

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FÍSICA "GLEB WATAGHIN"

Tese de Doutorado em Física

USO DE TUBOS STREAMER EM EXPERIÊNCIAS DE RAIOS CÓSMICOS

Candidato: ANDERSON CAMPOS FAUTH

Orientador: Prof. Dr. ARMANDO TURTELLI JR.

CAMPINAS, MAIO DE 1990

BANCA EXAMINADORA

| | |
|--------------------------------|----------------|
| Prof. Dr. Armando Turtelli Jr. | UNICAMP - IFGW |
| Prof. Dr. Ross Alan Douglas | UNICAMP - IFGW |
| Prof. Dr. Thyrso V. Neto | INPE |
| Prof. Dr. Carlos O. Escobar | USP - IF |
| Prof. Dra. Alinka Lepine | USP - IF |
| Prof. Dr. Julio C. Hadler Neto | UNICAMP - IFGW |
| Prof. Dr. João dos Anjos | CBPF |

Campinas, 23 de Maio de 1990.

USO DE TUBOS STREAMER EM EXPERIÊNCIAS DE RAIOS CÓSMICOS.

ÍNDICE

| | Página |
|--|--------|
| Resumo | 1 |
| Abstract | 1 |
| INTRODUÇÃO | 2 |
| Capítulo 1. DETECTORES DE PARTÍCULAS A GÁS | |
| 1.1. Generalidades | 9 |
| 1.2. Interação com a matéria | 15 |
| 1.3. Movimento de cargas em gases | 25 |
| 1.4. Desenvolvimento de avalanche | 37 |
| Capítulo 2. TUBOS STREAMER | |
| 2.1. Introdução | 44 |
| 2.2. Modo streamer limitado | 46 |
| 2.3. Transparência do cátodo | 48 |
| 2.4. Leitura digital e analógica | 51 |
| 2.5. Funcionamento do detector | 57 |
| 2.6. Determinação da zona morta | 64 |
| 2.7. Funcionamento sem fluxo de gás | 68 |
| Capítulo 3. TUBOS PROPORCIONAIS | |
| 3.1. Introdução | 77 |
| 3.2. Resultados experimentais | 80 |

| | | |
|----------------|--|-----|
| Capítulo 4. | CONSTRUÇÃO DE UM MÓDULO PARA TRAJETOGRÁFIA | |
| 4.1. | Construção dos tubos streamer | 90 |
| 4.2. | Sistema de gás | 96 |
| 4.3. | Montagem do módulo | 98 |
| 4.4. | Aquisição de dados | 106 |
| Capítulo 5. | CONCLUSÃO | 110 |
| Apêndice A - | Programa de aquisição de dados | 114 |
| Apêndice B - | Listagem do programa Traco | 122 |
| Agradecimentos | | 124 |

RESUMO

A influência da composição do gás na distribuição de carga e estabilidade de operação de câmaras de tubos streamer com célula de $3 \times 3 \text{ cm}^2$ foram estudadas. A possibilidade do uso dessas câmaras sem uma contínua circulação de gás também foi investigada visando o seu uso em grandes experiências de raios cósmicos. Tubos plásticos com fio de $50 \mu\text{m}$ de diâmetro foram operados em modo proporcional. A transição do modo proporcional para streamer limitado para diferentes misturas de Argônio e Isobutano também foi investigada. Uma detalhada descrição da construção desses detectores e a sua utilização num módulo de trajetografia de partículas é apresentada.

ABSTRACT

The influence of the gas composition on the charge distribution and stability of operation of streamer tube chambers with $3 \times 3 \text{ cm}^2$ cell size have been studied. Plastic tubes with $50 \mu\text{m}$ diameter wire anode have been operated in proportional mode. The transition from proportional mode to limited streamer for different mixtures of Argon and Isobutane has been investigated too. The possibility of using these chambers without continuous gas circulation has also been investigated regarding their use in large arrays operating in cosmic ray experiments. Detailed description of the construction of these detectors and their utilization in a particle tracking module is shown.

INTRODUÇÃO

Chuveiros atmosféricos e astronomia gama

No início deste século descobriu-se a existência dos raios cósmicos. Até a década de trinta a comunidade de físicos ainda debatia a natureza dos raios cósmicos primários. Millikan defendia que eles eram raios gamas, enquanto Compton pregava que eram partículas carregadas. Hoje sabemos que a grande maioria dos primários são prótons e núcleos pesados. Entretanto um número muito pequeno dos primários são raios gamas.

Atualmente acredita-se que os raios cósmicos de maior energia ($>10^{17}$ eV) são criados e acelerados em objetos cósmicos ativos como: supernovas, pulsars, núcleos galáticos, quasars e rádios galáxias.

Em geral os modelos de aceleração de raios cósmicos podem ser classificados em duas classes: estatístico ou aceleração direta. O modelo estatístico foi originalmente proposto por Fermi e as partículas são aceleradas por colisões com nuvens magnéticas na galáxia. A aceleração direta assume a existência de um elevado campo eletromagnético. A aceleração é rápida e pode-se pensar em sistemas como pulsars onde elevados campos magnéticos girantes produzem uma grande força eletromotriz.

Ainda não existe um modelo conclusivo para o mecanismo de aceleração dos raios cósmicos mais energéticos.

As partículas produzidas e aceleradas têm que atravessar o meio intergalático e, ou, interestelar até alcançarem a Terra. A natureza dos campos magnéticos é pouco conhecida fora do plano galático, tendo uma magnitude de um a três microgauss. Acredita-se que o campo magnético intergalático seja 10^{-2} menor do que o galático. Logo, os raios cósmicos primários carregados são defletidos por estes campos e perdem a informação da direção de

sua origem. Eles alcançam a Terra com uma distribuição angular aproximadamente isotrópica. Por outro lado os raios gamas primários conservam esta informação e possibilitam o estudo da chamada Astronomia Gama.

A procura de fontes pontuais de raios gamas na faixa de energia de MeV começou na década de sessenta com a utilização de balões. Como o fluxo de uma fonte diminui rapidamente com o aumento da energia, técnicas diferentes são necessárias para estudar fontes numa larga faixa de energia. Os métodos usados em baixa, média e alta energia (0,5 MeV até 10 GeV) incluem detectores colocados em foguetes, balões e satélites. Telescópios de Čerenkov atmosférico operam na banda de VHE (10^{10} a 10^{14} eV) e detectores de chuviscos atmosféricos extensos-CAEs, em baixa altitude, detectam partículas na faixa de UHE (10^{14} a 10^{17} eV). Os experimentos de baixa energia com detectores colocados na alta atmosfera medem os raios cósmicos primários diretamente, enquanto aqueles sediados em baixa altitude medem partículas secundárias oriundas da interação da primária.

O estudo de raios cósmicos acima de 10^{15} eV deve ser realizado indiretamente devido ao baixíssimo fluxo de partículas primárias que alcançam a Terra com esta energia. Os dados experimentais são obtidos da detecção de chuviscos atmosféricos extensos produzidos por interações de raios cósmicos primários na alta atmosfera.

Uma partícula primária carregada entrando na atmosfera terrestre produz um CAE. Na primeira interação são produzidos núcleons e mésons. Os píons neutros decaem em gamas, que geram a cascata eletromagnética de elétrons e gamas. Os píons carregados podem interagir ou decaírem em muons e neutrinos. Um gama de alta energia penetrando na atmosfera também gera uma cascata eletromagnética. Nestes últimos anos tem-se estudado intensamente as diferenças entre um CAE iniciado por um hádron daquele iniciado por um gama. Procura-se esta separação principalmente através do número de muons e do desenvolvimento longitudinal do chuvisco.

Devido as elevadas energias envolvidas, as partículas secundárias do CAE são produzidas com pequenos ângulos em relação à direção da partícula primária. Estas partículas secundárias viajam com velocidades próximas à da luz, formando um grande disco de partículas com um raio de cerca de 100 metros e espessura de aproximadamente um metro.

Aparatos para o estudo de CAE's detectam principalmente elétrons, pósitrons e muons do chuveiro atmosférico. Geralmente estes detectores são compostos por dezenas de detectores de partículas (normalmente cintiladores plásticos) de cerca de um metro quadrado e separados entre si de 10 a 20 metros. Estes detectores operam ininterruptamente. Vários fatores determinam qual a faixa de energia na qual estes detectores de CAE's operam, tais como: a altitude do aparato e a área efetiva de detecção.

Existem fontes pontuais de partículas na nossa galáxia detectadas nas faixas ótica, rádio, raio-X e raio gama de baixa energia. Muitas dessas fontes são identificadas como pulsars devido as suas características de variabilidade temporal. Muitos pulsars parecem ser sistemas binários com uma estrela normal orbitando uma estrela de nêutrons.

Em 1983 o grupo de pesquisa em raios cósmicos da Universidade de Kiel publicou /1/ um trabalho onde pela primeira vez, na faixa de PeV (10^{15} eV), observou-se um excesso de sinais vindos da direção de Cygnus X-3. Esta descoberta abriu um novo sub-campo da física de raios cósmicos de altas energias: a procura, e estudo, de fontes pontuais de raios gama com 10^{15} eV. Para estas energias o campo magnético galático ($\sim 2 \mu\text{Gauss}$) torna o fluxo de partículas carregadas isotrópico. Consequentemente, se considera que esse excesso de contagens é devido a CAE's iniciados por gamas. Cygnus X-3 está distante pelo menos 10 Kparsec, logo nêutrons decairiam antes de alcançarem a Terra. Neutrinos exigiriam, devido à sua pequena seção de choque, que a fonte tivesse uma intensidade inacreditavelmente alta.

O sinal de Cygnus X-3 tem uma variação temporal com uma

periodicidade de 4,8 horas (o mesmo período observado na faixa de raio-X). A fonte aparece ativa somente em 10% deste período. Esta variação é associada ao movimento orbital do sistema binário.

Atualmente procuram-se sinais na faixa de PeV para pelo menos doze destas fontes pontuais: Cygnus X-3, Crab Nebula, Hercules X-1, Vela Pulsar, 4U115+63, LMC X-4, Vela X-1 Centaurus A, Andromeda M31, Geminga, PSR 1953+29 e PSR 1937+21.

O fluxo médio dessas fontes de gama é extremamente baixo ($\sim 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$). O "background" causado pelos CAE's iniciados por partículas carregadas é cerca de 100 vezes maior. Atualmente as observações de fontes de UHE têm pouca significância estatística. Para realizar melhores medidas é necessário aumentar a área e estabilidade do detector, medir a relação muon/elétron e conseguir uma resolução angular igual ou melhor do que um grau na direção da partícula primária. O número de muons num CAE iniciado por hádrons é estimado ser cerca de 20 vezes maior do que um CAE iniciado por um gama. Conhecendo-se a relação muon/elétron, em cerca de 90% dos casos é possível discriminar os chuveiros iniciados por hádrons e consequentemente viabilizar o estudo de fontes ainda menos intensas.

Futuros detectores para astronomia gama

Como vimos acima os detectores de CAEs com energias da ordem de 10^{15} eV devem cobrir uma vasta superfície, medir a direção da partícula primária com uma resolução angular de $\sim 1^\circ$ e contar o número de muons do chuveiro.

Estas características fundamentais estão fazendo com que os atuais projetos de experiências na área utilizem detectores de partículas antes usados somente em física de aceleradores [2]. Isto é, os futuros aparatos utilizarão vários tipos de detectores de partículas e serão muito mais complexos do que os atuais experimentos. Esta sofisticação deve-se à necessidade de obtermos

a melhor resolução angular possível e informações mais precisas sobre a partícula primária.

Quanto à resolução angular, normalmente obtida através do tradicional método de tempo de voo /3/, hoje vários projetos de astronomia gama UHE pretendem determinar a direção da partícula primária através da medida dos ângulos das partículas secundárias do chuveiro. Esta idéia foi sugerida por Linsley em 1987 /4/. Para realizar esta medida é comum o uso de detectores a gás que permitem uma boa determinação de posição. Com este novo método será possível obter resoluções angulares melhores que $\sim 0,5^\circ$. O método de tempo de voo tem um limite mínimo acima desse valor devido a limitações da eletrônica e à espessura da frente do chuveiro.

A medida do número e da energia dos hádrons do CAE é uma outra informação importante que ajudará a identificar os CAEs iniciados por gamas. A experiência EAS-TOP /5/ está construindo um calorímetro hadrônico com esta finalidade.

O tubo streamer /6/ (ator principal deste trabalho) está despontando como um detector adequado para este tipo de física. Ele é extremamente econômico, excelente para trajetografia em grandes áreas, de fácil manutenção e muito bom para medir densidade de partículas. Apesar de ser um detector novo, já está sendo intensamente usado em inúmeras experiências de aceleradores e física subterrânea com um total sucesso. Atualmente centenas de milhares destes tubos estão sendo usados no mundo inteiro.

O detector RPC ("Resistive Plate Counter") /7/ além das vantagens do tubo streamer possui uma resolução temporal igual ou melhor do que os cintiladores plásticos. O projeto SINGAO /8/ está estudando a viabilidade do seu uso em um grande experimento.

Motivação desta tese

A idéia deste trabalho era realizar um estudo detalhado do "tubo streamer" visando sua utilização em larga escala em

experiências de raios cósmicos. Tal estudo deveria abranger desde peculiaridades de sua construção até um detalhamento de seu funcionamento em vários modos de operação. A maior parte do trabalho experimental foi realizado nos "Laboratori Nazionali di Frascati" do INFN italiano, dentro de um programa de bolsa de estudos "sanduiche" do CNPq, entre outubro de 1986 e setembro de 1988. Na UNICAMP foram construídas as câmaras streamer e montado o módulo de tracejamento do detector EASCAMP /9/.

Apresentamos no Capítulo 1 um resumo sobre os processos físicos envolvidos no funcionamento de um detector a gás e no Capítulo 2 descrevemos as características do tubo streamer e o seu uso sem um fluxo contínuo de gás.

No Capítulo 3 discutimos os resultados experimentais do uso de tubos operados em regime proporcional. Aqui usamos as facilidades de construção dos tubos streamer em larga escala para obtermos tubos proporcionais.

As várias etapas da construção de tubos streamer são descritas no Capítulo 4. Com estes tubos montamos um módulo para trajetografia, o qual faz parte do detector EASCAMP.

A conclusão do trabalho é apresentada no Capítulo 5 onde enfatizamos as vantagens da utilização de tubos streamer em experiências de raios cósmicos.

Referências

- /1/ Samorski, M., Stamm, W., *Astrophys. J. Lett.*, 268: L17-21 (1983)
- /2/ Projeto Heidelberg, Heintze J. et al., 21th ICRC, 1990, Adelaide, Australia, vol 4, 266
Projeto GRAND, J. Gress et al., 21th ICRC, 1990, Adelaide, Australia, vol. 10, 335
Projeto SINGAO, ref. /8/
- /3/ Bassi, P., Clarck, G., and Rossi, B., *Phys. Rev.*, 92, 441 (1953)
- /4/ Linsley, J., 20th ICRC, 1987, Moscow, URSS, vol. 2, 422
- /5/ M. Aglietta et al., *Nuovo Cimento* 9C, 262 (1986)
- /6/ E. Iarocci, *Nucl. Inst. Meth.* 217 (1983) 30-42
- /7/ R. Cardarelli et al., *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res.* A263 (1988) 20-25
- /8/ P. Pistilli et al., Proc. Workshop "A Neutrino Telescope" Venezia, 17-19 Nov. 1988
- /9/ Projeto EAS-CAMP, A. Turtelli Jr., et al., 21th ICRC, 1990, Adelaide, Australia, vol. 3, 184.

Capítulo 1. DETECTORES DE PARTICULAS A GAS

1.1 GENERALIDADES

Existem vários tipos de detectores a gás, cada um tendo um particular desempenho. A câmara proporcional, câmara de projeção temporal, contador Geiger-Muller, câmara de arrasto, tubo streamer e contador de centelha são alguns tipos de detectores a gás.

O funcionamento dos detectores a gás é ligado aos processos de ionização e excitação dos átomos devido à passagem pelo gás de partículas carregadas, ou à conversão de fótons ultravioletas ou raios-X incidentes. Os processos de ionização que ocorrem no interior do detector podem ser divididos em duas categorias: processos primários, originados pela partícula incidente e processos secundários, devidos aos raios delta, aos fótons de desexcitação atômica e às colisões de átomos ou moléculas que se encontram em estados metaestáveis com outros componentes da mistura gasosa.

A diferença entre os vários tipos de detectores a gás consiste basicamente no método usado para controlar os processos secundários da descarga elétrica, na forma do campo elétrico utilizada e no sistema de leitura adotado.

Um detector de partículas a gás consiste de um recipiente contendo gás o qual está submetido a um campo eletrostático. Um campo eletrostático intenso é necessário para que a amplificação do sinal elétrico ocorra.

Uma partícula de mínima ionização produz aproximadamente uma centena de pares de ion-elétron em um centímetro de gás em condições normais de temperatura e pressão. Se esta carga for coletada em um eletrodo, o sinal elétrico será

$$V = ne/C$$

onde n é o número de cargas, e a carga unitária e C a capacitância do detector (geralmente da ordem de 10pF). A voltagem a ser medida será $\sim 2\mu\text{V}$. Este valor está muito abaixo das possibilidades de medição, sendo necessário amplificar pelo menos umas mil vezes este sinal. Isso se consegue aplicando-se um campo elétrico intenso entre os eletrodos, o qual acelera os elétrons fazendo com que estes ionizem outros átomos, provocando o desenvolvimento de uma avalanche de elétrons-ions.

Em geral o campo eletrostático é gerado por uma geometria tipo cilíndrica, um campo elétrico variando com o inverso da distância, ou por placas paralelas, onde o campo elétrico é uniforme.

Geometria do tipo cilíndrica

Neste caso o ânodo é um fio de algumas dezenas de microns estirado no centro de um cilindro, o qual contém gás. Uma alta voltagem positiva é aplicada ao fio. O campo elétrico de um tal sistema, veja a Figura 1.01, é máximo na superfície do fio e decresce, com o inverso da distância, no sentido do cátodo. A maioria dos elétrons de ionização primária serão produzidos longe do fio e serão arrastados pelo fraco campo elétrico local para o ânodo. Quando estes elétrons se aproximam do fio (alguns diâmetros), onde o campo elétrico é muito intenso, tem início o processo de multiplicação. O controle deste processo de multiplicação é que define o modo (regime) de operação do detector: ionização, proporcional, quase-proporcional, Geiger-Muller ou streamer limitado. Os parâmetros mais importantes no controle da multiplicação (descarga elétrica) são: o diâmetro do fio, o gás utilizado, a pressão e a voltagem de trabalho. Na Figura 1.02 pode-se ver como a carga coletada depende da alta voltagem para os diferentes modos de operação do detector. Para uma voltagem baixa a carga começa a ser coletada, mas a recombinação ainda é o processo dominante. Quando toda a carga é

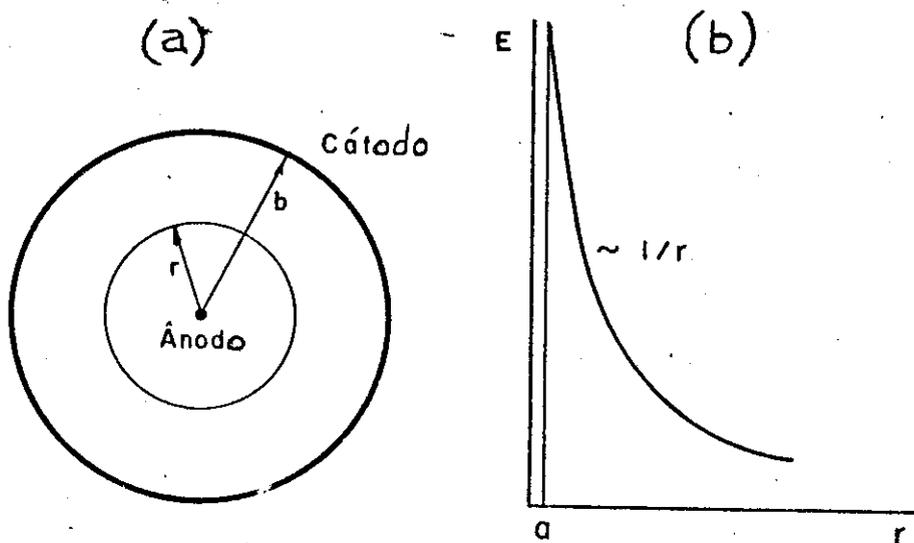


Figura 1.01 a) Seção transversal de um detector com geometria cilíndrica, b) forma do campo elétrico E próximo ao fio de diâmetro 'a'.

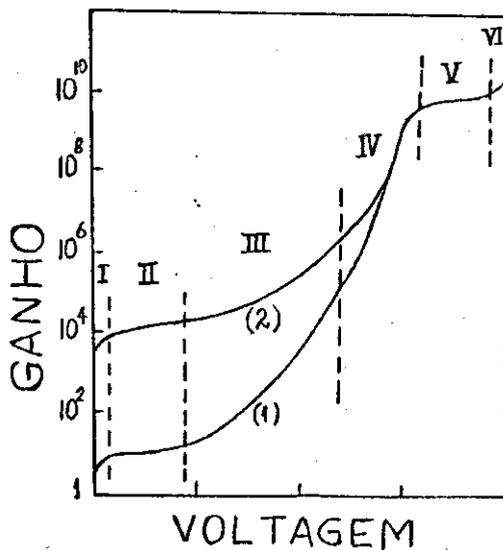


Figura 1.02 Curva do ganho em função da voltagem anódica para um contador a gás, mostrando os diferentes modos de operação. A curva 1 é do sinal de uma partícula β , e a curva 2 para uma partícula α . As faixas de voltagem são: I) recombinação antes de alcançar os eletrodos, II) câmara de ionização, III) regime proporcional, IV) regime quase-proporcional, V) regime Geiger-Muller ou streamer limitado e VI) descarga contínua. Os valores da voltagem dependem da geometria do detector, diâmetro do fio ânodo e gás utilizados.

coletada o regime de operação é chamado de ionização. A partir de uma certa voltagem o campo elétrico próximo ao fio é intenso o suficiente para que ocorra o processo de multiplicação, esta região é conhecida como regime proporcional pois a carga coletada é proporcional à ionização total. Com o aumento da alta voltagem esta proporcionalidade é lentamente perdida, como consequência da distorção do campo elétrico devido à grande quantidade de cargas junto ao fio, sendo este regime conhecido como quase-proporcional. Esta região geralmente termina com a saturação do ganho onde a carga coletada independe da carga gerada no interior do detector. A partir de um alto ganho, $M \approx 10^8$, a distribuição de carga espacial faz com que o campo elétrico seja completamente deformado e ocorram processos secundários com emissão de fótons. Se o gás utilizado não absorvê-los antes que estes fotoionizem o gás e arranquem elétrons do cátodo (efeito fotoelétrico), a descarga se propagará ao longo do fio. Este modo de operação é conhecido como Geiger-Muller. Se, ao contrário, o gás absorvê-los, a descarga será limitada a uma pequena região em torno ao fio. Este último regime de operação é chamado de streamer limitado.

Placas paralelas

Neste tipo de geometria o campo elétrico é uniforme. Isto impede a sua operação em regime proporcional visto que a carga coletada depende da distância do ponto onde a carga original foi produzida. A vantagem desta configuração é que, quando existe um campo elétrico intenso, o processo de avalanche começa logo após a criação do par de ionização. Neste caso não existe o tempo de arrasto dos elétrons até a região de alto campo elétrico, existente para simetria cilíndrica. Isto faz com que este tipo de detector tenha uma excelente resolução temporal. Atualmente o detector de partículas carregadas que possui a melhor resolução temporal é o contador de centelha, que é um detector a gás feito com placas paralelas.

Escolha do gás

Em princípio, qualquer gás pode ser usado num detector a gás, visto que o processo de multiplicação ocorre em todos os gases. Entretanto necessidades experimentais como: baixa voltagem de trabalho, alto ganho, capacidade de alta contagem, longa vida útil, etc., determinam a escolha de somente alguns gases.

O processo de avalanche ocorre em gases nobres com campos elétricos pouco intensos, comparados com os campos necessários para gerar uma avalanche num gás com moléculas complexas. Isto é uma consequência dos vários modos de dissipação de energia sem ocorrência de ionização que podem acontecer em moléculas poliatômicas e não ocorrem em gases nobres. Consequentemente é conveniente usar um gás nobre como componente principal de uma mistura de gases. O Argônio é comumente usado por razões econômicas. Porém se operarmos o detector somente com Argônio teremos uma limitação no ganho da amplificação interna (avalanche), que não excederá 10^4 sem entrar em regime de descarga contínua. A estabilidade do sinal também será ruim. Isto ocorre porque durante o desenvolvimento da avalanche átomos são excitados e ionizados, e os gases nobres retornam ao estado fundamental somente por processos radioativos, sendo a energia mínima do fóton emitido bem superior à função de trabalho de qualquer material que constitua o cátodo. Esses fotoelétrons extraídos do cátodo podem iniciar novas avalanches imediatamente após a avalanche inicial.

As moléculas poliatômicas podem absorver fótons numa larga faixa de energia através de processos não radioativos (rotação e vibração). Isto é uma propriedade comum da maioria dos compostos orgânicos das famílias dos hidrocarbonetos e álcoois, e de vários compostos inorgânicos.

A soma de pequenas quantidades dessas moléculas poliatômicas a gases nobres modifica completamente a operação do detector, permitindo ultrapassar ganhos de 10^6 antes da descarga contínua. A adição de pequeníssimas quantidades (~ 3%) de gases

eletronegativos permitem a obtenção de ganhos ainda mais elevados. Os gases eletronegativos, além da capacidade de absorver os fótons, capturam elétrons livres formando ions negativos que não induzem avalanches com os campos elétricos normalmente usados.

A busca de ganhos elevados é justificada pela simplicidade e economia no sistema de leitura do sinal elétrico.

1.2. INTERAÇÃO COM A MATÉRIA

Quando uma partícula carregada atravessa um meio material ela pode interagir de várias maneiras. Entretanto a interação Coulombiana entre o campo eletromagnético da partícula incidente e o do meio é cerca de três ordens de grandeza mais provável do que uma interação forte ou fraca. O resultado da interação eletromagnética é a excitação e a ionização de átomos do meio. A contribuição de outros processos eletromagnéticos, como Čerenkov, radiação de freiamento e de transição, na perda de energia total é desprezível em detectores a gás.

Perda de energia devido à interação eletromagnética

O resultado da série de colisões Coulombianas inelásticas da partícula incidente é a perda de energia através da excitação e ionização dos átomos do meio atravessado. A energia cedida para os elétrons na ionização depende da distância da colisão. Elétrons de "knock-on" (raios delta) são gerados quando ocorre uma colisão quase frontal entre a partícula incidente e um elétron do átomo do meio. Entretanto a maioria dos elétrons da ionização vêm de colisões distantes e possuem uma pequena energia cinética. A expressão da perda de energia diferencial, dE/dX , (X =distância percorrida pela partícula incidente) foi obtida por Bethe e Block /1/:

a) para partículas pesadas (muons, prótons, etc):

$$-\frac{dE}{dX} = \frac{2Dmc^2 z^2}{\beta^2} \left[\ln \frac{4m^2 c^4 \beta^4}{(1-\beta^2)^2 I^2(Z)} - 2\beta^2 \right]$$

onde βc é a velocidade da partícula, c a velocidade da luz no vácuo, m a massa do elétron, z a carga da partícula e $I(Z)$

representa uma média de todos os potenciais de ionização e excitação do gás, sendo dado aproximadamente por $I(Z) \approx I_0 Z$, onde Z é o número atômico do gás. O valor de I_0 é aproximadamente 10 eV para todos os gases. O fator D expressa a proporcionalidade da probabilidade de colisão com a densidade de elétrons, sendo dado por:

$$D = \pi N \frac{Z}{A} r^2 = 0,150 \frac{Z}{A} \quad (\text{g}^{-1} \text{cm}^2)$$

onde A é a massa atômica do gás, N é o número de Avogadro, e r é o raio clássico do elétron (e^2/mc^2);

b) para os elétrons:

$$-\frac{dE}{dX} = 2Dmc^2 Z^2 \left[\ln \frac{\pi^2 (mc^2)^2}{(1-\beta^2)^{3/2} I^2(Z)} - a \right]$$

onde $a=2,9$ para elétrons e $3,6$ para pósitrons.

Partículas com carga unitária e velocidades relativísticas ($\beta \sim 1$), perdem aproximadamente a mesma quantidade de energia por colisão. A perda depende somente da velocidade, não dependendo do valor da massa da partícula incidente. Veja a Figura 1.03. Para a maioria dos materiais este valor é aproximadamente igual a $2 \text{ MeV g}^{-1} \text{cm}^2$. Inicialmente, a perda de energia diminui rapidamente, dominada pelo termo β^2 . Depois alcança um valor mínimo para $\beta \approx 0,97$. Então lentamente aumenta quando $\beta \rightarrow 1$ devido ao termo relativístico $(1-\beta^2)$ no logaritmo. Esta subida não persiste porque as propriedades dielétricas (efeitos de polarização) do meio reduzem o campo para grandes parâmetros de impacto e a curva tende a um patamar.

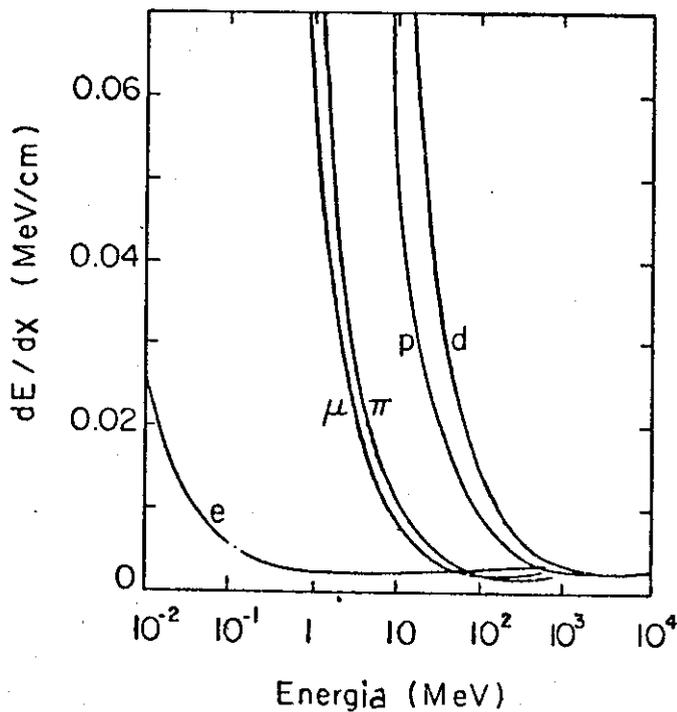


Figura 1.03 Perda de energia por unidade de comprimento no ar para várias partículas em função de suas energias /2/.

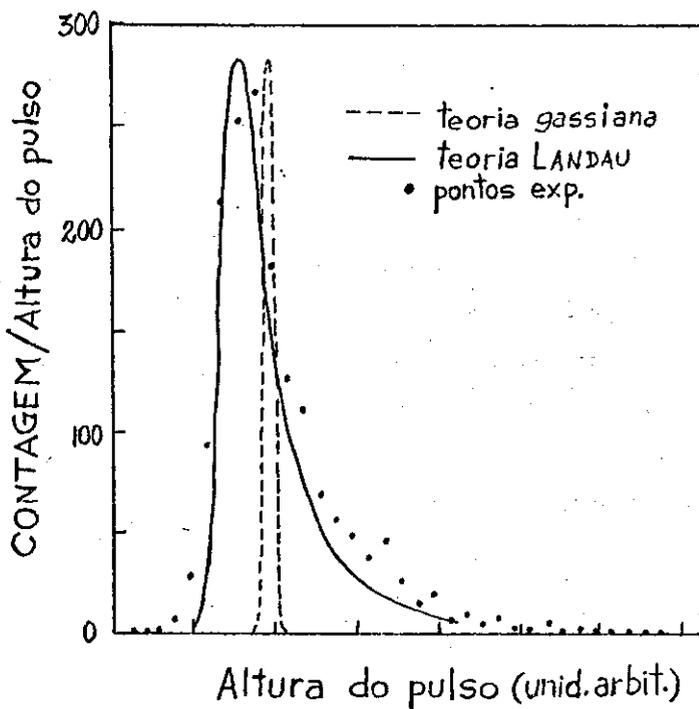


Figura 1.04 Comparação da distribuição experimental da perda de energia com as distribuições calculadas com a teoria Gaussiana e a de Landau /4/.

Distribuição da perda de energia

Em finas camadas de material a energia total perdida é o resultado de um pequeno número de interações, cada uma com uma grande variação de energia transferida, isto determina uma forma característica para a distribuição da perda de energia, descrita classicamente por Landau como /3/,

$$f(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{1}{2}(\lambda + e^{-\lambda}) \right]$$

onde a variável λ representa o desvio normalizado da perda de energia mais provável (ΔE_{mp})

$$\lambda = \frac{\Delta E - (\Delta E_{mp})}{\xi}, \quad \text{onde } \xi = K \frac{Z}{A} \frac{\rho}{\beta^2} X, \quad \text{e } K = \frac{2\pi N z^2 e^4}{mc^2}$$

ρ é a densidade do gás, ΔE a perda real e ξ a perda de energia média. A Figura 1.04 mostra a forma característica da distribuição de Landau: A cauda da distribuição prejudica a resolução em energia de detectores pouco espessos, não adiantando aumentar a sua espessura pois os raios delta também aumentam (a não ser que se chegue próximo à absorção total, onde predomina a distribuição Gaussiana).

