

Tese de Mestrado

Detectores RPC para experimentos de raios cósmicos

Anastasia Guidi

Orientador: Anderson Campos Fauth

Universidade Estadual de Campinas
Instituto de Física `Gleb Wataghin`
15 de fevereiro de 2000

Resumo

Apresentamos um estudo sobre detectores a gás do tipo *Resistive Plate Counter* - RPC e sobre a viabilidade de sua utilização em experimentos de física de raios cósmicos. Discutimos os processos de formação e leitura do sinal quando da passagem de uma partícula ionizante pela região ativa do detector e apresentamos os resultados experimentais relevantes: espectros de carga, eficiência, contagem e resolução temporal. Obtivemos uma eficiência de 85 % e uma resolução temporal de 4ns, suficiente para a realização de medidas de 'tempo de vôo'. Os RPCs estudados foram construídos no Laboratório de Léptons do Instituto de Física Gleb Wataghin, Unicamp, a partir de componentes nacionais disponíveis no mercado. A modularidade dos RPCs e seu baixo custo sugerem que esses detectores são apropriados para experimentos de raios cósmicos, onde grandes áreas de detecção estão envolvidas.

Abstract

We present a study about Resistive Plate Counters and the viability of their use in cosmic ray experiments. The processes of discharge formation by an ionizing particle and signal pick up are discussed, and the relevant experimental results – charge spectra, efficiency, counting rates and time resolution are shown. An efficiency of 85 % and a time resolution of 4 ns, suitable for time of flight measurements, were achieved. The studied RPCs were assembled with brazilian commercially available materials at the Leptons Laboratory of the Gleb Wataghin Physics Department, Unicamp. The RPC's low cost and high modularity suggest their use in cosmic ray experiments, in which large detection areas are required.

“Já deveis ter ouvido falar daquele Astrônomo florentino que para explicar o Universo usou o telescópio, hypérbole dos olhos, e com o telescópio viu aquilo que os olhos somente imaginavam. Tenho em alta conta os Instrumentos Mechanicos usados para entender, como se costuma dizer hoje, a Couse Extensa. Mas, para entender a Couse Pensante, ou a nossa maneira de conhecer o Mundo, não podemos senão usar um outro telescópio, o mesmo já utilizado por Aristóteles, e que não é tubo nem lente, mas Trama de Palavras, Idéia Perspicaz, porque é apenas o dom da Artificiosa Eloquência, que nos permite entender este Universo.”

Umberto Eco, A Ilha do Dia Anterior

Agradecimentos:

Aos meus pais,

Ao meu orientador, Prof. Dr. Anderson Campos Fauth,

Aos técnicos do Laboratório de Léptons, Fernando, Jair e Alessandro,

À Sandra e Teresa, da secretaria,

Aos colegas de laboratório, Ernesto, Biral, Nini, Hélio, Marcelo, Tatá, Emerson e Silvia,

Ao Prof. Dr. Carlo Gustavino do laboratório do Gran Sasso,

Aos G-uns e a todos os meus amigos,

À Fapesp, pelo suporte financeiro.

Índice

1	Introdução.....	5
2	Raios Cósmicos.....	7
2.1	Composição	9
2.2	Espectro de energia.....	11
2.3	Propagação e mecanismos de aceleração.....	14
2.4	Chuveiros Atmosféricos	17
2.5	Estudo da radiação cósmica através de EAS	22
3	Detectores a gás.....	28
3.1	Interação de partículas carregadas com a matéria.....	28
3.2	Avalanche e <i>streamer</i>	32
3.3	Mistura gasosa	39
4	O detector RPC	42
4.1	Desenvolvimento histórico.....	42
4.2	Descrição do detector.....	44
4.3	Funcionamento do detector.....	46
4.4	Leitura do sinal	49
5	Medidas efetuadas	51
5.1	Construção de detectores RPC	51
5.2	Espectros de carga	54
5.3	Eficiência e contagem	59
5.4	Resolução temporal.....	68
5.5	Relação entre a carga induzida e o número de fitas de leitura.....	74
6	Conclusão.....	77
7	Referências	79

