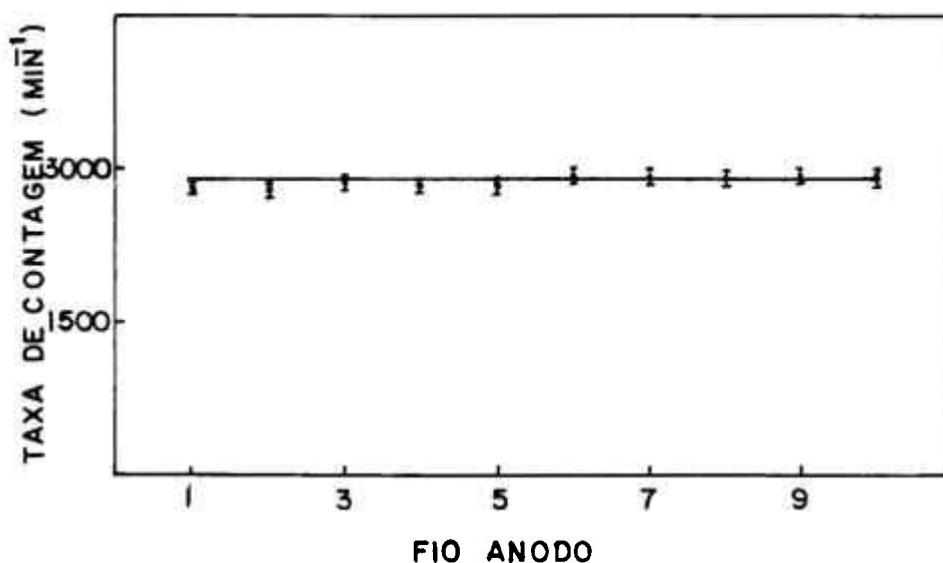


Fig.24 - Variação da Taxa de Contagem para cada Fio Anodo do Arranjo Multifios com Anodo Contínuo.

V.5.c. Fios Captores

Outra alternativa encontrada que permite o aumento de eficiência de detecção sem ocasionar problemas de ordem eletrostática ou mesmo mecânica, foi a de estudar a resposta do

detector na geometria fio-fio captor-plano, onde o captor consiste de um fio de maior diâmetro, no caso de Nb de $250\mu\text{m}$, intercalado a $2,0\text{mm}$ dos fios anodos e coplanares e ligados ao terra. A denominação "captor" vem do fato deste fio funcionar como um catodo adicional.

A curva característica para o arranjo mais simples com um fio anodo sensível e dois fios captorees equidistantes de $2,0\text{mm}$ do fio anodo central está na figura 25(b), que mostra também excelentes condições de funcionamento pois existem patamares de $1,5\text{kV}$ de extensão, com apenas $0,01\%/V$ de inclinação.

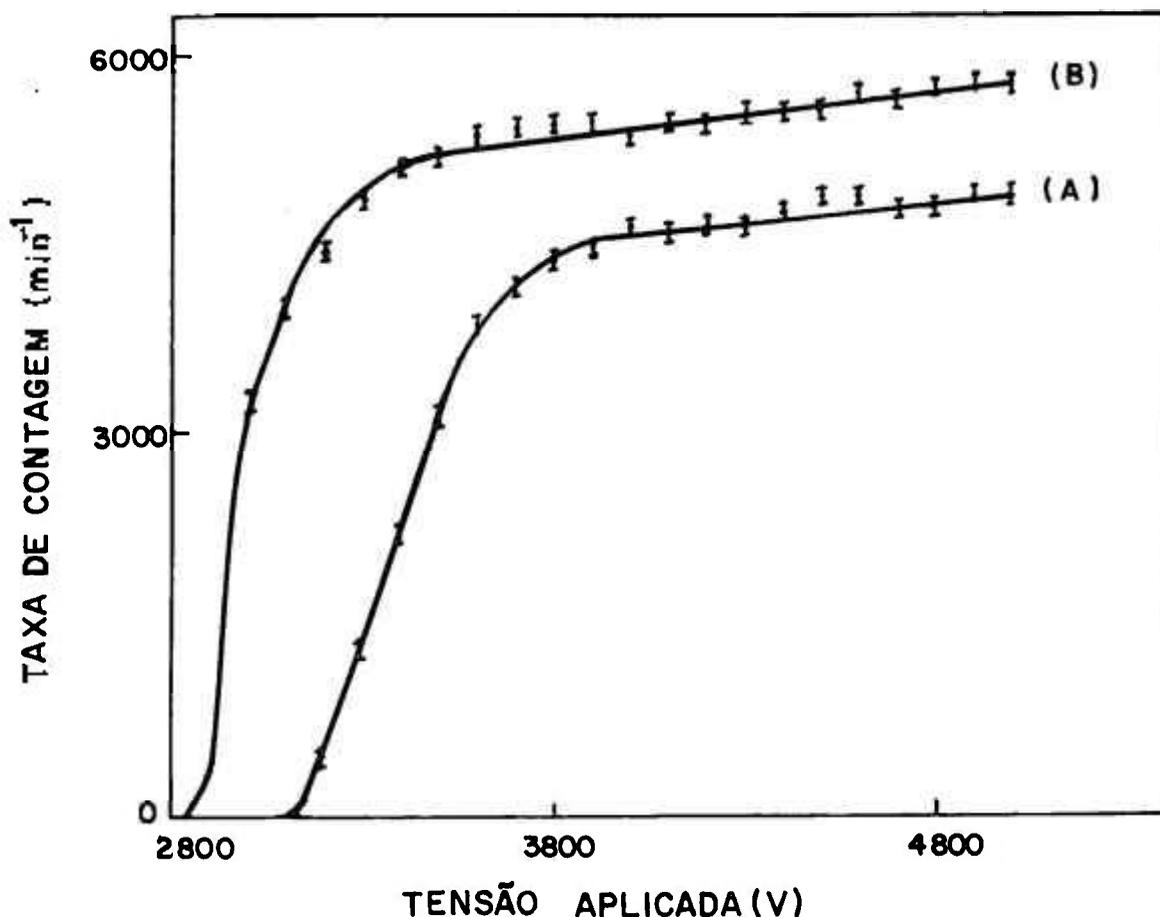


Fig.25 - Curva Característica do Contador sem os Fios Captorees (a) e com um Fio Anodo e dois Fios Captorees (b).

A fonte de ^{241}Am estava colimada e a 30,0mm da placa. Os resultados obtidos revelam que a presença dos fios captadores determina um aumento significativo (cerca de 25%) na eficiência relativa do contador, além de diminuir sua tensão inicial de operação.

Esse comportamento é um reflexo da geometria do campo elétrico para cada arranjo, e nesse caso a conformação das linhas de campo (figura 19) é tal que favorece a detecção de partículas incidentes mesmo em regiões mais afastadas do anodo (região de menor campo elétrico), o que se confirma pelo fato de que a curva de distribuição angular nessa geometria dos eletrodos tem um decréscimo suave na eficiência de detecção pela possibilidade de que, para ângulos de incidência da radiação superiores, as faíscas que se formam do anodo para o fio captor compensam (até certo ponto) a diminuição da ocorrência das descargas do fio para a placa. A figura 26, que mostra a variação da taxa de contagem em função do ângulo de incidência das partículas alfa (θ) para o arranjo com os fios captadores e sem os captadores, representa bem esse fato.

A utilização dos fios captadores, além de melhorar a eficiência de detecção do contador, indicando que essa configuração é a mais favorável para utilização desse tipo de detector, principalmente quando se tem vários fios anodos sensíveis, abre um campo para a localização da posição da incidência da partícula estudada sem as complicações do sistema eletrônico encontradas, por exemplo, nos contadores proporcionais multifios.

A análise dos impulsos do captor, aterrado através de uma resistência de valor adequado, mostrou uma flutuação de suas amplitudes, o que corresponde a impulsos de faísca produzidos fora