Produção de raios deltas

Nas colisões ionizantes, o elétron arrancado pode sair com uma energia máxima igual a

$$E_M = \frac{2mc^2\beta^2}{1-\beta^2}$$

A probabilidade de um elétron receber uma energia E é dada, em primeira aproximação, por

$$PCE) = K \frac{Z \rho X}{A \beta^2 E^2}$$

Usando o comprimento reduzido $x = X\rho$ (em $g\text{ cm}^{-2}$) pode-se escrever

$$PCE)dE = \frac{K Z x}{\beta^2 A E^2} dE = W \frac{dE}{E^2}$$

Os elétrons arrancados com uma energia superior a alguns keV são chamados de raios delta. Integrando esta expressão obtem-se o número de raios delta com energia E_0 ou maior:

$$NCE \geq E_0) = \int_{E_0}^{E_M} PCE)dE = W \left[\frac{1}{E_0} - \frac{1}{E_M} \right] \approx \frac{W}{E_0}$$

A última aproximação é válida somente quando $E_0 \ll E_M$. A Figura 1.05 mostra a função acima para prótons de 1 GeV/c que atravessam 1 cm de Argônio.

Tratando-se de eventos individualmente, pode-se dividi-los em duas classes: colisão próxima - onde ocorre uma grande transferência de energia gerando ionização; colisão distante - onde uma pequena quantidade de energia é transferida resultando em ionização e excitação do átomo. A ionização primária e a excitação recebem aproximadamente a mesma quantidade de energia. A Figura 1.06 mostra a probabilidade de colisão em função da energia transferida para elétrons de 100 keV em água.

Ionização primária e total

Quando uma partícula incidente atravessa a matéria, um número discreto de colisões ocorre e pares de elétron-ion são criados. O elétron arrancado do átomo pode ter uma energia suficiente (maior do que o potencial de ionização do meio) e ionizar outros átomos vizinhos, produzindo uma ionização secundária. A soma das duas contribuições é chamada de ionização

total.

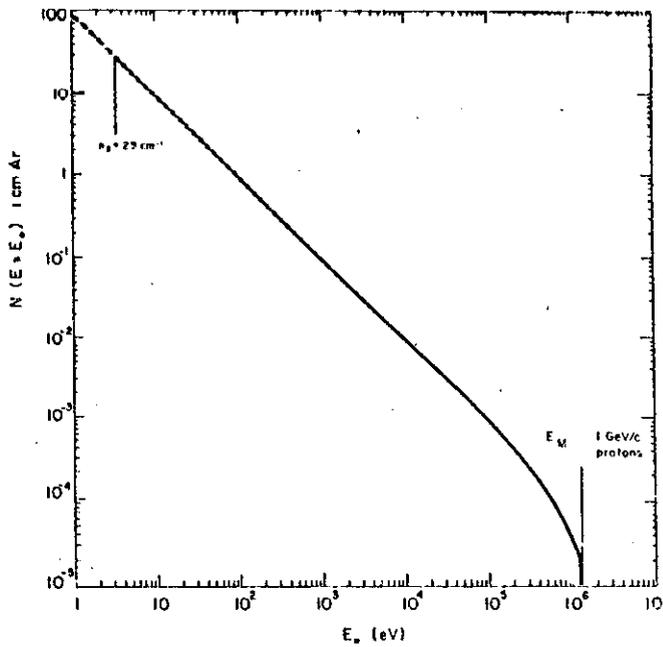


Figura 1.05 Número de raios delta produzidos com uma energia maior ou igual a E_0 , em função de E_0 . A partícula incidente é um próton com 1 GeV/c e o gás é 1cm de Argônio em condições normais de temperatura e pressão. E_M é a energia máxima transferível e n_p o número médio da ionização primária.

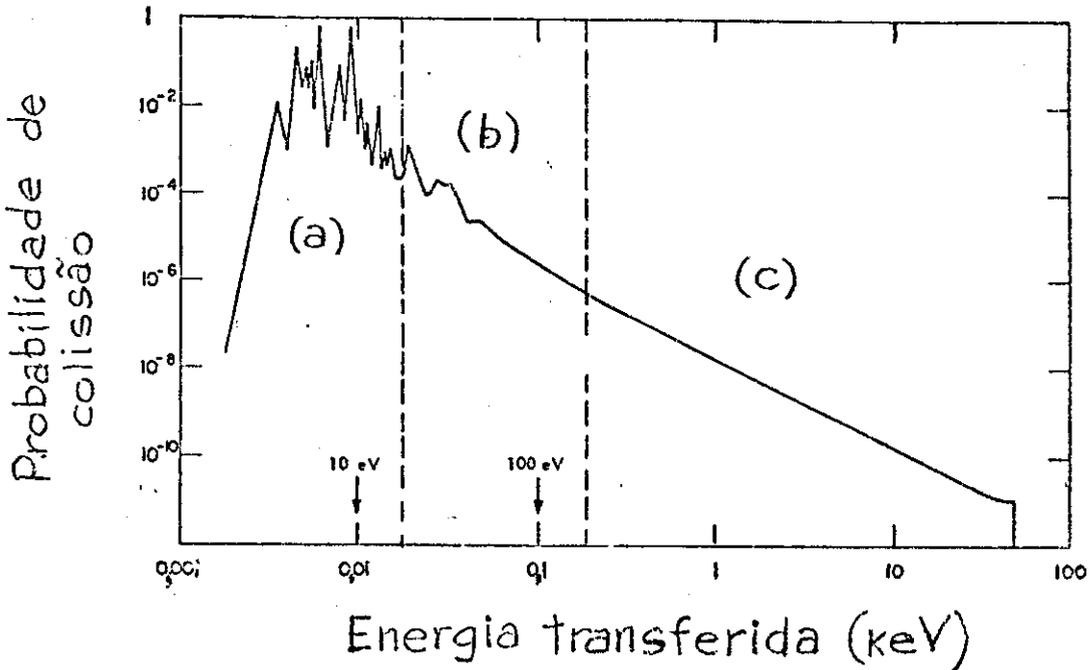


Figura 1.06 Probabilidade de ocorrência de diferentes processos para elétrons com 100 KeV em água. As faixas de energia são para: a) excitação devido a colisões distantes, b) ionização devido a colisões distantes e c) ionização por colisões próximas [5].

A energia média perdida pela partícula incidente, para um determinado gás, na criação de um par elétron-ion, W_i , é um parâmetro útil porque o seu valor é praticamente insensível ao tipo e à energia da partícula. Esta energia média é facilmente relacionada com a ionização específica total como:

$$n_T = \frac{dE/dX}{W_i} \quad (\text{pares/cm})$$

Valores de W_i para alguns gases mais usados são dados na Tabela 1.1. Não existe uma expressão simples para a ionização primária. Os dados da Figura 1.07 mostram que n_p é aproximadamente linearmente dependente do número atômico médio do gás. Esta relação pode ser usada para estimar o número de pares de ionização primária para outras moléculas (com exceção do Xenônio). Para misturas de gases pode-se usar a fórmula acima, fazendo-se uma média ponderada (pela proporção de cada gás), para obter uma estimativa da ionização total.

Estatística da ionização

As colisões da ionização primária são um pequeno número de eventos independentes, logo obedecem à estatística de Poisson. Se n_p é o número médio de interações primárias, o número real k em um evento terá uma probabilidade de ocorrer igual a:

$$P_k^{n_p} = \frac{n_p^k}{k!} e^{-n_p}$$

A ineficiência de um detector (devida ao gás) pode então ser escrita como:

$$1 - \epsilon = P_0^{n_p} = e^{-n_p}$$

Com medidas da ineficiência de contadores proporcionais operados com baixa pressão pode-se obter valores de n_p .

Para k pares de ions produzidos num dado evento, considerações probabilísticas levam a uma distribuição espacial de

| Gás | Z | A | δ (g/cm ³) | I_0 (eV) | W_i | dE/dx | | n_p (. p./cm) a) | n_T (. p./cm) a) |
|-------------------------------|----|-------|----------------------------------|---------------|-------|---------------------------|----------|-----------------------|-----------------------|
| | | | | | | (MeV/g cm ⁻²) | (keV/cm) | | |
| H ₂ | 2 | 2 | $8,38 \times 10^{-5}$ | 15,4 | 37 | 4,03 | 0,34 | 5,2 | 9,2 |
| He | 2 | 4 | $1,66 \times 10^{-4}$ | 24,6 | 41 | 1,94 | 0,32 | 5,9 | 7,8 |
| N ₂ | 14 | 28 | $1,17 \times 10^{-3}$ | 15,5 | 35 | 1,68 | 1,96 | (10) | 56 |
| O ₂ | 16 | 32 | $1,33 \times 10^{-3}$ | 12,2 | 31 | 1,69 | 2,26 | 22 | 73 |
| Ne | 10 | 20,2 | $8,39 \times 10^{-4}$ | 21,6 | 36 | 1,68 | 1,41 | 12 | 39 |
| Ar | 18 | 39,9 | $1,66 \times 10^{-3}$ | 15,8 | 26 | 1,47 | 2,44 | 29,4 | 94 |
| Kr | 36 | 83,8 | $3,49 \times 10^{-3}$ | 14,0 | 24 | 1,32 | 4,60 | (22) | 192 |
| Xe | 54 | 131,3 | $5,49 \times 10^{-3}$ | 12,1 | 22 | 1,23 | 6,76 | 44 | 307 |
| CO ₂ | 22 | 44 | $1,86 \times 10^{-3}$ | 13,7 | 33 | 1,62 | 3,01 | (34) | 91 |
| Cl ₂ | 10 | 16 | $6,70 \times 10^{-4}$ | 15,1 | 28 | 2,21 | 1,48 | 16 | 53 |
| C ₂ H ₆ | 34 | 58 | $2,42 \times 10^{-3}$ | 10,8 | 23 | 1,86 | 4,50 | (46) | 195 |

Tabela 1.1 Propriedades de gases comumente usados em detectores de partículas. Z é o número atômico, A a massa atômica, I_0 o potencial de ionização, W_i a energia média de ionização, n_p e n_T são a ionização primária e total respectivamente (em pares/cm). dE/dX , n_p e n_T são para pressão atmosférica e partículas com ionização mínima.

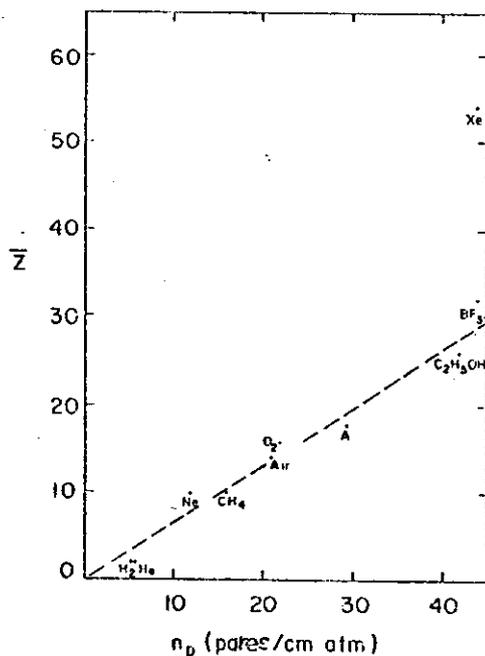


Figura 1.07 Ionização primária produzida por partículas relativísticas, a condições normais de temperatura e pressão, em função do número atômico médio do gás para diversos gases \bar{Z} .

cada par j ($1 \leq j \leq k$) ao longo de uma trajetória normalizada x ($0 \leq x \leq 1$) dada por:

$$D_j^k(x) = \frac{k!}{(k-j)! (j-1)!} (1-x)^{k-j} x^{j-1}$$

e à expressão geral para a distribuição espacial do par j , quando n_p é o número médio de ions produzidos

$$A_j^{n_p}(x) = \sum_{k=j} P_k^{n_p} D_k^j(x) = \frac{x^{j-1}}{(j-1)!} n_p^j e^{-n_p x}$$

Para o par de elétron-ion mais próximo de uma extremidade do gás

$$A_1^{n_p}(x) = n_p e^{-n_p x}$$

Esta função está representada na Figura 1.08 para $n_p=34$ pares elétron-ion/cm. Uma escala do tempo necessário para o elétron chegar até o eletrodo também é mostrada. Para a construção desta escala usou-se uma velocidade de arrasto para os elétrons igual a $5 \text{ cm}/\mu\text{seg}$ (este valor é típico para vários gases normalmente usados em detectores, como veremos mais adiante). Pode-se ver que a resolução temporal do detector é limitada pela estatística da produção da ionização.

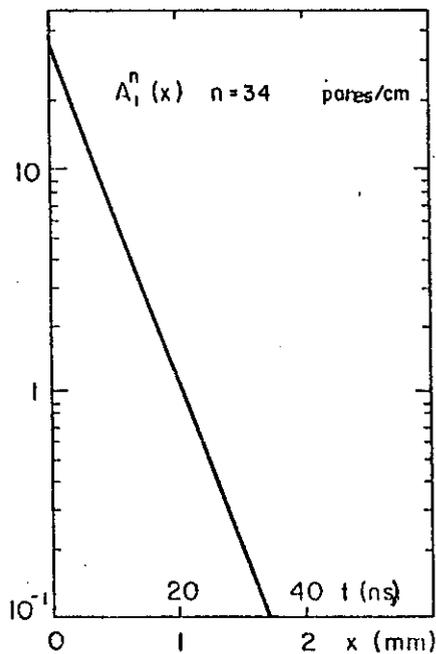


Figura 1.08 Estatística da posição da produção do primeiro par de ionização primária para $n_p=34$ pares/cm $\sqrt{2}$.

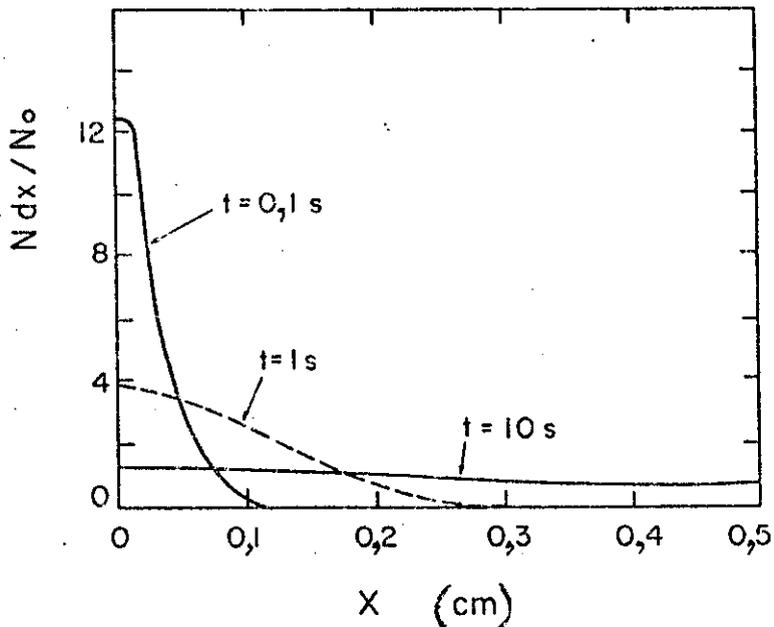


Figura 1.09 Distribuição espacial de ions produzidos em ar, em condições normais de temperatura e pressão, para diferentes intervalos de tempo $\sqrt{2}$.

1.3 MOVIMENTO DE CARGAS EM GASES

Difusão em gases

Na ausência de um campo elétrico os pares de elétron-íon da ionização total depois de alguns segundos entram em equilíbrio térmico com o gás.

A concentração de partículas que difundem radialmente de um ponto inicial depois de decorrido um tempo t pode ser escrita como /6/:

$$n(r, t) = \left[\frac{n_0}{4\pi Dt} \right]^{3/2} e^{-r^2/4Dt}$$

onde n_0 é a concentração no ponto inicial no tempo $t = 0$ e D é o coeficiente de difusão

$$D = \frac{1}{3} \lambda v = \frac{\lambda_0}{3p} v$$

onde λ é o caminho livre médio e v a velocidade média da partícula, λ_0 é o caminho livre médio para uma pressão unitária no gás considerado e p a pressão. Esta fórmula mostra que o elétron alcançará uma distância maior, em relação ao centro da difusão, do que os íons devido ao fato de ter um caminho livre médio e uma velocidade maior. A distância quadrática média das partículas que difundem em relação ao ponto inicial é dada por:

$$\bar{r}^2 = 6Dt, \quad \sigma_v = \sqrt{6Dt} \quad (\text{difusão esférica-3 dim})$$

$$\bar{r}^2 = 4Dt, \quad \sigma_p = \sqrt{4Dt} \quad (\text{difusão cilíndrica-2 dim})$$

$$\bar{r}^2 = 2Dt, \quad \sigma_x = \sqrt{2Dt} \quad (\text{difusão linear-1 dim})$$

O raio da difusão cilíndrica, representando a difusão lateral dos elétrons, é uma estimativa da largura da descarga.

Como um exemplo, a Figura 1.09 mostra a distribuição espacial de ions produzidos no ar, em condições normais, após diferentes intervalos de tempo.

Movimento na presença de campo elétrico

Num gás ideal se assume que as partículas são esferas perfeitamente elásticas. Usando-se as leis de conservação da energia e momento pode-se chegar à expressão da fração média de energia perdida em cada colisão,

$$\Delta = \frac{2mM}{C_m + MD^2},$$

onde m e M são as massas envolvidas na colisão. Para uma colisão ion-átomo ou átomo-átomo $m \approx M$, logo $\Delta = 1/2$. Consequentemente os ions são termalizados rapidamente. Entretanto os elétrons perdem energia lentamente pois

$$\Delta = \frac{2m}{M}, \quad (M \gg m)$$

Este fato permite que os elétrons em gases alcancem altas energias sob a influência de um campo elétrico.

Na presença de um campo elétrico E uma partícula com carga q e massa m sofre uma força Eq que produz uma aceleração Eq/m na direção do campo elétrico. A velocidade média com que esta partícula se movimenta na direção do eletrodo é chamada de velocidade de arrasto (que é muito menor do que a velocidade instantânea).

Movimento de ions - Para os ions a velocidade de arrasto é linearmente proporcional ao campo elétrico reduzido E/P até valores muito altos (P é a pressão do gás). Por conveniência se define uma quantidade chamada de mobilidade como:

$$\mu^+ = w^+ \left(\frac{E}{P} \right)^{-1}$$

O valor da mobilidade depende das características do ion arrastado e do gás que compõe o meio. A mobilidade é constante devido ao fato dos ions praticamente não mudarem sua energia média mesmo na presença de campos elétricos intensos. A Tabela 1.2 mostra valores de mobilidade para diversos ions.

Em misturas de gases G_1, G_2, \dots, G_n , a mobilidade μ^+ do ion G^+ é dada por

$$\frac{1}{\mu_i^+} = \sum_{j=1}^{n_p} \frac{p_j}{\mu_{ij}}$$

onde p_j é a concentração volumétrica do gás j na mistura, e μ_{ij} a mobilidade do ion G_i^+ no gás G_j . Geralmente em misturas de gases normalmente o processo de troca de carga faz com que somente o ion com o menor potencial de ionização permaneça no gás.

* Movimento de elétrons - Os elétrons têm uma mobilidade que praticamente não varia com o campo elétrico. Somente para campos muito fracos, não usados em detectores com ganho interno, existe uma variação da mobilidade com o campo. A velocidade de arrasto para elétrons, w , pode ser escrita como

$$w = \frac{e}{2m} E \tau$$

onde τ é o tempo médio entre duas colisões (em geral uma função do campo elétrico).

A distribuição de energia não é mais Maxwelliana quando o gás está sob a influência do campo elétrico. A energia média pode alcançar um valor várias ordens de grandeza maior do que aquele térmico para altos campos elétricos. A Figura 1.10 mostra a

| Gas | μ^+ ($\text{cm}^2 \text{sec}^{-1} \text{V}^{-1}$) |
|------------------|--|
| H ₂ | 13,0 |
| He | 10,2 |
| Ar | 1,7 |
| O ₂ | 2,2 |
| H ₂ O | 0,7 |

Tabela 1.2 Valores de mobilidade para alguns gases.

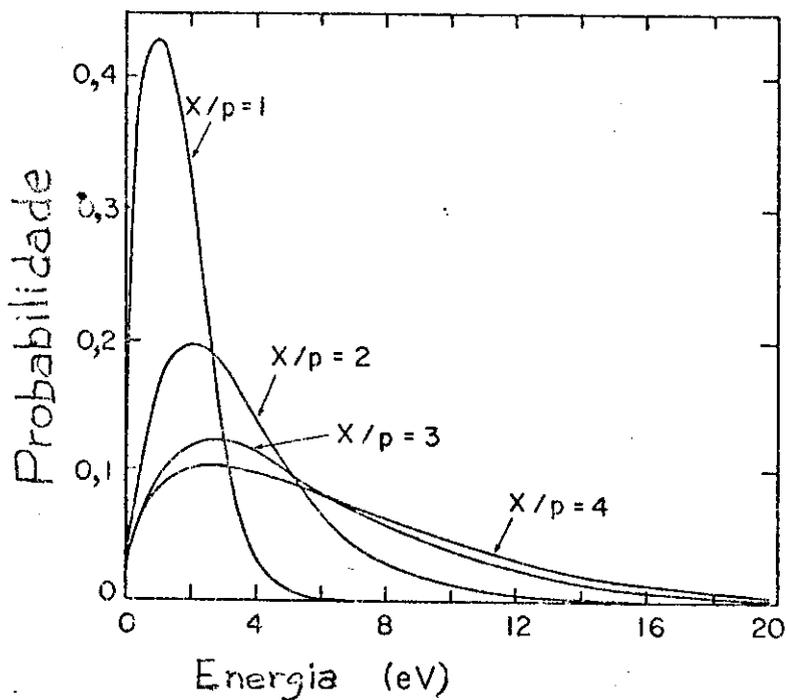


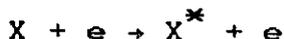
Figura 1.10 Distribuição de energia de elétrons em hélio para diferentes valores de campo elétrico. $X/p=1$ significa 760V/cm a uma atmosfera $\mu\mu$.

distribuição de energia dos elétrons em hélio para vários valores de campo elétrico. A velocidade de arrasto dos elétrons em função do campo elétrico para gases puros e misturas de gases é mostrada na Figura 1.11. Para altos valores de campos elétricos a velocidade de arrasto dos elétrons é aproximadamente igual a 5 cm/ μ seg, o que é da ordem de mil vezes maior do que a velocidade de arrasto de ions nas mesmas condições.

Efeitos da ionização em gases

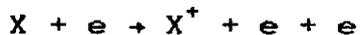
Após a passagem da partícula ionizante pelo gás uma trilha de ions, elétrons e átomos excitados surge na sua trajetória. Sob a influência de um elevado campo elétrico essas partículas interagirão com os átomos e moléculas do gás.

Os átomos podem ser excitados pela colisão com elétrons:



A energia mínima requerida para o processo é a energia de excitação do determinado nível. Entretanto as leis de conservação e quantização do momento angular impõem restrições às possíveis colisões. A Figura 1.12 mostra a forma da seção de choque para a excitação de um estado como função da energia do elétron incidente. Valores típicos destas seções de choque são da ordem de 10^{-17} cm².

A ionização de um átomo ou de uma molécula também pode ser causada pela colisão com um elétron:



As restrições devido à conservação de momento são menos restritivas devido ao fato do resultado da colisão ser um sistema de três corpos. A energia mínima para a ocorrência deste processo é dada pelo potencial de ionização. Na Figura 1.13 pode ser visto que o efeito de blindagem faz com que o potencial cresça com o enchimento da camada, alcançando o máximo para os gases nobres.

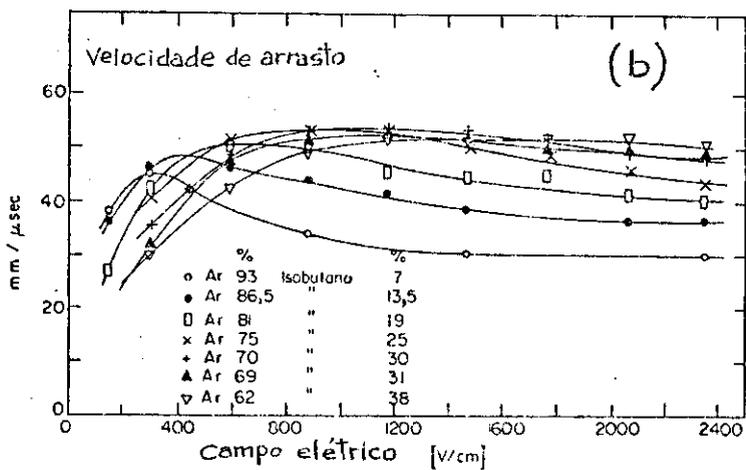
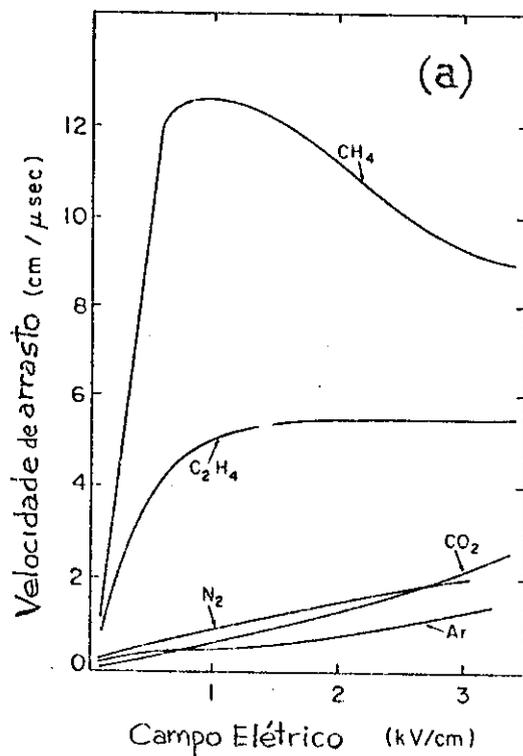


Figura 1.11 Velocidade de arrasto de elétrons em condições normais. a) em diferentes gases e b) em várias misturas de Argônio e Isobutano [2].

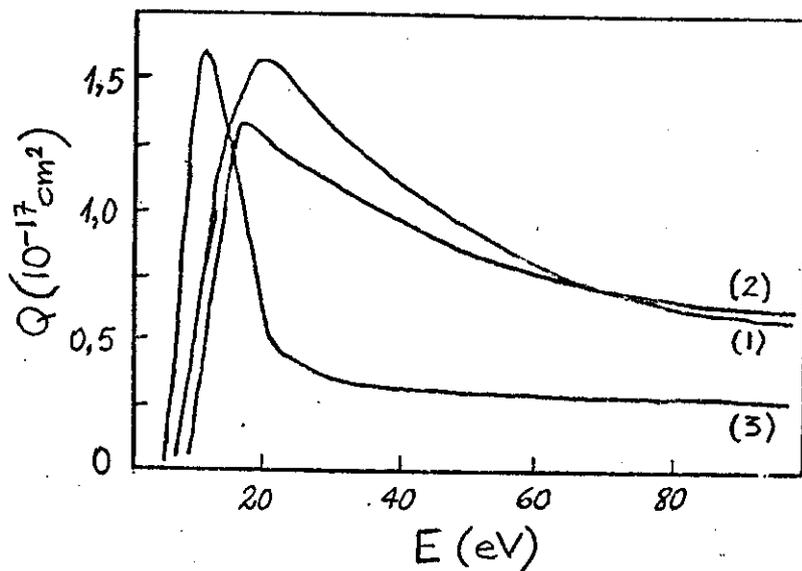


Figura 1.12 Seção de choque experimental para excitação do nível $2p_{3/2}$ por impacto de elétrons. Curva (1) para Argônio, (2) Kriptônio e (3) Xenon /6/.

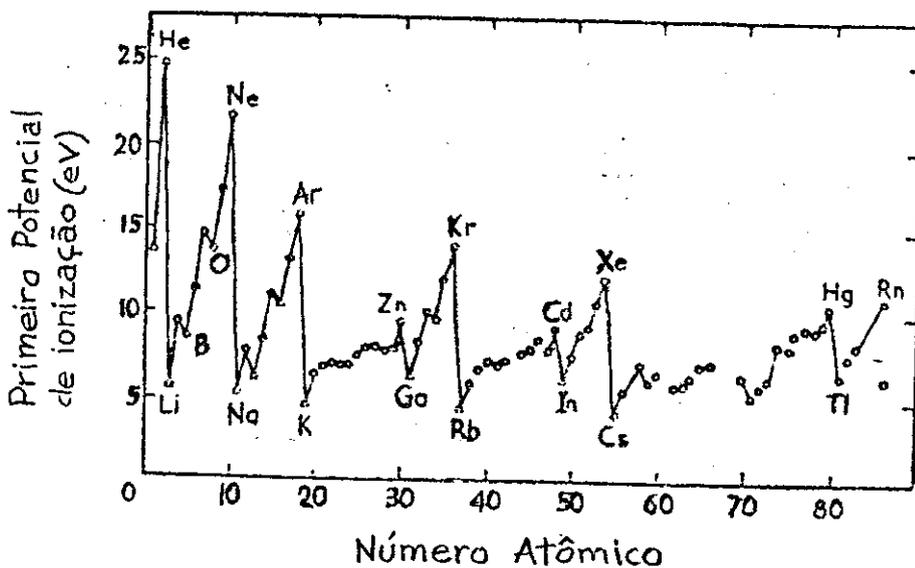


Figura 1.13 Variação do primeiro potencial de ionização em função do número atômico /6/.

A variação da seção de choque para os gases nobres em função da energia do elétron incidente é mostrada na Figura 1.14. Valores típicos são pelo menos maiores que 10^{-16} cm². A seção de choque de ionização é maior do que aquela da excitação, entretanto a energia mínima necessária para a ionização é maior.

Fótons também podem ionizar e excitar átomos e moléculas. No caso da excitação o fóton deve ter a energia correspondente à energia de excitação do correspondente estado:



Ainda que a energia seja correta, as regras de seleção determinam que certos níveis serão mais excitados do que outros.

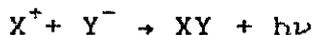
Se a energia do fóton for maior do que o potencial de ionização pode ocorrer uma fotoionização:



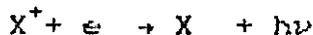
A energia excedente resultará em energia cinética. Na Figura 1.15 pode-se ver que esta seção de choque não é tão grande quanto aquela da ionização por elétrons e que o seu valor cresce abruptamente a partir do potencial de ionização.

Recombinação

Em um gás contendo partículas carregadas é comum ocorrer recombinação:



e



Neste último processo o fóton recebe a energia liberada na recombinação mais a energia cinética do elétron. Então a distribuição de energia do fóton refletirá a distribuição de energia do elétron. Na recombinação de átomos duplamente ionizados



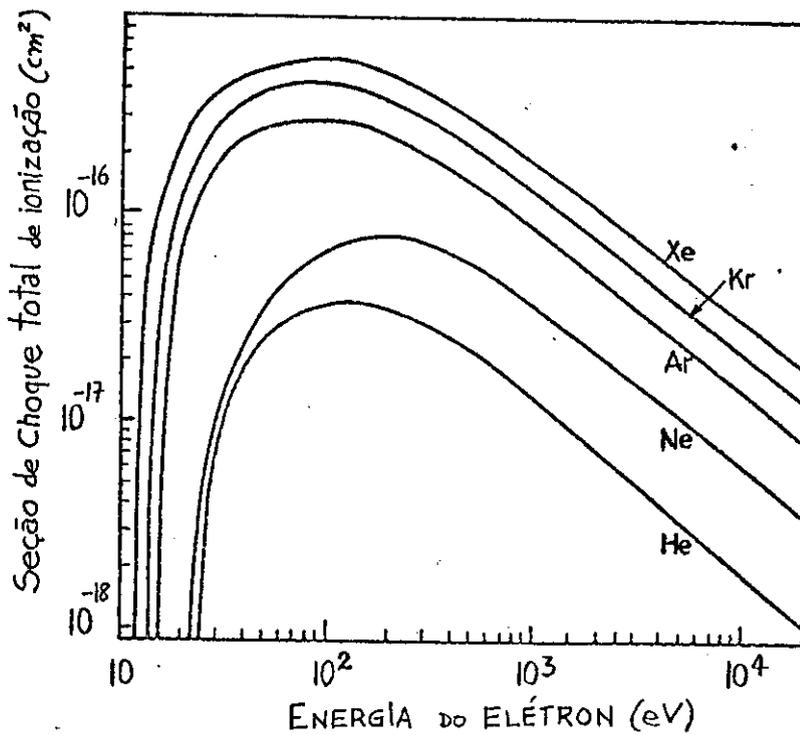


Figura 1.14 Seção de choque total para ionização por impacto de elétrons em gases nobres /8/.