1 Introdução

O grupo de Léptons do Departamento de Raios Cósmicos do Instituto de Física 'Gleb Wataghin' - Unicamp desenvolve pesquisa básica na área de física de altas energias. Além de colaborar com projetos internacionais, como o LVD (Large Volume Detector) e EAS-TOP no Laboratório Internacional do Gran Sasso, Itália, e o projeto Pierre Auger, o grupo possui um pequeno detector de superfície, o EASCAMP, localizado no campus da universidade. O EASCAMP pretende correlacionar anisotropias observadas nas direções de chegada dos raios cósmicos primários com fontes conhecidas no hemisfério sul galáctico. Este detector possui um limiar de energia igual a 10^{14} eV e é formado por uma rede de cintiladores plásticos e três módulos de tubos *streamer*, um de três camadas sobrepostas cada uma com área igual a 1 m^2 , um de 5 camadas de 1 m^2 e um terceiro, maior, composto por quatro camadas de 16 m^2 .

As características dos detectores RPC, que combinam as vantagens dos tubos *streamer*, como boa resolução espacial e baixo custo, com uma resolução temporal da ordem de 1ns, comparável à dos cintiladores plásticos, sugerem sua utilização na construção de novos módulos para o EASCAMP.

Neste trabalho apresentamos espectros de carga, medidas de resolução temporal, eficiência e contagem em função da alta tensão para RPCs construídos a partir de componentes nacionais de baixo custo disponíveis no mercado. O vidro é um material resistivo muito homogêneo e mesmo sem

qualquer tratamento de superfície possibilita a confecção de detectores sem ruído. As medidas apresentadas foram realizadas com partículas ionizantes da radiação cósmica local.

Novos modelos de RPC que operam sob altos fluxos de partículas serão utilizados para detectar múons no LHC (Large Hadron Collider) que está sendo montado no CERN, e modelos similares aos que desenvolvemos poderão ser usados para refinar as medidas de contagem e direção de chegada de múons no projeto Auger. O projeto *Monolith* é uma colaboração multinacional que pretende cobrir uma área de 58000 m² com RPCs associados a placas de ferro magnetizadas para estudar as oscilações de neutrinos atmosféricos. O projeto Argo aprovado pelo INFN (Istituto Nazionale de Fisica Nucleare) em 1998 pretende montar um experimento localizado a 4300 m de altura no Laboratório de Yangbajing, Tibet, usando uma camada de RPCs de baquelite distribuídos sobre uma área de 6500 m². Este experimento vai estudar a radiação gama de energia ~ 100 GeV a partir da reconstrução detalhada das frentes dos chuviros eletromagnéticos.

2 Raios Cósmicos

Raios cósmicos primários são partículas relativísticas que viajam no espaço com energias que podem variar desde alguns GeV até 100 EeV (10^{20} eV). Essas partículas são basicamente prótons, núcleos, elétrons, fótons e neutrinos e as respectivas antipartículas. Um raio cósmico que entra na atmosfera da Terra interage com núcleos atômicos ali presentes, gerando uma cascata de partículas conhecida como chuva atmosférica.

A história da física de raios cósmicos começou em 1900, quando se observou que eletroscópios indicavam a presença de carga mesmo quando colocados em quartos escuros e longe de fontes radioativas. A princípio isso foi atribuído à radioatividade natural terrestre, mas em 1912-13 Hess e Kolhörster realizaram experimentos em balões e demonstraram que o fluxo de partículas aumentava com a altitude.