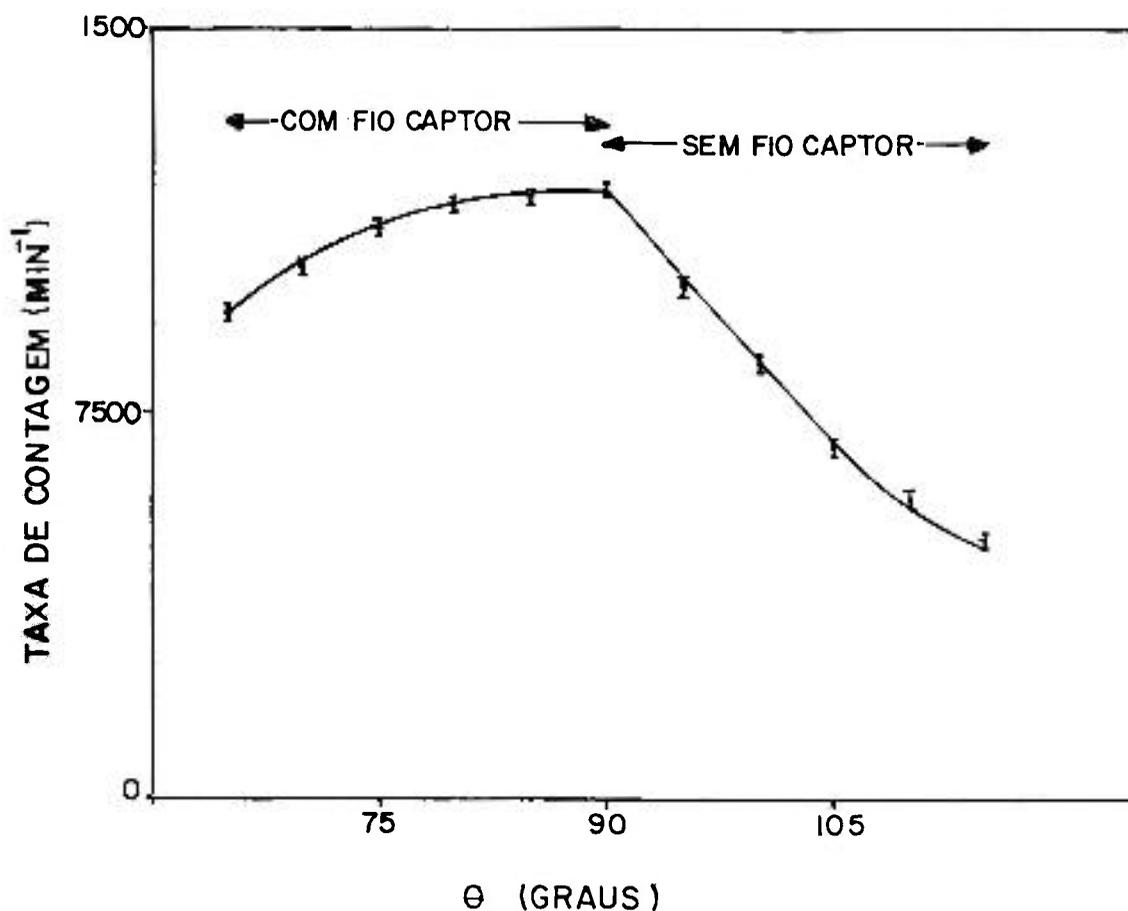


Fig.26 - Variação da Taxa de Contagem em função da Posição Angular da Fonte com Fio Captor; o resultado sem o uso do Captor é apresentado para comparação.

da região de campo máximo - o que mostra um aumento da área sensível do contador. Uma análise eletrostática simples da influência das cargas induzidas mostra que a medida dessa amplitude corresponde a cargas induzidas pela ionização ao longo do canal da descarga: quando elas ocorrem mais próximas ao fio anodo, seus impulsos são maiores e a relação das amplitudes permite localizar o evento ionizante pela teoria da influência do baricentro das distribuições das cargas estudada por Radeka⁷¹. O desenvolvimento desse contador como localizador da radiação incidente não é

entretanto objeto deste trabalho, e sim de sua continuação.

Por outro lado, a operação do detector, tanto na configuração multifios quanto na de um só fio, exige alguns cuidados especiais que devem ser tomados em sua construção, a fim de evitar uma má distribuição da alta tensão nos fios:

A) Potencial de Contato: observamos que ao ligarmos dois fios em paralelo, mediante introdução de um fio condutor nos dois cilindros de guia do fio contador, em geral apenas aquele no qual a tensão é diretamente ligada é sensível a partículas alfa. Uma medida da resistência revelou a existência de uma resistência de contato da ordem de 10Ω , mostrando que a corrente de pico de um impulso pode oxidar o contato entre o cilindro e o fio colocado. Aparentemente, essa resistência impede a formação da corona no segundo fio e este fica insensível. A solução encontrada foi de estancar o fio e fazê-lo entrar no cilindro sob pressão: isso reduziu a resistência a um valor $\ll 1\Omega$ e o fio readquiriu sua sensibilidade.

B) Tensão Mecânica Aplicada aos Fios: um problema semelhante foi encontrado na distribuição do potencial dos fios: com excessão do fio ao qual a alta tensão foi diretamente ligada, os demais fazem o contato com a alta tensão através da superfície lateral dos cilindros de alinhamento. Nesse caso, a tensão mecânica aplicada ao fio é importante para evitar a oxidação no ponto de contato.

Além disso, verificou-se que se a tensão mecânica do fio anodo não for suficientemente elevada, o mesmo ao entrar em funcionamento oscila com tal amplitude que chega a desaparecer visualmente. Essas oscilações são devidas à interação das correntes que percorrem o fio e a faísca com os campos magnéticos devidos a essas correntes. Trippe⁷² demonstrou, em primeira aproximação, que a tensão mínima a ser imprimida ao fio para evitar esse efeito, permitindo o bom

funcionamento do detector, pode ser dada pela seguinte expressão:

$$T > 1,7485 \cdot 10^{-10} \cdot (V_{ap})^2 \cdot l^2 / (d_{AC})^2 \quad (18)$$

onde:

T \Rightarrow é a tensão mecânica em gramas

V_{ap} \Rightarrow é a tensão externa aplicada em volts

l \Rightarrow é o comprimento do fio em mm

d_{A-C} \Rightarrow é a distância entre anodo e catodo do contador em mm

Em nosso caso, T > 12,5g, considerando V = 4kV; d_{AC} = 1,5mm e l = 100mm: as condições da desigualdade (18) são perfeitamente atendidas em nosso protótipo.

V.6. DETERIORAÇÃO DOS ELETRODOS DO CONTADOR

A degradação na resposta de contadores proporcionais e detectores Geiger-Müller após longa exposição à radiação ionizante, a qual ocasiona a deterioração da resolução em energia no caso do contador proporcional e uma diminuição do patamar na curva característica de contagem para detectores Geiger, é um problema conhecido desde os trabalhos pioneiros de Korff⁷³ e Wilkinson⁷⁴ sobre esse assunto. Mais recentemente, Charpak e colaboradores⁷⁵ encontraram dificuldades de operação, como a diminuição da eficiência e o aumento da taxa de ruído, em contadores proporcionais multifios com gases extintores a base de hidrocarbonetos.

Em contadores de faísca, o dano de radiação causado em seus

eletrodos são bem mais severos dadas às condições hostís impostas pela descarga em faísca (que serão detalhadas a seguir), determinando alterações significativas das condições de operação do detector, algumas vezes até alguns minutos após sua exposição à radiação incidente, dependendo do gás de enchimento usado. Esse fenômeno constitui um dos maiores fatores que até o presente limitaram a utilização desses detectores por longos períodos^{8,28}, ou para contagens integrais de cerca de 10^5 impulsos (faíscas). Entretanto, veremos que com a introdução de técnicas de extinção propostas neste trabalho, conseguimos aumentar a vida útil desses detectores por um fator 10^3 .

O processo de alteração das características físicas dos eletrodos do contador de faíscas, também chamado de "envelhecimento do detector" tem sua origem principal no intenso bombardeio por íons positivos no catodo, e por elétrons no anodo, durante o intervalo de tempo da duração da descarga disruptiva.

Isto determina um aquecimento local pronunciado (cerca de 10.000°C)³⁸, e portanto a evaporação do catodo no ponto atingido pela faísca, bem como a alteração química de sua superfície, devido principalmente à produção de ozona (no caso do ar), e formação nos eletrodos de depósitos devidos à polimerização dos gases em sua superfície, pela decomposição do gás de enchimento do detector durante a faísca.

A camada de polímeros que se deposita nos eletrodos acaba por induzir vários processos secundários pois a emissão de elétrons da superfície do catodo, por ação de íons positivos ou de fótons na região do ultra-violeta, e as constantes γ , δ e ϵ da eq. (4), são fortemente afetadas pelas condições da superfície do eletrodo. Como consequência, a tensão na qual ocorre a ruptura do gás (V_F) também

sofre alteração com a presença de impurezas como gorduras, poeira e óxidos no catodo.

Por exemplo, a presença de ozona e de óxidos de nitrogênio, comuns quando se opera com o ar, e depósitos de carbono causados pela utilização de gás metano, reduzem significativamente o processo de emissão secundária de elétrons do catodo, aumentando portanto o valor de V_F e ocasionando uma diminuição gradativa da eficiência de detecção do contador.

De outro lado, se o material que se deposita no catodo possuir um trabalho de extração no metal pequeno, observa-se a presença, com o passar de algumas horas, de impulsos espúrios no detector e seu acúmulo pode levar a uma descarga em arco entre os seus eletrodos, impedindo o funcionamento do detector.

A simples observação da placa metálica mostra a existência da imagem de um filamento que aparece em virtude da oxidação da região externa à da sombra exercida pelo fio anodo no catodo e que não pode ser atribuída apenas ao efeito da oxidação pela ozona e da presença de depósitos de polímeros na placa, pois a zona central é mais clara que a externa. Isto pode ser causado pela formação de microcrateras (*pits*) no catodo, devidas a danos de radiação superficiais provocados pelos íons positivos que acompanham a descarga. Em relação ao anodo de W, este se apresenta, por análise visual, coberto por uma camada isolante constituída por uma mistura amarela e azulada de óxidos de tungstênio.

Os danos causados nos eletrodos parecem ser permanentes, uma vez que desligando-se o contador, ao irradiá-lo novamente, os problemas de operação citados anteriormente persistem até conduzirem à completa inoperância do detector.

A eliminação desses inconvenientes tem sido feita em

contadores proporcionais multifios com a utilização de misturas gasosas nas quais há a adição de gases extintores "não polimerizadores". Entretanto, existem trabalhos que não apontam melhoria do dano provocado pela decomposição do gás, mesmo nesses casos. Para detectores de faísca não existem dados na literatura que indiquem qualquer forma de se evitar esse fenômeno, e a completa eliminação do dano causado só ocorre com a limpeza do catodo e um retratamento de sua superfície, o que inclui, entre outros, o seu polimento.

V.6.a. Resposta do Detector com Circuito LRC no Catodo

Com a finalidade de interromper a descarga, e diminuir o número de íons positivos que chegam ao catodo, associou-se em série com o catodo do contador uma bobina de $1,2\mu\text{H}$, a núcleo de ar, conforme mostra a figura 27.