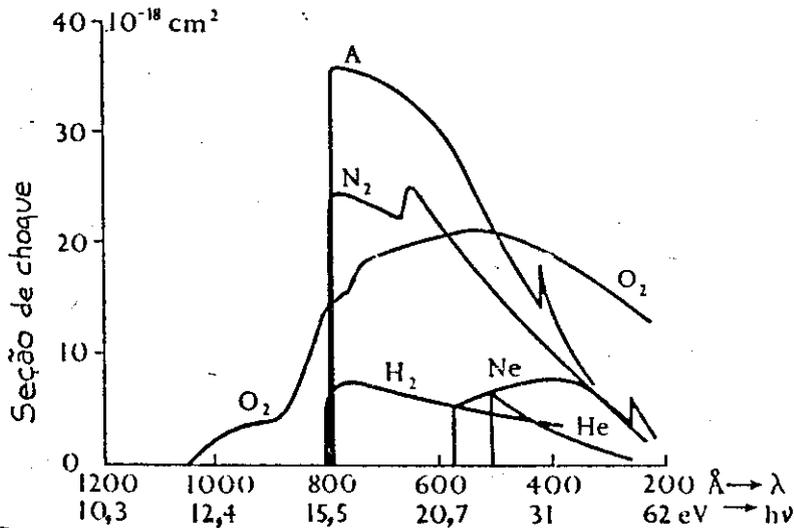
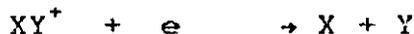


Figura 1.15 Seção de choque de fotoionização em função do comprimento de onda para vários gases /9/.

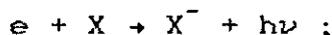
o fóton pode ser capaz de fotoionizar o gás devido ao alto valor do segundo coeficiente de ionização. Outros modos de recombinação são:



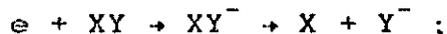
Ions negativos

Estes ions são gerados através da união de um elétron com um átomo ou molécula neutra. O sistema é estável para muitas substâncias, principalmente para aquelas em que a última camada de elétrons está quase preenchida. A energia liberada na criação de um ion negativo é chamada de afinidade eletrônica. Esta energia varia de uns 4 V até zero para os gases que podem capturar elétron e negativa para os outros em que a captura não é possível.

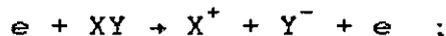
Os ions negativos podem ser produzidos em vários procesos: por captura radioativa,



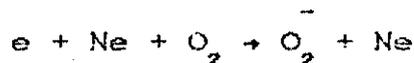
por união dissociativa,



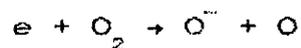
formação de um par de ions,



e por colisão de três corpos,



O segundo processo é basicamente uma captura por ressonância onde o elétron deve ter a energia adequada para a ressonância. Um exemplo da curva de seção de choque para o processo



é dado na Figura 1.16, onde o elétron deve ter 6,5 V.

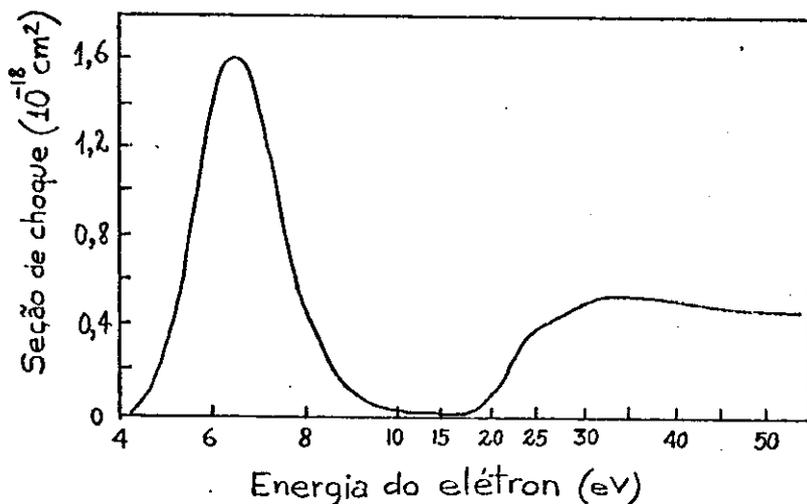


Figura 1.16 Seção de choque experimental da formação de ions em Oz em função da energia do elétron incidente /10/.

A presença de gases eletronegativos, geralmente oxigênio e água, reduz o sinal detectado em contadores proporcionais devido a captura de elétrons. Numa câmara proporcional o efeito da poluição do Argônio por 1% de ar será a remoção de aproximadamente 33% dos elétrons por cm de arrasto devido à captura de elétrons /2/.

Troca de carga - controle da descarga

Em muitos detectores a gás ions positivos são eventualmente coletados pelo cátodo metálico. Quando o ion chega a uma distância de aproximadamente $5 A^D$, um elétron é extraído do eletrodo e o ion é neutralizado. A energia liberada é $I - \phi$, onde I é o potencial de ionização do ion e ϕ é a função trabalho do cátodo. Esta energia pode causar uma segunda emissão de um elétron se $I > 2\phi$. Para muitos metais $\phi \approx 3 \text{ V}$, sendo o processo possível. Entretanto a eficiência deste processo é baixa.

Uma aplicação da troca de carga é a adição de álcool etílico no Argônio de contadores a gás. Os respectivos potenciais de ionização são 11,5 V e 15,7 V, de maneira que os ions de Argônio são neutralizados e repassados por ions do álcool. Este último ion não provocará uma segunda emissão no cátodo. A energia liberada na neutralização inicia a dissociação da molécula poliatômica.

Um outro aspecto da ação de controlar a descarga é o uso de moléculas poliatômicas para absorver os fótons emitidos da descarga. Esses fótons podem alcançar o cátodo e arrancar (efeito fotoelétrico) um elétron ou fotoionizar o próprio gás. Moléculas grandes são normalmente adicionadas ao gás porque elas são excelentes absorvedoras de fótons ultra-violetas. Por exemplo, os fótons ultra-violetas que são emitidos (faixa de 1070 a 790 A°) na desexcitação dos átomos de Argônio são "apagados" na presença do metano, o qual tem uma absorção contínua de 1450 A° até pequenos comprimentos de onda. Existe uma vantagem extra no uso de moléculas grandes: elas se decompõem muitas vezes antes de serem reduzidas a moléculas diatômicas.

1.4 DESENVOLVIMENTO DE AVALANCHE

Sob a influência de um campo elétrico um elétron é acelerado para o ânodo. Se o campo for intenso este elétron ganhará uma energia suficiente para ionizar. O elétron oriundo desta ionização também será acelerado e causará um outro par de elétron-ion, enquanto que o elétron primário será reacelerado e ionizará novamente. Este processo faz com que o número de elétrons que está sendo arrastado para o ânodo cresça exponencialmente com a distância percorrida. O enxame de elétrons viaja velozmente ($\approx 10^7$ cm/seg) para o ânodo enquanto os ions são arrastados para o cátodo com uma velocidade bem menor ($\approx 10^5$ cm/seg). A avalanche cresce até que o número de elétrons alcança cerca de 10^8 na frente da avalanche, então efeitos devidos à distribuição espacial de carga fazem com que o mecanismo de streamer, o qual será descrito adiante, domine o processo de multiplicação.

A Figura 1.17 mostra curvas aproximadas onde se pode ver a fração de energia cedida para os diferentes processos envolvidos (colisão elástica, excitação vibracional, excitação com emissão de fóton e ionização) em função do campo elétrico reduzido E/p para Argônio e Nitrogênio.

O caminho livre médio para a ionização é definido como a distância média que um elétron viaja até ionizar um átomo do gás. O primeiro coeficiente de Townsend, α , é o inverso do caminho livre médio para a ionização e representa o número de pares elétron-ion produzidos por unidade de comprimento durante o arrasto do elétron. Valores de α/p em função do campo elétrico reduzido E/p são mostrados na Figura 1.18.

Um elétron liberado numa região com um intenso campo elétrico uniforme após um caminho livre médio de ionização, $1/\alpha$, produzirá um par de elétron-ion. Então dois elétrons serão

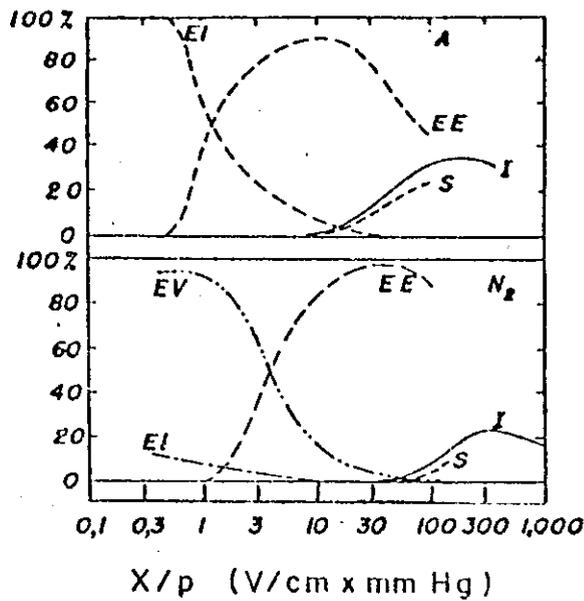


Figura 1.17 Curvas da fração de energia cedida para diferentes processos em Argônio e Nitrogênio em função do campo elétrico reduzido. EI representa choques elásticos, EV excitações vibracionais, EE excitação gerando a emissão de fótons e I a ionização [7].

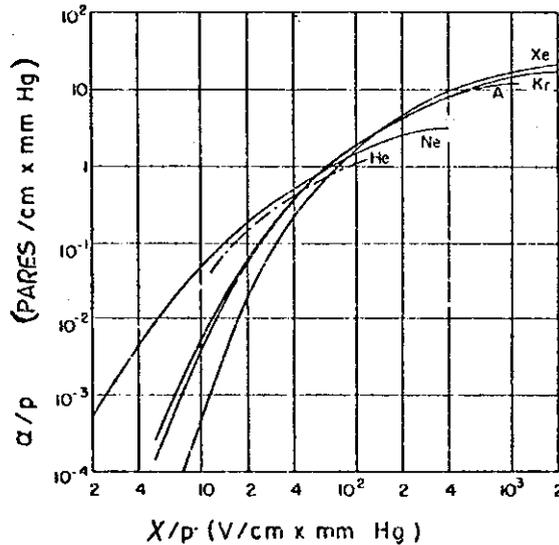


Figura 1.18 Primeiro coeficiente de Townsend em função do campo elétrico reduzido para gases nobres [11].

arrastados para gerar, após um outro caminho livre médio de ionização mais dois pares de elétron-ion e assim por diante. Se n é o número de elétrons numa dada posição, após o percurso dx , o aumento no número de pares de ionização será

$$dn = n \alpha dx$$

integrando tem-se

$$n = n_0 e^{\alpha x} \quad \text{ou} \quad M = n/n_0 = e^{\alpha x}$$

onde n_0 é o número de elétrons em $x=0$ e M representa o fator multiplicativo da avalanche. Em geral o campo elétrico não é uniforme, logo $\alpha = \alpha(x)$ e o fator multiplicativo será:

$$M = \exp \left\{ \int_{x_1}^{x_2} \alpha(x) dx \right\}$$

Conhecendo-se a dependência do coeficiente de Townsend em função do campo elétrico pode-se calcular o fator multiplicativo para qualquer configuração geométrica de campo elétrico. Várias expressões analíticas aproximadas existem para α , válidas para diversas regiões de E . Uma expressão aproximada, válida para pequenos valores de α , pode ser obtida através da teoria cinética. Para que uma avalanche se desenvolva é necessário que pelo menos alguns elétrons tenham um caminho livre X_{ion} suficientemente grande para que estes adquiram uma energia necessária para ionizar o gás,

$$eEX_{ion} \geq eV_{ion},$$

onde V_{ion} é o potencial de ionização do átomo. Assumindo que se o elétron adquire esta energia ele produzirá uma ionização, a chance de ocorrer uma ionização será dada pela probabilidade de ocorrência de caminhos maiores do que X_{ion} . O número n de elétrons que tem um percurso livre maior do que X_{ion} é dado por

$$n = n_0 e^{-X_{ion}/l} = n_0 e^{-V_{ion}/lE}$$

onde n_0 é o número de elétrons livres e l o caminho livre médio dos elétrons.

O coeficiente α é o número de caminhos livres multiplicado pela probabilidade de um caminho livre ser maior do que X_{ion}

$$\alpha = \frac{1}{l} e^{-V_{ion}/lE}, \quad \text{mas} \quad l = \frac{1}{A_p}$$

logo

$$\frac{\alpha}{p} = A e^{-Bp/E}$$

onde p é a pressão e A e B são constantes determinadas para cada gás. Alguns valores de A e B são dados na Tabela 1.3.

Fotografias de avalanches mostram que elas têm uma forma similar a uma gota. Esta forma é devida a diferença, em grandeza e sentido, entre as velocidades de arrasto dos elétrons e ions (\approx um fator de mil), e à difusão de cargas no gás. Num dado instante praticamente todos elétrons ficam situados na frente da gota e os ions formam a cauda. Metade do número total de ions está na parte da frente da gota, pois eles foram produzidos no último caminho livre médio de ionização. Na Figura 1.19 pode-se ver uma fotografia e um desenho de uma avalanche.

Um estudo qualitativo mostra que o campo elétrico axial dentro da avalanche é muito reduzido, enquanto que na frente e cauda ele é intensamente aumentado. Sendo entretanto mais intenso na frente da distribuição. Isto pode ser visto no desenho da Figura 1.20 que ilustra o corte longitudinal da avalanche, onde estão traçadas as linhas de mesma densidade de elétrons e as de força do campo elétrico. Pode-se ver que os elétrons são difundidos lateralmente e o campo elétrico é reduzido na parte lateral da avalanche.

| Gás | A ($\text{cm}^{-1} \text{Torr}^{-1}$) | B ($\text{V cm}^{-1} \text{Torr}^{-1}$) | λ/p faixa de validade ($\text{V cm}^{-1} \text{Torr}^{-1}$) |
|------------------|--|--|---|
| He | 3 | 34 | 20-150 |
| Ne | 4 | 100 | 100-400 |
| Ar | 14 | 180 | 100-600 |
| Kr | 17 | 240 | 100-1000 |
| Xe | 26 | 350 | 200-800 |
| H ₂ | 5 | 130 | 150-600 |
| N ₂ | 12 | 342 | 100-600 |
| CO ₂ | 20 | 466 | 500-1000 |
| air | 15 | 365 | 100-800 |
| H ₂ O | 13 | 290 | 150-1000 |

Tabela 1.3 Valores dos coeficientes A e B para vários gases [6].

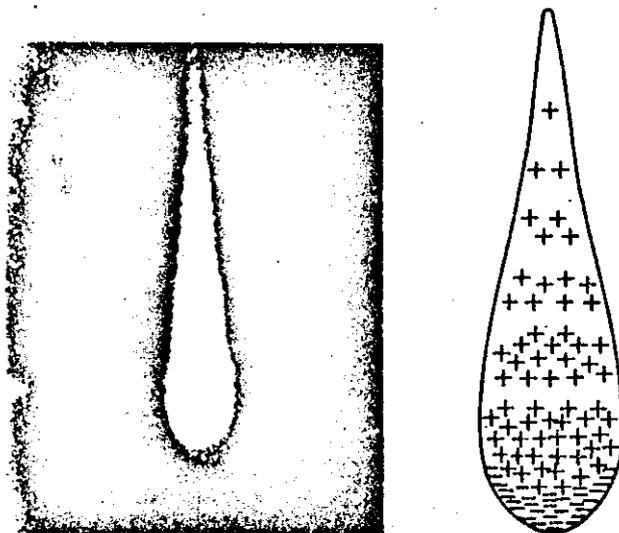


Figura 1.19 Fotografia e desenho de uma avalanche, mostrando a sua distribuição espacial de carga [7].

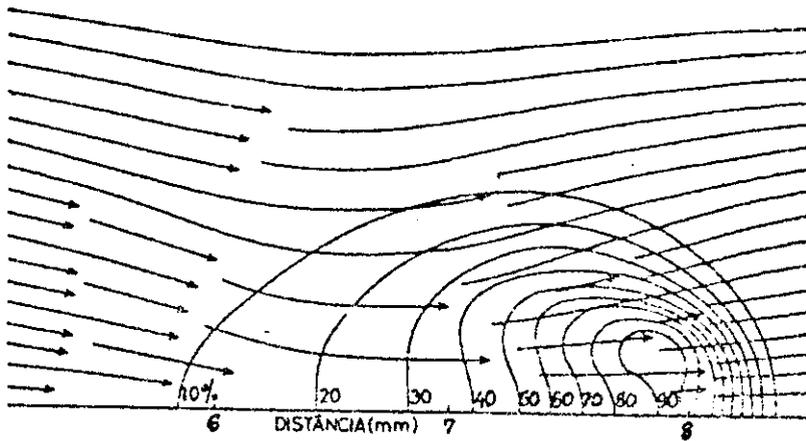


Figura 1.20 Seção transversal longitudinal de uma avalanche mostrando as linhas de densidade de elétrons e linhas de força do campo elétrico. O campo elétrico é mais intenso onde a densidade de linhas de força é maior /6/.

Referências

- /1/ D. Ritson, Techniques of high-energy physics, Interscience, New York, 1961.
- /2/ F. Sauli, Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers, CERN 77-09 (1977).
- /3/ J. E. Moyal, Phil. Mag. 46(1955)263.
- /4/ W. Franzen e L. W. Cochran, Nuclear instruments and their uses, Ed. A. H. Snell, Wiley, New York, 1956.
- /5/ V. Amaldi, Fisica delle radiazioni, Boringhieri, Torino, 1971.
- /6/ Peter Rice-Evans, Spark, Streamer, Proportional and Drift Chambers, The Richelieu Press (1974), London, Great Britain.
- /7/ L. B. Loeb, Basic processes of gaseous electronics, Univ. of California Press, Berkeley (1961).
- /8/ Rapp, D., and Englander-Golden, P., J. Chem. Phys. 43,1480(1965).
- /9/ A. von Engel, Ionized Gases, Oxford Univ. Press (1965), London, Great Britain.
- /10/ Rapp, D., and Briglia, D., J. Chem. Phys. 43,1480(1965)
- /11/ S. C. Brow, Basic data of plasma physics, MIT Press, Cambridge, Mass., 1959.

2.1. INTRODUÇÃO

O tubo plástico operado em modo streamer limitado, que é conhecido simplesmente como tubo streamer /1/, é um detector a gás que consiste essencialmente de um cátodo com seção transversal quadrada e um fio ânodo estirado no centro deste. O cátodo é construído com plástico, cloreto de polivinil-PVC, pintado com uma solução de grafite.

O desenvolvimento deste detector de partículas foi iniciado em 1976 nos Laboratórios do Instituto Nacional de Física Nuclear italiano, em Frascati, Itália.

É possível dividir o desenvolvimento desse detector em três etapas. A primeira foi realizada em 1977 quando trezentos tubos foram construídos para a experiência $\gamma\gamma 2$ no acelerador Adone /2/. Esses tubos eram cilindros, construídos com PVC e o sistema de leitura foi feito com fitas de leitura colocadas entre eles. Neste mesmo ano foram construídos em Orsay três mil desses tubos para o detector DM2 /3/, sendo que a leitura do sinal foi feita por uma linha de atraso helicoidal. O detector CHARM foi o primeiro a utilizar, em 1979, um grande número de tubos streamer, foram construídos vinte mil tubos de alumínio /4/.

A segunda etapa do desenvolvimento do tubo streamer surgiu devido à necessidade da fabricação de cinquenta mil tubos para o detector da colaboração NUSEX /5/. A construção foi simplificada com o uso de uma célula quadrada para o cátodo e de estruturas abertas de PVC que facilitaram enormemente o processo de fabricação. Com o sucesso do detector NUSEX várias experiências com aceleradores de partículas e física subterrânea (Aleph, Delphi, Opal, LVD /6/) decidiram usar esse tipo de detector. Criou-se então a necessidade de construir um número ainda maior desses tubos. Sua fabricação foi ainda mais simplificada

eliminando-se a cobertura do cátodo, isto é, o cátodo passou a ter somente três paredes pintadas.

A terceira etapa surgiu com o tubo desenvolvido para a experiência Macro /7/. Eles são similares aos anteriores porém têm uma seção transversal maior, conseqüentemente é possível cobrir grandes áreas economizando canais de leitura. Esse mesmo tubo também será usado no detector de hádrons e muons da experiência EAS-TOP /8/. Nesta última fase de desenvolvimento foi alcançada uma simplificação tal na fabricação que a construção é realizada por uma fábrica particular italiana /9/.

Hoje aproximadamente trinta experiências no mundo usam tubos streamer e um milhão desses tubos já foram construídos. Além da Itália, também a Suíça, os Estados Unidos da América, o Japão e a China possuem fábricas desses detectores.

Os tubos streamer funcionam com uma alta voltagem da ordem de 4 a 5 kV porém com uma corrente inferior a μA . O gás geralmente utilizado é uma mistura de um gás nobre com outro que possua um alto poder de apagamento ("quenching").

As características que fizeram este detector alcançar sucesso podem ser resumidas como:

- facilidade de fabricação em grande escala;
- possuir uma grande área detectável;
- ter um sinal elétrico grande, maior do que 1 mA. Isto simplifica a eletrônica de aquisição de dados, baixando os custos;
- o sinal é localizado em uma pequena região do tubo. Isto permite a construção de detectores extensos;
- ~ 100% de eficiência de detecção para partículas relativísticas;
- taxa de contagem, com plena eficiência, de até 10^6 partículas/s m^2 ;
- liberdade de construção de detectores com diferentes geometrias devido à leitura por indução, desacoplada do sistema de alta voltagem;
- fácil monitoramento de grandes volumes.

2.2 MODO STREAMER LIMITADO

O sinal do streamer limitado foi visto ocasionalmente em câmaras proporcionais em 1969 /10/. Em 1978 este novo modo de operação foi utilizado pela primeira vez /11/, porém somente em 1979-81 ele foi devidamente compreendido, apesar de já estar sendo utilizado.

Após a ionização no interior do detector, os elétrons são arrastados no sentido do fio ânodo. Quando estes alcançam as proximidades do fio dá-se início ao processo de avalanche (veja seção 1.4). Durante o processo de multiplicação os elétrons se deslocam no sentido oposto ao deslocamento dos ions, gerando um campo de dipolo elétrico no interior da avalanche, o qual tem sentido oposto ao campo elétrico gerado pelos eletrodos. Quando o número de elétrons na extremidade da avalanche alcança uma densidade crítica de $N \sim 10^8$ o campo elétrico total no interior da avalanche é praticamente nulo. Nestas condições os elétrons livres e ions no interior da avalanche podem recombinar-se emitindo fótons ultra violetas isotropicamente. Esses fótons geram, por fotoionização, novos pares de elétron-ions na vizinhança da avalanche. Aqueles emitidos nas extremidades da avalanche, onde o campo elétrico é intenso, iniciam avalanches secundárias, enquanto que os fótons emitidos lateralmente encontram um campo elétrico fraco e não iniciam outras avalanches. O resultado deste processo é a união da avalanche primária com as avalanches secundárias produzindo uma descarga "streamer". Na Figura 2.01 é mostrado um desenho esquemático deste processo.

Se o caminho livre médio dos fótons gerados no centro da avalanche for suficientemente grande para que estes alcancem o cátodo e extraiam elétrons, ou fotoionizem o gás longe da descarga, onde o campo elétrico é intenso, ocorrem streamers secundárias. Para evitar esses pulsos descorrelacionados com a

passagem de uma partícula, pulsos espúrios, é preciso utilizar uma mistura de gases que possua um grande poder de "quenching" (absorção dos fótons sem reemissão) juntamente com um cátodo que tenha uma função trabalho elevada. Assim é possível limitar a descarga numa pequena região do detector que se restringe a alguns milímetros do fio ânodo.

As condições propícias para operação no regime streamer limitado são:

- presença de um campo elétrico intenso ($> 10 \text{ kV/cm}$) em uma ampla região em torno ao ânodo. Por isso usa-se um fio de $100 \text{ }\mu\text{m}$ de diâmetro;

- uso de uma mistura de gases com alto poder de "quenching". Geralmente pelo menos um dos gases deve ser poliatômico.

A primeira condição é necessária para a formação da descarga, enquanto a segunda é para controlá-la. No caso extremo de pouquíssimo poder de "quenching" da mistura a descarga se propagará paralelamente ao fio gerando uma descarga do tipo Geiger-Muller.

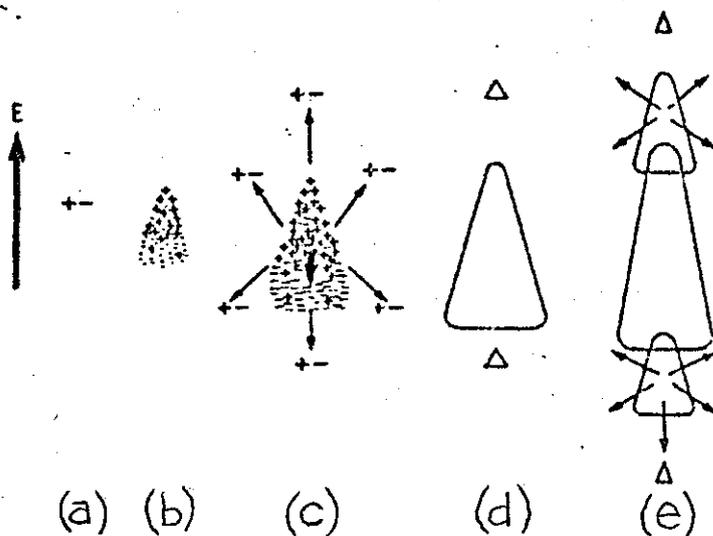


Figura 2.01 Desenho esquemático dos estágios do desenvolvimento da descarga streamer: a) par inicial de ionização, b) a aceleração dos elétrons gera uma avalanche, c) crescimento da avalanche até que o campo no seu interior seja praticamente nulo e ocorram recombinações com emissões de fótons que produzirão mais pares de ionização, d) elétrons livres na frente e cauda da avalanche iniciam outras avalanches, e) repetição do processo anterior e união das avalanches.

2.3. TRANSPARÊNCIA DO CÁTODO

A possibilidade de realizar a leitura do sinal desacoplada do sistema de alta voltagem é devido à transparência do cátodo resistivo a transientes de curta duração. Transparência aqui significa a transmissão não distorcida do sinal para eletrodos de leitura externos ao tubo. O cátodo consiste de uma película de grafite pintada no interior dos tubos plásticos.

Com o uso do cátodo resistivo é possível realizar a leitura do ponto de passagem da partícula através do uso de fitas leitoras colocadas externamente ao tubo. Definimos que as fitas paralelas ao fio são a coordenada X e as fitas perpendiculares a coordenada Y.

A seção transversal de um tubo com fitas leitoras e o respectivo circuito equivalente são mostrados na Figura 2.02. As

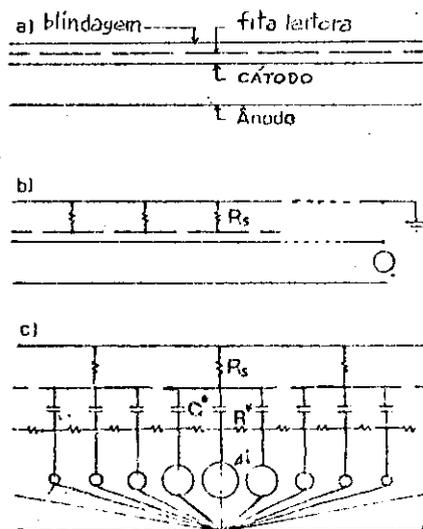


Figura 2.02 a) Desenho esquemático da seção transversal do sistema de leitura (somente a metade superior), b) conexões elétricas, c) circuito elétrico equivalente com geradores de corrente simulando a indução eletromagnética, resistências R_c o cátodo, capacitores C^* a capacitância cátodo-fita leitora e R_s a resistência do circuito de leitura [12].

fitas são aterradas via uma resistência do circuito de leitura R_s . O cátodo também é aterrado e o fio é conectado à alta voltagem positiva. No circuito equivalente o cátodo é representado por resistências R^* acopladas às fitas por capacitores C^* . A carga induzida é representada por geradores de corrente com maior intensidade no ponto onde passou a partícula. Durante o tempo do pulso a capacitância cátodo-fita, C^* , é carregada através da resistência de leitura R_s . A transmissão para os eletrodos de leitura de pulsos não distorcidos ocorre se o tempo de descarga do circuito R^*C^* (tempo de blindagem do cátodo) for muito maior do que a duração do pulso. Na prática o tempo de blindagem do cátodo depende somente do valor de R^* , pois a variação de C^* é desprezível.

Para cada geometria do tubo, largura dos eletrodos de leitura e amplificação interna existe um patamar de transparência em função da resistividade do cátodo. A transparência é definida como a razão entre as amplitudes dos sinais das fitas central e lateral normalizada pelo valor do patamar para altas resistividades. A transparência do cátodo para fitas de largura um centímetro em função da resistividade de superfície do cátodo é mostrada na Figura 2.03. O patamar de transparência começa em $10^5 \Omega/\square$. Os pulsos da fita central e da lateral para valores de resistividade antes e durante o patamar são mostrados na Figura 2.04.

O limite inferior da resistividade depende essencialmente da geometria do cátodo, dos eletrodos de leitura e do regime de operação do tubo. O valor superior da resistividade limita o fluxo máximo de partículas que o tubo pode detectar.

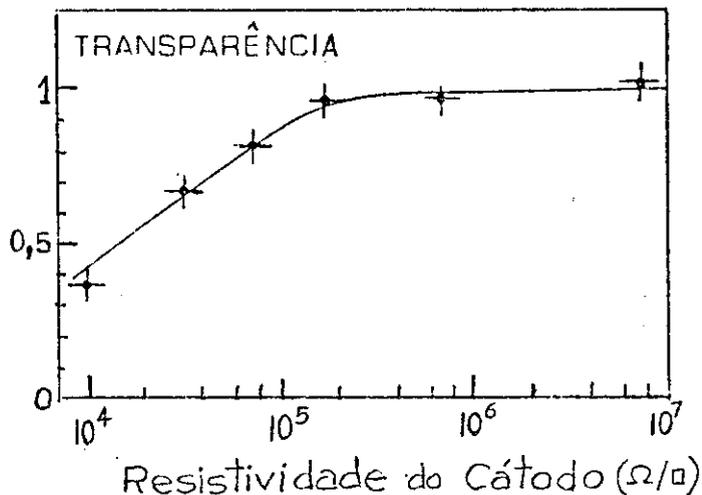


Figura 2.03 Transparência do cátodo em função da resistividade de superfície para fitas leitoras com 1cm de largura /12/.

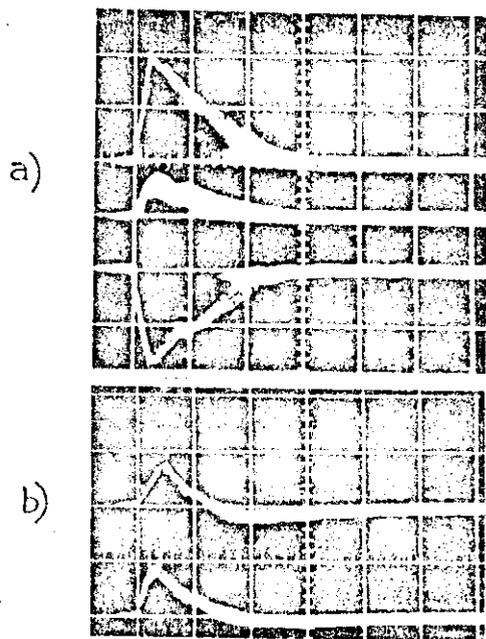


Figura 2.04 a) Pulsos da fita leitora central, fita lateral e do fio (vistos de cima para baixo respectivamente) para uma resistividade do cátodo de $7 \text{ M}\Omega/\square$, b) pulsos da fita leitora central e da lateral para uma resistividade do cátodo igual a $10 \text{ k}\Omega/\square$. As fitas e os fios foram terminados com 50Ω , as escalas verticais são 10 e 50 mV/div (fitas e fios respectivamente) e 20 ns/div horizontal para todas as fotografias /12/.

2.4. LEITURA DIGITAL E ANALÓGICA

Dependendo dos objetivos da experiência a leitura do sinal induzido pode ser digital (sim ou não) e, ou, analógica. A leitura digital possibilita a determinação dos pontos por onde passaram as partículas ionizantes, enquanto que a analógica fornece a informação do número de partículas que atravessaram uma determinada área.

Leitura digital

A leitura digital é realizada por meio de fitas leitoras colocadas sobre e sob os tubos. Essas fitas são de alumínio e têm $40\mu\text{m}$ de espessura. O eletrodo de leitura é composto por uma folha de PVC de 1 mm na qual de um lado são coladas as fitas leitoras e do outro é fixada uma folha de alumínio também de $40\mu\text{m}$ de espessura que é conectada à massa. Na Figura 2.05 é mostrado o corte transversal desses eletrodos de leitura junto aos detectores. As fitas se comportam como uma linha de transmissão com uma impedância característica de 50 ohm e um tempo de propagação

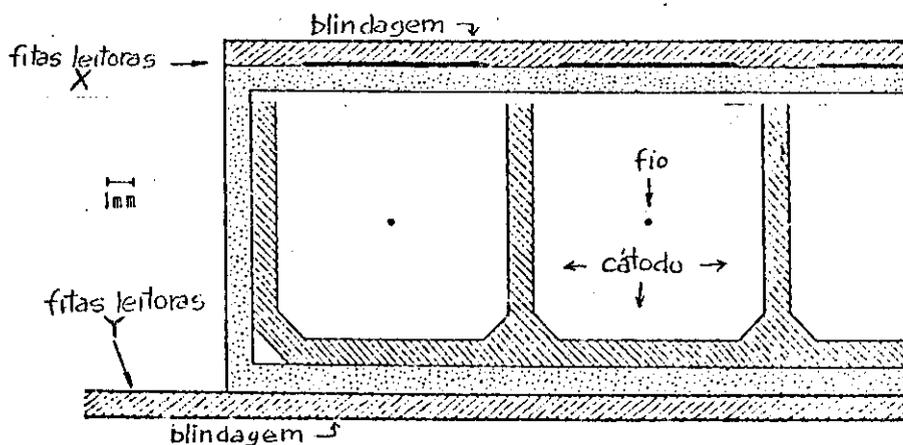


Figura 2.05 Corte transversal dos tubos streamer com as fitas de leitura digital.

de 6 ns/m. A atenuação do sinal induzido na linha fita-massa é desprezível para comprimentos até 20 m.