Em 1929 foi inventado o contador Geiger, e na década de 30 o desenvolvimento de câmaras de núvens e emulsões nucleares, que permitiam observar os traços deixados pela passagem das partículas, possibilitou a observação do pósitron de Dirac e do méson π que foi imediatamente associado ao méson de Yukawa, o mediador da interação forte. Na década de 50 o desenvolvimento dos detectores fez com que o número de partículas instáveis observadas na radiação cósmica aumentasse rapidamente, exigindo uma nova interpretação que foi trazida pelo modelo a *quark* de Gell-Mann no início da década de 60. Hoje os chuveiros atmosféricos podem fornecer informação sobre

interações hadrônicas a altíssimas energias, já que quando um raio cósmico primário com energia de 10^{15} eV colide com um átomo da atmosfera, a energia do centro de massa é algo em torno de 1 TeV, o limite atual dos aceleradores de partículas. As experiências recentes de oscilações entre sabores de neutrinos produzidos em chuveis atmosféricos, que sugerem fortemente que os neutrinos tenham massa diferente de zero, são um exemplo da física de altas energias que se faz atualmente com os raios cósmicos.

O estudo da radiação cósmica é também de grande interesse para a astrofísica. As questões da origem dessas partículas e dos mecanismos capazes de acelerá-las até energias tão elevadas estão diretamente relacionadas com os sistemas mais energéticos do Universo. Até a década de 50 a astrofísica se limitava a estudar estrelas, galáxias e núvens de gás. Experimentos de raios cósmicos em conjunto com observações da radiação eletromagnética em novos comprimentos de onda, como ondas de rádio, radiação infravermelha, ultravioleta, raios-X e raios- γ , revelaram a existência de fenômenos altamente energéticos antes desconhecidos como rádio galáxias, quasares, estrelas de nêutrons ou emissores de 'gamma burst', por exemplo. Essas descobertas continuam a levantar questões que constituem um amplo campo de pesquisa teórica e experimental.

2.1 Composição

A grande maioria dos raios cósmicos chegam à Terra isotropicamente de todas as direções. Sabe-se que a maior parte deles possui energia inferior a 1 PeV e é gerada no interior de nossa galáxia e no exterior do sistema solar. Nessa faixa de energia estrelas binárias e supernovas são prováveis fontes. A parcela da radiação cósmica gerada pelo Sol pode ser facilmente distinguida através de sua correlação com a atividade solar. 90 % da radiação cósmica é composta por prótons, muito mais abundantes do que os núcleos mais pesados.

Fig. 1 Quantidades relativas dos elementos He-Ni presentes nos raios cósmicos e nos planetas do sistema solar [1]. A linha cheia corresponde às abundâncias relativas observadas na radiação cósmica, e a linha pontilhada às abundâncias relativas encontradas no Sistema Solar. Em ambos os casos as abundâncias são relativas ao Silício.

A figura 1 mostra as quantidades relativas dos elementos encontrados nos raios cósmicos e no sistema solar. Nota-se que tanto no sistema solar quanto na radiação cósmica existe uma predominância de núcleos de número atômico par, mais fortemente ligados. Entre as diferenças encontradas, existe uma maior abundância de prótons em relação a núcleos mais pesados no sistema solar que ainda não é bem compreendida. A outra diferença é bem compreendida e importante para que se entenda os mecanismos de propagação dos raios cósmicos. Nota-se claramente no espectro que dois grupos de elementos (Li, Be, B e Sc, Ti, V, Cr, Mn) são muitas ordens de grandeza mais abundantes na radiação cósmica que no sistema solar. Estes elementos não são produzidos no interior das estrelas, mas encontrados na radiação cósmica como resultado do espalhamento no meio interestelar do Carbono e Oxigênio (Li, Be, B) e Ferro (Sc, Ti, V, Cr, Mn). A quantidade desses elementos em relação àqueles presentes nas prováveis fontes emissoras diminui conforme a energia dos raios cósmicos aumenta, o que indica que partículas mais energéticas sofrem menos espalhamento e conservam a direção da fonte. Por outro lado, através do conhecimento das seções de choque correspondentes pode-se obter informação sobre a matéria interestelar atravessada pelos raios cósmicos.