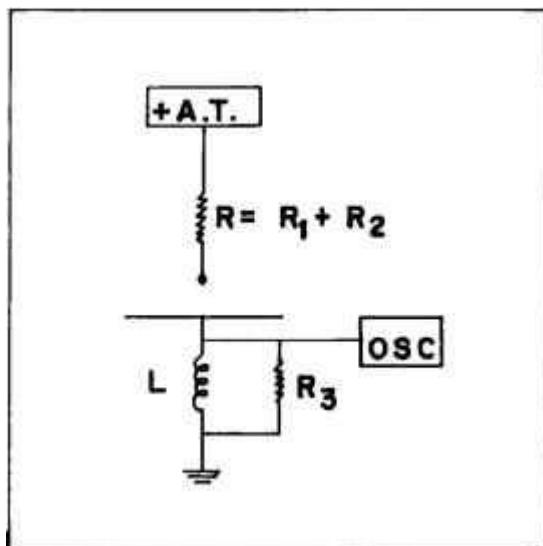


Fig.27 - Circuito LRC usado em série com o Catodo.

Ao observarmos os impulsos de seus terminais, verificamos alguns fatos importantes:

(1) A amplitude da faísca, medida entre a indutância e a terra tem amplitude comparável com a que se obtém em nosso circuito RC convencional de saída.

(2) O exame da forma do impulso no osciloscópio mostrou que ele apresenta um andamento típico de uma oscilação fortemente amortecida. Quando comparado ao pulso do circuito RC, verifica-se que a forma é fundamentalmente a mesma para o primeiro ciclo (as oscilações amortecidas não sendo observadas no circuito convencional).

(3) Os *streamers* que acompanham a faísca praticamente desaparecem e o tempo de recuperação do contador cai, de cerca de 200 μ s, a cerca de 2 μ s, diminuindo drasticamente o tempo morto do contador.

Esses fenômenos devem ser esperados, pois uma análise do circuito mostra que a força eletromotriz que surge na indutância, $f.e.m. = -L \cdot dI/dt$, dá origem a um campo elétrico oposto ao aplicado, gerando uma força que se opõe à propagação dos íons positivos para o catodo; esses então, penetram na nuvem eletrônica situada em torno do anodo e se recombina. Assim, a faísca fica suprimida pela ausência da radiação eletromagnética proveniente do bombardeio do catodo por íons positivos. Essa supressão diminui também a energia libertada pela faísca e praticamente impede a formação dos *streamers* e seus efeitos secundários: há menos erosão do anodo e no catodo a sua diminuição é visível. Em consequência, a vida do contador aumenta substancialmente, situando-se em torno de um fator 10^2 em relação ao citado na literatura, o qual era estimado em cerca de 10^5 impulsos; essa melhoria da vida útil do

contador permite, inclusive, a construção de detectores selados. A figura 28 mostra as curvas características do detector (a) sem a bobina e (b) com a bobina em série com o catodo, na qual verificou-se também um aumento de 40% na eficiência de detecção do contador com o uso da indutância.

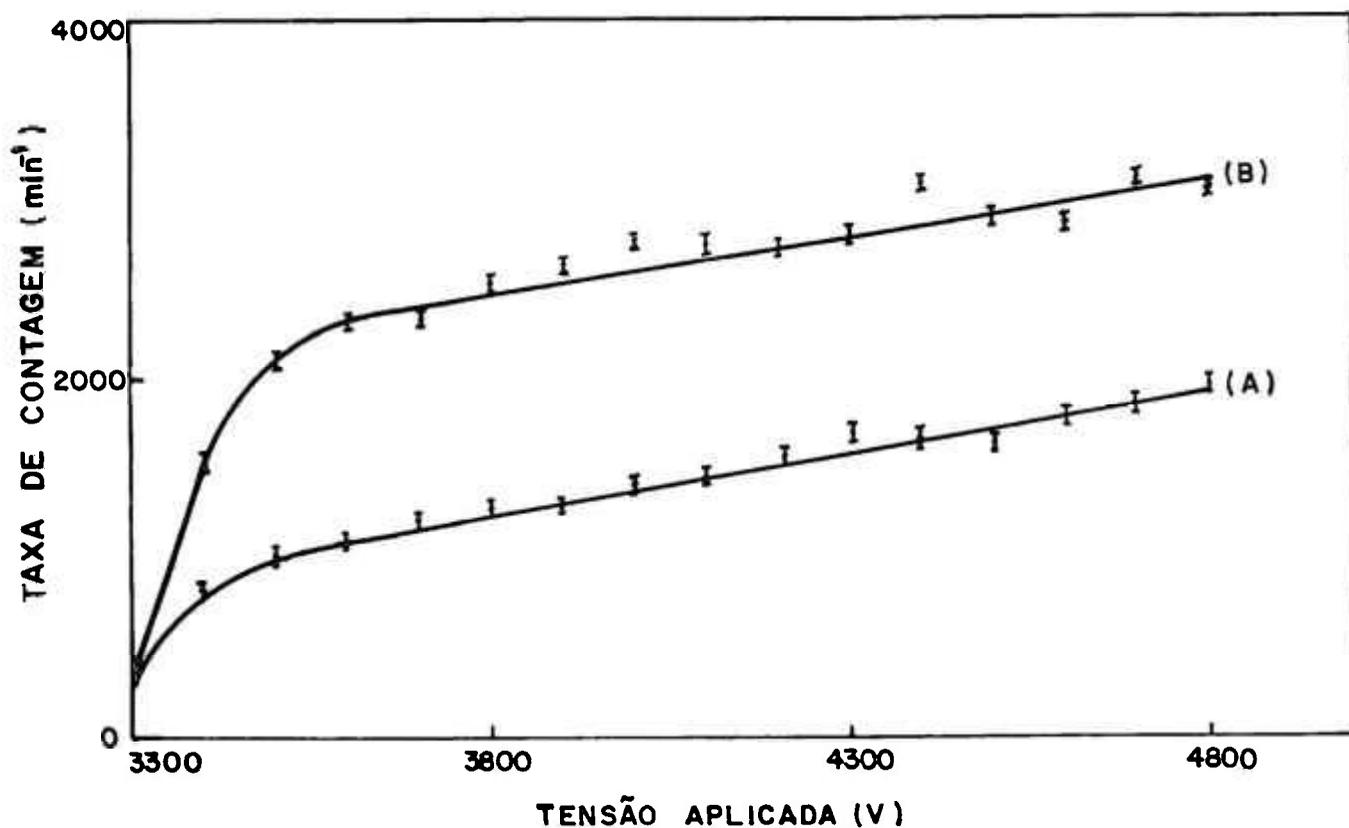


Fig.28 - Curva Característica do Detector com a Indutância em série com o Catodo.

A descrição analítica da resposta de um circuito LRC a um impulso vertical de duração de $2 \cdot 10^{-9}$ s acompanhado de uma queda exponencial (observado pela passagem da partícula quando o catodo está ligado à terra) foi estudada por Moullin⁷⁶ ao considerar os impulsos devidos à "estática" atmosférica nos receptores de rádio.

Os impulsos irradiados, quando observados por um osciloscópio, apresentam a forma de uma oscilação fortemente amortecida (figura 29).

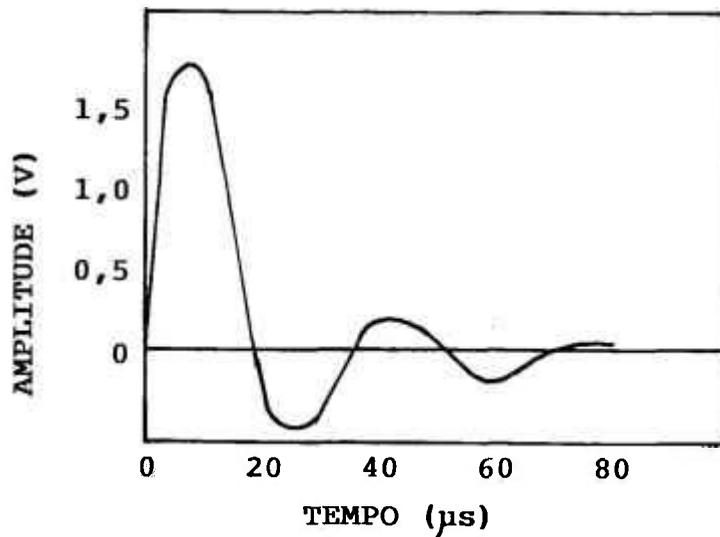


Fig.29 - Forma dos Impulsos Amortecidos observados nos terminais da Indutância.

Podemos então representar a f.e.m. desenvolvida entre os terminais do circuito por uma função do tipo:

$$V = V_0 \cdot e^{-\alpha t} \cdot \text{sen}(wt) \quad (19)$$

onde:

$V \Rightarrow$ é a f.e.m. entre os terminais do circuito.

$V_0 \Rightarrow$ tensão observada quando o circuito do detector é fechado através do espaço de ar.

$\alpha \Rightarrow$ é o coeficiente de amortecimento dos impulsos.

$w \Rightarrow$ é a frequência angular dos pulsos; $w = 2\pi f$, sendo f a frequência dos impulsos.

Com uma escolha adequada dos parâmetros, podemos fazer V ser praticamente coincidente, em forma e duração, ao impulso genuíno observado no osciloscópio pela passagem da partícula. Para o expoente α usamos $\alpha = w/2$ para que o circuito seja fortemente amortecido. Como a duração do impulso é de $2 \cdot 10^{-6}$ s, w deve ser da ordem de $3,14 \cdot 10^6$ rad/s.