As fitas paralelas aos fios têm uma largura de 4 mm e um passo de 10 mm, enquanto que as fitas perpendiculares têm uma largura de 10 mm e um passo de 12 mm. Esta diferença é devido ao fato de que a descarga na direção X ocorre no centro do tubo, onde está o fio, enquanto que na direção Y a descarga pode acontecer em qualquer ponto ao longo do fio.

A leitura do sinal é realizada por cartões eletrônicos fabricados pela LeCroy /13/ que são conectados nas extremidades das fitas. O sinal vindo da fita entra num circuito comparador monolítico (LeCroy MIL200, limiar de 2mV/50 ohm). O pulso de saída é formatado em 7 μ s. As saídas de oito canais entram num "shift register" de 8 bits com entrada paralela e saída serial. Cada cartão contém 32 canais. Para a execução da lógica de "trigger" cada cartão fornece um "OR" dos 32 canais. O esquema eletrônico de um cartão é mostrado na Figura 2.06. Os "shift-registers" dos cartões de um plano (ou planos) formam um "bus" único que é lido serialmente por uma unidade CAMAC /14/. Os cartões são interligados por cabos planos de 16 vias. O diagrama de bloco da eletrônica de aquisição digital é mostrado na Figura 2.07.

Os cartões de leitura X são mais curtos do que os da leitura Y devido a diferença de passo na separação das fitas leitoras das duas coordenadas.

A unidade CAMAC de leitura dos cartões é a "Streamer Tube data Acquisition System"-STAS /15/. Para ler os cartões LeCroy 4200, que trabalham com sinais TTL, com esta unidade, que usa sinais TTL diferencial, utilizamos o adaptador fornecido pela CAEN modelo A 214A.

A STAS é composta por oito canais paralelos de leitura dos cartões. Cada canal pode ser programado para ler de 1 a 32 cartões (cada cartão lê 32 fitas). A velocidade de aquisição pode ser 0,625 ou 1,25 Mbits/s. Estas seleções são feitas através de chaves no interior da unidade.

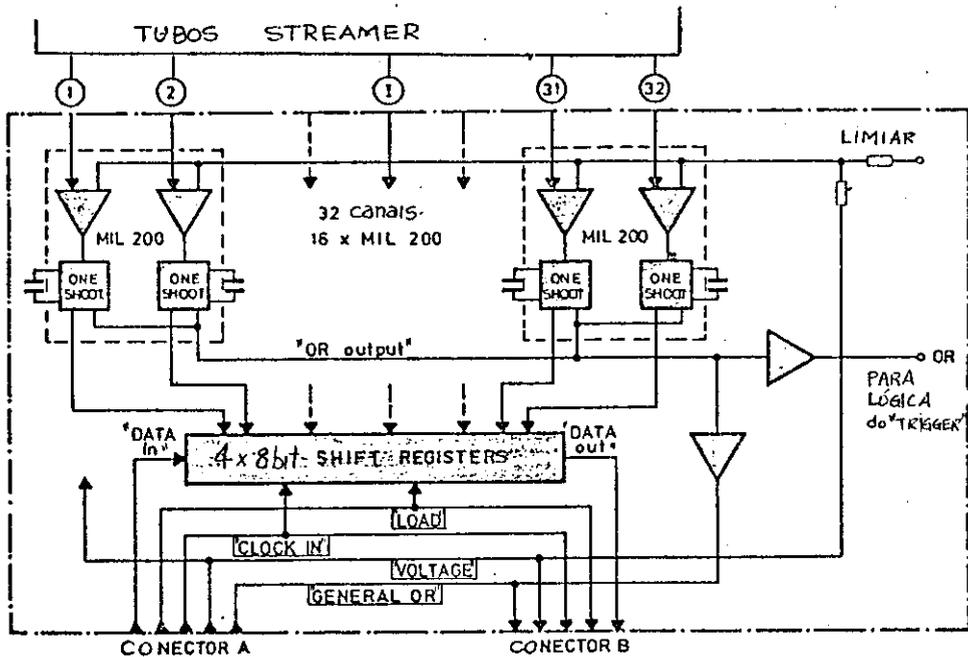


Figura 2.06 Esquema eletrônico do cartão de leitura digital LeCroy-modelo 4200.

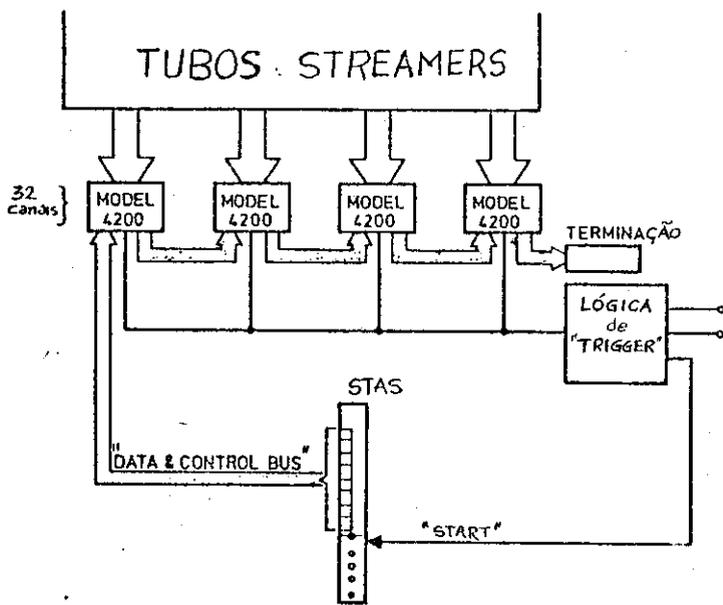


Figura 2.07 Diagrama de bloco da eletrônica de leitura digital dos tubos streamer.

A aquisição é iniciada quando um sinal NIM é enviado ao conector ST localizado no painel frontal da STAS. Então ela envia um sinal de LOAD para os cartões fixando assim as informações (sim ou não) contidas nos "shift-registers" e em seguida um outro sinal de CLOCK (10 MHz) que descarrega os "shift-registres". Os dados (sim ou não) são lidos pela linha SERIAL INPUT proveniente da saída dos "shift-registers" e colocados temporariamente numa memória FIFO, "first-in-first-out" (512x16 bits).

A lógica de organização analisa esses dados crus (zeros e uns), independentemente para cada um dos oito canais, procurando grupos de 1's cercados por zeros. Esses grupos são então codificados em palavras de 16 bits que são armazenadas numa outra FIFO. Cada grupo de 1's é codificado da seguinte maneira: 10 bits para o endereço do grupo, 3 bits para a largura do grupo (detalhes na seção 4.3) e 3 bits par o endereço do canal STAS de leitura. Se a largura do grupo for maior do que sete, a largura total pode ser obtida combinando as larguras de grupos adjacentes. Com este procedimento o programa de aquisição lê essas palavras de 16 bits, que contém todas as informações necessárias para a reconstrução da posição da partícula, economizando uma grande quantidade de memória, visto que a grande maioria dos dados crus são zeros.

Com os dados da STAS é possível determinar o ponto por onde passou a partícula. Se vários planos de tubos streamer são utilizados pode-se determinar a trajetória da partícula que atravessou o conjunto de planos.

Leitura analógica

A leitura analógica consiste em ler a carga gerada pela descarga (ou descargas) elétrica. Devido à transparência do cátodo esta leitura pode ser feita externamente aos tubos, dando ampla liberdade na escolha da geometria dos detectores (por exemplo calorímetros). Ela também pode ser realizada lendo-se o sinal do fio ânodo. Neste caso a liberdade na geometria é perdida. Na

Figura 2.08 é mostrado um desenho do eletrodo externo de leitura analógica. Geralmente este eletrodo consiste de uma placa de circuito impresso de dupla face que é fixada externamente aos tubos. A folha mais próxima do detector lê o sinal induzido, enquanto a outra faz a blindagem e massa para o sistema de leitura. O tamanho dessas placas é limitado a cerca de $\sim 50 \times 50 \text{ cm}^2$ devido a sua capacitância. Quanto maior a área da placa menor será a amplitude do sinal induzido, fazendo com que a relação sinal/ruído diminua. Uma outra variável na escolha desta área é a densidade de partículas a ser lida e sua variação, pois a carga total será lida por um ADC (conversor analógico-digital) que possui uma faixa de operação finita.

O sinal lido pelo ADC é proporcional ao número de

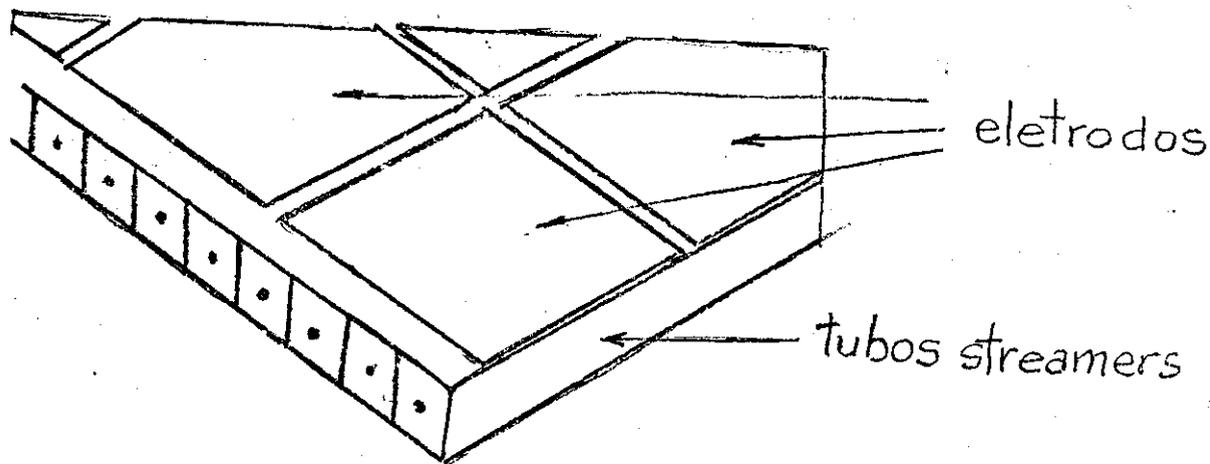


Figura 2.08 Desenho de eletrodos de leitura analógica posicionados sobre tubos streamer.

partículas que atravessaram o eletrodo. Esta leitura é muito usada em calorímetros, pois o número de partículas num chuveiro hadrônico ou eletromagnético é proporcional a energia da partícula incidente. As principais vantagens do uso de tubos streamer em calorímetros são: a já citada liberdade na geometria, excelente relação sinal/ruído, monitoramento simples, melhoria da resolução em energia (em comparação com câmaras proporcionais) devido à distribuição de carga ser tipo gaussiana. No caso de calorímetros hadrônicos soma-se a vantagem de poder fazer, com o mesmo detector, a trajetografia de muons utilizando-se a leitura digital.

A utilização da leitura analógica de tubos streamer pode ser muito útil em detectores de CAE's. Como discutido na Introdução desta tese a determinação da direção de chegada da partícula primária é um fator preponderante para Astronomia Gama. A resolução angular obtida pelo método de tempo de voo pode ser melhorada por um fator dois se o centro do chuveiro for determinado com uma precisão de poucos metros /16/. Para se obter uma melhor determinação do centro do chuveiro é preciso haver um detector de CAE com muitos detectores de partículas pouco separados entre si. Este espaçamento nas atuais experiências que trabalham na faixa de energia de 10^{15} eV é de pelo menos vinte metros.

Um modo muito econômico e eficiente para diminuir este espaçamento é a utilização de tubos streamer com leitura analógica do "OR" dos fios ânodos. O custo desses detectores é cerca de quarenta vezes menor do que um equivalente construído com cintiladores. Lendo-se os fios economiza-se o eletrodo de leitura. A área de amostragem da densidade de partículas neste caso é a área ativa do detector. É lógico que um tal sistema deve ser composto por cintiladores plásticos e tubos streamer, visto que os tubos não têm boa resolução temporal para a realização do método de tempo de voo.

2.5 FUNCIONAMENTO DO DETECTOR

Nesta parte descreverei as medidas realizadas durante minha estadia nos Laboratórios Nacionais de Frascati do INFN com os tubos streamer que serão utilizados no detector de hádrons e muons da experiência EAS-TOP, Itália. A mistura ideal de Argônio e Isobutano a ser utilizada nos tubos streamer foi determinada e estudou-se o funcionamento destes tubos operados sem um fluxo contínuo de gás.

Geometria dos tubos streamer

A unidade básica deste detector é uma câmara contendo oito tubos streamer. Na Figura 2.09a) é mostrada uma parte do perfil desta câmara.

A seção transversal de cada tubo é $3 \times 3 \text{ cm}^2$. O fio ânodo utilizado tem $100 \mu\text{m}$ de diâmetro e é feito de Cu-Be banhado em prata. O fio ânodo é estirado no centro do tubo e soldado nas extremidades. A cada meio metro é colocado um 'cavelete' de PVC que mantém o fio na posição central. Três paredes do tubo são pintadas com grafite, $R \approx 1$ a $2 \text{ kohm}/\square$. A espessura das paredes é $1,5 \text{ mm}$. Este sistema é colocado dentro de uma caixa de PVC que nas extremidades é fechada com tampas, também de PVC, que contém os conectores para a alta voltagem e as conexões de entrada e saída do gás. Uma das tampas contém um conector externo de alta voltagem para cada fio ânodo, permitindo a leitura individual dos fios.

Após aplicada a alta voltagem, ions positivos carregam a parede não grafitada fazendo com que o campo eletrostático permaneça como mostrado na Figura 2.09b).

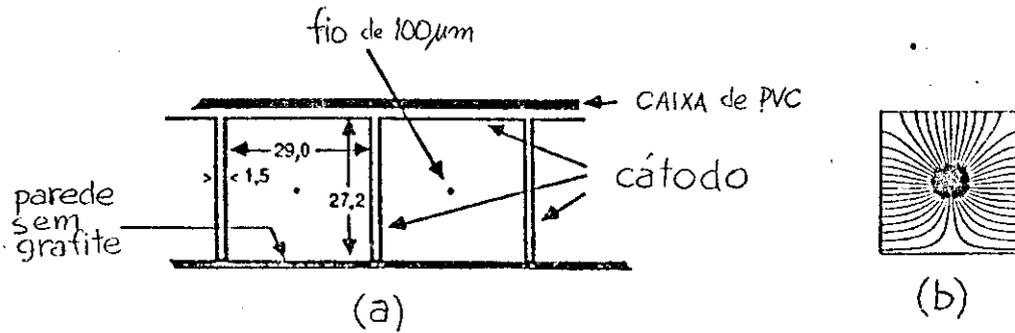


Figura 2.09 a) Desenho do perfil do tubo streamer de célula 3x3 cm², as dimensões estão em mm, b) configuração do campo eletrostático do tubo streamer.

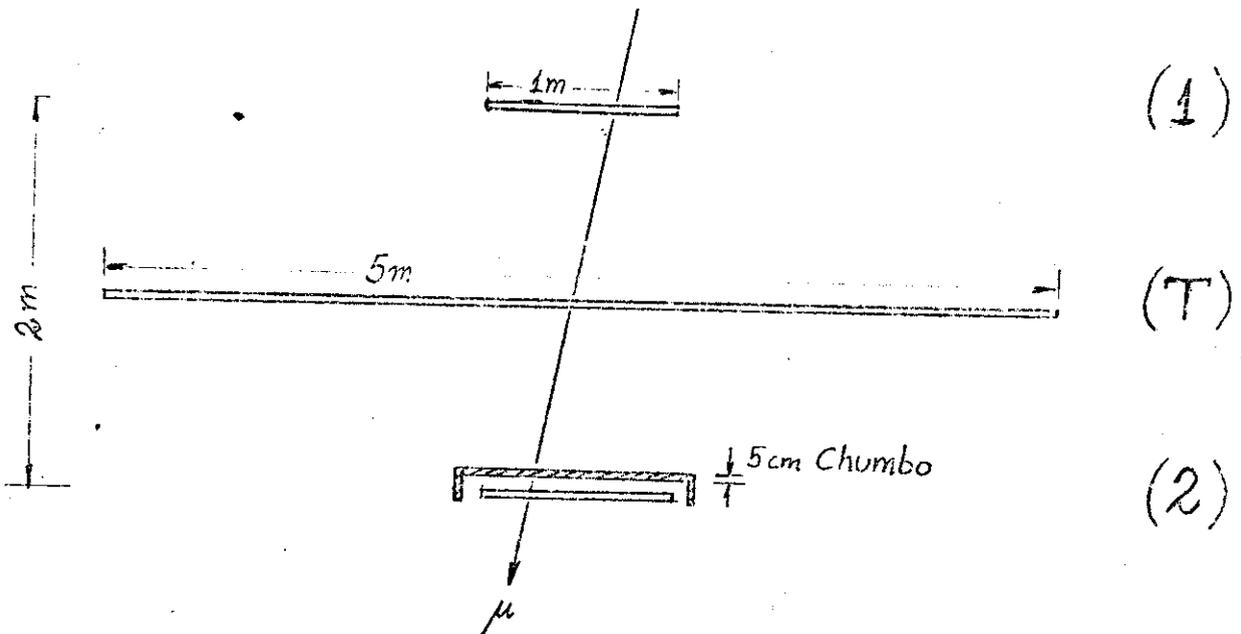


Figura 2.10 Desenho do montagem experimental utilizada para o estudo do funcionamento do tubo streamer com célula 3x3 cm².

Operação do detector

A montagem experimental usada para a realização das medidas é mostrada na Figura 2.10. Duas câmaras streamer de um metro de comprimento foram colocadas separadas por uma distância vertical de dois metros (câmaras de disparo). A coincidência dos 'OR' dos sinais dos fios destas duas câmaras seleciona um feixe de raios cósmicos com ângulo zenital $\leq 25^\circ$. A câmara inferior foi blindada com paralelepípedos de chumbo, de 5 cm de espessura, para eliminar a componente mole da radiação cósmica. A câmara a ser estudada, medindo cinco metros de comprimento, foi colocada entre as duas câmaras de disparo.

O diagrama de bloco da aquisição de dados é mostrado na Figura 2.11a). Para haver uma frequência maior de eventos usou-se o 'OR' dos oito fios ânodos (veja Figura 2.11b))

O 'OR' dos fios da câmara de estudo foi separado em dois, um sinal foi enviado a um conversor analógico digital Fastbus LeCroy ADC modelo 1885N, que utilizou para disparo o sinal da coincidência entre as câmaras de disparo (o tempo de integração foi de $1,5 \mu\text{seg}$). O outro sinal foi discriminado com um limiar de $10\text{mV}/50 \text{ ohm}$, formatado com $5\mu\text{seg}$ e enviado a um contador. Deste modo foi possível construir simultaneamente a distribuição de carga e a curva de contagem individual. Estas duas medidas, em função da alta voltagem, foram realizadas para três concentrações da mistura Argônio/Isobutano, 40/60; 50/50 e 60/40. Os resultados são mostrados na Figura 2.12a), b) e c).

Como era esperado, com o aumento da proporção de Argônio a extensão do patamar da curva de contagem individual diminui e pulsos espúrios ("after-pulses") ocorrem intensamente com o aumento da alta voltagem. Os pulsos espúrios são devidos ao fato que diminuindo-se a proporção de Isobutano o caminho livre médio dos fótons aumenta. Como consequência, a extensão do patamar da curva de contagem individual (definida como a faixa de voltagem, na região de maior eficiência de contagem, em que a contagem

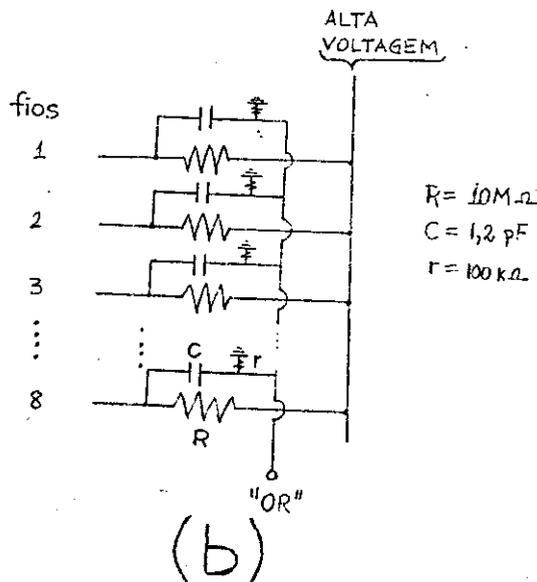
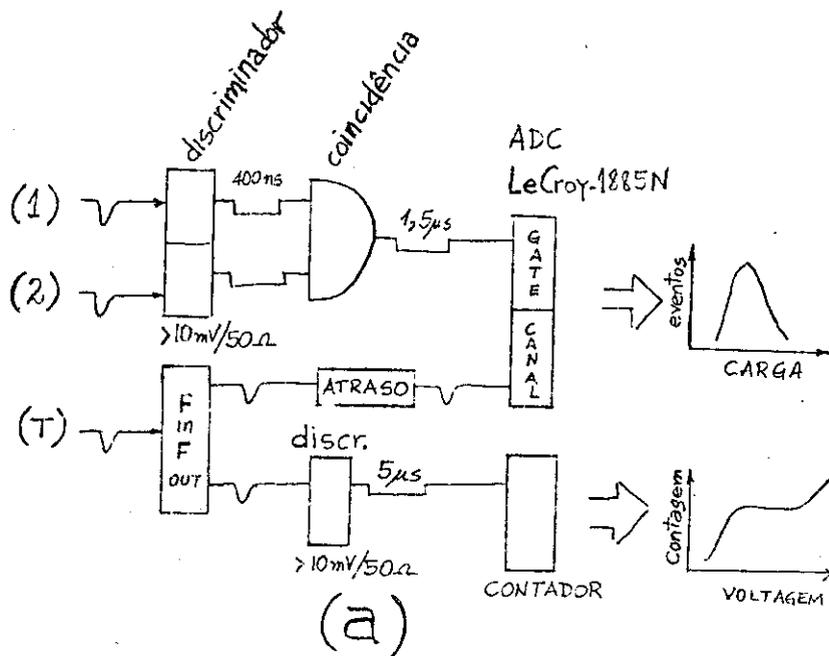


Figura 2.11 a) Diagrama de bloco da aquisição de dados para o estudo dos tubos streamer de célula $3 \times 3 \text{ cm}^2$, b) circuito elétrico utilizado para ler o "OR" dos oito fios.

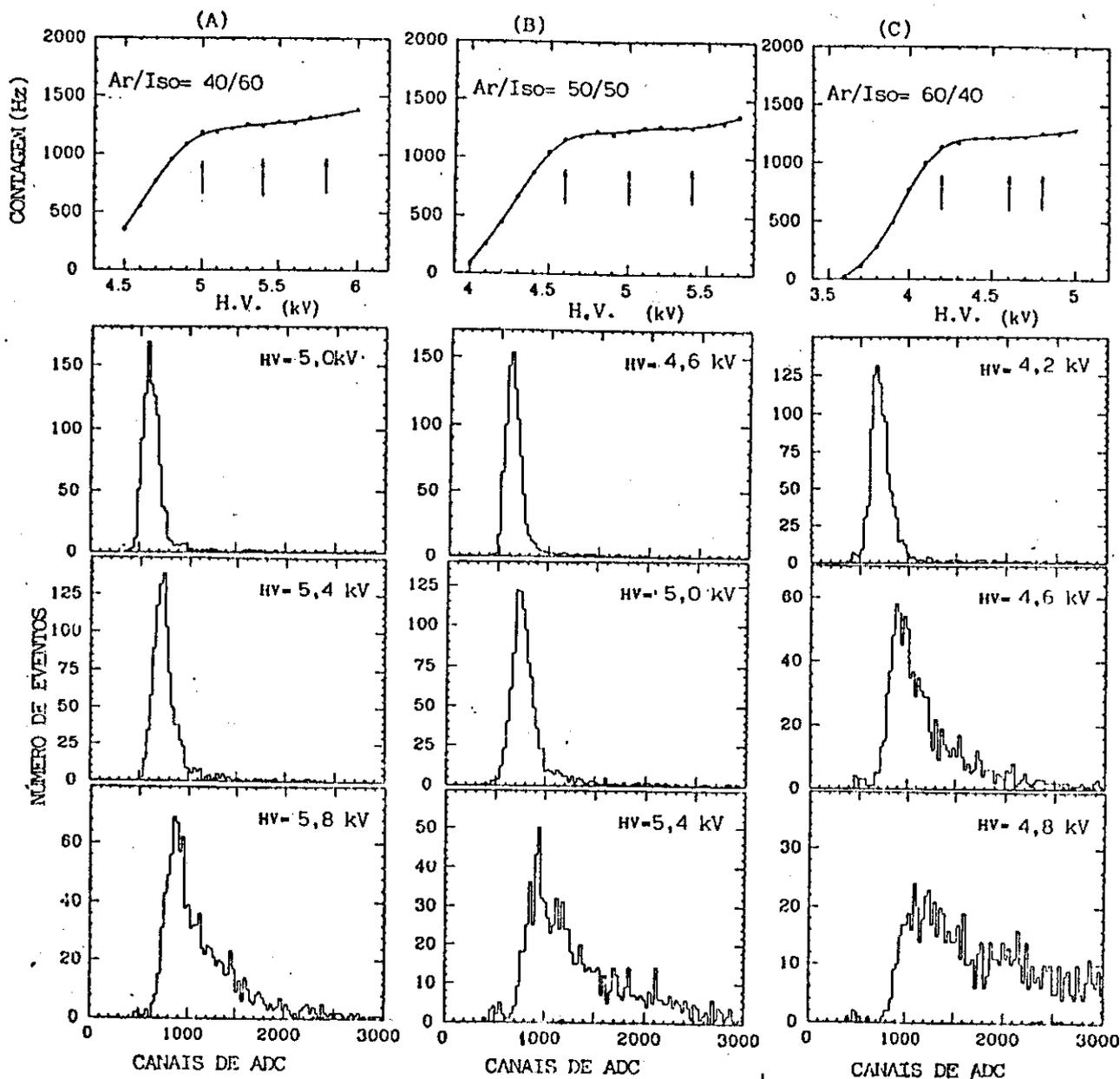


Figura 2.12 Curvas de contagens individuais e distribuições de cargas para diferentes voltagens e concentrações de Argônio/Isobutano, a) Ar/Iso=40/60, b) Ar/Iso=50/50 e c) Ar/Iso=60/40.

crece menos de 5% diminui de 1000 V para Ar/Iso=40/60 para 800 V para Ar/Iso=60/40, e a distribuição de carga é muito mais larga.

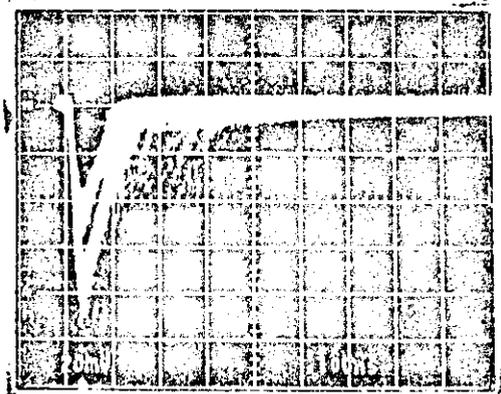
Um sinal típico do fio tem um tempo de subida da ordem de 10 nano-segundos e uma largura de 100 nano-segundos com uma amplitude de $\geq 40\text{mV}/50\text{ ohm}$. Na Figura 2.13 é mostrada uma fotografia do sinal do fio ânodo obtida com uma fonte β não colimada.

A dependência do pico da distribuição de carga em função da alta voltagem segue um comportamento exponencial ($Q_p \approx \exp(k V)$, mostrado na Figura 2.14a). A carga de pico no Joelho do patamar de contagem vai de 40 para 70 pC com o aumento de 40 para 60% na proporção de Argônio.

Na Figura 2.14b) é mostrada a dependência da resolução de carga (FWHM/ Q_p) em função da alta voltagem. Os valores de k são mostrados na Tabela 2.1 para a faixa de mistura estudada. O seu valor varia lentamente com a fração de Ar/Iso.

Com o aumento da voltagem a resolução de 110% no Joelho do patamar de eficiência diminui alcançando um valor mínimo, depois piora devido à geração de pulsos espúrios que aumenta com a alta voltagem. Este efeito é mais evidente para a mistura mais pobre em Isobutano. Entre as medidas realizadas obtém-se a melhor resolução para a mistura mais rica em Argônio. Isto é devido ao fato que a resolução melhora com o aumento da carga quando a geração de pulsos espúrios é desprezível.

Figura 2.13 Fotografia do sinal do fio obtida com uma fonte β não colimada, para Ar/Iso = 50/50 e alta voltagem de 4900V. A escala horizontal é 100ns/divisão e a vertical 20mV/divisão.



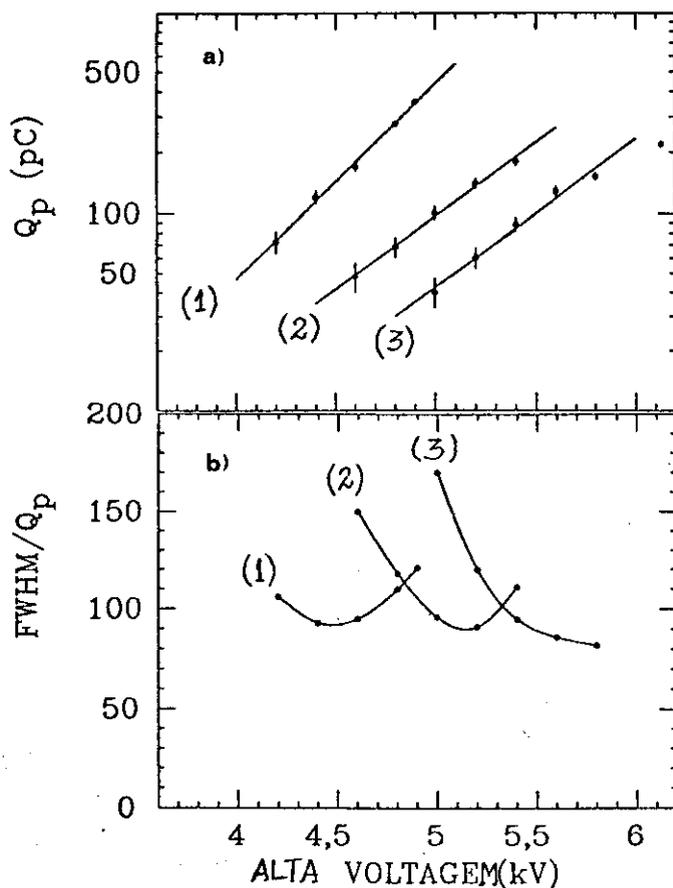


Figura 2.14 a) Distribuição da carga de pico e b) resolução de carga em função da alta voltagem para três misturas de Argônio/Isobutano: (1) = 60/40, (2) = 50/50 e (3) = 40/60.

| Ar/Isobutano | $K(V^{-1})$ |
|--------------|----------------------------|
| 40/60 | $(17 \pm 2) \cdot 10^{-4}$ |
| 50/50 | $(17 \pm 2) \cdot 10^{-4}$ |
| 60/40 | $(20 \pm 1) \cdot 10^{-4}$ |

Tabela 2.01 Valores do coeficiente k para misturas de Argônio e Isobutano.

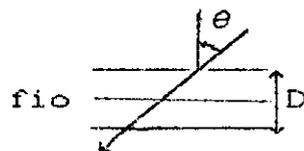
2.6. DETERMINAÇÃO DA ZONA MORTA

Após a passagem pelo tubo streamer de uma partícula carregada, uma pequena zona em torno a descarga elétrica permanece incapaz de detectar uma outra partícula durante um tempo τ . Este tempo é conhecido como tempo morto e a zona (comprimento do fio) como zona morta. Nesta seção descreverei as medidas realizadas nos Laboratórios do INFN de Frascati para avaliar a zona morta do regime streamer limitado.

Multi-streamers

O sinal de um streamer individual é praticamente saturado, isto é, não depende do valor da ionização. Na realidade existe uma dependência extremamente fraca da carga com a ionização. A carga varia logaritmicamente com a ionização [17]. Considerando o regime como saturado é possível fazer uma simples parametrização do número de streamers individuais, N_s , em função do ângulo, θ , de incidência da partícula em relação a vertical,

$$N_s = \begin{cases} 1 & , \text{se } \theta \leq \theta^* \\ (D \tan \theta) / \delta & , \text{se } \theta > \theta^* \end{cases}$$



onde: $N_s = Q_p(\theta) / Q_p(\theta^0)$; $Q_p(\theta)$ é a carga do pico do espectro de carga; D = altura do tubo; $\tan \theta^* = \delta / D$; δ = zona morta.

Quando a trajetória da partícula incidente forma um ângulo maior do que θ^* a projeção deste traço de ionização no fio ânodo é maior do que a zona morta δ . Isto gera a formação de multi-streamers [1] que pela nossa parametrização são dados por N_s .