2.2 Espectro de energia

A figura 2 mostra o espectro diferencial de energia dos raios cósmicos. O espectro observado obedece a equação:

$$\frac{dN}{dE} \approx E^{-\alpha}$$

Fig. 2 Espectro diferencial de energia da radiação cósmica primária. Entre 10^{15} e 10^{16} eV notamos um ponto de inflexão chamado 'joelho' da curva. O segundo ponto de inflexão, em torno de 10^{19} eV, é conhecido como 'tornozelo' [2].

Até cerca de 1 PeV, $\alpha \approx 2,6$. De 1 PeV a 10 EeV $\alpha \approx 3$, voltando a 2,5 para energias de 10 EeV. O primeiro ponto de inflexão é frequentemente chamado de ‘joelho’ da curva. A explicação mais aceita para esta mudança de declividade parte de modelos de difusão que estudam a propagação dos raios cósmicos a partir da interação entre a rigidez magnética das partículas ($R = p/Z$) e o campo galáctico, e que sugerem que a partir de 10^{16} eV os raios cósmicos primários conseguem escapar do campo magnético galáctico, da ordem 3 μ Gauss. Os núcleos mais leves, de carga menor, seriam os primeiros a escapar, e dados experimentais sobre a abundância de núcleos mais pesados na composição dos raios cósmicos com energia superior a 10^{16} corroboram este tipo de teoria. O segundo ponto de inflexão observado no espectro é chamado de ‘tornozelo’ e ainda não é bem entendido, pois os dados nessa faixa de energia são muito poucos no momento. Os raios cósmicos situados na faixa de energia entre o joelho e o tornozelo são tradicionalmente chamados de VHE (Very High Energy), e os raios cósmicos com energia superior à energia do tornozelo são chamados UHE (Ultra High Energy).

Nota-se que o fluxo cai muito rapidamente com a energia, de 1 partícula/ $m^2.s$ para energias da ordem de MeV até 1 partícula/ $km^2.século$ para as mais altas energias observadas. Por esse motivo experimentos realizados em satélites ou em balões enviados ao topo da atmosfera são apropriados para energias da ordem de GeV, mas a detecção de partículas com energias acima de 100 TeV só pode ser feita através de grandes detectores localizados na superfície terrestre. Este tipo de experimento não observa os raios cósmicos

primários diretamente, e sim as partículas geradas em sua interação com a atmosfera, os chuueiros atmosféricos, assunto de que trataremos a seguir.

A radiação de fundo detectada por Penzias e Wilson preenche isotropicamente o Universo. Esta radiação é composta de fótons com um espectro de energia semelhante àquele de um corpo negro a uma temperatura de 3 K. A interação dos raios cósmicos com essa radiação pode estabelecer um corte no espectro para energias da ordem 100 EeV, primeiramente descrito por Greisen [3, 4]. A partir desse valor os raios cósmicos, provavelmente provenientes do exterior da Via Láctea como pode ser inferido a partir da isotropia das direções de chegada observadas, possuem um fator de Lorentz suficientemente alto para interagir com a radiação de fundo através de fotoprodução inelástica de píons, e perder energia durante a viagem. As principais reações são:

$$\gamma + p \rightarrow n + \pi^+$$

$$\gamma + p \rightarrow p + \pi^0 \rightarrow p + \gamma + \gamma$$

$$\gamma + p \rightarrow p + n\pi^0$$

Nos últimos anos foram detectados cerca de 100 chuueiros com energia superior a 100 EeV. Devido à interação com a radiação de fundo existe um limite de cerca de 50 Mpc para a distância onde essas partículas podem ter sido produzidas, mas não existem fontes conhecidas na direção em que tais eventos são observados dentro desse limite. Onde essas partículas são produzidas e

como são aceleradas até tais energias são portanto questões em aberto que motivam a construção de grandes experimentos, como o Projeto Auger.