Consideremos a força eletromotriz $V = V_0 \cdot e^{-wt/2} \text{sen}(wt)$ aplicada ao circuito LRC da interface do detector, com um coeficiente de amortecimento (b) (próprio do circuito) dado por $b = R/2L$, frequência angular (p) igual a $p = (LC)^{-1/2}$ e o decremento logarítmico $\delta = 2\pi b/p$, onde L é a indutância da bobina e C a sua capacidade. A corrente i que se desenvolve nesse circuito será determinada pela equação diferencial:

$$L \frac{d^2 i}{dt^2} + R \frac{di}{dt} + \frac{1}{C} i = V_0 \cdot e^{-wt/2} \left[-\frac{w}{2} \text{sen}(wt) + w \cos(wt) \right] \quad (20)$$

A integral particular desta equação é aproximadamente:

$$V_0 \cdot C \cdot w \cdot e^{-wt/2} \cdot [-0,5 \text{sen}(wt) + \cos(wt)] \quad (21)$$

e a equação complementar correspondente às condições iniciais do problema, $i = 0$ e $di/dt = 0$ no tempo $t = 0$, será:

$$V_0 \cdot C \cdot w \cdot e^{-bt} \cdot \left[\frac{w - b}{p} \text{sen}(pt) - \cos(pt) \right] \quad (22)$$

A diferença de potencial que aparece na indutância, V_b , será:

$$V_b = L \frac{di}{dt} , \quad (23)$$

onde i é a soma das expressões 21 e 22, e desde que $p > w$, a expressão 23 se torna:

$$V_b = - \frac{5}{4} V_o \frac{w^2}{p^2} e^{-wt/2} \text{sen}(wt+\psi) + V_o \frac{w}{p} \left(1 + \frac{b^2}{p^2} \right) e^{-bt} \text{sen}(pt+\phi) \quad (24)$$

onde ψ e ϕ são ângulos de fase cujos valores não interessam para o nosso caso. Como a amplitude do primeiro termo da expressão acima é da ordem de w/p vezes maior que o segundo, podemos considerar V_b como dada apenas pelo termo de menor frequência, o que corresponde portanto à expressão (19) inicialmente proposta.

V.6.b. Uso de uma Resistência em Série com o Catodo

Uma outra maneira de minimizar os efeitos da faísca nos eletrodos foi introduzir em série com o catodo duas resistências em série, uma mais elevada de $180k\Omega$ e a outra de 270Ω da qual são retirados os pulsos do catodo. Essas resistências limitam a corrente disponível para descarga, que no fio chega a $1A$, no pico, ocasionando também uma diminuição da luminosidade da faísca, o que mostra um menor número de íons presentes na descarga.

A curva característica para o contador, em geometria fio ($127\mu\text{m}$)-plano, com o catodo aterrado através de uma resistência elevada, mostrou que existe uma equivalência na eficiência de

detecção em relação à do contador com a placa diretamente aterrada, porém, com uma vida útil maior (um fator 5).

Estes dois processos externos de diminuição do dano causado pelas faíscas nos eletrodos do contador constituem uma contribuição original deste trabalho e que permitem a utilização desse tipo de detector de forma confiável por maiores períodos de tempo (um fator superior a 10^2 com a bobina) em relação aos existentes, sem prejudicar sua eficiência de detecção.

V.7. ESTUDOS COM DIFERENTES GASES DE ENCHIMENTO

A importância do estudo do funcionamento do contador com diferentes gases está relacionada à uma provável melhoria na eficiência de detecção para partículas alfa, com a possibilidade de detecção de partículas de menor poder de ionização -como as partículas beta, com os danos de radiação no catodo e no anodo e, conseqüentemente, a um aumento da vida útil do detector. Estudamos assim as condições de resposta do contador de faíscas utilizando diferentes gases monoatômicos e a influência de agentes de extinção (*quenching*) disponíveis em nosso laboratório, tendo em vista os resultados obtidos com o ar.

O primeiro gás estudado foi uma mistura de 90% argônio + 10% de metano, padrão para operação com contadores proporcionais e conhecida como mistura P-10. A curva característica do detector com um fio anodo para essa mistura, usando-se a fonte de ^{241}Am (colimada) e a bobina em série com o catodo (figura 30), mostra que o contador é mais eficiente por um fator 5,0 com relação ao ar, tem um patamar de 1,5kV de extensão com inclinação de 0,01%/V.

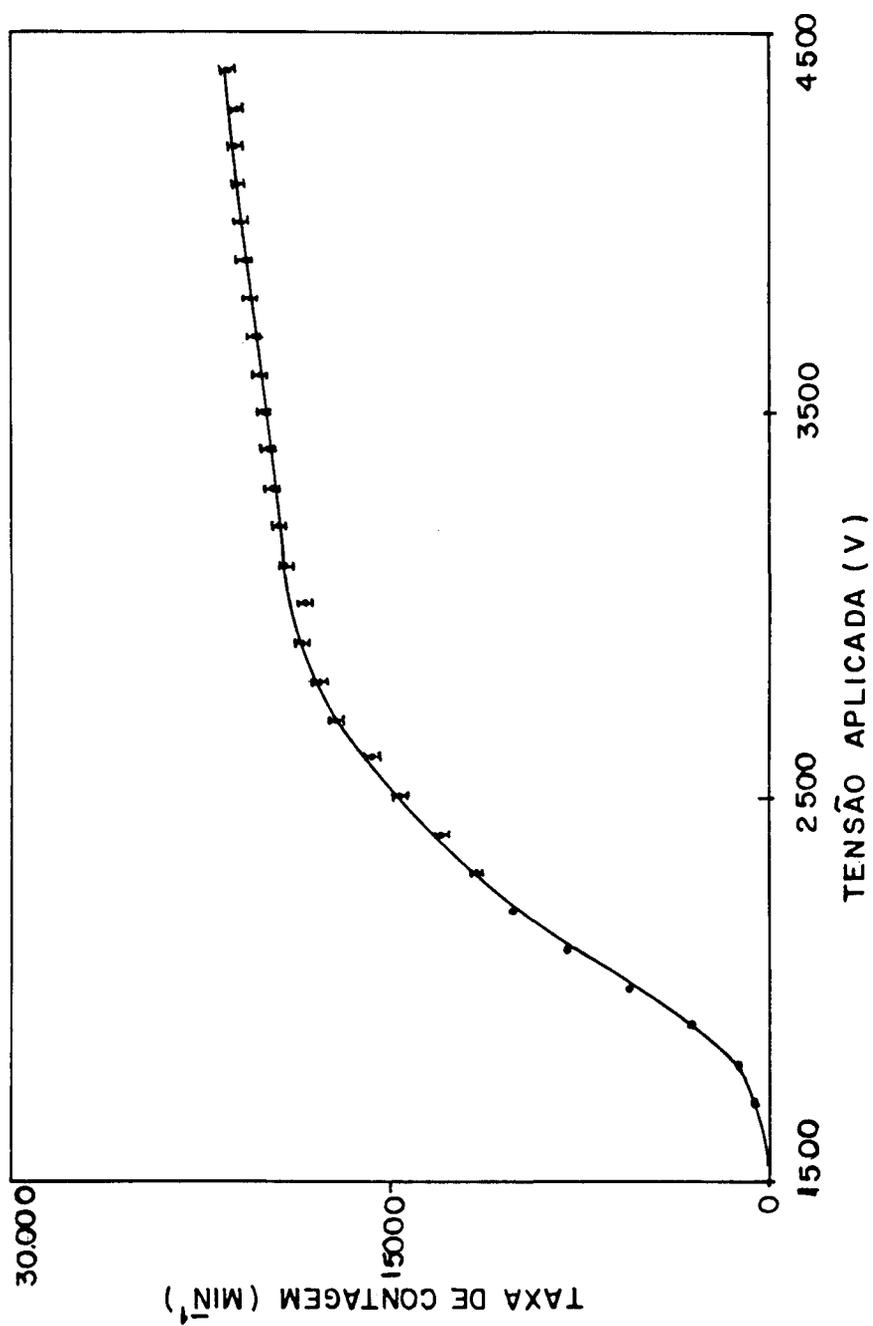


Fig.30 - Curva Característica do Detector com a Mistura

P-10

A maior limitação na utilização da mistura P-10 está na formação de corrosão e de um depósito orgânico na superfície do catodo após alguns minutos de operação do contador, como consequência da decomposição do metano⁷⁷. Isto determina uma diminuição progressiva de sua eficiência, ao mesmo tempo em que aumenta o valor da sua tensão inicial de funcionamento, provavelmente devido à dificuldade em se liberar elétrons do catodo pelo aumento do trabalho de extração do metal.

Outra mistura de gases estudada utilizou como gás principal o argônio e como gás minoritário o dióxido de carbono. Essa mistura foi empregada por Payne e Connor que encontraram resultados discrepantes: Payne³ com até 1,5% de CO₂ afirma ter conseguido a detecção de partículas beta e prótons, porém com patamares menores, enquanto Connor⁴ não observou a formação de faíscas para radiação beta nessas condições. Por essas razões, esta mistura é de grande interesse para esclarecer a contradição entre esses trabalhos, como veremos adiante (seção V.8).

Verificamos inicialmente as condições de funcionamento do detector para radiação alfa do ²⁴¹Am com diferentes concentrações do dióxido de carbono: 1,5%, 1,0%, 0,5% e 0,1%. As curvas características obtidas estão representadas na figura 31 e mostram um aumento significativo da eficiência de detecção comparada à do ar (um fator 4,0), porém com pequena variação para as diferentes proporções de CO₂ na mistura. Em relação à mistura P-10, a diferença marcante está na tensão de operação, mais elevada com o dióxido de carbono; a extensão dos patamares encontrados é de cerca de 1,4kV de extensão.