Montagem experimental

Montamos um telescópio de muons (veja Figura 2.15a)) com o qual selecionamos muons verticais com pequenos ângulos zenitais, $\langle \theta \rangle \approx 4^\circ$. Tal telescópio consistiu de duas câmaras streamer de células de $1 \times 1 \text{ cm}^2$ e 30 cm de comprimento. Estas duas câmaras foram colocadas separadas verticalmente de 2,80m e a coincidência entre elas disparava a aquisição de dados. A câmara inferior foi blindada com 5 cm de chumbo. Inclinando o tubo central foram realizadas medidas da carga do sinal do fio ânodo para diferentes ângulos de incidência dos muons em relação ao fio. O esquema da aquisição de dados é mostrado na Figura 2.15b).

O gás utilizado foi Argônio + Isobutano = 40 + 60, a alta voltagem de operação foi 5200 V e o diâmetro do fio 100 μm .

O resultado obtido está na Figura 2.16 onde são mostrados os pontos experimentais e a parametrização para $\delta = 6,5 \text{mm}$.

O tempo morto é aproximadamente o tempo, após a descarga, que o potencial elétrico leva para retornar ao seu valor inicial. Ele depende do tempo que os ions, produzidos na descarga, levam para serem coletados pelo cátodo. Este é o tempo de arrasto dos ions positivos do fio ânodo até o cátodo. Para as condições usadas nos tubos estudados este tempo de arrasto é cerca de 350 μs .

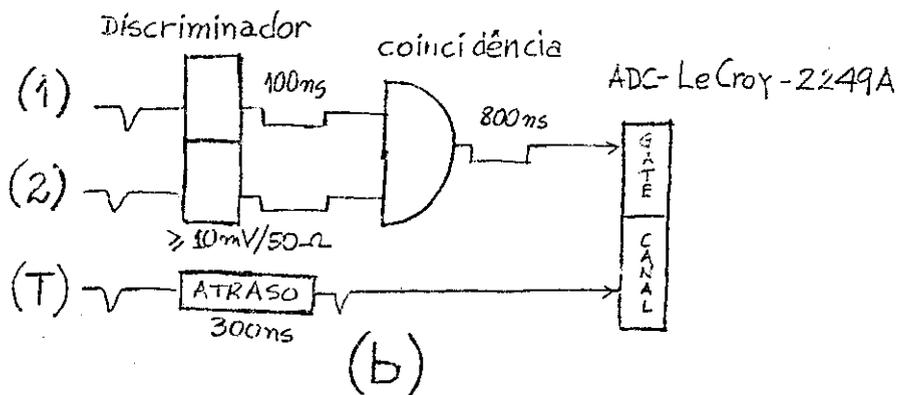
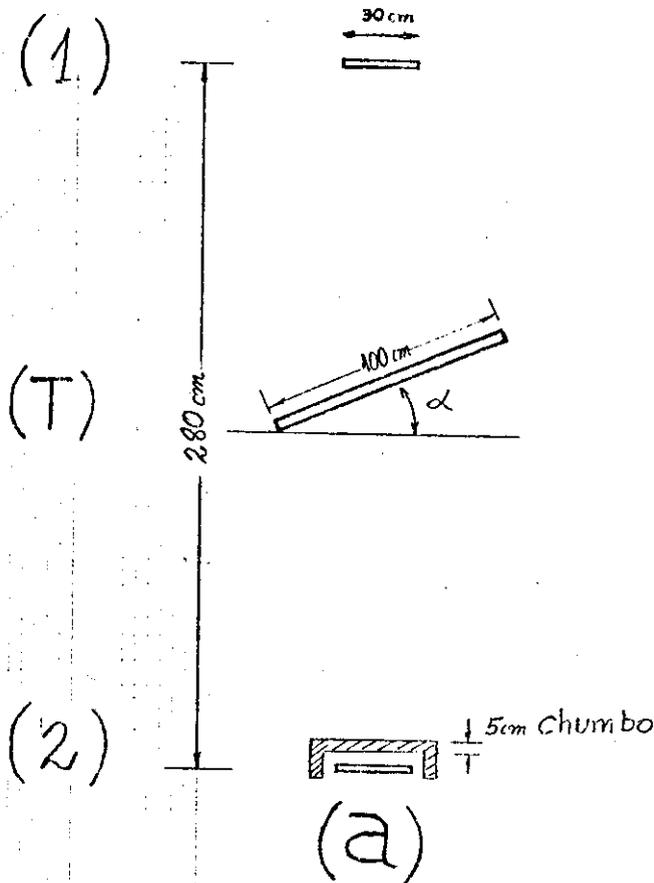


Figura 2.15 a) Desenho da montagem experimental e b) do diagrama de bloco da eletrônica utilizada no estudo da zona morta do regime streamer limitado.

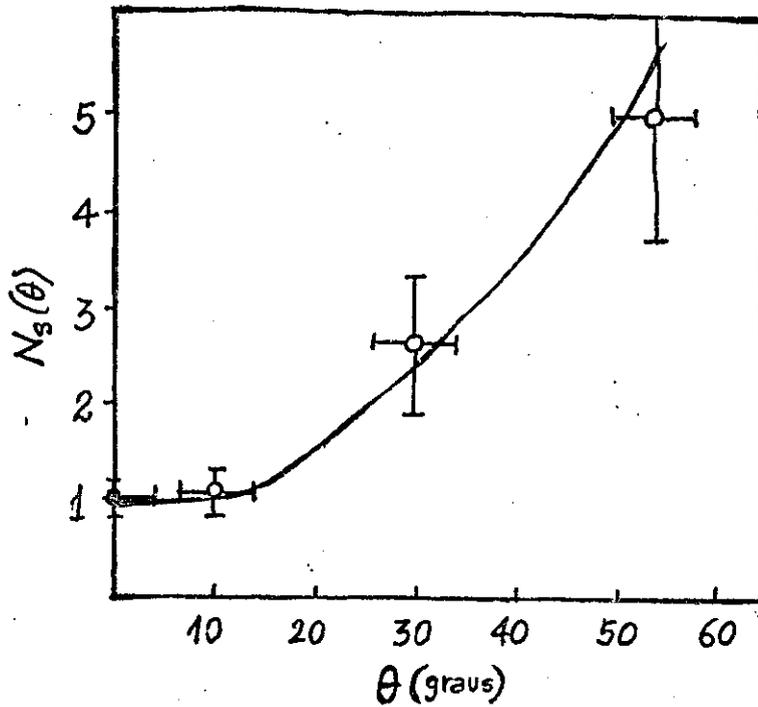


Figura 2.16 Número de multi-streamers, N_s , em função do ângulo da trajetória da partícula incidente e a normal ao fio, θ . A curva traçada é a parametrização dos N_s (ver texto) para $\delta=6,5$ mm.

2.7. FUNCIONAMENTO SEM FLUXO DE GÁS

Atualmente todas as experiências com aceleradores de partículas e física subterrânea que usam tubos streamer fazem fluxar continuamente a mistura de gás utilizada.

A possibilidade do uso destes detectores sem um fluxo contínuo de gás é muito interessante por vários motivos: manutenção em locais de difícil acesso, dificuldades com a estabilidade da mistura dos gases, distribuição do gás para detectores distantes e custo dos gases.

Na operação de câmaras proporcionais ou streamers, normalmente é necessária a circulação de gás devido à deterioração do gás, o que faz com que com o tempo o detector tenha uma queda de desempenho. A perda no desempenho tem duas origens:

i) contaminação do gás original por outros gases devido a furos na câmara ou difusão seletiva dos gases através do plástico. Estes efeitos dependem da natureza e espessura das paredes da câmara;

ii) formação de polímeros próximas ao ânodo que são lentamente arrastados e depositados no cátodo se um fluxo de gás não é usado para expurgá-los da câmara. Essa deposição no cátodo pode permitir que fótons com pouca energia liberem elétrons e gerem pulsos espúrios /18/. Com o objetivo de separar estas duas contribuições para o deterioramento do gás foram realizadas duas medidas: uma sem a alta voltagem de trabalho do detector e outra com o uso contínuo da alta voltagem.

Estas medidas foram realizadas nos Laboratórios Nacionais de Frascati do INFN.

Teste de hermeticidade

Uma especial atenção foi dada à solda das tampas da câmara streamer. Estas tampas são soldadas à caixa que envolve o cátodo através de aquecimento e pressionamento do plástico. Foi usada uma cola de silicone /19/ na superfície das tampas a serem soldadas e nos conectores de gás e alta voltagem.

As câmaras foram submetidas a um teste de hermeticidade que verifica o fechamento do sistema inteiro (possíveis micro buracos no PVC, vazamento através dos conectores de gás e alta voltagem, etc). Foi utilizada uma bomba de vácuo que sugou o ar da câmara durante quinze a trinta minutos até que uma pressão residual de 0,2 a 0,5 mb fosse alcançada. Depois a câmara foi isolada da bomba e acompanhou-se o comportamento da pressão interna. Inicialmente a pressão sobe rapidamente para 1 a 1,5 mb e em seguida aumenta lentamente como mostrado na Figura 2.17 que representa o comportamento típico de uma câmara bem fechada. Uma pressão de 6 mb é alcançada após duas horas devido a permeabilidade do PVC. Para câmaras com problemas de hermeticidade ocorre um contínuo aumento da pressão interna com o tempo.

Difusão seletiva

Para o estudo do comportamento do detector sem fluxo de gás foram usadas três câmaras de tubos streamer de 5 metros de comprimento escolhidas aleatoriamente entre os tubos fabricados pela Polivar /9/.

As câmaras foram lacradas após serem operadas com um fluxo de Ar/Iso=40/60.

As medidas consistiram no acompanhamento contínuo dos sinais, curvas de contagem individual e distribuição de carga durante o período de tempo em que as câmaras permaneceram seladas (dois meses).

Na Figura 2.18 estão as curvas de contagem individual em

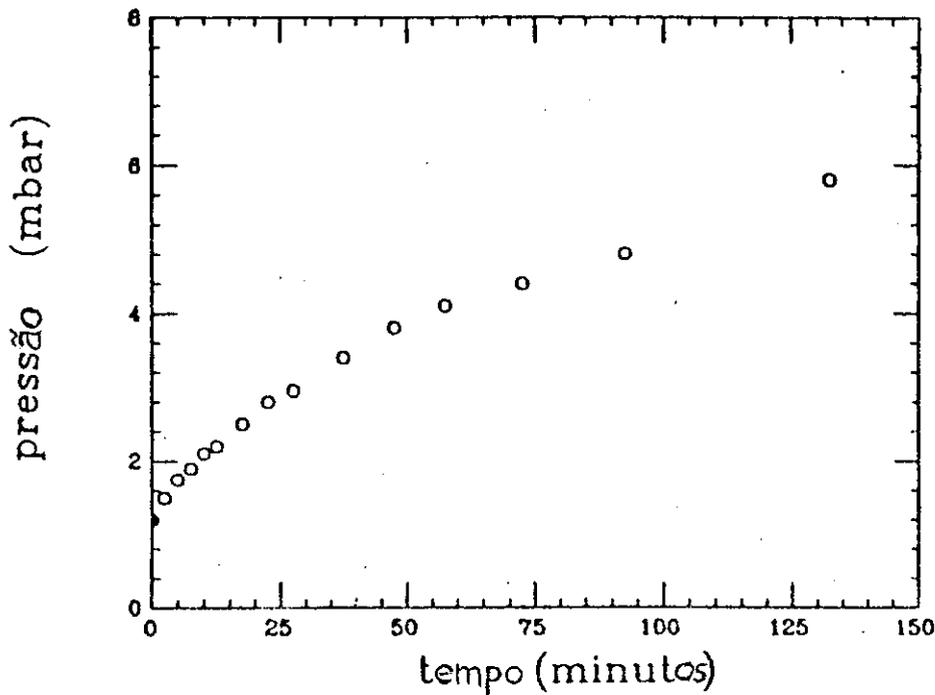


Figura 2.17 Pressão interna da câmara streamer após selagem em função do tempo.

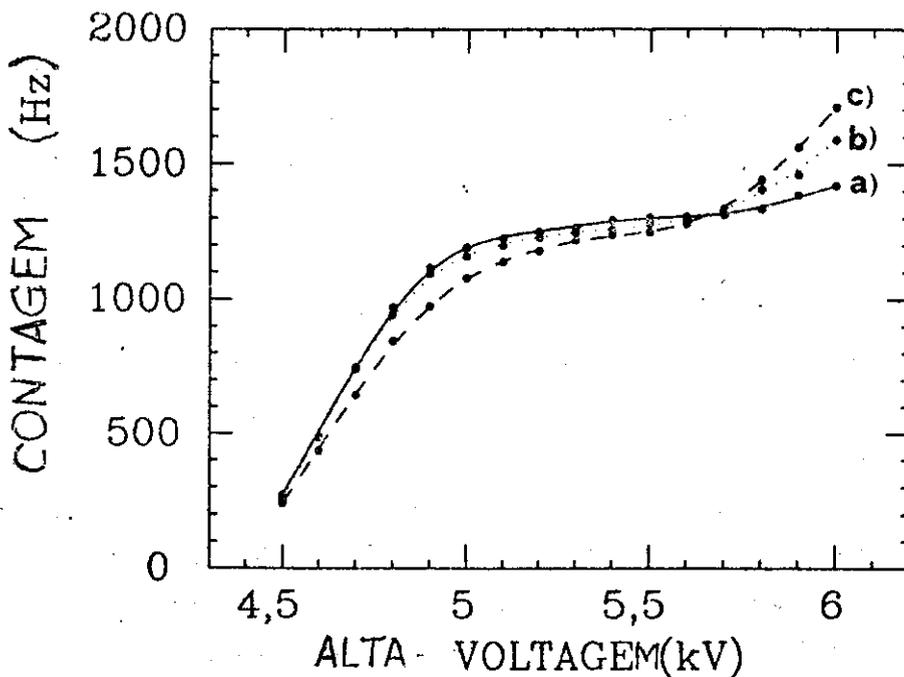


Figura 2.18 Curvas de contagem individual em função da alta tensão anódica para uma câmara streamer selada, a) medida realizada logo após a selagem, b) após um mês e c) após dois meses.

função da alta voltagem para raios cósmicos e radioatividade local realizadas durante dois meses. O sinal utilizado foi o 'OR' dos oito fios da câmara. A curva 'a' foi obtida logo após a câmara ser lacrada, a curva 'b' após um mês e a curva 'c' depois de dois meses sem fluxo de gás. As curvas foram normalizadas com a contagem das câmaras streamers de disparo com o intuito de evitar qualquer variação aparente devido a possíveis flutuações no fluxo de raios cósmicos ou radioatividade local. Após dois meses ocorre uma perda de cerca 10% para voltagens próximas do joelho da curva (≈ 5000 V). Para as voltagens mais elevadas (≈ 6000 V) existe um acréscimo na contagem de cerca 20%, devido ao aumento do número de pulsos espúrios.

A perda de eficiência próximo ao joelho é provavelmente devida à presença de moléculas eletronegativas de oxigênio e água que entraram lentamente durante a medida através das paredes de PVC e, ou, microfuros no sistema. Outras impurezas, com uma origem difícil de ser avaliada somente com estas informações, provocam um aumento de pulsos espúrios para voltagens maiores de 5800 V. É importante notar que após um mês somente o último efeito é bem visível, como mostrado na curva 'b' da Figura 2.18.

Formação de polímeros

Nesta segunda medida as mesmas câmaras da medida anterior foram utilizadas. Circulamos Argônio/Isobutano = 40/60 pelas câmaras e obtivemos a mesma curva de contagem individual característica da mistura. Então selamos as câmaras e as deixamos com uma alta voltagem de 5200 V (200V acima do joelho do patamar de contagem individual) durante 40 dias. Os resultados mostram uma considerável aceleração na degradação da curva de contagem individual (veja Figura 2.19) com um aumento de mais de 30% na contagem a 6000 V após 40 dias. Este efeito é relacionado com a polimerização do gás e depende do fluxo de partículas. Em experiências subterrâneas este efeito será menos acentuado.

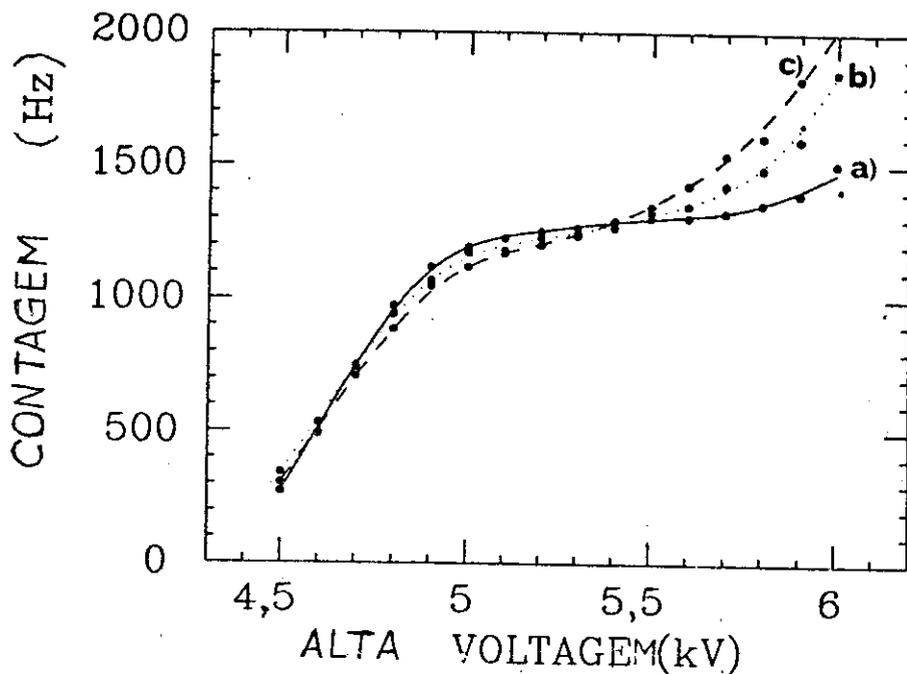


Figura 2.19 Curvas de contagem individual em função da alta voltagem para câmaras streamers operadas com Ar/Iso=40/60 e 5200V sem fluxo contínuo de gás, a) logo após a selagem, b) após vinte dias e c) após quarenta dias.

A perda de eficiência para voltagens próximas ao joelho da curva parece não ser afetada pela aplicação contínua da alta voltagem, o que reforça a hipótese do efeito ser essencialmente devido à presença de impurezas eletronegativas.

A deterioração do desempenho da câmara é bastante moderada. Na Figura 2.20 mostramos a distribuição de carga para diferentes épocas do período de selagem. As distribuições de carga permanecem praticamente inalteradas até a voltagem de 5800 V, aproximadamente 800 V além do início da plena eficiência do detector, onde o aumento da contagem é de 20%. Como o tempo de integração usado na distribuição de carga foi 1,5 μ s, enquanto que na curva de contagem individual foi usado um tempo de formação de 5 μ s, a ausência de uma mudança apreciável na distribuição de carga indica que o aumento de contagem depois do patamar é devido aos pulsos espúrios muito atrasados. Estes pulsos não são originados por elétrons liberados do cátodo por fótons ultra

TEMPO
de SELAGEM = 0

= 7 dias

= 18 dias

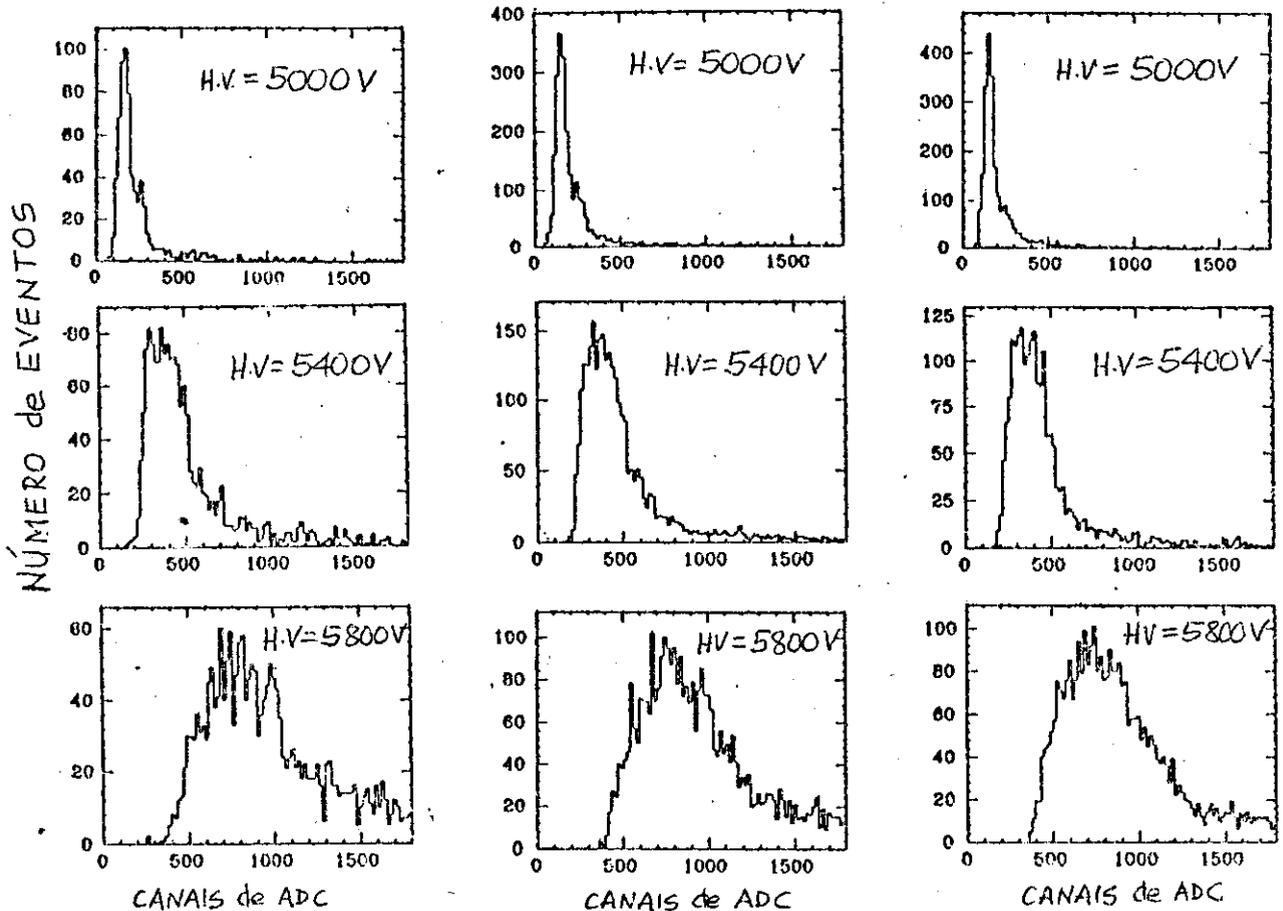


Figura 2.20 Distribuições de carga medidas em diferentes épocas do tempo de selagem para três valores de alta tensão (5000V, 5400V e 5800V) do patamar de plena eficiência de contagem. O gás inicial utilizado foi Ar/Iso=40/60 e as câmaras operaram continuamente com 5200V durante o tempo de selagem.

violetas, desde que o tempo de arrasto de elétrons do cátodo para o ânodo é de cerca de 320 ns. Eles provavelmente são produzidos por ions pesados, os quais são arrastados lentamente. Pulsos espúrios atrasados são vistos em misturas contendo dióxido de carbono /20/. Nesta medida moléculas de dióxido de carbono podem ter sido originadas na reação do oxigênio atômico (produzido no gás por O_2 ou por moléculas contendo oxigênio) com radicais de hidrocarbonetos, produzidos pela avalanche /21/.

Após o período sem fluxo o gás foi renovado e as câmaras funcionaram normalmente, apresentando a curva característica de contagem individual com extensos patamares, mostrando portanto a ausência de processos irreversíveis após este tempo de operação sem um fluxo contínuo de gás. Isto concorda com as considerações anteriores sobre os mecanismos de deterioramento do gás em tubos selados.

Referências

- /1/ E. Iarocci, Nucl. Inst. and Meth. 217 (1983)30.
- /2/ G.P. Murtas, 19th Int. Conf. on High Energy Physics, Tokyo (1978).
- /3/ B. Greland, et al., LAL-78/25 (1978).
- /4/ M. Jonker, et al., Nucl. Inst. and Meth., 176(1980)361.
- /5/ G. Battistoni, et al., Nucl. Inst. and Meth., 176(1980)297.
- /6/ Aleph, Technical Proposal, CERN/LEPC/83-2.
Delphi, Technical Proposal, CERN/LEPC/83-3.
Opal, Technical Proposal, CERN/LEPC/83-4.
LVD, Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. A 264, 1988, 5.
- /7/ The MACRO Collab., 20th ICRC, Moscow, USSR, HE 7.2-23(1987)
- /8/ Aglietta M., et al., 21th ICRC, Adelaide, Australia, vol. 10, p. 316(1990)
- /9/ Polivar S.p.A. Stabilimento di Carsoli (AQ), Itália.
- /10/ C. Grunberg, L. Cohen and L. Mathieu, Nucl. Inst. Meth. 78(1970)102; R. Bouclier, G. Charpark, et al., Nucl. Inst. Meth. 88(1970)149.
- /11/ C. Bacci et al., Phys. Lett. 86b(1979)234.
- /12/ G. Battistoni, et al., Nucl. Inst. and Meth. 202(1982)459.
- /13/ Esses cartões são fabricados pela LeCroy, modelo 4200 e também pela SGS-THOMPSON, Itália. Descreverei as características dos cartões LeCroy, que são os que usamos na nossa experiência.
- /14/ CAMAC é um sistema modular de aquisição de dados padronizado pela US NIM e pela "European ESONE Committees".
- /15/ Modelo C187 da CAEN-"Costruzione Apparecchiature Elettroniche Nucleari SpA, Viareggio, Itália; existe uma unidade destas fabricada pela LeCroy, modelo 4700 STOS I.
- /16/ Comunicação particular de G. Navarra sobre a experiência EAS-TOP.

- /17/ G. Battistoni, et al., LNF-87/89(R), 21. SEP. 87, subm.
Nucl. Inst. Meth.
- /18/ L. Malter, Phys. Rev. 50(1936)48.
- /19/ Methyl Phenil Siliconic Resin 991, distribuído pela
Rhone-Poulenc Itália S.p.A. (Milão).
- /20/ G. Bagliesi et al., Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res.
A268(1988)144.
- /21/ J. Va'vra, Wire Chamber Aging Workshop, Berkeley, CA, Jan.
1986.; SLAC-PUB 3882 (1986).

Capítulo 3. TUBOS PROPORCIONAIS

3.1. INTRODUÇÃO

O espectro diferencial dos raios cósmicos primários obedece a uma lei de potência, $dN/dE \sim E^{-\alpha}$. O valor de α é $\sim 2,6$ até 10^{15} eV, depois muda para 3,0 até 10^{19} eV e parece ser 2,5 para energias mais elevadas. A mudança do espectro em 10^{15} eV pode ser relacionada com uma mudança na composição dos raios cósmicos primários. O número de muons e hádrons num CAE depende do número atômico da partícula primária /1/. Para elucidar estas dúvidas quanto a composição do espectro é necessário que experiências de chuveis atmosféricos estudem outras componentes do chuveiro além da componente eletromagnética.

A experiência EAS-TOP /2/, latitude 42° Norte, longitude 13° Este, 2000 metros acima do nível do mar, na Itália, visa o estudo da composição química dos raios cósmicos primários e a procura de fontes pontuais de raios gama na faixa de energia $E \sim 10^{15}$ eV. Essa experiência é composta por detectores da componente eletromagnética-DEM e por um detector de muons e hádrons-DMH. O DEM é composto por 29 módulos de cintiladores (10 m^2 cada), separados por 17 metros na região central e 80 metros na periferia. A área total coberta é $A_e \sim 10^5 \text{ m}^2$.

O DMH consite de dois módulos. Cada módulo tem 135 m^2 de área ativa. Aproximadamente 10^4 eventos/ano de raios cósmicos com $E_0 > 10^{15}$ eV e com o eixo do chuveiro atingindo a área sensível de cada módulo serão detectados. Para $E_0 > 10^{16}$ eV serão detectados aproximadamente 120 eventos. Chuveis iniciados por hádrons com $E_0 = 5 \cdot 10^{14}$ eV e com o centro a 50 metros do módulo darão uma média de 30 muons no detector, enquanto que o número esperado de muons para um chuveiro iniciado por um gama é de apenas dois muons. O DMH

está localizado próximo ao centro dos cintiladores. Cada módulo tem 10 planos ativos, com uma separação vertical de 27cm, intercalados com 13cm de ferro. Cada plano ativo é composto por duas camadas de tubos streamer (descritos na seção .2.5) para a trajetografia de muons e uma camada de tubos proporcionais para o calorímetro hadrônico. A leitura analógica dos tubos proporcionais será realizada por eletrodos de $38 \times 40 \text{ cm}^2$.

A faixa de energia dos hádrons em que o DMH trabalhará é $50 \text{ GeV} < E_h < 100 \text{ TeV}$. Por isso é que serão usados os tubos proporcionais, pois a linearidade na resposta em energia de um calorímetro hadrônico construído com tubos streamer (tubos com célula de $1 \times 1 \text{ cm}^2$) vai até 50 GeV (veja a Figura 3.01). Para os tubos com célula de $3 \times 3 \text{ cm}^2$ a situação é um pouco pior. A perda de linearidade é devida a zona morta do regime streamer limitado. Na seção 2.6 discutimos a zona morta do regime streamer limitado.

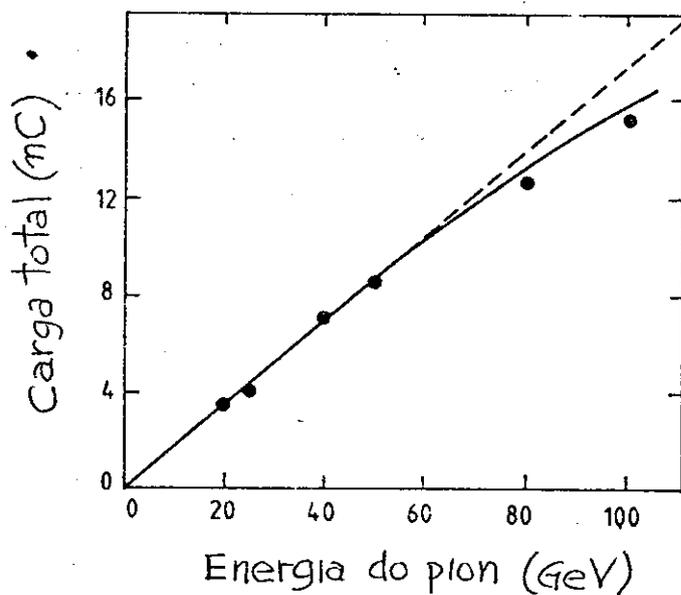


Figura 3.01 Carga total dos tubos streamer de um calorímetro hadrônico em função da energia do hádron incidente /3/.

Esta zona morta (comprimento do fio) depende principalmente das dimensões do tubo, gás utilizado e diâmetro do fio, variando para os vários modelos de tubos streamer existentes de 1 a 6 mm. Quanto menor o tubo e maior a proporção do gás de "quençhing" menor será a zona morta. Porém isto implica num considerável aumento dos custos financeiros. A justificativa econômica também se aplica para a não utilização de outros tipos de detectores na construção deste calorímetro, visto que o tamanho do DMH está além do calorímetros normais. A solução encontrada foi a utilização de todas facilidades de construção em larga escala dos tubos streamer aliada à troca do fio do tubo por um mais fino. Desta maneira podemos operar este tubo em regime proporcional, quase-proporcional ou streamer limitado. O fio não pode ser demasiadamente fino devido a questões mecânicas. Esses tubos têm doze metros de comprimento!. Escolhemos um fio de 50 μm de diâmetro. Conseguimos reduzir o ganho por um fator de 100 vezes, o que reduz a zona morta para $< 500 \mu\text{m}$.

A seguir apresentaremos os resultados experimentais quanto a dependência do gás na transição do modo proporcional para o modo streamer limitado, bem como o estudo da eficiência de contagem e resolução de carga do regime proporcional. Essa parte do meu trabalho de tese também foi realizada durante minha estadia nos "Laboratori Nazionali di Frascati".

3.2. RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Montagem experimental

Para realizar o estudo da transição do regime proporcional para o streamer saturado construímos um telescópio de muons cósmicos (igual ao da Figura 2.10). Nesta montagem foram utilizadas duas câmaras streamer de um metro de comprimento que foram colocadas horizontalmente sobrepostas e separadas entre si de dois metros. Cada câmara contém oito tubos streamer de célula $3 \times 3 \text{ cm}^2$. A câmara inferior foi blindada com 5 cm de chumbo para eliminar a componente mole da radiação cósmica. Com este telescópio podemos selecionar raios cósmicos penetrantes com um ângulo zenital máximo de 25° . Deste modo utilizamos partículas de mínima ionização e evitamos trajetórias muito inclinadas em relação ao fio, pois estas gerariam multi-streamers.

A câmara com um fio ânodo de $50 \text{ }\mu\text{m}$ de diâmetro foi colocada entre estas duas câmaras streamer. Esta também tem um metro de comprimento e as mesmas dimensões da câmara streamer, entretanto a resistividade do cátodo é um pouco maior, 200 a $700 \text{ k}\Omega/\square$.

Os gases utilizados foram misturas de Argônio e Isobutano a diferentes concentrações (Ar/Iso= 40/60, 50/50, 60/40 e 70/30).