2.3 Propagação e mecanismos de aceleração

Dissemos acima que a presença de núcleos como lítio, berilo e boro nos raios cósmicos é importante para a compreensão dos mecanismos de propagação. Como estes elementos não são produzidos na nucleossíntese estelar, sua abundância é explicada pelo espalhamento dos raios cósmicos durante a propagação. Observa-se que a quantidade relativa de boro diminui conforme a energia aumenta. Isso indica que as partículas de alta energia sofrem menos espalhamento, de modo que a detecção de chuviros gerados por partículas de ultra-alta energia fornece informação sobre a direção da fonte.

As medidas das taxas entre núcleos primários, produzidos pela nucleossíntese estelar, e secundários, resultantes de espalhamentos, indicam que raios cósmicos com energia da ordem de GeV percorrem entre 5 e 10 g/cm^2 , entre sua produção e observação. Como a quantidade de matéria na galáxia é, em média, igual a 1 próton/ cm^3 [5], os raios cósmicos percorrem distâncias milhares de vezes maiores do que a espessura do disco, o que sugere a ocorrência de processos de difusão. Por outro lado, estas taxas diminuem conforme a energia aumenta, o que significa que a quantidade de matéria atravessada cai com a energia. Isto sugere que os raios cósmicos de alta energia passam menos tempo na galáxia em que são gerados do que os

raios cósmicos de baixa energia. Logo, deve-se esperar que os mecanismos de aceleração ocorram antes da maior parte da propagação. Se aceleração e propagação ocorressem simultaneamente, encontraríamos uma taxa constante entre íons primários e secundários.

O mecanismo de aceleração dos raios cósmicos deve ser capaz de explicar o expoente em torno de 2,5 no espectro de energia, a existência de partículas com energia superior a 10^{20} eV e a composição observada. Vários mecanismos de aceleração têm sido propostos, todos baseados no mecanismo de Fermi, que considera a interação entre o raio cósmico e um campo magnético. Segundo a versão original, sugerida por Fermi no clássico artigo de 1949 [6], as partículas carregadas interagem com os campos magnéticos de núvens localizadas no meio interestelar. A densidade do meio interestelar é de cerca de um átomo de Hidrogênio por cm^3 , mas essa matéria não é uniformemente distribuída, se concentrando em núvens de diâmetro da ordem de 10 parsecs ($1 \text{ parsec} = 3,1 \times 10^{18} \text{ cm} = 3,3 \text{ anos-luz}$) onde a densidade pode ser até cem vezes maior. As regiões menos densas ($\sim 0,1 \text{ Hidrogênio/cm}^3$) serão postas em movimento pela atração gravitacional exercida por essas núvens, e é razoável supor que pelo menos uma parte da energia cinética adquirida seja convertida em energia magnética. Esses campos seriam da ordem de 5×10^6 Gauss nas regiões menos densas e maiores nas regiões mais densas. Campos estáticos não podem realizar trabalho, mas se considerarmos campos que variam no tempo, a indução associada a $\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ pode ser responsável pela aceleração.

Uma partícula carregada vai descrever uma espiral em torno de uma linha de força até 'colidir' com uma irregularidade no campo magnético e ser refletida, podendo ganhar ou perder energia, dependendo da velocidade relativa entre a névem e a partícula. As colisões frontais, em que as duas velocidades têm sentidos opostos e que proporcionam um ganho de energia, são mais prováveis, já que a probabilidade de colisão é proporcional à velocidade relativa entre o raio cósmico e a névem. Por outro lado, os raios cósmicos perdem energia na interação com os átomos constituintes da matéria interestelar. Para que a energia ganha seja maior do que as perdas por ionização a partícula deve ter uma energia de injeção maior do que um certo limiar, igual a 200 MeV para prótons e consideravelmente maior para núcleos mais pesados.

Esse modelo apresenta alguns problemas. As velocidades das névens são muito pequenas em relação à velocidade da luz, e o livre caminho médio dos raios cósmicos é de pelo menos 1 pc, de modo que é difícil explicar as altíssimas energias observadas. Além disso o expoente do espectro de energia, igual a cerca de 2,5, não é obtido através dessa teoria.