O gás monoatômico estudado foi o argônio (Ar) ultra-puro (com 99,999% de pureza) em regime de fluxo contínuo. A curva

característica da taxa de contagem em função da tensão para esse

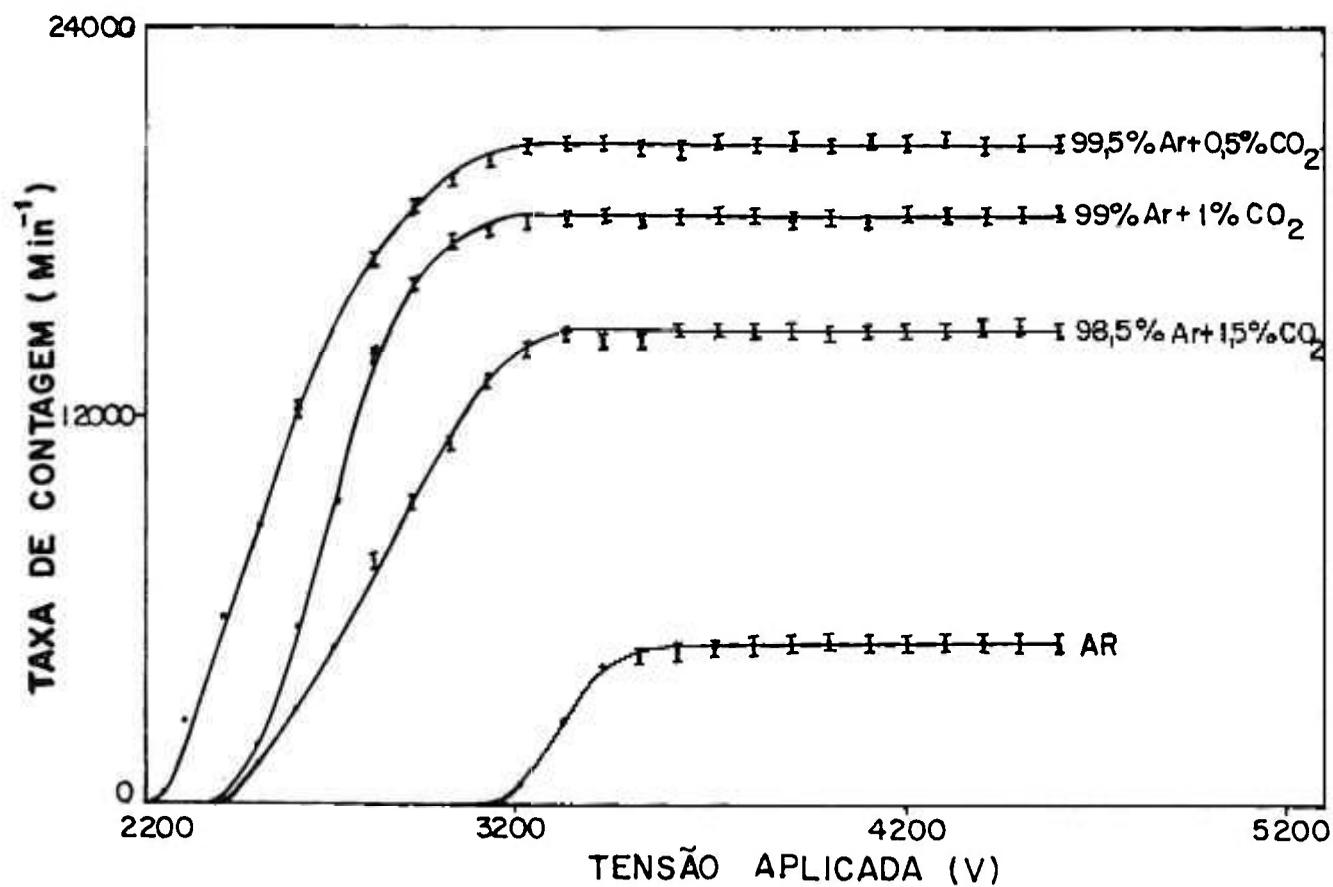


Fig.31 - Curva Característica do Detector com a Mistura de Ar e CO_2 (em várias concentrações) como Gás de Enchimento; o resultado com o ar é apresentado para comparação.

gás está representada na figura 32, para radiação alfa do ^{241}Am (fonte colimada), com a bobina em série com o catodo e apenas um fio anodo sensível. Sua análise revela que com o Ar (Ultra-Puro) o contador apresenta uma maior eficiência de detecção para radiação alfa quando comparada à do ar (um fator 6,0), e com metano ou dióxido de carbono por um fator 1,4; o patamar obtido tem cerca de 2kV de extensão e a tensão de operação é significativamente inferior à do ar. Além disso, não apresentou efeito apreciável de dano no catodo, devido a depósitos de impurezas em sua superfície. Com esse gás nobre, conseguiu-se uma excelente resposta do detector como contador e uma vida útil de 10^8 impulsos.

Esse comportamento em relação às outras misturas de gases, e também o fato da amplitude dos impulsos ser menos da metade das obtidas com o ar e quase a metade nas outras misturas, estão relacionados com a ausência de agentes extintores no gás de enchimento, o que diminui a absorção dos fótons da descarga, traduzindo-se experimentalmente na diminuição da tensão de início da faísca. Por outro lado, o efeito de fotoionização do gás sendo maior com o ar (pela presença de vapor d'água), metano e CO_2 , há um maior número de elétrons presentes em uma dada descarga e conseqüentemente a amplitude dos pulsos é maior do que com o argônio. Em relação à eficiência, essa é maior com o argônio uma vez que a mobilidade dos íons e elétrons é maior nesse gás em relação aos demais estudados; em conseqüência, os elétrons gerados a maiores distâncias do fio anodo têm condições de atingir a região de campo elétrico intenso podendo então gerar uma descarga. No ar, esses mesmos elétrons acabam sendo absorvidos em sua trajetória devido a fenômenos de recombinação e agregação (*attachment*), e não produzem um impulso detectável.

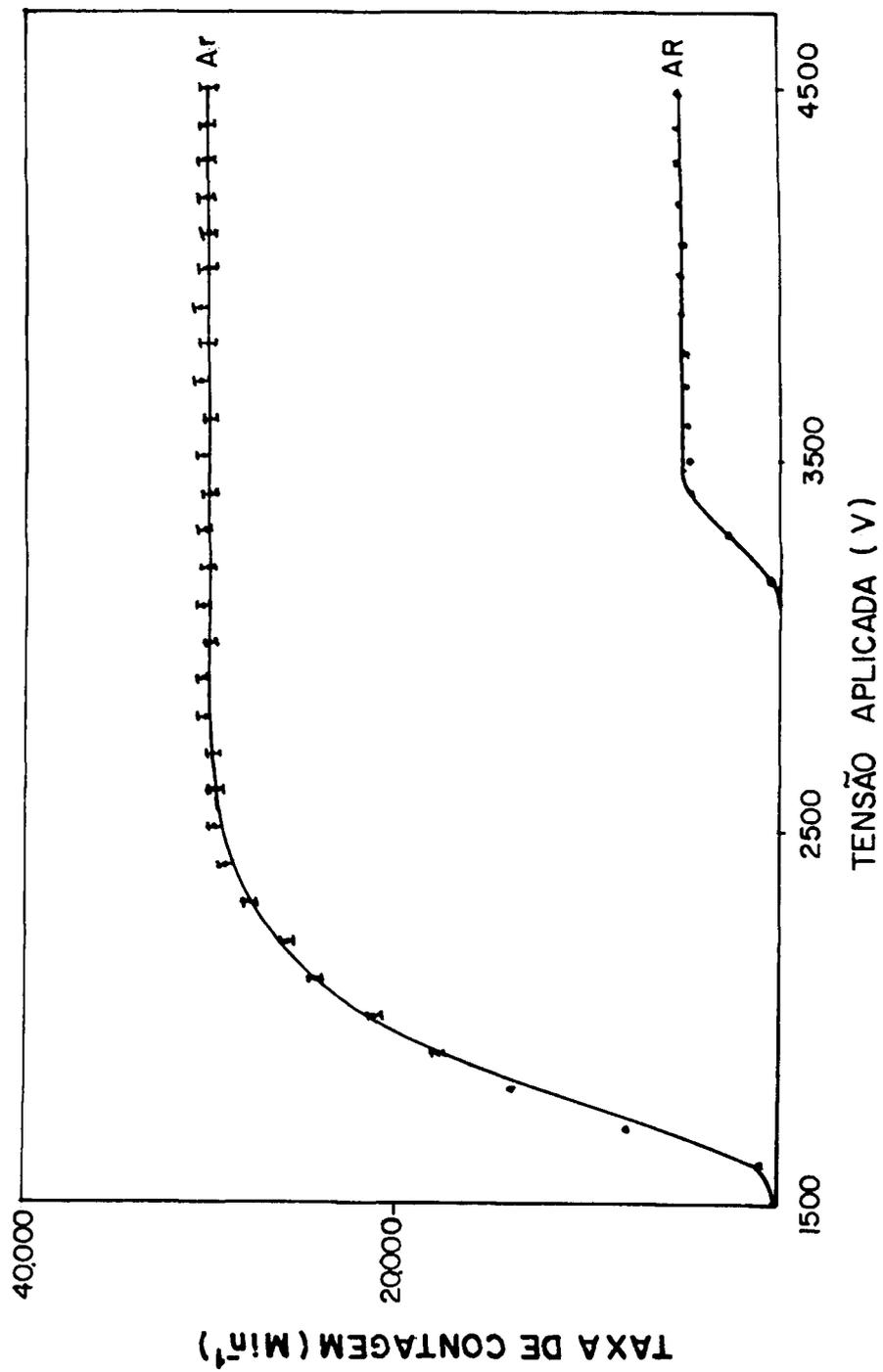


Fig.32 - Curva Característica do Detector com Argônio Ultra-Puro; o resultado com o ar é apresentado para comparação.