A aquisição de dados foi realizada com um sistema CAMAC e unidades NIM. Com as unidades NIM fizemos a amplificação do sinal, sua discriminação do "background" e a lógica de "trigger". Os sinais foram lidos por uma ADC (LeCroy 2249A). O micro computador utilizado foi um MacIntosh Plus. Para estudar o sinal proporcional foi utilizado um amplificador com um ganho variável até $\times 170$. O esquema de aquisição é semelhante ao da Figura 2.15b), porém acrescentamos o amplificador na linha do sinal do tubo estudado.

Transição do regime proporcional para streamer limitado

A transição do regime proporcional para o modo streamer é bem evidente. Esta mudança de regime de operação pode ser claramente vista medindo-se a carga (tamanho do sinal) em função da alta voltagem. Inicialmente tem-se o regime proporcional (ou quase-proporcional) que possui um sinal pequeno e bastante variável em forma. Os sinais têm somente alguns picocoulombs de carga. Aumentando-se a alta voltagem anódica aparece uma região de transição, onde existem sinais bem maiores e com uma forma constante, sinais tipo streamer limitado. Para voltagens ainda mais elevadas os sinais pequenos desaparecem e tem-se somente sinais streamer limitado. Se a voltagem é aumentada ainda mais perde-se o "controle" da descarga e pulsos espúrios aparecem intensamente até a ocorrência de uma descarga tipo Geiger-Muller, onde o sinal se propaga por toda a extensão do fio.

Na Figura 3.02 mostramos três espectros de carga que ilustram esta transição. O primeiro espectro, Figura 3.02a), é do regime proporcional, onde a carga é de somente poucos picocoulombs. O segundo, Figura 3.02b), mostra claramente a transição entre os dois regimes de operação, onde temos a existência concomitante dos dois processos. O último espectro mostra uma carga 100 vezes maior devido aos sinais streamer limitado. O pico duplo neste último espectro é devido a pulsos espúrios, pois esta mistura, rica em Argônio (Ar/Iso=70/30), não é ideal para o regime streamer limitado. Este segundo pico foi registrado porque o tempo de integração da ADC foi maior do que o tempo de aparecimento do pulso espúrio.

Os resultados dos inúmeros espectros de carga realizados para as quatro misturas de Argônio e Isobutano é mostrado de uma forma compacta na Figura 3.03. Nesta figura são mostradas as cargas dos picos das distribuições (cargas de pico, Q_p) em função da alta voltagem.

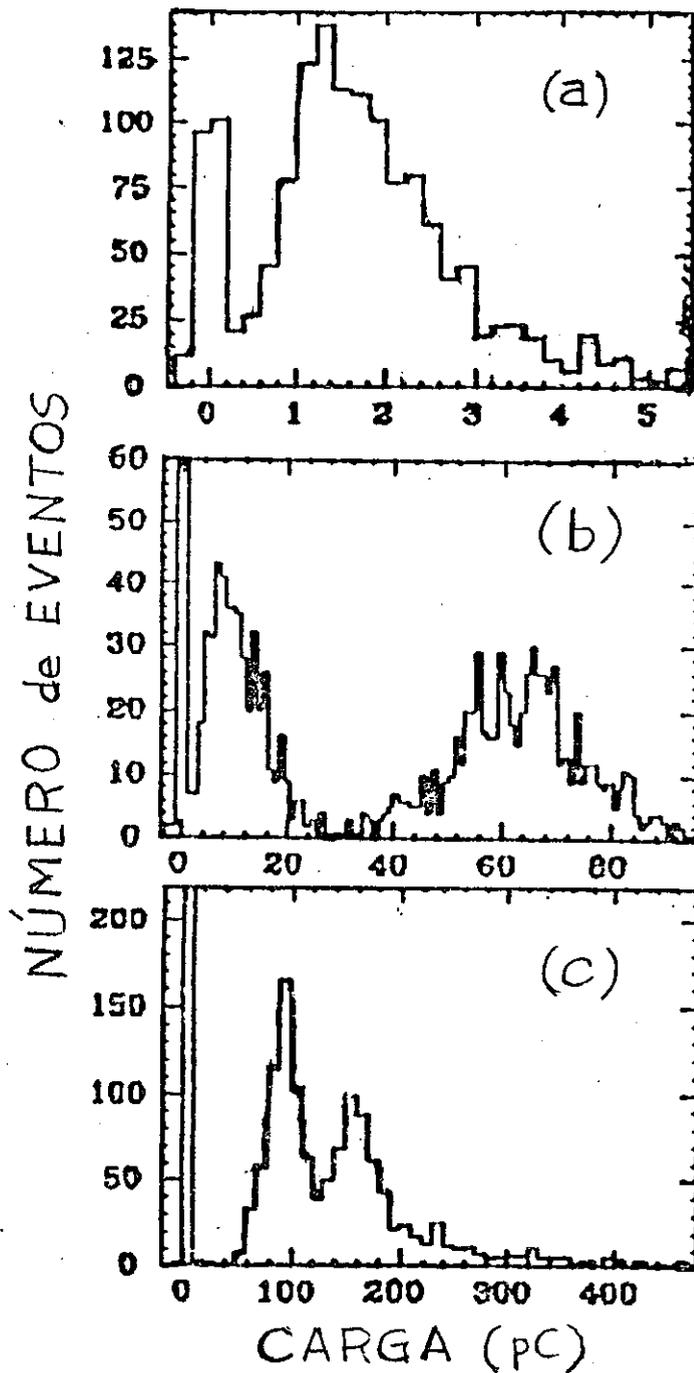


Figura 3.02 Espectros de carga ilustrando a transição do regime proporcional para o streamer limitado. O gás utilizado foi Ar/Iso=70/30, o diâmetro do fio 50 μm e a célula do tubo 3x3cm². As altas voltagens são: a) 2700V, b) 3100V e c) 3300V.

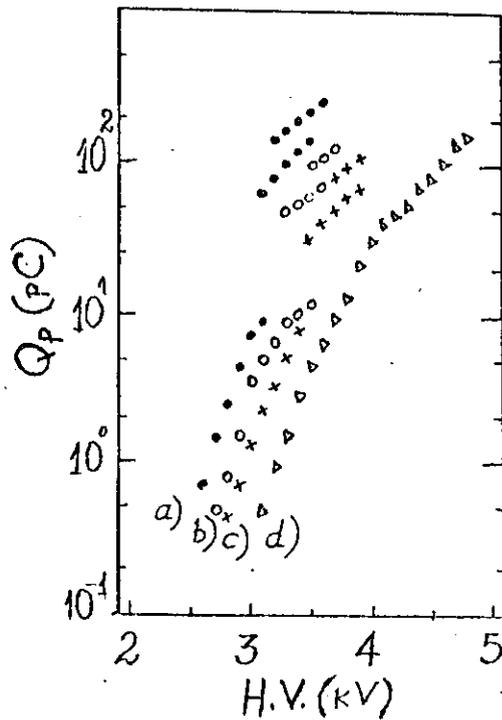


Figura 3.03 Carga de pico Q_p em função da alta voltagem para Ar/Iso a) =70/30, b) =60/40, c) =50/50 e d) =40/60. Tubo com célula $3 \times 3 \text{ cm}^2$ e fio de $50 \mu\text{m}$ de diâmetro.

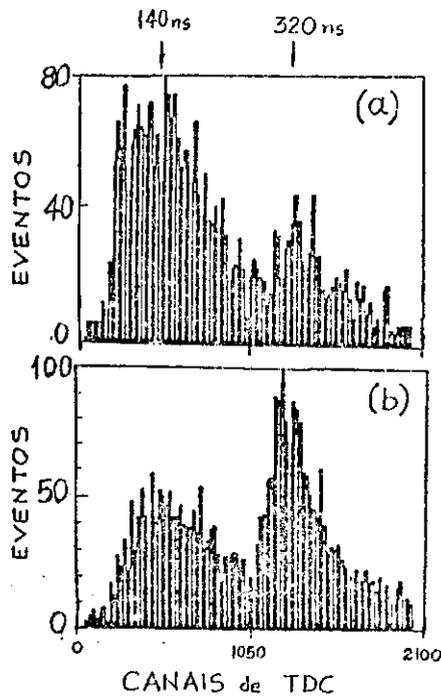


Figura 3.04 Distribuição do tempo de atraso dos pulsos espúrios para Ar/Iso=40/60, a) alta voltagem igual a 4300V, b) igual a 4800V. Tubo com célula $3 \times 3 \text{ cm}^2$ e fio de $50 \mu\text{m}$ de diâmetro.

Para as quatro misturas de gás tem-se o regime de pouca carga e o de carga elevada. Nota-se porém, que para a mistura mais rica em Argônio a transição entre os dois regimes é mais clara. Para a mistura mais pobre em Argônio o segundo pico nas distribuições de carga elevada não existe. Esses fatos sugerem que a mistura mais pobre em Argônio é adequada para a operação em regime streamer saturado, enquanto a mais rica é apropriada para o regime proporcional.

Atraso dos pulsos espúrios

Visando compreender melhor a origem do segundo pico nas distribuições de carga elevada realizamos a medida do tempo de atraso entre o sinal e o primeiro pulso espúrio. As distribuições desses tempos para a mistura Argônio/Isobutano=40/60 e alta voltagem de 4300 V (no início do patamar de contagem individual) e 4800 V (no fim do patamar) são mostradas na Figura 3.04. O primeiro pico dessas distribuições (140 ns) é devido a pulsos espúrios gerados por elétrons originados no gás (provavelmente por fotoionização), ao passo que o segundo (320 ns) é devido a fotoelétrons arrancados do cátodo, pois este tempo coincide com o tempo de arrasto de elétrons do cátodo ao fio ânodo. O crescimento do segundo pico em relação ao primeiro para voltagens maiores, mostrado na Figura 3.04b), reforça nossas conclusões acima, porquanto a descarga cresce com a voltagem na direção do cátodo aumentando assim o número de fotoelétrons.

Resolução de carga do regime de baixo ganho

A resolução em energia de um calorímetro depende da resolução de carga, isto é, da largura da distribuição de carga, visto que a energia da partícula incidente no calorímetro é obtida através do número de partículas secundárias geradas dentro do

calorímetro, pois a carga medida varia linearmente com esse número (até uma energia limite). Define-se resolução de carga como a FWHM (largura da distribuição à meia altura) dividida pela carga de pico.

Na Figura 3.05 mostramos a resolução de carga em função da alta voltagem anódica para as quatro misturas de Argônio e Isobutano utilizadas. Para todas as misturas de gás a resolução piora com o aumento da alta voltagem, indo de 100% para 150%. Nota-se que para a mistura mais pobre em Argônio (Ar/Iso=40/60) existe uma evidente saturação na resolução. Esta saturação é devida à perda da proporcionalidade, indicando novamente que misturas mais ricas em Argônio são melhores para a operação em regime proporcional.

Eficiência do regime de baixo ganho

Para calcularmos a eficiência de contagem do regime de baixo ganho em função da alta voltagem utilizamos os espectros de carga. A eficiência foi definida como a razão entre os eventos do espectro, acima de uma carga limiar e o número total de eventos. O limiar foi escolhido como o ponto mínimo entre o pedestal (referência de carga para a ADC) e o espectro. Na Figura 3.06 mostramos a eficiência em função da alta voltagem para as quatro misturas de gás. Essa eficiência global inclui todas as perdas devida à geometria dos tubos, ao gás e ao ruído na aquisição de dados, tendo um patamar perto dos 90%. Deve-se notar que a carga de corte para cada espectro é variável. Para as voltagens menores a relação sinal/ruído está próxima à unidade, fazendo com que as distribuições do pedestal e do espectro de carga se misturem. Por isso é que a eficiência cai para os valores inferiores de voltagem.

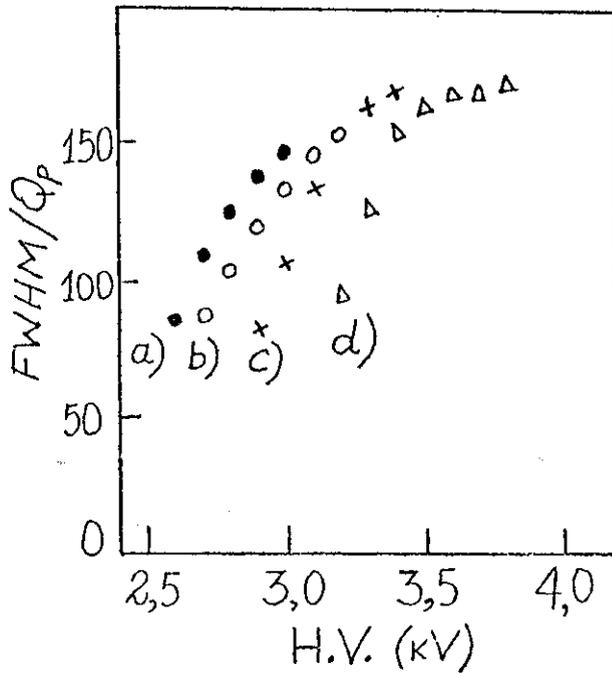


Figura 3.05 Resolução de carga em função da alta tensão para Ar/Iso, a) =70/30, b) =60/40, c) =50/50 e d) =40/60. Tubo com célula de 3x3cm² e fio de 50µm de diâmetro.

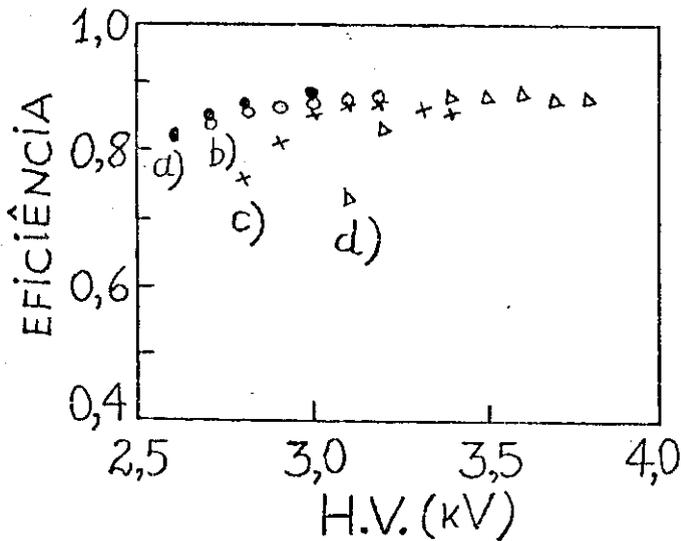


Figura 3.06 Eficiência do regime de baixo ganho para Ar/Iso, a) =70/30, b) =60/40, c) =50/50 e d) =40/60. Tubo com célula de 3x3cm² e fio de 50µm de diâmetro.

Carga em função da ionização

Nos parágrafos acima mostramos evidências de que o regime de baixo ganho, com cargas de 1 a 10 pC, para as misturas mais pobres em Argônio deve ser um regime quase-proporcional, isto é, a carga é pequena, porém o sinal não é linearmente proporcional à ionização.

Para verificar a proporcionalidade do sinal para as quatro misturas de gases realizamos medidas da carga em função da ionização. Para o regime proporcional a carga é uma função linear da ionização. Para obtermos ionizações de diferentes valores realizamos medidas para vários comprimentos do percurso da partícula incidente no interior ativo do detector. Esses diferentes valores de ionização foram obtidos usando-se um telescópio de muons cósmicos (já descrito na seção 2.6, Figura 2.15) para selecionar muons verticais, $\langle\theta\rangle\sim 4^\circ$. As medidas da carga em função do comprimento da trajetória L foram realizadas variando o ângulo α dos muons incidentes com o fio ânodo. Realizamos medidas para $\alpha = 0^\circ$, 30° e 54° . Na Figura 3.07 mostramos os resultados obtidos para as misturas Argônio/Isobutano=40/60 e 70/30. Nestes gráficos a carga é normalizada pela carga referente ao menor percurso (muons perpendiculares ao fio), isto é, $R = Q_p(L)/Q_p(D)$, onde $Q_p(L)$ é a carga de pico para o percurso de comprimento L, e D é a altura do tubo (igual ao menor percurso). Nota-se uma saturação da carga em função da ionização para a mistura Ar/Iso=40/60 e uma linearidade para a mistura Ar/Iso=70/30.

Podemos então concluir que com a mistura Argônio/Isobutano=40/60 o regime de operação é quase-proporcional e que o regime é proporcional para a mistura Ar/Iso=70/30 com alta voltagem de 2700 V.

Com essa medida concluímos que é possível a utilização da estrutura mecânica das câmaras streamer para construir câmaras que operem em regime proporcional, quase-proporcional ou streamer

limitado, apenas utilizando um fio ânodo de 50 μm de diâmetro. Este fio é resistente o suficiente para a construção de tubos com um comprimento de pelo menos doze metros. Essa utilização permite reduzir drasticamente o custo dos calorímetros hadrônicos usados até agora e, conseqüentemente, aumentar a eficiência dos novos detectores, aumentando sua área.

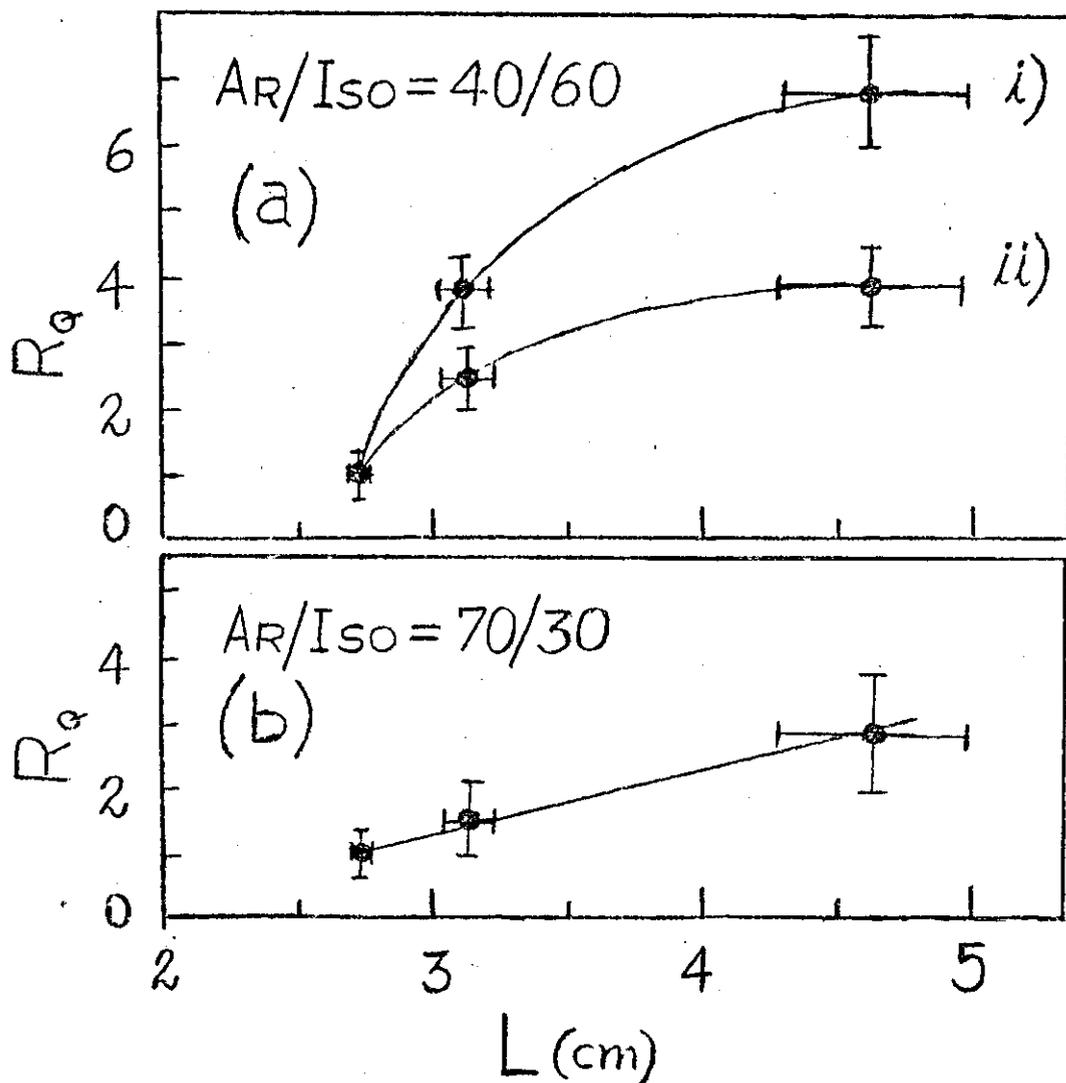


Figura 3.07 Carga do streamer, normalizada pela menor carga, R_q , em função do traço de ionização L . a) Ar/Iso=40/60 e alta voltagem igual a: i) 3500V, ii) 3300V; b) Ar/Iso=70/30 e alta voltagem 2700V.

Referências

- /1/ T.K. Gaisser, et al., Rev. Modern Phys., vol 50, n.4(1978)859
- /2/ M. Aglieta et al., Nuovo Cimento 9C,262(1986).
- /3/ P. Campana, Nucl.Inst.and Meth. in Phys. Res. 225(1984)505.

Capítulo 4. CONSTRUÇÃO DE UM MÓDULO PARA TRAJETOGRAFIA

Neste capítulo descremos todas as etapas da construção de tubos streamer e sua aplicação para a construção de um módulo para trajetografia de partículas.

Os tubos aqui usados têm um seção transversal de $1 \times 1 \text{ cm}^2$. Para simplificar a construção em grandes quantidades desse detector foram desenvolvidas em Frascati peças de PVC que permitem construir facilmente câmaras streamer contendo oito tubos.

4.1. CONSTRUÇÃO DOS TUBOS STREAMER

Cátodo transparente

A primeira fase da construção dos tubos consiste na pintura com uma solução de grafite /1/ da peça de PVC que funcionará como cátodo. O desenho do perfil desta peça que constitui os cátodos do detector está na Figura 4.01. É uma peça de material plástico com um comprimento que varia de poucos metros até oito metros. Por ser uma estrutura aberta, a sua pintura interna é executada facilmente. Ela conjuga cátodos para oito tubos. A película de grafite deve ter uma resistividade superficial tal que permita a leitura do sinal externamente ao tubo (ver seção 2.3). Esta pintura foi efetuada nos Laboratórios de Frascati do INFN utilizando uma máquina projetada especialmente para este fim. O desenho esquemático desta máquina é mostrado na Figura 4.02. A peça cátodo é transportada automaticamente passando por uma aspirador de pó, um pincel especial com a forma da peça e depois submetida a um fluxo de ar quente. Esta máquina permite

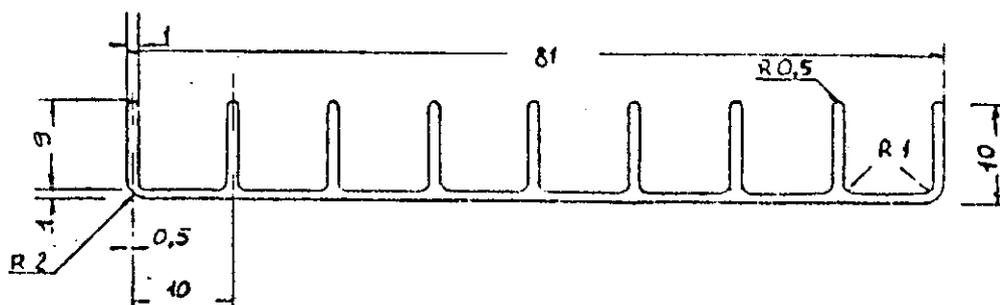


Figura 4.01 Desenho da seção transversal da peça de PVC que constitui os cátodos de uma câmara streamer. As dimensões estão em mm.

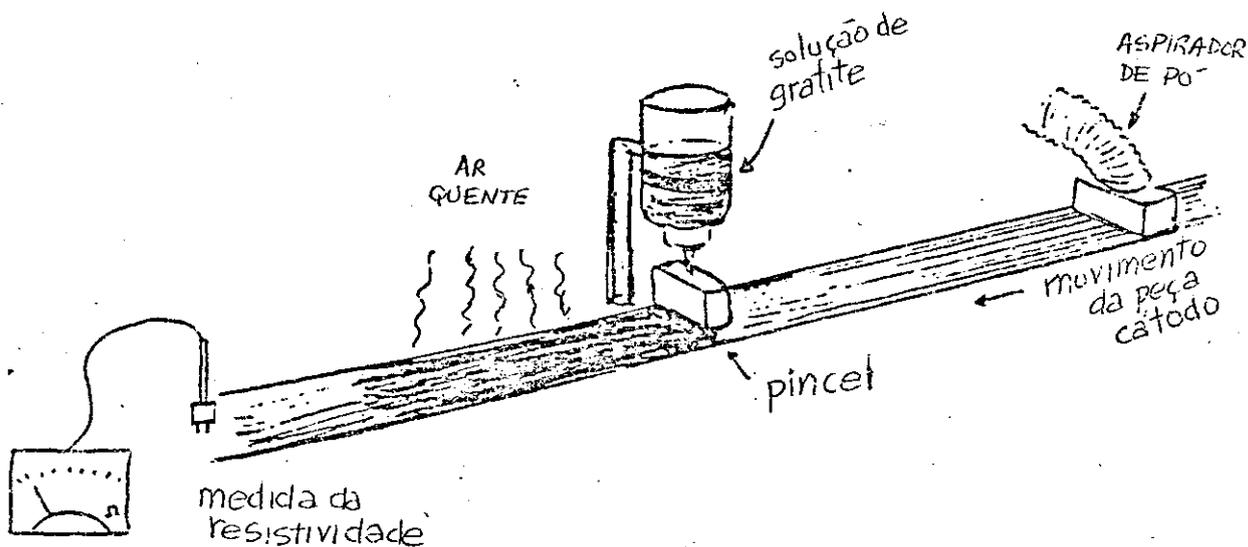


Figura 4.02 Desenho esquemático da máquina de pintura dos cátodos.

pintar cátodos de até oito metros de comprimento. Para obter a resistividade de superfície desejada, entre $100k \Omega/\square$ e $1M \Omega/\square$, usamos uma velocidade da peça de cerca de 10 cm/s, um fluxo de cerca $0,25 \text{ cm}^3/\text{s}$ no pincel e uma mistura de grafite coloidal + metil-isobutil-quetone igual a 1 + 8. Após a pintura de cada peça verificamos o valor da resistividade de superfície.

Após a pintura com grafite cortamos a peça-cátodo em um metro de comprimento com uma outra máquina projetada para este fim. Esta máquina além de cortar o cátodo no comprimento desejado corta a extremidade de tal forma que uma outra peça (onde os fios serão soldados) possa ser ali encaixada. O passo seguinte foi o retoque da pintura de grafite nas extremidades do cátodo. Esse retoque é feito com uma solução rica de grafite para facilitar o contacto elétrico com o cátodo.

Montagem do detector

Primeiramente, em Frascati, cortamos o tubo de PVC, no qual o cátodo é colocado, 8 cm maior do que o comprimento do cátodo utilizando uma outra máquina especial.

No Laboratório de Léptons do Departamento de Raios Cósmicos-UNICAMP, realizamos a montagem dos tubos que consiste no posicionamento e na soldagem das outras peças que compõem o detector.

Como ilustrado na Figura 4.03 os oito fios da câmara streamer são soldados nas extremidades do cátodo em peças encaixadas neste. Em uma destas peças os fios são soldados numa placa de circuito impresso e estas ligadas a alta voltagem. O contacto elétrico com o cátodo é feito através de uma espuma condutora (previamente banhada em uma solução rica de grafite) que fica pressionada entre o cátodo e um conector metálico. Ao longo do cátodo, a cada meio metro, são posicionados os cavaletes (também moldados em PVC) que mantêm os fios no centro dos tubos. Os oito fios foram tensionados e soldados utilizando a montagem

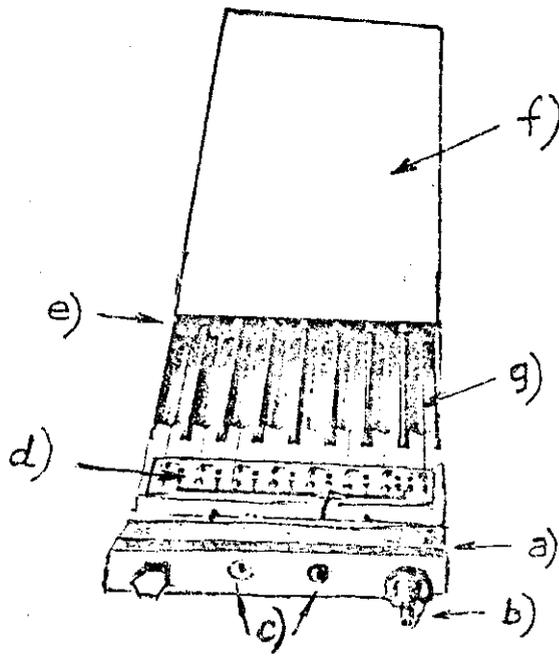


Figura 4.03 Desenho de uma câmara streamer aberta: a) tampa da câmara, b) conector do gás, c) conectores elétricos dos fios e do cátodo, d) placa de circuito impresso para fixação dos fios, e) cavalete centralizador dos fios, f) caixa envoltória, g) fio.

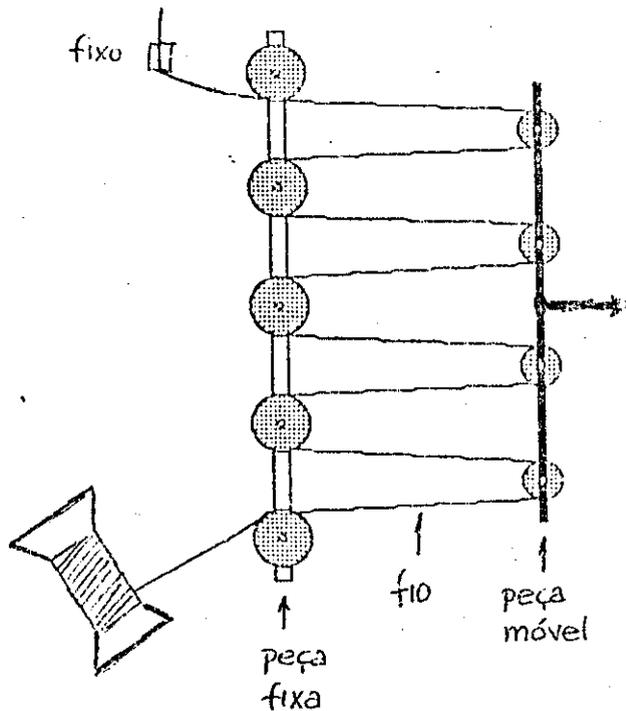


Figura 4.04 Desenho esquemático da montagem utilizada para tensionar os fios da câmara streamer.

desenhada na Figura 4.04. A utilização desta montagem para o tensionamento e solda dos fios agiliza a construção das câmaras e permite obter uma menor dispersão nas tensões dos fios. Cada fio é soldado em quatro pontos, dois em cada plaqueta de circuito impresso (veja Figura 4.05). Primeiro eles são soldados nos dois pontos mais internos que fixam a tensão do fio. Depois o fio é cortado e suas extremidades são soldadas nos pontos de solda mais externos. Estas últimas soldagens visam eliminar as pontas livres do fio que gerariam descargas inconvenientes no detector. Os fios foram fixados com uma tensão de 220 g. Os fios são então fixados aos cavaletes derretendo-se ligeiramente o plástico dessas peças. Os conectores da alta voltagem são soldados na placa de circuito impresso e todo o conjunto é colocado dentro do tubo de PVC. Este tubo foi fechado com duas tampas. Uma dessas tampas contém as ligações elétricas da alta voltagem, da massa e os conectores do gás, enquanto a outra somente os conectores do gás. Para colar as

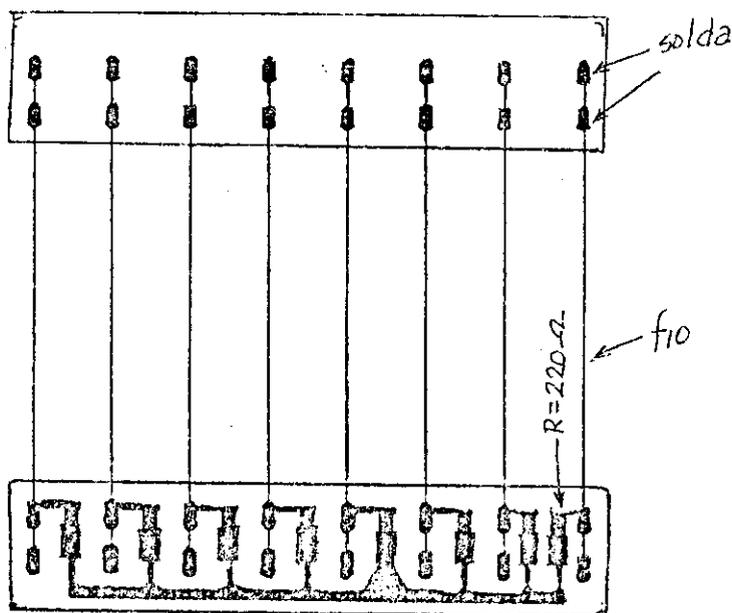


Figura 4.05 Ilustração de como os fios são soldados nas placas de circuito impresso, nas extremidades da câmara streamer.

tampas utilizamos uma cola para PVC rígido /2/.

Construímos cerca de oitenta câmaras streamer, ou seja, 640 tubos streamer.