A segunda versão do mecanismo de Fermi considera colisões entre o raio cósmico e uma onda de choque se propagando no meio interestelar. Essa onda de choque se propaga com uma velocidade muito maior que a velocidade do som no meio e pode ter sido gerada pela explosão de uma supernova, por exemplo. Alguns raios cósmicos atravessam a onda de choque e adquirem cinética energia interagindo com o gás em expansão. Algumas dessas partículas que ganharam energia cruzam novamente a fronteira, retornando à região de

gás estacionário, e podem ser recapturadas pela onda de choque. Sucessivas repetições desse ciclo poderiam explicar o expoente do espectro de energia dos raios cósmicos na região das mais altas energias já observadas.

2.4 Chuveiros Atmosféricos

O fluxo de raios cósmicos decresce muito rapidamente com a energia. Para energias abaixo de 10^{13} eV, pode-se detectar os raios cósmicos primários através de medidas diretas, em experimentos onde os detectores são colocados em satélites ou em balões. Para energias superiores a 10^{13} eV o baixo fluxo torna as medidas diretas inviáveis, e os raios cósmicos só podem ser estudados através dos chuveiros atmosféricos produzidos quando colidem com átomos da atmosfera.

Quando uma partícula de alta energia interage com um núcleo presente no topo da atmosfera forma-se uma cascata de partículas, ou chuveiro atmosférico, cujo número de partículas pode superar 10^6 . Se a partícula primária possuir energia superior a 10^{13} eV, o chuveiro atmosférico pode atingir a superfície, cobrindo uma área de vários quilômetros quadrados.

Fig. 3 Desenvolvimento esquemático de um chuvaire atmosférico gerado por um próton [7].

De 10^{13} a 10^{15} eV os chuvaireos não chegam a atingir o nível do mar e devem ser observados através de experimentos colocados em montanhas. A partir de 10^{15} eV os detectores podem ser colocados a nível do mar. Os chuvaireos atmosféricos que atingem o solo também são chamados de EAS (Extensive Air Showers). Um chuvaire gerado por um raio cósmico primário com energia de 10^{15} eV tem uma frente de partículas de cerca de um metro de espessura com a maior parte de suas partículas distribuídas sobre uma área da ordem de 50 m^2 , no nível do mar.

Um EAS pode ser gerado tanto por um núcleo quanto por um raio gama de alta energia ($> 10 \text{ TeV}$). Os chuvaireos hadrônicos são formados quando um núcleo atômico de velocidade relativística interage com um átomo presente no topo da atmosfera, gerando mésons e bárions – figura 3. Os píons neutros

decaem rapidamente em fótons, que através de produção de pares elétron-pósitron e Brehmstrahlung dão origem à componente eletromagnética do chuvaire. Mésons carregados, como píons e káons, decaem em múons e neutrinos. Os canais de decaimentos desses mésons mais importantes no desenvolvimento do chuvaire são:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

As reações para π^- e K^- são os conjugados de carga destas. Outros mésons acabam decaindo em píons ou káons carregados. Conhecendo o espectro de decaimento destes mésons, pode-se obter o espectro de produção dos múons. Embora os múons sejam partículas instáveis eles podem atingir a superfície da Terra se forem suficientemente energéticos. A componente hadrônica se situa no centro do chuvaire e continua interagindo com átomos atmosféricos, multiplicando-se e continuamente alimentando as componentes eletromagnética e muônica.

A cada interação hadrônica pouco mais de um terço da energia é transferida para a componente eletromagnética. Como a maioria dos hádrons interage mais de uma vez e devido à rápida multiplicação das cascatas eletrônicas, elétrons e pósitrons são as partículas predominantes dos chuvaire e correspondem à maior parte da energia dissipada.