Durante as medidas com argônio ultra-puro, verificou-se que, contrariamente aos resultados de Colli e Facchini⁶¹ (para detectores Geiger Müller) com esse mesmo gás, não há ocorrência de efeito corona para o argônio em pressões da ordem de uma atmosfera. Essa observação tem consequências extremamente importantes para o funcionamento dos detectores de faísca:

(1) Mostra que, com a geometria usada para os eletrodos, o aparecimento da corona depende exclusivamente da natureza do gás de enchimento, e não apenas da presença do fio de pequeno raio.

(2) Com argônio puríssimo, o contador apresenta um patamar muito extenso ($\geq 2,0\text{kV}$), mesmo em ausência da corona; não apresenta, em consequência, os efeitos destrutivos sobre os eletrodos do detector devidos a esse fenômeno; a eficiência de detecção é seis vezes maior que a apresentada com o ar.

O erro básico do trabalho de Colli e Facchini está em supor que com a geometria de um contador Geiger-Müller fosse possível obter descargas em regime de corona em pressões altas. Com o argônio, que possui estados metaestáveis, o problema se torna ainda mais sério: a energia dos elétrons que chegam ao fio é muito pequena pois na fase de aceleração perdem energia todas as vezes que encontram átomos que por sua vez são levados a estados metaestáveis, ou seja, não há luz e nem multiplicação de cargas e portanto não há corona. Assim, devido à forte absorção da radiação ultra-violeta pelo gás, para um catodo distante a regra de Meek se aplica porque os raios ultra-violeta não atingem o catodo.

As nossas medidas demonstram que o efeito corona só existe quando o gás não apresenta estados metaestáveis. No caso de um fio único no ar, é possível obter-se o efeito corona, mesmo com distâncias fio-placa grandes, mediante uma diferença de potencial

aplicada elevada, porque os estados metaestáveis das moléculas de nitrogênio são "extintos" pelas moléculas de oxigênio.

Para avaliar como varia a corrente de corona em função do gás utilizado, estudamos a resposta do nosso contador com ar, ao qual foram adicionados etanol, xilol e tolueno na proporção de 9:1. A figura 33 representa os resultados obtidos para as curvas características e as respectivas curvas da corrente de corona para essas misturas.

A análise da figura 33 mostra que quanto maior for a corrente de corona (I_c) menor é a eficiência de detecção - o que está em acordo com o fato de o argônio apresentar a maior eficiência de detecção dentre os gases estudados. Deve ser salientado que para as misturas P-10 e ar-etanol a corrente de corona máxima (para $V_{ap} = 4,0kV$) foi de $1,0\mu A$ e portanto não aparecem representadas na figura 33 pela escala usada: as altas eficiências observadas nesses casos estão de pleno acordo com o que foi afirmado no parágrafo anterior.

Essa variação da eficiência de detecção do contador com a corona ao redor do fio mostra que na realidade esse tipo de contador tem um funcionamento muito melhor (pelas razões citadas no item 2 acima) quando em ausência do efeito corona - ao contrário do que sugerem a totalidade das pesquisas realizadas com esses contadores desde o seu aparecimento. Essa diminuição da eficiência é consequência do fato que o plasma da corona presente ao redor do fio aumenta sobremaneira a taxa de recombinação dos íons produzidos pela partícula fortemente ionizante, não havendo a formação da faísca e sua consequente detecção nessa região.

Um efeito observado com todos os gases (exceção ao argônio) estudados neste trabalho, foi o da formação, na superfície

dos eletrodos, de depósitos de substâncias oriundas da decomposição do gás pela faísca que causam distorções no campo elétrico

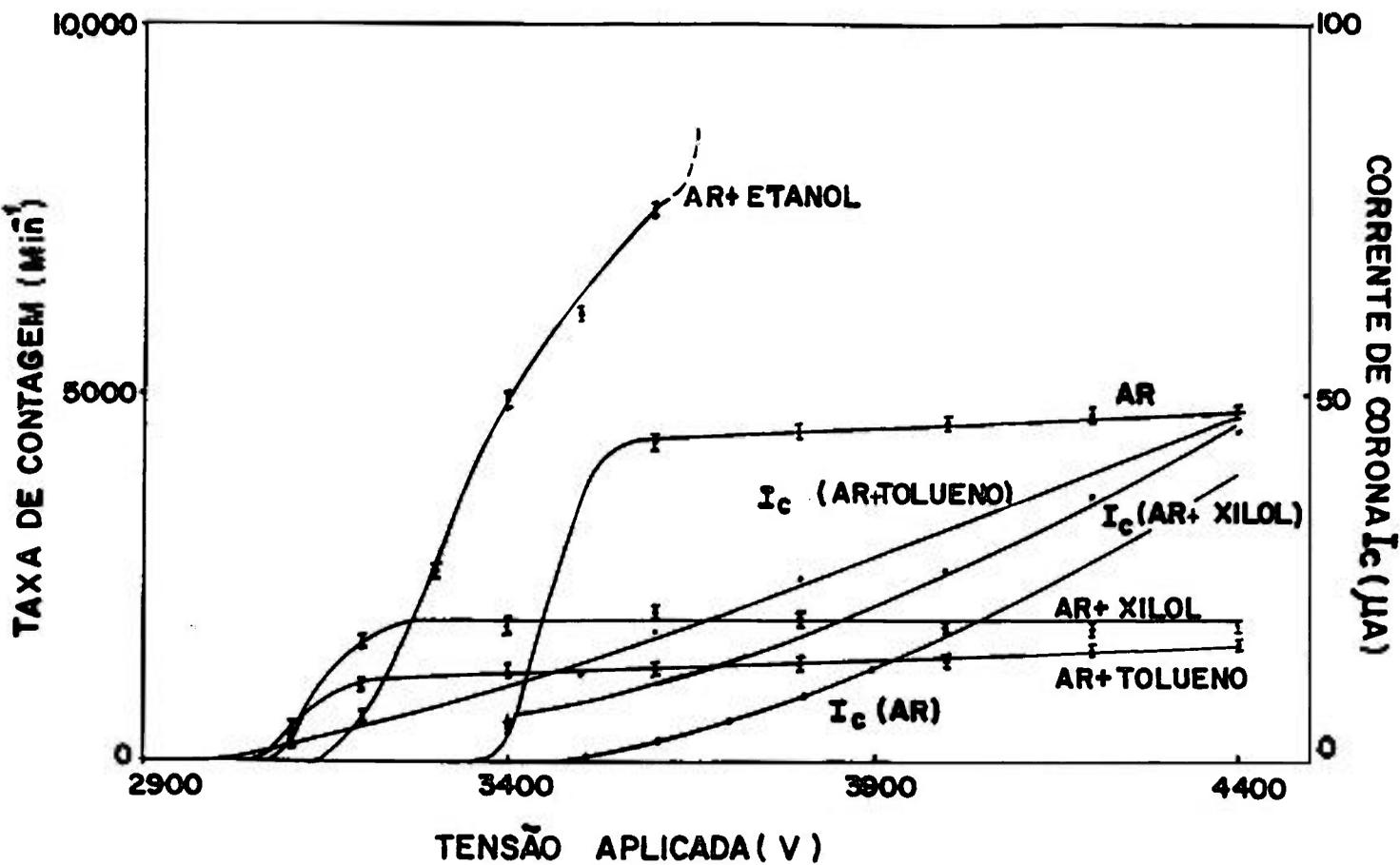


Fig. 33 - Curva Característica e Corrente de Corona em função da tensão aplicada para misturas de ar e etanol, xilol e tolueno; o resultado com o ar é apresentado para comparação.

aplicado, determinando depois de certo tempo de operação do contador, a formação de descargas auto-mantidas (arco) obrigando a interrupção do funcionamento do detector para limpeza do catodo; no caso do anodo, algumas vezes torna-se necessária a sua substituição.

V.8. RESPOSTA A RADIAÇÕES DE BAIXO PODER DE IONIZAÇÃO E INFLUÊNCIA DO "BACKGROUND" NAS MEDIDAS

Conforme salientado na seção II.1, os detectores de fâisca são sensíveis apenas à radiação de elevada ionização específica (como dêuterons, prótons, partículas alfa, fragmentos de fissão, etc.), em função do próprio mecanismo de formação da descarga disruptiva. Isso faz com que esse contador seja insensível a radiações beta e gama, promovendo uma discriminação natural da radiação de fundo.

Entretanto, Payne³ afirmou ter conseguido a detecção de raios beta com patamares de pequena extensão usando uma mistura de argônio e dióxido de carbono em proporções de até 1,5%, e Connor⁴ com dióxido de carbono à pressão atmosférica.

Para verificar experimentalmente essa propriedade, mediu-se o número de impulsos devidos a partículas beta do ³²P (atividade de 1,5mCi) e radiação gama do ¹³⁷Cs (atividade de 3,4mCi), ambas durante 12 horas, para o contador com geometria fio-fio captor-plano e a bobina em série com o catodo (condição de maior eficiência de detecção); a tensão de operação foi de 4,0kV.

Os resultados, para o ar e Ar+CO₂ (à pressão atmosférica) de 9 contagens e para o argônio ultra puro de 12 contagens, correspondem

a taxas de contagem de $(0,0125 \pm 0,0042)$ cpm e $(0,0167 \pm 0,0048)$ cpm, respectivamente, confirmando a insensibilidade do detector para essas radiações, em contradição com os resultados de Payne e Connor. Essa contagem, apesar de ser extremamente baixa, deve ser atribuída à existência de partículas α do ar (radon e toron) provenientes das paredes e do solo de concreto da sala de medida.