Controle de qualidade

Após a montagem das câmaras realizamos o teste de hermeticidade. Este teste consistiu em fazer vácuo em cada câmara e observar o seu comportamento. As câmaras consideradas como boas foram aquelas que alcançaram um valor residual de pressão de 0,1 bar depois de cerca de 5 minutos de vácuo e após seladas tiveram uma taxa de pressão melhor do que $-5\text{mbar}/\text{min}$. Das oitenta câmaras construídas apenas uma não passou pelo teste de hermeticidade. Este teste é importante por dois motivos: i) segurança contra vazamento de gases, ii) possibilidade da operação das câmaras sem um fluxo contínuo de gás.

O último teste a ser feito com as câmaras é o chamado condicionamento do detector. Nesta fase a câmara é preenchida com gás e ligada à alta voltagem. A alta voltagem é gradualmente aumentada com um acompanhamento da corrente elétrica da câmara. Periodicamente a alta voltagem é desligada por alguns minutos. Um ciclo usual para o condicionamento é quinze minutos com voltagem e cinco com a voltagem desligada. Este procedimento tem como finalidade "queimar" as microimpurezas contidas no interior da câmara e verificar o bom funcionamento da parte elétrica do detector (possíveis soldas defeituosas, cátodo imperfeito...): Realizamos o condicionamento utilizando um fluxo de dióxido de carbono que após passar pelas câmaras não foi reutilizado. Geralmente durante o condicionamento utiliza-se um fluxo elevado de gás com o intuito de purgar a câmara. As câmaras que alcançaram 5000 V e tinham um corrente inferior a $1\ \mu\text{A}$ (precisão da fonte de alta voltagem utilizada) após 48 horas foram consideradas boas. Uma entre as oitenta câmaras superou este valor de corrente.

4.2. SISTEMA DE GÁS

Detectores a gás geralmente utilizam misturas de dois ou três gases. Construímos um sistema que permite misturar até três gases. O desenho esquemático de tal sistema esta na Figura 4.06.

Os gases utilizados são acondicionados em cilindros sob pressão. O Dióxido de Carbono e o Isobutano são acondicionados na forma líquida, enquanto o Argônio permanece gasoso.

Para os gases liquefeitos utilizamos válvulas reguladoras de pressão de um estágio. Estas válvulas reduzem a pressão interna do cilindro para uma pressão de trabalho.

No caso do Argônio é necessário uma válvula reguladora de pressão de dois estágios. Essas válvulas reduzem a pressão do

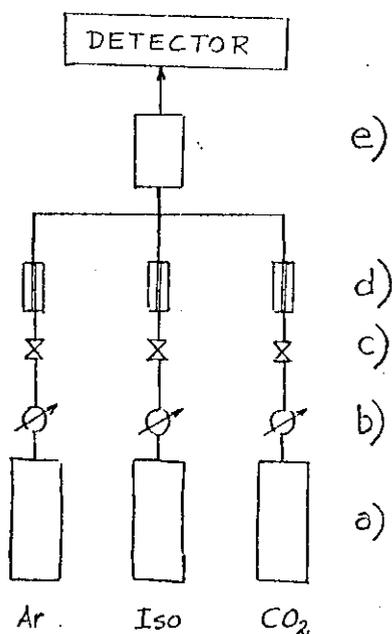


Figura 4.06 Desenho do sistema de mistura dos gases: a) cilindros de gás, b) válvulas redutoras de pressão, c) válvulas de bloqueio, d) rotâmetros, e) misturador.

cilindro para a pressão de trabalho em duas etapas. A pressão é reduzida pelo primeiro estágio a um valor intermediário fixo que alimenta a entrada do segundo estágio. Por ser regulada a pressão de entrada no segundo estágio, a pressão de saída do regulador não é afetada por mudanças de pressão no cilindro (devidas ao consumo e temperatura), sendo o controle da pressão mais preciso.

O controle da vazão é realizado por rotâmetros. Esses medidores consistem de um tubo (posicionado verticalmente) de vidro com seção variável e com um flutuador que se eleva dentro do tubo até o ponto em que a área entre a parede do tubo e o flutuador seja suficiente para permitir a passagem do fluxo sem restrição. Quanto maior for a vazão, mais alta será a posição do flutuador no tubo, que, portanto, é calibrado em altura versus fluxo. Mudando-se a densidade do material do flutuador é possível alterar a faixa de trabalho do rotâmetro. O ajuste da vazão é realizado por intermédio de um válvula tipo agulha colocada em série com o tubo. Os rotâmetros são fornecidos calibrados para um determinado gás, pressão de trabalho e temperatura. Caso a pressão de saída das válvulas redutoras dos cilindros de gás varie, ocorrerá uma mudança nos valores selecionados de vazão nos rotâmetros. Utilizamos rotâmetros que operam na faixa de 0 a 20 l/h. Antes dos rotâmetros colocamos válvulas de bloqueio para permitir o isolamento das linhas. Após os rotâmetros os gases se misturam numa câmara e então seguem para o detector.

4.3. MONTAGEM DO MÓDULO

O módulo de trajetografia consiste de três camadas de tubos streamers horizontalmente superpostas e separadas entre si de um metro (veja Figura 4.07). Cada camada tem cerca de um metro quadrado de área. O módulo contém 256 tubos streamer.

Utilizamos uma fonte de alta voltagem CAEN modelo N126 (0 a 8 kV, 500 μ A) e uma caixa divisora de tensão para alimentar todos os tubos do módulo. O esquema elétrico da caixa é similar ao da Figura 2.11b). Com esta caixa podemos alimentar os tubos e ler os sinais dos fios.

Na leitura digital dos tubos streamer o sinal streamer é lido através de fitas leitoras (ver seção 2.4). Colamos com fita adesiva de dupla face as fitas leitoras nas câmaras streamer. As fitas-X foram colocadas na parte superior do plano (lado sem grafite do cátodo) e paralelas as fios, enquanto as fitas-Y foram coladas na parte inferior do plano e perpendicularmente aos fios.

Os cartões de leitura digital LeCroy modelo 4200 foram conectados às fitas leitoras por conectores de placa de circuito impresso adaptados para este fim. A mistura de dois gases com a qual o tubo streamer funciona melhor é a mistura de Argônio + Isobutano. As proporções dos gases depende do diâmetro do fio e dimensão da célula. Para o tubo de célula de $1 \times 1 \text{ cm}^2$ a melhor mistura esta em torno a 30% de Argônio + 70% de Isobutano. Fizemos a curva de contagem individual para Argônio/Isobutano = 30/70 e 40/60. Estas curvas são mostradas na Figura 4.08. Escolhemos a mistura 40/60 para ser usada no módulo porque esta tem menos Isobutano, o que significa mais segurança e economia (o Isobutano custa muito mais do que os outros gases usados). Além disso a voltagem de trabalho para esta mistura é inferior. O sinal do fio para Ar/Iso=40/60 e com uma tensão de 4,0 kV é mostrado na Figura 4.09.

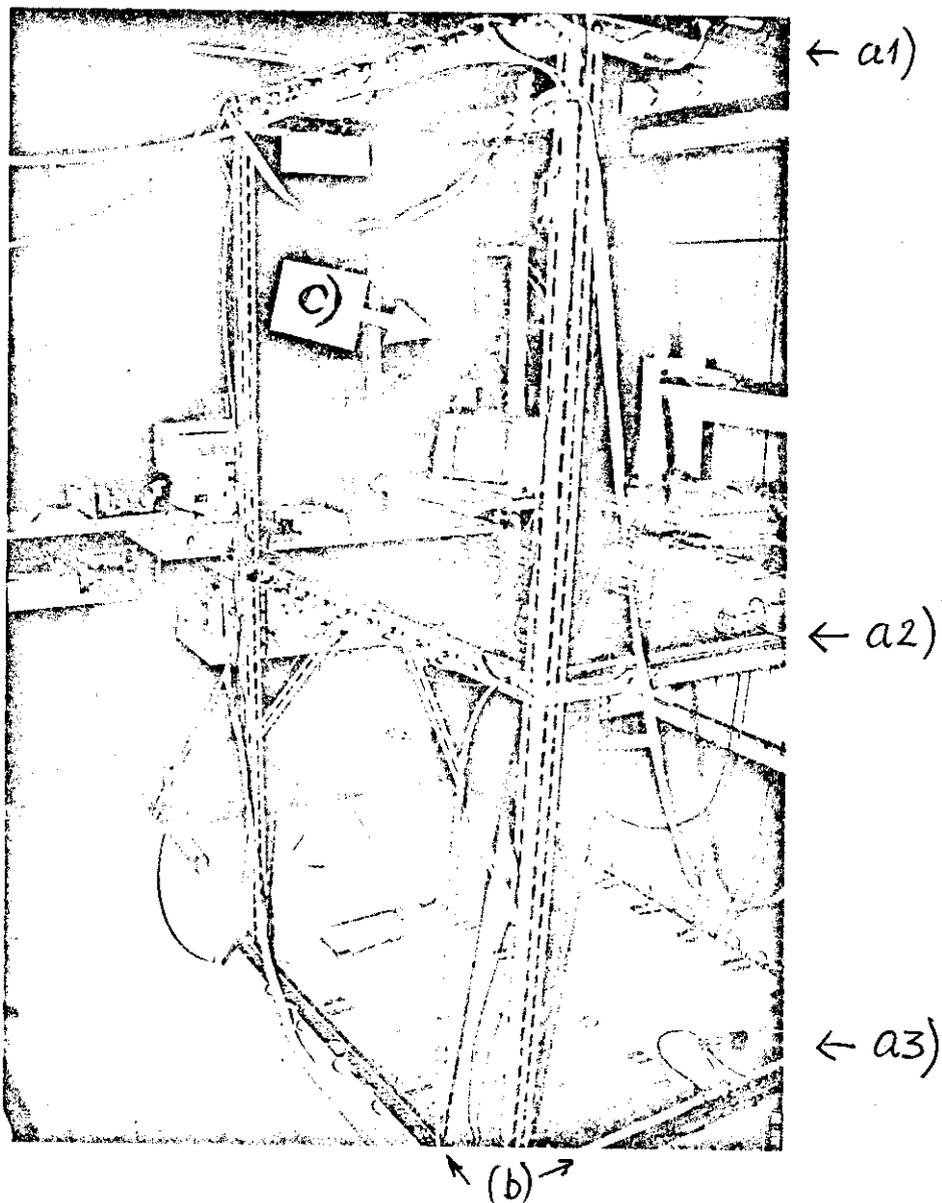


Figura 4.07 Fotografia do módulo de trajetografia: a1), a2) e a3) planos de tubos streamer com fitas leitoras, b) cartões de leitura digital, c) sistema CAMAC.

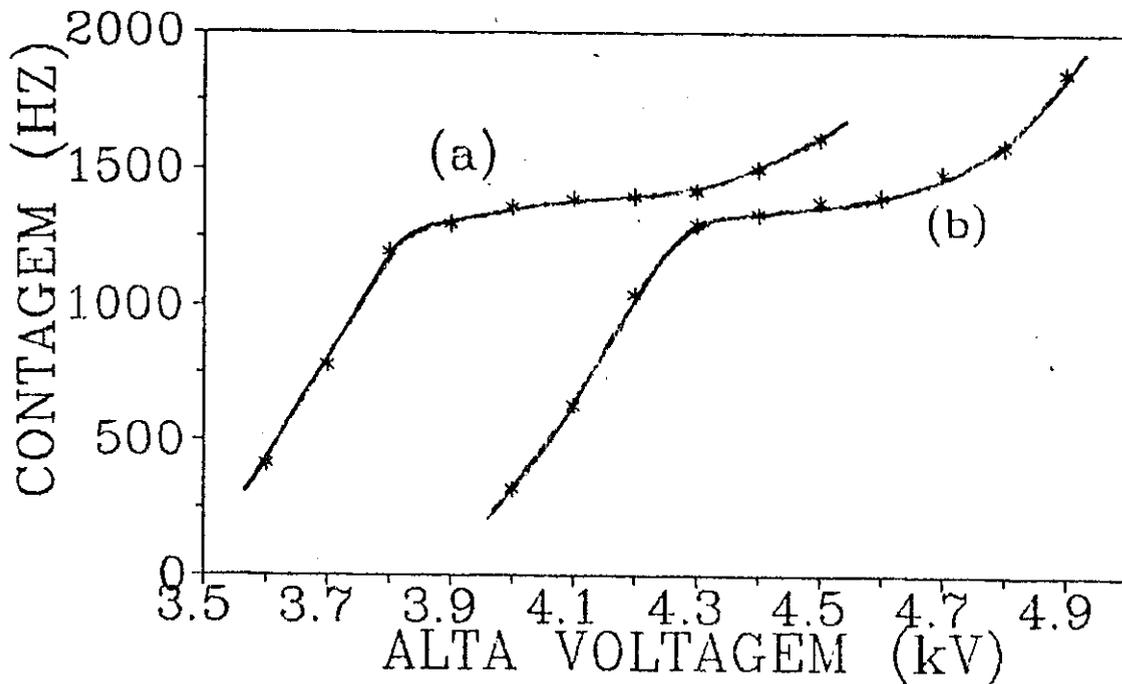


Figura 4.08 Curvas de contagem individual de tubos streamer para Ar/Iso=40/60 (a) e 30/70 (b) em função da alta voltagem. A célula do tubo tem $1 \times 1 \text{ cm}^2$ e o fio $100 \mu\text{m}$ de diâmetro. O limiar do discriminador foi $20 \text{ mV}/50 \Omega$ e o sinal foi formado em 500 ns . A fonte de partículas usada foi raios cósmicos e "background" locais.

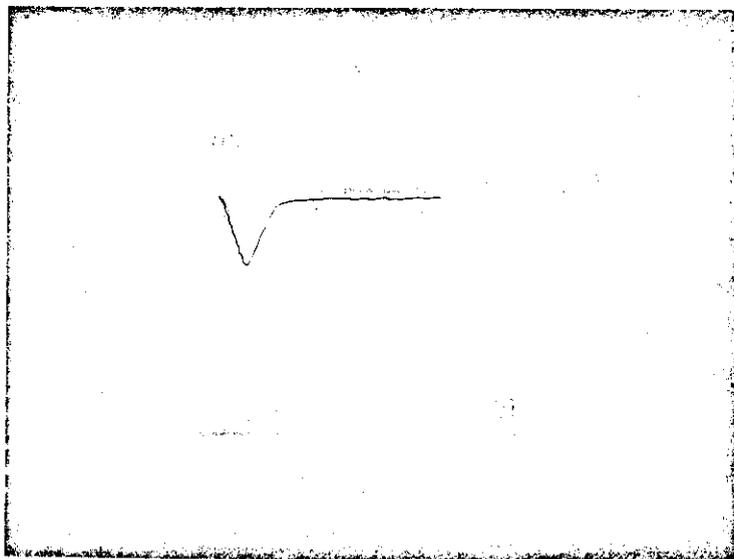


Figura 4.09 Fotografia do sinal do fio do tubo streamer para Ar/Iso=40/60 e uma alta voltagem de 4000 V . As escalas na fotografia são $50 \text{ mV}/\text{div}$. vertical e $50 \text{ ns}/\text{div}$ horizontal.

Decidimos operar os tubos sem um fluxo de gás contínuo por uma questão de economia de gás e para evitar um contínuo acompanhamento da estabilidade da mistura dos gases. Na seção 3.7 são mostrados os resultados do funcionamento do tubo streamer de célula de $3 \times 3 \text{ cm}^2$ sem um fluxo contínuo de gás. Para os tubos do módulo, menores e com uma parede de PVC mais fina, espera-se que o gás deteriore num tempo menor. O gás do módulo está sendo trocado semanalmente.

Leitura dos dados

Todos os 480 canais de leitura digital do módulo foram ligados em série e são lidos pela unidade CAMAC STAS (Streamer Tube Acquisition System) /3/ que organiza os dados dos cartões. A interface inteligente desenvolvida neste Departamento lê os dados fornecidos pela STAS e os coloca num "buffer" provisoriamente. Periodicamente este "buffer" precisa ser descarregado num disco magnético de um microcomputador. O programa de aquisição é descrito no Apêndice.

Antes da montagem dos cartões LeCroy no módulo, cada canal foi testado induzindo-se com um gerador de pulsos o canal e verificando através da leitura do cartão se o canal lido era correto. Depois com os cartões no módulo foi feita a leitura de cada cartão usando como "trigger" o "OR" dos trinta e dois canais. Os tubos foram expostos aos raios cósmicos e "background" locais. A Figura 4.10 mostra o histograma de um cartão para esta leitura. Desta maneira verificamos a existência de sinal em todos os canais, isto é, o bom funcionamento dos "MILs".

Para verificar se não estava ocorrendo um erro na identificação do canal, devido a possíveis defeitos com os "shift-registers" ou erro no programa de aquisição, realizamos a leitura do módulo quando este foi irradiado por uma fonte de Césio colimada. Na Figura 4.11 mostramos o histograma referente ao plano onde foi colocada a fonte radioativa. Cada plano tem 160 canais.

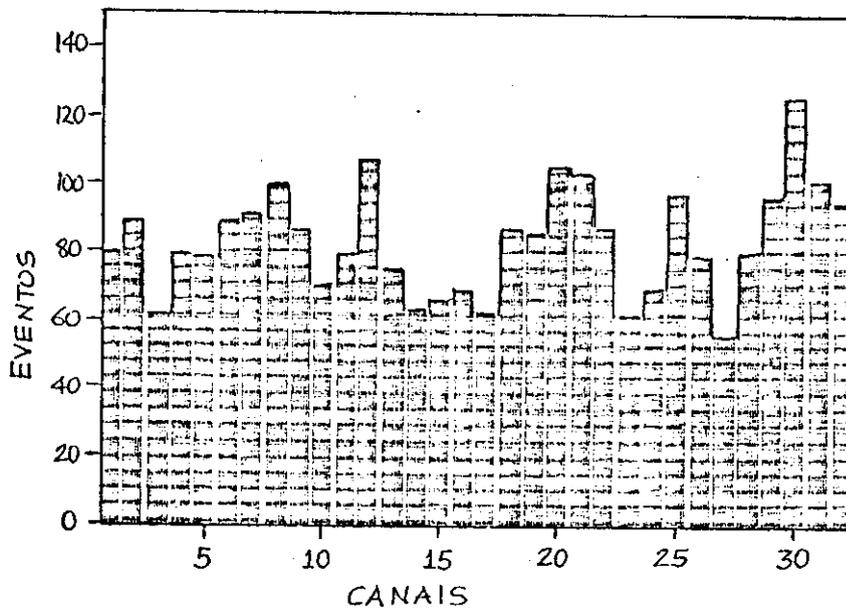


Figura 4.10 Histograma dos dados de um cartão "disparado" pelo "OR" dos seus 32 canais. Os tubos streamer foram expostos a raios cósmicos e "background" locais.

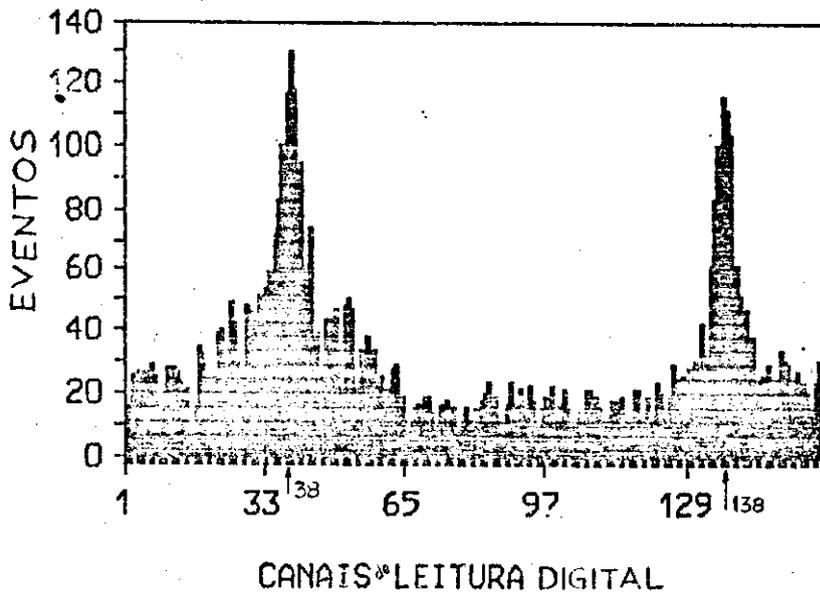


Figura 4.11 Histograma da contagem do plano de tubos streamer com a fonte radioativa de Césio colimada. Canais de 1 a 64 representam a coordenada Y, enquanto os de 65 a 160 a coordenada X. A fonte foi colocada sobre o canal-Y de número 38 e canal-X número 138.

Na figura os canais de 1 a 64 representam a coordenada Y, enquanto os de 65 a 160 a coordenada X. A fonte foi colocada sobre o canal-Y número 38 e canal-X número 138. A largura do pico é devida à não perfeição do colimador e ao tamanho do "cluster" (no próximo item falaremos sobre "cluster"). O tamanho do "cluster" provoca também a diferença na altura entre os dois picos. Com estes testes estamos seguros do bom funcionamento dos tubos streamer e do sistema de leitura digital.

Regulagem do limiar dos cartões

A última etapa na construção do módulo foi a regulagem do limiar dos discriminadores dos cartões LeCroy 4200. O sinal induzido nas fitas leitoras são amplificados, discriminados e formatados pelos cartões. O limiar desses discriminadores é um fator importante na precisão da reconstrução da trajetória da partícula. Como o sinal é devido à indução eletromagnética, as fitas adjacentes àquela por onde passou a partícula podem dar sinal. Se o limiar de discriminação for muito alto a eficiência da leitura será pequena, por outro lado se ele for muito baixo os "clusters" serão muito largos. "Cluster" é o número de fitas que fornecem sinal para a passagem de uma partícula. Fizemos uma aquisição de dados onde o sinal dos fios ânodos disparava a coleta de dados. Com esses dados verificávamos quantas vezes detectamos o sinal induzido e qual o número de canais com sinal. O esquema da aquisição está desenhado na Figura 4.12. Na Figura 4.13a) mostramos as curvas de eficiência e da probabilidade do "cluster" ser igual à unidade em função da voltagem limiar do cartão-X. Na Figura 4.13b) mostramos estas mesmas curvas mais a curva de probabilidade da largura do "cluster" ser até dois canais para o cartão-Y. As fitas leitoras de indução X são paralelas aos fios, sendo as fitas laterais ao tubo por onde passou a partícula semi blindadas pelas paredes do tubo. Conseqüentemente a largura do "cluster" para esta coordenada é menor do que aquela das fitas

perpendiculares. O valor da voltagem limiar é um compromisso entre a eficiência de detecção e o número de canais com sinal. Escolhemos 1,5 V para a voltagem limiar dos cartões X e Y.

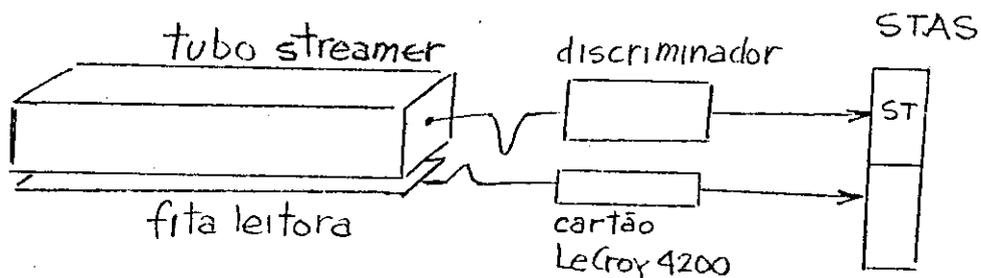


Figura 4.12 Diagrama de bloco da aquisição de dados para a regulagem do limiar dos cartões de leitura digital.

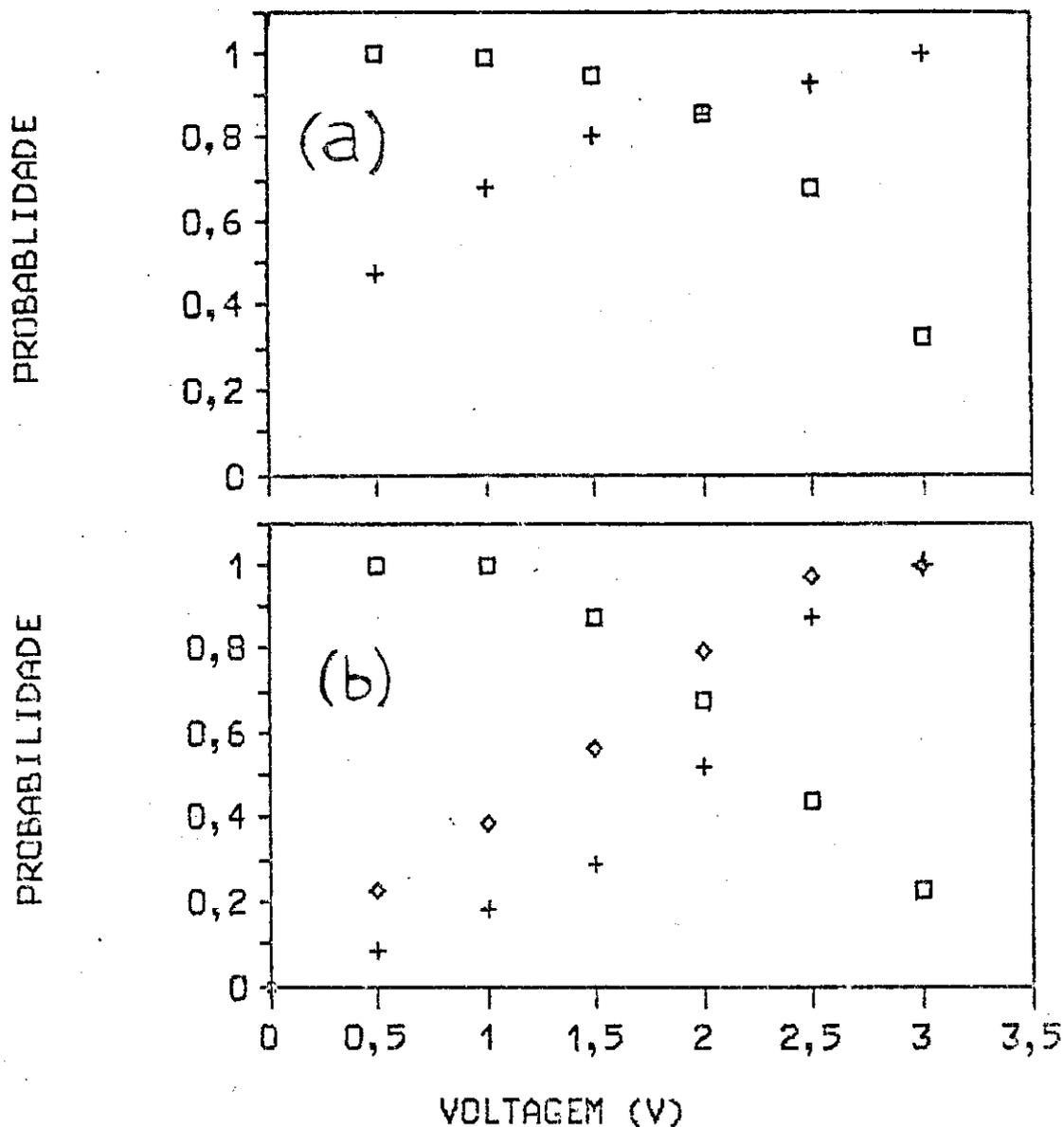


Figura 4.13 a) Curvas da eficiência (□) e probabilidade de ocorrência de "cluster" igual a unidade (+) para os cartões de leitura digital X em função da voltagem limiar dos discriminadores, b) as mesmas curvas acima mais a de probabilidade do "cluster" ser até dois canais (◇) para os cartões Y.

4.4. AQUISIÇÃO DE DADOS

Utilizamos duas condições de aquisição de dados ("triggers"):

Disparador interno

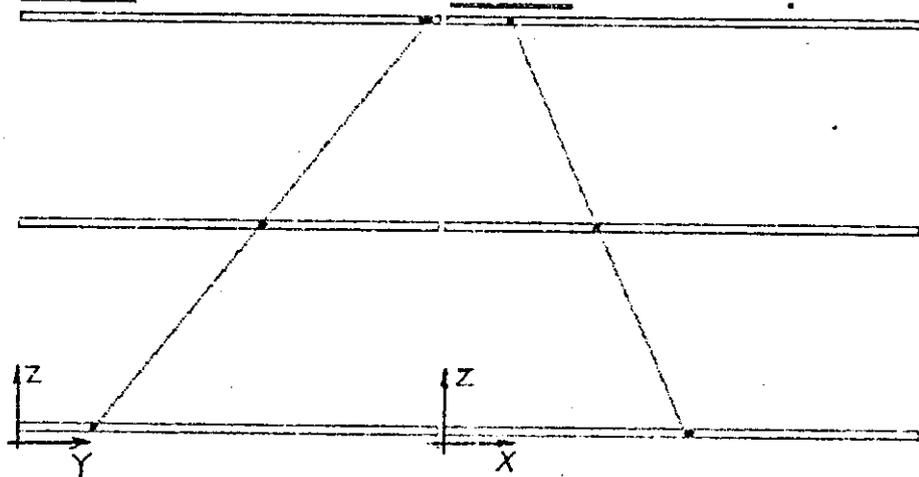
Esta condição de aquisição consiste na coincidência temporal dos sinais dos três planos. A lógica de disparo foi realizada usando o "OR" dos cartões Y. Com esta aquisição detectamos principalmente muons individuais e elétrons com energia suficiente para atravessar o módulo. A reconstrução do evento é realizada através do programa Traco, escrito em Basic. Este programa lê os dados brutos, organiza-os em coordenadas cartesianas, encontra todas as retas possíveis com três pontos, calcula os ângulos zenital e azimutal e desenha o resultado na tela do microcomputador. O Apêndice B contém a listagem deste programa. Mostramos na Figura 4.14a) as projeções ZY e ZX da trajetória reconstruída de um muon e o valor do ângulo zenital e azimutal do evento. A Figura 4.14b) é a reconstrução da trajetória de um elétron que foi espalhado no plano central.

Disparador principal

Esta outra condição de aquisição é dada pela coincidência dos quatro cintiladores do EASCAMP /4/. São quatro cintiladores plásticos, com um metro quadrado cada um, colocados nos vértices de um retângulo de lados iguais a 20m e 14m. Com esta aquisição selecionamos chuveciros atmosféricos cujo centro está muito próximo ao nosso módulo de trajetografia. Mostramos na Figura 4.15 um desses eventos visto pelo módulo streamer. Os elétrons de baixa energia são absorvidos e, ou, espalhados no detector. Ocorre também a materialização de fótons.

(a)

DATA:19-01-98 HORA 17:45:24:6775 TETA= 19,55 FI=120,47
PLANO ZY PLANO ZX



(b)

DATA:19-01-98 HORA 17:52:48:2375
PLANO ZY PLANO ZX

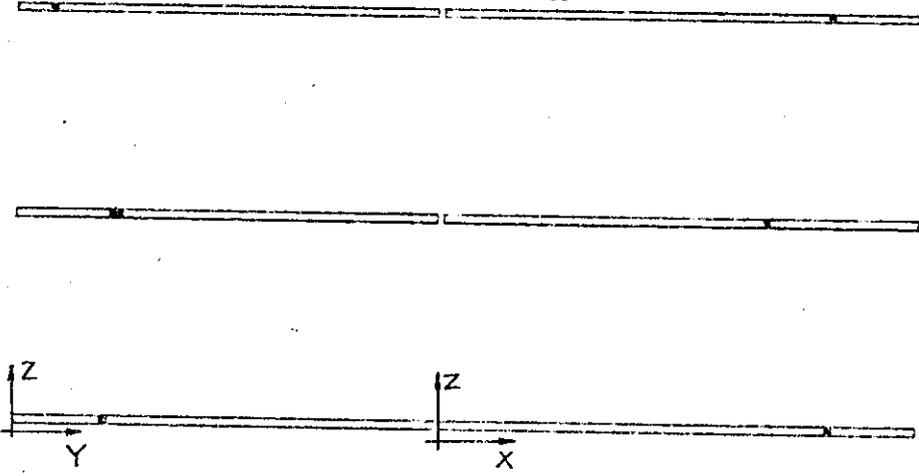


Figura 4.14 a) Evento reconstruido de um muon e, b) de um elétron. Dados obtidos com o disparador interno (ver texto).

DATA:13-01-90 HORA 18:09:58:7669

PLANO ZY

PLANO ZX

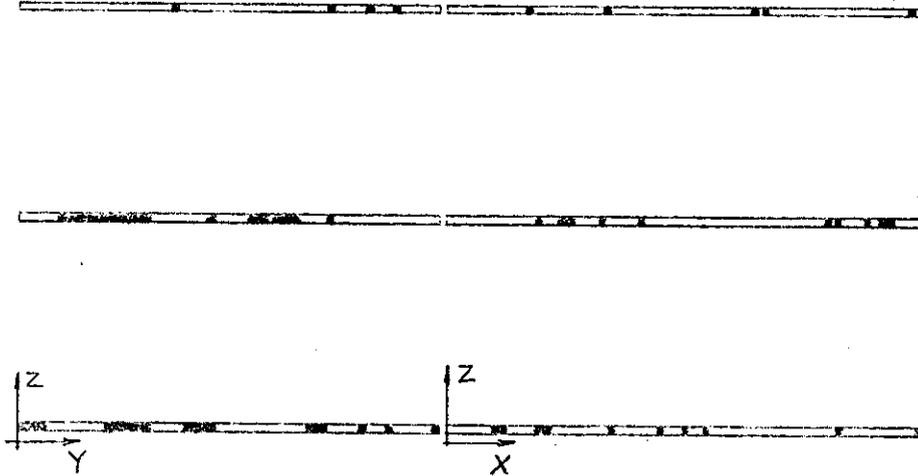


Figura 4.15 Evento de partículas próximas ao centro do chuveiro atmosférico. Dado obtido com a condição de disparo principal (ver texto).