Através dessas medidas, pôde-se concluir que a influência do background β , γ e X é desprezível, o que permitirá a utilização desse contador em aceleradores e reatores onde a radiação beta e gama de fundo é indesejável e intensa.

V.9. EFICIÊNCIA DE DETECÇÃO DO CONTADOR

A determinação da eficiência absoluta do detector de faíscas, no caso do ar, está sempre sujeita às suas condições de umidade, quantidade de dióxido de carbono e outras impurezas que possam atuar como agentes extintores da faísca e que eventualmente estejam presentes por ocasião das medidas. De outro lado, a configuração geométrica dos eletrodos exerce grande influência para uma maior ou menor eficiência de contagem, tendo em vista que a distribuição das linhas de força do campo elétrico aplicado determina, juntamente com as condições ambientes, o desenvolvimento dos *streamers* ao longo do espaço entre os eletrodos.

Por essas razões, foram realizadas medidas da eficiência de detecção do contador com um fio anodo de tungstênio ($127\mu\text{m}$ de diâmetro) e com um fio anodo e dois fios captadores aterrados, tanto para o ar como para o argônio. Foi usada uma fonte alfa fina e

calibrada de ^{241}Am (Amersham), disposta, sem colimador, a 10,0mm da placa metálica, aterrada através da bobina. Para o ar, restringiu-se as medidas com a umidade relativa em 65%.

Os resultados encontrados estão apresentados na tabela I, considerando a atividade da fonte de $(1,71.10^4 \pm 342)\text{dpm}$ (já incluindo os fatores de correção para geometria, auto-absorção, retroespalhamento e erros sistemáticos).

TABELA I

| Detector | V_{ap} (kV) | Gás | Eficiência Absoluta (%) |
|------------------|---------------|-----------|-------------------------|
| Fio-Placa | 3,5 | AR | 0,35 |
| Fio-Placa | 3,5 | Ar (U.P.) | 2,4 |
| Fio-Captor-Placa | 3,5 | AR | 0,52 |
| Fio-Captor-Placa | 3,5 | Ar (U.P.) | 3,5 |

Os valores obtidos para geometria fio-placa referem-se à contagem em 1,0cm de comprimento do anodo para a radiação proveniente de uma fonte extensa (depósito circular de 1,0cm de diâmetro) e estão em acordo com os obtidos por outros pesquisadores, notando-se um aumento significativo para o arranjo com fios captadores e argônio puríssimo.

É bom lembrar que a eficiência intrínseca do detector de faíscas é de 100% para partículas pesadas, ou seja, uma vez incidindo em seu volume sensível a radiação fortemente ionizante será detectada.

VI. CONCLUSÕES

Do que foi exposto nesse trabalho, pudemos tirar as seguintes conclusões:

(1) A eficiência de detecção do detector depende fortemente da natureza da partícula incidente, de seu ângulo e distância em relação ao anodo do contador, caracterizando seu comportamento direcional.

(2) Para partículas fortemente ionizantes, a eficiência de detecção na região sensível do fio do contador é da ordem de 100%.

(3) Com uso de vários fios, como descrito em nosso trabalho, a vida do contador deverá aumentar proporcionalmente ao comprimento total do anodo para um fluxo de radiação distribuído uniformemente sobre a superfície do contador.

(4) No caso de detectores operando com o ar, a umidade

relativa exerce influência na eficiência do detector, pois a presença de vapor d'água altera as condições para fotoionização do gás: para uma umidade relativa acima de 50% seu funcionamento se dá em condições favoráveis e abaixo desse valor praticamente não ocorrem faíscas entre os eletrodos; a eficiência máxima ocorre para valores em torno de 65% da umidade relativa.

(5) A presença dos fios captadores aumenta a área útil de contagem do detector em razão de uma distribuição de linhas de força do campo elétrico aplicado mais favorável para a geração da descarga na região compreendida entre o anodo e o fio de guarda - o que determina um aumento da eficiência de detecção de cerca de 25%.

(6) O circuito de registro utilizado no catodo, mediante associação de uma indutância e de resistências que provocam um amortecimento crítico da descarga, apresenta a vantagem de diminuir consideravelmente os danos de radiação nos eletrodos do contador, além de introduzir uma diminuição do seu tempo morto - o que conduz a um aumento da taxa de contagem para fontes intensas.

(7) O efeito corona só existe quando o gás não apresenta estados metaestáveis.

(8) Quanto maior for a corrente de corona (I_c), menor é a eficiência de detecção do contador em regime de faísca.

(9) As condições físicas dos eletrodos determinam a estabilidade de operação do detector em termos de sua vida útil e eficiência de detecção. Em condições ótimas (com a bobina), usando

o ar como gás de enchimento chega-se a 10^7 impulsos por centímetro do anodo, sem degradação de sua resposta. Utilizando-se o argônio ultra-puro (com o qual não se observou reação significativa com o anodo e placa) foi de 10^8 impulsos por centímetro de anodo.

(10) O contador é insensível a radiação beta e gama em níveis elevados, tanto para o ar como para o argônio puríssimo e misturas desse gás com diferentes proporções de CO_2 , apresentando uma taxa de *background* desprezível ($0,0167 \pm 0,0048$)cpm no caso mais desfavorável (com argônio ultra-puro).

Em conclusão, podemos afirmar que os resultados obtidos são altamente animadores e representam o resultado e a análise de mais do que uma centena de medidas programadas que nos permitiram obter uma visão mais profunda dos mecanismos intrínsecos da formação da descarga disruptiva (faísca) e de seus efeitos secundários, bem como de outros problemas fundamentais apresentados por esses contadores. Isso nos permitiu desenvolver métodos que diminuíram de maneira apreciável os danos de radiação nos eletrodos e aumentaram a sua eficiência de detecção, tornando esse detector um instrumento confiável - o que nos leva a crer que o objetivo proposto foi alcançado em sua plenitude.

VII. BIBLIOGRAFIA

[1]. Greinacher, Z. Über einen Hydraulischen Zähler für Elementarstrahlen. *Helv. Phys. Acta.*, 7: 360-7, 1934.

[2]. Chang, W. V. and Rosenblum, S. A Simple Counting System for Alpha Ray Spectra and the Energy Distribution of Po Alpha-Particles. *Phys. Rev.*, 67: 222-7, 1945.

[3]. Payne, R. M. The Rosenblum Spark Counter: A New Counter for the Detection of Fast Ionizing Particles. *J. Sci. Instrum.*, 26: 321-4, 1949.

[4]. Connor, R. D. The Properties of Spark Counters of the Rosenblum Type. *Proc. Phys. Soc.*, 64B: 30-44, 1951.

[5]. Connor, R. D. A New Type of a α -Particle Bench Monitor. *J. Sci. Instrum.*, 29: 12-3, 1952.

[6]. Eichholtz, G. G. The Rosenblum Spark Counter. *Nucleonics*,

[7]. Savel, M. P. Utilisation du Compteur à Étincelles pour l'Étude de la Fission de l'Uranium. *Compt. Rend.*, 235: 156-7, 1952.

[8]. Andreeschchev, E. and Isaev, B. M. Certain Properties of a Spark Counter for Counting α -Particles. *Sov. Phys. JETP.*, 1(2): 212-7, 1955.

[9]. Saha, N. K. and Nath, N. Operating Characteristics of the Spark Counter. *Nucleonics*, 15(6): 94-7, 1957.

[10]. Swetnick, M. J. and Anton, N. G. BF_3 Neutron Spark Counter. *Nucleonics*, 15(6): 93, 1957.

[11]. Daddi, L. and Franceschi, L. D. On the Rosenblum Spark Counter in Air. *Nuovo Cimento*, 7(6): 895-7, 1958.

[12]. Nachman, M.; Schächter, L. and Totia, H. Concerning the Use of Spark Counters for the Detection of Fast Neutrons. *Proc. Sec. Intern. Conf. Peaceful Uses of Atomic Energy*, 14: 335-8, 1958.

[13]. Daddi, L. and Franceschi, L. D. Wire-Rod Spark Counters in Air. *Rev. Sci. Instrum.*, 30(6): 419-24, 1959.

[14]. Peters, C. W. and Jablonski, F. E. Corona Counter for Thermal Neutrons. *Rev. Sci. Instrum.*, 30(8): 728-31, 1959.

- [15]. Dmitriev, A. B.; Tolchenov, Yu. M.; Filatov, A. I. and Chaikovskii, V. G. Corona Counters of Highly Ionizing Particles. *Instrum. Experim. Tech.*, 980-5, 1959.
- [16]. Singh, G. and Saha, N. K. A New Design of a Multiple-Wire Spark Counter and Some Studies with the Single Wire-Plate Spark Counter. *Nucl. Instrum. Meth.*, 13: 321-9, 1961.
- [17]. Gupta, S. L. and Saha, N. K. Spark Counter as a Light Pulser for Phototube Testing. *Nucl. Instrum. Meth.*, 15: 95-100, 1962.
- [18]. Bowman, C. D. and Hill, R. W. The Spark Chamber as a Detector of Fission Fragments. *Nucl. Instrum. Meth.*, 24: 213-20, 1963.
- [19]. Kawata, S. Comparison of Characteristics of Some Multiple-Wire Spark Counters. *Nucl. Instrum. Meth.*, 37: 171-3, 1965.
- [20]. Saro, S and Srkalova, V. The Measurement of Low Alpha-Activities Using The Spark Counter. *Nucl. Instrum. Meth.*, 56: 254-9, 1967.
- [21]. Stubbins, W. F.; Craig, W. W. and Shapiro, A. Diminutive Corona Spark Detectors for Fission Fragments. *Nucl. Instrum. Meth.*, 95: 533-9, 1971.
- [22]. Sitar, B.; Usacev, S.; Janik, R.; Chrapan, J. and Oravec, J. Large $1 \times 0,5 \text{m}^2$ Multiwire Corona Chamber. *Nucl. Instrum. Meth.*, 129:

457-60, 1975.

[23]. Oravec, J.; Usacev, S.; Holy, C.; Sitar, B. and Chrapan, J. Large Multiwire Corona Counter. *Nucl. Instrum. Meth.*, 129: 451-5, 1975.

[24]. Charpak, G.; Rahm, D. and Steiner, H. Some Developments in the Operation of Multiwire Proportional Chambers. *Nucl. Instrum. Meth.*, 80: 13-34, 1970.

[25]. Sitar, B.; Stubbs, R. J. and Breare, J. M. Multiwire Corona Chambers with Small Wire Spacing. *Nucl. Instrum. Meth.*, 135: 57-60, 1976.

[26]. Aoyama, T. and Watanabe, T. Some Properties of a Needle Corona Counter with a Preamplification Gap for β -Rays. *Nucl. Instrum. Meth.*, 197: 357-63, 1982.

[27]. Oravec, J. and Kvetan, K. Operation of Multiwire Chambers in the Corona Region and their Comparison with the Proportional Mode. *Nucl. Instrum. Meth.*, 176: 145-9, 1980.

[28]. Pestov, Yu. N. The Status of Spark Counters with a Localized Discharge. *Nucl. Instrum. Meth.*, A265: 150-6, 1988.

[29]. Bouclier, R.; Bourdinaud, M.; Charpak, G.; Fonte, P.; Million, G and Sauli, F. A Very High-Light Yield Imaging Chamber. *Nucl. Instrum. Meth.*, A300: 286-92, 1991.

- [30]. Anelli, M.; Bencivenni, G.; Felici, G. and Magro, L. Glass Electrode Spark Counters. *Nucl. Instrum. Meth.*, A300: 572-4, 1991.
- [31]. Cranshaw, T. E. and de Beer, J. F. A Triggered Spark Counter. *Nuovo Cimento*, 5(5): 1107-17, 1957.
- [32]. Fukui, S. and Miyamoto, S. A New Type of Particle Detector: The Discharge Chamber. *Nuovo Cimento*, 11(1): 113-5, 1959.
- [33]. Roberts, A. Development of a Spark Counter: A Review. *Rev. Sci. Instrum.*, 32(5): 482-5, 1961.
- [34]. Zarubin, A. V. Properties of Wire Chambers Gases. *Nucl. Instrum. Meth.*, A283: 409-22, 1989.
- [35]. Charpak, G. Studies of Light Emission by Continuously Sensitive Avalanche Chambers. *Nucl. Instrum. Meth.*, A269: 142-8, 1988.
- [36]. Va'vra, J. Wire Chamber Gases. *Nucl. Instrum. Meth.*, A323: 34-47, 1992.
- [37]. Charpak, G. Light-Emitting Projection Chambers for the Study of Rare Processes. *Nucl. Instrum. Meth.*, A310: 47-56, 1991.
- [38]. Thomson, J. J. and Thomson, G. P. *Conduction of Electricity Through Gases Vol. II*. New York, N. Y., Dover Public., Inc., 1969.
- [39]. Loeb, L. B. *Fundamental Processes of Electrical Discharge in*

Gases. New York, N. Y., John Wiley Sons, 1939.

[40]. Maxfield, F. A. and Benedict, R. R. *Theory of Gaseous Conduction and Eletronics*. New York, N. Y., McGraw-Hill, 1942.

[41]. von Hippel, A. Conduction and Breakdown of Gases. In: von Hippel, A. *Molecular Science and Molecular Engineering*. New York, N. Y., Technology Press of MIT and John Wiley Sons, Inc., 1959.

[42]. von Hippel, A. Conduction and Breakdown. In: von Hippel, A. *The Molecular Designing of Materials and Devices*. Cambridge, Massachussets, MIT Press, 1965.

[43]. Raether, H. Avalanches and Gas breakdown. In: von Hippel, A. *The Molecular Designing of Materials and Devices*. Cambridge, Massachussets, MIT Press, 1965.

[44]. Meek, J. M. and Craggs, J. D. *Electrical Breakdown of Gases*. London, Oxford Univ. Press, 1953.

[45]. Zeleny, J. The Mechanism of the Electrical Spark. *J. Appl. Phys.*, 13: 103, 1942.

[46]. Llewellyn-Jones, F. *Ionization and Breakdown in Gases*. New York, N. Y., Methuen's Monographs, 1969.

[47] Emeléus, K. G. *The Conduction of Eletricity Through Gases*. London, Methuen's Monographs, Methuen's & CO. LTD., 1929.

- [48]. Rogowski, W. In: Meek, J. M. and Craggs, J. D. *Electrical Breakdown of Gases*. London, Oxford Univ. Press, 1953.
- [49]. Keuffel, J. W. Parallel-Plate Counters. *Rev. Sci. Instrum.*, 20(2): 202-8, 1949.
- [50]. Madansky, L. and Pidd, R. W. Some Properties of Parallel Plate Spark Counter II. *Rev. Sci. Instrum.*, 21(5): 407-10, 1950.
- [51]. Meek, J. M. The Variation of Sparking Potential with Initial Photo-Electric Current. *Proc. Phys. Soc.*, 52(4): 547-58, 1940.
- [52]. Meek, J. M. The Variation of Sparking Potential with Initial Photo-Electric Current II. *Proc. Phys. Soc.*, 52(6): 822-7, 1940.
- [53]. Jeans, J. H. *The Mathematical Theory of Electricity and Magnetism*. London, Cambridge Univ. Press, 1911.
- [54]. Kip, A. F. Onset Studies of Positive Point-to-Plane Corona in Air at Atmospheric Pressure. *Phys. Rev.*, 55: 549-56, 1939.
- [55]. Trichel, G. W. The Mechanism of the Negative Point-to-Plane Corona Near Onset. *Phys. Rev.*, 54: 1078-84, 1938.
- [56]. Loeb, L. B.; Kip, A. F. and Hudson, G. G. Pulses in Negative Point-to-Plane Corona. *Phys. Rev.*, 60: 714-22, 1941.
- [57]. Loeb, L. B. Recent Developments in Analysis of the Mechanisms of Positive and negative Coronas in Air. *J. Appl.*

Phys., 19: 882-97, 1948.

[58]. Miller, C. G. and Loeb, L. B. Starting Potentials of Positive and Negative Coronas with Coaxial Geometry in Pure N₂, Pure O₂ and Various mixtures at Pressures from Atmospheric to 27mm. *J. Appl. Phys.*, 22(6): 740-1, 1951.

[59]. Loeb, L. B. Current Increase at Constant Amplification Factor in Steady Corona with Coaxial Cylindrical Geometry. *Phys. Rev.*, 90(1): 144-5, 1953.

[60]. Lauer, E. J. Mechanisms of Positive and Negative Corona in Hydrogen and Argon between Coaxial Cylindrical Electrodes over an Extended Pressure Range. *J. Appl. Phys.*, 23(3): 300-7, 1952.

[61]. Colli, L. and Facchini, U. Discharge Mechanism in Argon Counters. *Phys. Rev.*, 88(5): 987-98, 1952.

[62]. Colli, L.; Facchini, U. and Gatti, E. Proportional Counters in Corona Region. *Rev. Sci. Instrum.*, 23(1): 621-3, 1952.

[63]. Colli, L.; Facchini, U.; Gatti, E. and Persano, A. Dynamics of Corona Discharge between Cylindrical Electrodes. *J. Appl. Phys.*, 25(4): 429-35, 1954.

[64]. Cobine, J. D. *Gaseous Conductors*. New York, N. Y., Dover Public., Inc., 1958.

[65]. Charpak, G. and Sauli, F. *Multiwire Proportional Chambers*

and Drift Chambers. *Nucl. Instrum. Meth.*, 162: 405-28, 1979.

[66]. Kelly, H. C. *A Textbook in Electricity and Magnetism*. New York, N. Y., John Wiley Sons, 1941.

[67]. Maxwell, J. C. *A Treatise on Electricity and Magnetism Vol. I*. New York, N. Y., Dover Public., Inc., 1954.

[68]. Erskine, G. A. *Eletrostatic Problems in Multiwire Proportional Chambers*. *Nucl. Instrum. Meth.*, 105: 565-72, 1972.

[69]. Bandel, H. W. *Point-to-Plane Corona in Dry Air*. *Phys. Rev.*, 84(1): 92-9, 1951.

[70]. Curtis, J. P. *Absorption Coefficients of Air and Nitrogen for the Extreme Ultraviolet*. *Phys. Rev.*, 94(4): 908-10, 1954.

[71]. Radeka, V. *Low Noise Techniques in Detectors*. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 38: 217-77, 1988.

[72]. Trippe, T. *CERN NP Int. Report 69-18*, 1969.

[73]. Rose, M. E. and Korff, S. A. *An Investigation of the Properties of Proportional Counters I*. *Phys. Rev.*, 59: 850-9, 1941.

[74]. Wilkinson, D. H. *Ionization Chambers and Counters*. London, Cambridge Univ. Press, 1950.

[75]. Charpak, G.; Fisher, H. G.; Gruhn, C. R.; Minten, A.; Sauli, F. et al. Time Degeneracy of Multiwire Proportional Chambers. *Nucl. Instrum. Meth.*, 99: 279-84, 1972.

[76]. Moullin, E. B. Atmospherics and their Effect on Wireless Receivers. *Journ. I. E. E.*, 62: 353, 1924.

[77]. Yeddanapalli, L. M. The Decomposition of Methane in Glow Discharge at Liquid-Air Temperature. *J. Chem. Phys.*, 10(5): 249-60, 1942.