Referências

- /1/ DAG 305 (grafite em metyl-iso-butyl-ketone), Acheson Colloiden, B.V.,Scheemda, Holanda.
- /2/ Cola para PVC rígido "Adesivo Plástico TIGRE".
- /3/ Unidade CAMAC fabricada pela CAEN especialmente para a leitura digital de tubos streamer.
- /4/ A.Turtelli Jr., et al., 21th ICRC, 1990, Adelaide, Australia, vol.3,184.

Capítulo 5. CONCLUSÃO

A necessidade de novas experiências que forneçam um número maior e mais preciso de informações sobre os raios cósmicos primários na faixa de energia de 10^{15} eV está forçando os físicos de raios cósmicos a utilizarem detectores de chuveiros atmosféricos compostos por vários tipos de detectores de partículas. Aliado aos novos detectores estão surgindo novas técnicas de medição dos parâmetros físicos do chuveiro atmosférico.

Um fator muito importante no projeto de um detector de CAE é a relação custo/benefício do projeto. Neste sentido o preço do detector escolhido é muito importante, visto que para se trabalhar na faixa de energia de 10^{15} eV é necessário a utilização de aproximadamente trezentos metros quadrados de detectores de partículas.

Decidimos trabalhar com tubos streamer porque satisfazem as condições requeridas pelos dois parágrafos acima. É um detector que permite a realização de novas técnicas, em física de chuveiros atmosféricos, como a trajetografia de partículas, e o seu custo é de 20 a 30 vezes menos que o dos outros detectores existentes. A simplicidade de construção, devida ao alto ganho proporcionado pelo regime streamer limitado, permite a sua fabricação em larga escala. O regime streamer limitado permite também a construção de tubos muito longos. O comprimento do tubo é limitado por restrições mecânicas e dificuldade de transporte. Já foram construídos tubos de vinte metros. Sendo assim é muito fácil e econômico cobrir grandes áreas, pois o número de canais, diretamente relacionado com o número de fios, é bastante reduzido.

Na seção 2.5 apresentamos os resultados do funcionamento do novo modelo de tubo streamer, com célula de $3 \times 3 \text{ cm}^2$, para

misturas de Argônio e Isobutano. Verificamos o desempenho do detector para três misturas de Argônio/Isobutano= 40/60, 50/50 e 60/40. Encontramos patamares de contagem individual com uma extensão de ~700 V. O sinal do fio tem um tempo de subida de 10 a 20 ns e uma duração de ~100 ns. A sua amplitude é $\geq 40\text{mV}/50\Omega$. A carga de pico tem uma dependência exponencial com a alta voltagem anódica. A resolução de carga tem um valor em torno a 110%. A mistura Ar/Iso=40/60 é a mais estável. A melhor resolução em carga e menor voltagem de trabalho é obtida com Ar/Iso=60/40. O detector pode ser operado com qualquer uma das três misturas de gás utilizadas. A escolha do gás depende das exigências de cada experiência. Por exemplo: boa estabilidade, maior resolução em carga, menor voltagem de trabalho, maior carga, etc.

Realizamos a medida da zona morta do regime streamer limitado para esse modelo de tubo streamer operado com Ar/Iso=40/60 e uma alta voltagem de 5200 V. O valor obtido foi ~6 mm. Para as dimensões do tubo ($3 \times 3\text{cm}^2 \times 12\text{m}$) esse valor é muito pequeno. Esses tubos são excelentes para realizar trajetografia de partículas em grandes volumes (~1000 m³).

Mostramos ser possível a utilização desses detectores sem um fluxo contínuo de gás por duas a três semanas. Este tempo foi obtido com câmaras streamer de cinco metros de comprimento (~30 litros) operadas a 200 metros acima do nível do mar. O tempo de selagem será maior para câmaras maiores operadas em locais de menor radiação. Este resultado pode ser utilizado para facilitar a manutenção de experiências com câmaras streamer, ou similares, onde o acompanhamento permanente do fluxo é dispendioso e fatigante. Se a leitura dos tubos for somente digital o tempo de selagem pode ser bem maior, pois como mostramos na seção 2.7 a perda de eficiência próximo ao início do patamar de plena eficiência é bastante lenta. Após quarenta dias sem fluxo as câmaras estudadas perderam somente 5% de eficiência.

Os resultados obtidos no Capítulo 3 permitem a fabricação de câmaras proporcionais utilizando-se a mesma

estrutura plástica das câmaras streamer de célula $3 \times 3 \text{ cm}^2$. Este resultado é importante para a construção de grandes calorímetros, que necessitam detectar hádrons com energias $> 50 \text{ GeV}$. Verificamos que tais tubos podem operar em regime proporcional, quase-proporcional (baixo ganho) ou streamer limitado (alto ganho), dependendo do gás utilizado. Estudamos quatro misturas de Argônio/Isobutano (40/60, 50/50, 60/40 e 70/30). A transição do regime de baixo ganho para o de alto ganho é mais evidente para misturas ricas em Argônio. A câmara opera em regime proporcional para mistura rica em Argônio (Ar/Iso=70/30), em quase-proporcional para misturas com menos Argônio. Para operá-la em regime streamer limitado a mistura mais rica em Isobutano é a melhor. A eficiência de contagem da câmara quando operada em baixo ganho é de $\sim 90\%$ e a resolução em carga é $\sim 120\%$.

A construção das câmaras streamer no Laboratório de Léptons, UNICAMP e a montagem do módulo de trajetografia de partículas demonstra a nossa capacitação para utilizar este tipo de detector de forma independente. O bom funcionamento deste protótipo abre caminho para execução de novos projetos e colaborações em física de raios cósmicos.

Enxergamos duas utilizações principais para essas câmaras streamer em experiências de chuveiros atmosféricos. Uma, já discutida na seção 2.4 (leitura analógica), é a sua utilização como medidor de densidade de partículas. Podemos pensar num arranjo de cintiladores e câmaras streamer espalhados numa área de $\sim 200 \times 200 \text{ m}^2$. Os cintiladores medindo o tempo de chegada e densidade de partículas e as câmaras streamer colocadas entre os cintiladores medindo a densidade de partículas. Desta maneira podemos reconstruir mais precisamente o centro do chuveiro e conseqüentemente melhorar a resolução angular obtida com o método de tempo de voo de uma forma extremamente econômica. A outra utilização é o seu uso para construção de módulos de trajetografia de partículas, visando o estudo da determinação da direção de chegada da partícula primária do CAE. Podemos procurar determinar

a direção do CAE medindo as direções de chegada de partículas secundárias do chuveiro como os elétrons e, ou muons. Os muons informam com boa precisão ($\ll 1^\circ$) a direção primária, porém sua densidade é pequena. Por outro lado, a direção de chegada do elétron tem de ser corrigida devido ao espalhamento Coulombiano. Para efetuar esta correção é necessário conhecer o centro do chuveiro. Para a situação do detector EASCAMP podemos pensar em selecionar chuveiros que o centro caia no máximo a uma certa distância R do módulo de trajetografia. Trabalhando desse modo com partículas secundárias menos espalhadas.

Apêndice A - PROGRAMA DE AQUISIÇÃO DE DADOS /1/

O sistema CAMAC /2/ montado no laboratório consiste de um crate CAMAC com vários módulos, um crate controller do tipo "A1 modificado" (ou falso A2) uma interface com um micro processador Z80, e um microcomputador comercial (PC, com porta serial).

O crate CAMAC possui 23 conectores para os módulos que ligam a trazeira de cada módulo com o crate, por onde passam os dados do módulo para o Crate controller e vice versa. Este barramento é chamado de CAMAC DATAWAY.

Entre o crate controller e a interface existe um cabo com 52 veias. Este barramento é chamado de BRANCH DATAWAY.

O responsável por controlar os sinais no barramento CAMAC DATAWAY é o crate controller, e o do BRANCH DATAWAY é a interface.

Cada módulo tem um endereço (de 1 a 23) e em cada módulo podemos ter subendereços (subaddress), por exemplo em um mesmo módulo podemos ter vários canais de ADC.

A interface como um todo é a parte inteligente do sistema, consequentemente é nela que temos o software básico para controle e aquisição dos dados. É na realidade uma interface multiuso desenvolvida no Departamento e que foi adaptada para essa experiência.

Hardware da interface

Na interface temos um módulo básico com a CPU e 18 kbytes de memória RAM mais 2kbytes de memória ROM. Neste módulo básico (na região de WIRE-WRAP) foi montado um circuito de relógio com clock próprio, latch e driver para display.

Temos depois (colado no painel frontal) um circuito para o display.

Ligado no conector de expansão (50 pinos) do módulo básico temos uma expansão de 24 Kbytes de memória RAM e de 9 portas de 8 bits cada (3 x 8255) e ainda um ADC multiplexado de 8 canais.

Ligadas a estas portas de expansão temos uma outra placa que faz o interfaceamento de sinal entre o crate controller (BRANCH DATAWAY) e as portas do micro pois os sinais do BRANCH DATAWAY são do tipo coletor aberto, necessitando de resistores para +Vcc, enquanto na entrada da porta temos sinais de nível TTL usando componentes do tipo MOS (baixa corrente).

Das nove portas da placa de expansão, temos 3 portas (1Ch, 1Dh, 1Eh) de oito bits cada, controlando as linhas BRW que são os 24 bits de escrita e leitura do BRANCH DATAWAY. Temos 5 bits de outra porta (18h) controlando as linhas de função BF_i (i=1,2,4,8) do BRANCH DATAWAY. Estas quatro portas estão ligadas no conector J2.

Depois temos o controle de BTB₁, X, Q ligados em uma outra

porta programada para entrada (19h). Estes sinais passam por um latch antes de chegarem na porta. Temos em outra porta (1Ah) 5 bits para o endereçamento das estações ou módulos BNI (i=1,2,4,8,16), mais um bit para o endereçamento do crate, BCR1, um bit para linha BG que é usada para gerar a função GRANDED LAM (função CAMAC) /3/ e um bit para linha BZ que gera a função INICIALIZA (ou zera).

Em outra porta (14h) temos 4 bits para o endereçamento do subaddress BAI (i=1,2,4,8), um bit para resetar o latch do interrupt, setado pela linha BD que é o BRANCH DEMAND, e mais um bit para o BTA sinal de controle entre a interface e o crate controle.

Todos estes sinais desde o BTB_i estão no conector J3 interno da interface.

Sobram duas portas de 8 bits cada, para uso futuro no conector J4 interno da interface.

Hardware CAMAC

No CAMAC DATAWAY existe uma linha de LAM para cada MODULO, ou seja cada módulo tem uma linha exclusiva de um bit que vai do conector trazeiro até o crate controller.

Dentro do crate controller (no nosso caso) estas linhas estão ligadas a um conector atraz do crate controller, que devem ser "bypassadas", ou seja ligadas no mesmo conector, porém em outro pino.

Caso esta ligação não seja feita o crate controller não reconheceria o sinal de LAM da estação correspondente.

Dentro do crate controller, existe um OR de todos os LAM do crate, e a saída deste or é chamada de BD, BRANCH DEMAND, e já pertence ao BRANCH DATAWAY.

Este BD vai a interface onde há um LATCH que gera um INTERRUPT mascarável na CPU, porém neste caso a saída ainda passa pelo latch da parte menos significativa do relógio (segundo, centesimos, milésimos) para serem "segurados" e lidos posteriormente.

Software da interface

Na interface há basicamente 5 programas.

O primeiro é o programa do sistema operacional (PMC3-3) que controla o módulo básico do processador Z80, com as funções de entrada e saída de dados da memória, controla a execução dos outros programas e etc. Este programa está em EPROM.

O segundo é o programa que controla a parte do relógio, com as suas diversas funções, inclusive a de mostrar no display a hora minutos, ou mostrar no display o conteúdo dos contadores. Este programa não está em EPROM, precisando ser carregado sempre

que as memórias forem apagadas. O arquivo se chama TOTALCA.LOG.

O terceiro é o que controla o BRANCH DATAWAY, com todas as funções básicas do CAMAC.

Na verdade este é um conjunto de subrotinas que usando os registros da CPU pode gerar as diversas funções no CAMAC.

É usado por todos os programas CAMAC aqui mencionados e com uma rápida leitura nos comentários do programa "CAMAC8.ASM" permite que se faça um programa de sequência de chamada de subrotinas que executa as diversas funções CAMAC.

O quarto é um programa intitulado ITERATIVO, que permite ao usuário, através de comandos mnemônicos controlar ou executar passo a passo funções em um determinado módulo.

O programa ITERATIVO serve para executar funções CAMAC iterativamente.

Para rodá-lo se usa "G 6003" emulando um terminal no PC (por exemplo usando kermit).

O quinto é a rotina básica de aquisição de dados.

Para rodá-lo se digita "G 6000" ou se usa o programa "APOIO1" no PC, após ter carregado o arquivo "CAMAC8.LOG".

O programa de aquisição coleta os dados dos diversos módulos e guarda os dados em buffers na memória RAM até que um outro micro que tenha uma interface serial (no nosso caso o PC) peça a transferência dos dados.

O sistema foi projetado de maneira que se possa controlar mais de uma experiência simultaneamente e ainda se possa testar um módulo usando um outro programa, isto tudo simultaneamente. Por isso são necessários os 4 buffers, intitulados de BUFFER 0, BUFFER 1, BUFFER 2, BUFFER 3.

Mediante uma palavra de controle que tem a mesma estrutura daquela lida na função FBG podemos guardar os dados de cada módulo em um ou mais buffers.

No total temos 4 buffers, dois dos quais tem no momento 12 kbytes e dois tem 2 kbytes.

Podemos definir quais dados de quais módulos vão para cada buffer, o default atual é o módulos 4 e 8 irem para o BUFFER 0, o módulo 16 para o buffer 1 e os demais vão para o BUFFER 3.

Esta definição pode ser alterada usando o programa "APOIO1" que roda no PC (para rodar use DAQ no PC), com a opção "SETAR RESETAR MODULOS NO BUFFER" do menu principal.

É bom notar que existe a necessidade de descarregar periodicamente cada buffer, antes de "estourar" o buffer, ocasionando perda de dados. Isto também é feito usando o programa "APOIO1".

Cada BUFFER é composto de diversos REGISTROS de tamanho variável. Cada registro contém os dados de um módulo. A estrutura do registro é :

1- 1 byte que é o numero de bytes total do registro.

2- 1 byte que é o numero de bytes total dos dados do

relógio, porque quando um registro do buffer está na mesma hora do registro anterior o programa não coloca no registro a hora, pois a hora já está no registro anterior, o mesmo ocorrendo com a data.

3- os bytes da data e hora, minuto segundo etc.

4- o numero do módulo.

5- 2 bytes que corresponde a leitura do subaddress 0

6- 2 bytes para cada leitura dos outros subaddress caso tenha.

Observe que embora o CAMAC tenha um barramento de dados de 24 bits, o programa de aquisição só lê os 16 bits menos significativos, pois a maioria do módulos como ADC, TDC utilizam até 12 bits.

As estações CAMAC, mediante sinais externos gerados pelo trigger dos experimentos, processam os sinais a elas destinados e quando os dados estão prontos geram um sinal chamado de LOOK-AT-ME ou LAM.

Este sinal gera na nossa interface uma interrupção na CPU, para que ela execute justamente a rotina básica de aquisição de dados.

Então quando ocorre uma interrupção, o programa executa a função FBG (função GRANDED-LAM) que retorna nos 24 bits de leitura zero para os módulos que não tem LAM e um para os módulos que tem LAM presente. Isto o programa devolve nos registros "D" "E" "B" na ordem do byte mais significativo para o menos.

Por exemplo se após a função os registros estiverem com D=08, E=04, B=81 temos LAM nos módulos 1, 8, 11 e 20, pois o primeiro bit esta ligado, o oitavo e assim por diante.

Diante disso o programa faz a leitura dos dados no módulo de menor endereço que tem LAM (no nosso exemplo seria o numero 1) e executa a função 2 (F2) que é READ AND CLEAR nos diversos subaddress, começando pelo subaddress de numero 0 e parando no subaddress que retorne "Q" falso (vide manual do módulo ou CAMAC para maiores detalhes sobre o sinal "Q") após a função, ou após ter feito duas leituras em todos os subaddress (segunda vez que ler o subaddress 15).

Estes dados juntamente com o horário lido no latch do relógio formam um registro que são colocados em um BUFFER INTERMEDIARIO .

Após isto, os dados serão guardados nos seus devidos buffers, o latch do relógio é desativado, o do interrupt também e termina a rotina de interrupção. Se houver um outro módulo gerando LAM e conseqüentemente BD, a rotina de interrupção será novamente executada.

O terceiro, quarto e quinto programas, estão no mesmo arquivo que se chama "CAMACE.log".

Para facilitar o uso deste sistema foi feito também um programa para o PC, que iterativamente, e através de "menus" pode CARREGAR, INICIAR e CONTROLAR a interface.

Para executá-lo, se digita "DAQ" no PC e tem-se o programa "APOIO1" com o seguinte menu:

1 - "Pedir transferência de um buffer da interface".

Ele pede para a interface transmitir os dados do buffer, converte os dados em decimal, devolve o caracter "O" de ok para a interface no final de cada registro recebido (caso não tenha ocorrido erro) e grava os dados em disco usando como nome de arquivo um já definido, ou gera um nome novo que será "b_MMDDHH.n" onde "b" é o numero do buffer, "MMDDHH" é o dia, mês e ano do primeiro evento do arquivo e "n" sera "0" caso não exista um arquivo com o mesmo nome, se houver será "1" ou "2" ou "3" dependendo do número de arquivos com o mesmo nome já existentes.

Uma vez gerado este nome de arquivo, o programa já sabe que ele existe e nas próximas vezes ele continuara colocando no mesmo arquivo até que este arquivo atinja 50 Kbytes, quando ele automaticamente troca o nome do arquivo.

2 - "Desabilitar aquisição"

Desabilita a aquisição e coloca um comentário nos arquivos definidos de cada buffer.

3 - "Habilitar aquisição"

Habilita a aquisição e coloca comentário nos arquivos definidos de cada buffer.

4 - "Carregar programa na interface"

Sempre que ocorre falta de energia elétrica, ou por outro problema, as memórias da interface onde está o programa são alteradas, quando é necessário que seja carregado os programas na interface.

Para o sistema funcionar é necessário os arquivos "CAMAC8.LOG" e o "TOTALCA.log". O programa pergunta quais arquivos devem ser carregados. No final, caso se tenha carregado o programa TOTALCA.log, que é o programa do relógio, o programa para de rodar, entra no "KERMIT" (que é um programa que emula um terminal no PC) e aguarda que se acerte a data e a hora na interface usando o comando "ND". Deve-se digitar a data de dois em dois caracteres não suprimindo os zeros e separadas por um espaço. Após o ano se digita "ENTER" e o micro pede a hora, minuto, segundo. Da mesma maneira que a data, deve ser digitada de dois em dois caracteres, sem suprimir os zeros à esquerda, seguida de um espaço. Antes de digitar um espaço após os segundos, deve-se aguardar que o outro relógio esteja neste segundo para haver um melhor sincronismo. Se ocorrer algum erro de digitação em qualquer ponto, o comando é recusado e aparecerá um ponto na tela, quando deve ser digitado novamente "ND".

Após a colocação da data e hora na interface, que pode ser verificada se está certa através do display da interface ou digitando "DD", é preciso interromper o programa kermit para retornar ao programa anterior (APOIO1).

Para isto deve-se digitar (CTRL I) e depois "C".

Fazendo esta sequência DUAS vezes, aparecerá na tela o cabeçalho do programa. Caso se tenha carregado o programa "CAMAC8.log", deve-se confirmar se se quer que este programa seja rodado ou não. Digitando "S"=sim inicia-se a aquisição, com os parametros em default.

5 - "Setar ou resetar módulos nos buffers"

Serve para direcionar os dados de um certo módulo para um ou mais buffers. Ele pedirá o número do buffer que se quer alterar e o módulo. Depois, se é para setar (ou seja habilitar) ou resetar, no primeiro caso os dados do módulo irão para o buffer.

6 - "Status da interface"

Serve para visualizar quanto existe de memória em cada buffer. Mostra o total, o que está sendo usado e o restante de bytes de cada buffer.

7 - "Mudar display"

Serve para alterar o tipo de informação visualizada no display da interface, que pode ser :

- 1- hora e minuto
- 2- minuto e segundos
- 3- segundo e centezimos
- 4- contador auxiliar
- 5- contador por hora

8 - "Adicionar comentários em um arquivo"

Serve para colocar comentários nos arquivos de aquisição de dados como interferências, falta de energia elétrica e outros. Caso não esteja definido o arquivo para o buffer escolhido, ele mostra a lista dos arquivos que existem deste buffer.

9 - "Programar horário de transferência"

Possibilita efetuar a transferência automática dos dados da interface a intervalos pré-determinados. Assim pode-se programar uma transferência a cada hora, ou a cada 30 minutos ou a qualquer tempo, tomando sempre o cuidado para que o tempo não seja tão grande que o buffer da interface estoure. Zerando-se o tempo, este desabilita a transferência automática.

A - "Vai para o sistema operacional"

Interrompe temporariamente o programa e vai para o DOS onde se pode verificar diretórios e rodar outros programas. Quando retornar, o programa verifica se é hora de transferência automática ou se já passou, fazendo a transferência se necessário. Antes de retornar com o comando "EXIT" do DOS deve-se verificar se se está no subdiretório correto (\NEAS).

Por algum problema no compilador, quando se roda um outro programa em basic, ao voltar ao programa este fica "travado". Porisso, caso seja necessário rodar um programa em basic, deve-se sair do programa com a letra "E", e não com "A" que poderá dar problemas de travamento de teclado.

B - "Zera contador auxiliar da interface"

D - "Mudar nome do arquivo"

Tira a definição do nome do Arquivo de um determinado buffer. O próximo nome será baseado no dia, mês e ano do primeiro evento deste arquivo.

E - "Sair do programa"

Sai do programa salvando alguns dados como, nomes de arquivos definido, step das transferências. Na próxima vez que rodar o programa este dados serão os mesmos, porém a primeira transferência será após o step a partir do início da execução do

programa.

Os dados

Os arquivos de dados, ou seja a saída deste programa, são arquivos de 50 kbytes ou um pouco mais. O nome do arquivo é b_MMDDHH.n, onde "b" é o número do buffer "MM" é o mês do primeiro evento, "DD" o dia e "HH" a hora. O "n" é geralmente zero, porém se já existir um arquivo com este mesmo nome é feito "n=n+1" até que não exista o arquivo. Isto na hora que é criado o arquivo e definido o nome do arquivo, a partir daí, até que ele tenha 50 kbytes, os dados serão adicionado no final do arquivo.

Cada linha do arquivo contém um registro recebido da interface.

Temos então :

<1> <2> <3> <4> . . . etc.

onde:

<1> é o horário que o evento chegou (ou que a interface recebeu o LAM) na forma HH:MM:SS:ddccmm (hora, minuto, segundo, decimo, centezimo, milésimo de segundo)

<2> é o número do módulo que deu LAM. (este número esta em decimal)

<3> é o dado do subaddress 0 deste módulo

<4> se houver é o dado do subaddress 1 deste módulo

<5> se houver é o dado do subaddress 2 deste módulo.

Quando o número do módulo é "0" isto significa que este é um registro de comentários, que pode ser tanto os automáticos (quando desabilita e habilita a aquisição) como aqueles colocados usando o comando "8" do menu principal.

Nestes casos, o horário é dado pelo PC e não há ":ddccmm".

Os dados lidos do subaddress na interface são hexadecimais de 16 bits, e na saída deste arquivo deve ser feita a seguinte correção:

1 - se eles forem positivos estão certos.

2 - caso eles sejam negativos, eles devem ser somados com 65536.

Referências

- /1/ Este programa foi desenvolvido pelo Sr. Mario de Castro Souza Jr., técnico em eletrônica do Grupo de Léptons do Departamento de Raios Cósmicos - IFGW - UNICAMP.
- /2/ CAMAC-"Computer Automated Measurement and Control" é regulamentado pela documento "CAMAC Instrumentation and Interface Standards" da IEEE-"The Institute of Electrical and Electronics Engineers" e ANSI-"American National Standards Institute" no. SH08482 (Library of Congress no.8185060)
- /3/ As funções CAMAC são especificadas em: ANSI/IEEE Std 758-1979 (Reaffirmed 1981)

Apêndice B - LISTAGEM DO PROGRAMA TRACO

```
PROGRAMA TRACO.BAS. CALCULA REIAS E DESENHA NA TELA

DIM PAS(2), NR(2), CA(500, 2), CB(500, 2), CD(80, 6)
Z1 = .5: Z2 = 100.5: Z3 = 200.5
PI = 3.14159: PI2 = 1.5708: RG = 57.2958: PAS(1) = 1.2: PAS(2) = 1!

DIM LI(6), LS(6), NP(6), ED(80, 6), CL(80, 6)
LI(1) = -1: LI(2) = 63: LI(3) = 159: LI(4) = 223: LI(5) = 319: LI(6) = 383
LS(1) = 64: LS(2) = 160: LS(3) = 224: LS(4) = 320: LS(5) = 384: LS(6) = 480

DIM CLUSTER(240), endereco(240)
SCREEN 2

PRINT "ENTRE COM O NOME DO ARQUIVO";
INPUT A$
OPEN A$ FOR INPUT AS #1
CLS

.....LE DADOS BRUTOS DA STAS.....
NEV = 0
49 IC = 0: NEV = NEV + 1
50 IF EOF(1) THEN STOP
LINE INPUT #1, A$
MODU = VAL(MID$(A$, 15, 2))
IF MODU = 0 THEN DT$ = MID$(A$, 19, 13)
IF MODU < 16 THEN GOTO 50
IF IC = 0 THEN TP$ = MID$(A$, 1, 13)
FOR K = 17 TO LEN(A$) STEP 6
IC = IC + 1
X = VAL(MID$(A$, K, 6))
IF X < 0 THEN X = 65536! + X
VALOR = X
X = VALOR / 8
CLUSTER(IC) = (X - INT(X)) * 8
X = (VALOR - CLUSTER) / 64
CHAN = (X - INT(X)) * 8
endereco(IC) = INT(VALOR / 64)
IF CHAN = 7 GOTO 60
NEXT K: GOTO 50

.....CALCULA PONTOS (X,Z) e (Y,Z).....
60 J = 1: FOR I = 1 TO 6: NP(I) = 0: NEXT I
FOR I = 1 TO (IC - 1)
ED0 = endereco(I): CL0 = CLUSTER(I)
70 IF (ED0 > LI(J) AND (ED0 < LS(J))) THEN
IF (ED0 - CL0) < LI(J) THEN
JJ = J - 1
NP(JJ) = NP(JJ) + 1
ED(NP(JJ), JJ) = LI(J)
CL(NP(JJ), JJ) = CL0 - (ED0 - LI(J))
NP(J) = NP(J) + 1
ED(NP(J), J) = ED0
CL(NP(J), J) = ED0 - LI(J)
ELSE
NP(J) = NP(J) + 1
ED(NP(J), J) = ED0
CL(NP(J), J) = CL0
END IF
ELSE
J = J + 1
GOTO 70
END IF
NEXT I

.....CENTRO DO CLUSTER.....
FOR J = 1 TO 6
FOR I = 1 TO NP(J)
IF J = 1 OR J = 3 OR J = 5 THEN G = 80 * (J - 1) ELSE G = 64 + 80 * (J - 2)
CO(I, J) = ED(I, J) + 1 - CL(I, J) / 2 - G
NEXT I
NEXT J
```

```

.....CALCULA RETAS.....
NR(1) = 0: NR(2) = 0
FOR J = 1 TO 2
  FOR I1 = 1 TO NP(J)
    FOR I2 = 1 TO NP(J + 2)
      IF CO(I1, J) = CO(I2, J + 2) THEN CO(I1, J) = CO(I1, J) * 1.00001
      A = (Z3 - Z2) / ((CO(I1, J) - CO(I2, J + 2)) * PAS(J))
      B = (Z2 * CO(I1, J) - Z3 * CO(I2, J + 2)) / (CO(I1, J) - CO(I2, J + 2))

      FOR I3 = 1 TO NP(J + 4)
        XT = (Z1 - B) / A
        XTI = XT - 4 * PAS(J)
        XTS = XT + 4 * PAS(J)

        IF (CO(I3, J + 4) * PAS(J) > XTI) AND (CO(I3, J + 4) * PAS(J) < XTS) THEN
          NR(J) = NR(J) + 1
          CA(NR(J), J) = A
          CB(NR(J), J) = B
        END IF
      NEXT I3
    NEXT I2
  NEXT I1
NEXT J

```

```

.....CALCULA ANGULOS TETA E FI.....

```

```

TETAG = 0: FIG = 0
IF (NR(1) = 0) OR (NR(2) = 0) GOTO 80
TX = PI2 - ATN(CA(1, 2))
TY = PI2 - ATN(CA(1, 1))
T1 = TAN(TX)
T2 = TAN(TY)
TETA = ATN(SQR(T1 * T1 + T2 * T2))

R = CA(1, 2) / CA(1, 1)
FI = ABS(ATN(R))
IF (CA(1, 2) >= 0) THEN
  IF CA(1, 1) < 0 THEN FI = 2 * PI - FI
ELSE
  IF CA(1, 1) < 0 THEN FI = PI + FI ELSE FI = PI - FI
END IF

TETAG = TETA * RG
FIG = FI * RG

```

```

.....DESENHA PLANOS, PONTOS E RETAS. ESCRIBE TETA E FI.....

```

```

80 PRINT DT$; " HORA "; TP$;
PRINT USING "8"; "TETA=", : PRINT USING "###.##"; TETAG;
PRINT USING "8"; " FI=", : PRINT USING "###.##"; FIG

GAP = 70: Y01 = 22: Y02 = Y01 + 3
FOR K = 1 TO 3: Y1 = Y01 + GAP * (K - 1): Y2 = Y02 + GAP * (K - 1)
LINE (0, Y1)-(256, Y2), , B: LINE (256, Y1)-(639, Y2), , B
NEXT K

```

```

PRINT "PLANO ZY" PLANO ZX"

```

```

FOR K = 1 TO (IC - 1)
  LF = endereco(K) - CLUSTER(K)
  IF (LF < 160) THEN PL = 1
  IF ((LF > 159) AND (LF < 320)) THEN PL = 2
  IF (LF > 319) THEN PL = 3
  XP = 4 * (LF - (PL - 1) * 160)
  YP = Y01 + (PL - 1) * GAP
  FOR L = CLUSTER(K) * 4 TO 0 STEP -1
    PSET (XP + L, YP + 1): PSET (XP + L, YP + 2)
  NEXT L
NEXT K

```

```

X1 = (200.5 - CB(1, 2) / PAS(2)) / CA(1, 2)
X2 = (.5 - CB(1, 2) / PAS(2)) / CA(1, 2)
LINE (4.03 * X1 + 256, 22)-(4.03 * X2 + 256, 178)

```

```

LOCATE 25, 1: INPUT "", A$
IF A$ = "N" THEN STOP

```

```

CLS

```

```

GOTO 49

```

```

END

```

| | |
|-------------------|---------|
| UNIDADE | 77 |
| PROC. | |
| DOAÇÃO, PREÇO ES- | |
| TIMATIVO | |
| DATA | 26/1/90 |

Agradecimentos

Ao Prof. Dr. Armando Turtelli Jr. pela sugestão do trabalho, orientação e constante incentivo amigável.

Ao Prof. Benedetto D'Ettorre Piazzoli pela orientação e apoio durante minha permanência em Frascati.

Ao Prof. Pio Picchi, Dr. Paolo Laurelli e Dr. Gianni Bencivenni pela doação das câmaras streamer e cartões eletrônicos de leitura digital.

Ao Dr. Fabio Bossi, Dra. Halina Bilokon e Mario Anelli pelo estimulante incentivo.

Ao Mario de Castro Souza Jr, Edmilson Jose Toneli Manganote e Mauricio Algate pelos incalculáveis auxílios experimentais.

A todos do Departamento de Raios Cósmicos que direta e indiretamente ajudaram na execução deste trabalho.

Ao CNPq e CAPES pela concessão de bolsas de estudo. A FAPESP pelo auxílio financeiro para construção do módulo de trajetografia.

Este exemplar corresponde a redação final da tese: "USO DE TUBOS STREAMER EM EXPERIÊNCIAS DE RAIOS CÔSMICOS" defendida pelo Sr. Anderson Campos Fauth em 23 de maio de 1990, sendo aprovada com distinção pela comissão examinadora composta pelos seguintes Professores Doutores: Armando Turtelli Júnior (orientador do candidato), do Instituto de Física "Gleb Wataghin" da Universidade Estadual de Campinas; Ross Alan Douglas, do Instituto de Física "Gleb Wataghin" da Universidade Estadual de Campinas; Thyrso Villela Neto, do Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais; Carlos Ouriveo Escobar, do Instituto de Física da Universidade de São Paulo; Alinka Lepine, do Instituto da Física da Universidade de São Paulo.

Cidade Universitária "Zeferino Vaz", 28 de maio de 1990.



Prof.Dr. Armando Turtelli Júnior

CLASSIF.
AUTOR
V. EX.
TOMBO BCI *1007*
FF

I. FÍSICA - UNICAMP
R.P. TD
R. F 275m
C.
R. Tombo ID 1984 AA
3611190

1007
FF

CM000105161