Embora correspondam a apenas 1 % dos chuveis com energia da ordem de PeV, os chuveis atmosféricos gerados por raios- γ são muito estudados já que os fótons, por serem partículas neutras, não são defletidos por campos magnéticos, conservando a direção da fonte. Acredita-se que as fontes que emitem raios- γ extremamente energéticos são aceleradores de raios cósmicos. A identificação dessas fontes e a constatação de uma eventual periodicidade podem ser muito importantes para que se compreenda os mecanismos de aceleração dos raios cósmicos mais energéticos. Os chuveis eletromagnéticos apresentam uma distribuição lateral mais simétrica e concentrada do que os chuveis gerados por hádrons. Nos chuveis eletromagnéticos as partículas são produzidas por criação de pares e como a seção de choque para essa reação é muito maior para pares $e^+ - e^-$ do que para pares mais pesados, este tipo de chuva se distingue por conter praticamente apenas pares $e^- - e^+$ e fótons, motivo pelo qual recebem este nome.

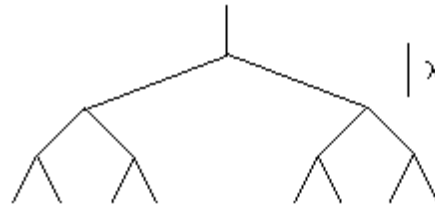


Fig. 4 Modelo simples para as ramificações que geram um EAS. λ é o livre caminho médio de interação.

O modelo simples proposto por Heitler [8] em 1944 ilustra algumas características gerais dos chuveiros atmosféricos. Considere os processos mostrados na figura 4. Cada linha pode ser entendida como uma partícula ou pacote de energia. Em cada vértice, a energia em uma linha se divide em dois. Após um comprimento λ , temos uma ramificação. Após $n = x/\lambda$ ramificações, o número de segmentos é:

$$N(x) = 2^{x/\lambda}$$

onde x é a profundidade medida ao longo do eixo do chuveiro. A esta profundidade, a energia por partícula é dada por:

$$E(x) = E_0 / N(x)$$

Este processo continua até que a energia por partícula caia para um valor igual a E_c , a energia crítica. Depois disso as partículas apenas perdem energia, são absorvidas ou decaem. Estas equações são válidas para cascatas eletromagnéticas de alta energia e, aproximadamente, para cascatas

hadrônicas. O desenvolvimento dos chuveiros hadrônicos é mais complicado e só pode ser analisado através de simulações, mas os métodos de análise são qualitativamente análogos.

2.5 Estudo da radiação cósmica através de EAS

O estudo da radiação cósmica através dos chuveiros atmosféricos depende da capacidade de, a partir dos dados que se pode obter sobre um chuveiro, obter a maior quantidade possível de informação sobre a partícula primária que o produziu. Basicamente se deseja determinar o tipo de partícula que gerou o chuveiro, sua energia e a direção da fonte, além das interações que tomaram parte no seu desenvolvimento.

Medindo a densidade superficial de partículas que chegam à superfície em função da distância ao centro do chuveiro, obtemos o seu perfil de desenvolvimento lateral. O desenvolvimento longitudinal pode ser obtido de maneira indireta a partir da distribuição lateral, da distribuição temporal do pulso de chegada e do tempo de subida do pulso Cerenkov associado ao chuveiro. A única maneira direta de obter o desenvolvimento longitudinal de um chuveiro atmosférico é através da análise da fluorescência atmosférica associada à passagem de partículas pela atmosfera. Conhecendo o desenvolvimento do chuveiro podemos determinar se ele é hadrônico ou eletromagnético e obter a energia do raio cósmico primário.

A direção da fonte pode ser obtida através da técnica de tempo de voo. Mede-se o tempo em que a frente do chuveiro atinge o solo em diversos pontos encontrando a inclinação do chuveiro e consequentemente a direção de onde vem o raio cósmico primário. Se este for um fóton ou um hádron extremamente energético, esta direção corresponde à direção da fonte. Os múons são as partículas cujo fluxo é normalmente estudado nesse tipo de medida, pois como sua seção de choque é pequena eles conservam a direção do primário com uma dispersão bem menor do que os elétrons, por exemplo. É fundamental que o detector tenha uma resolução temporal menor ou igual à flutuação estatística do tempo de chegada da frente do chuveiro, de alguns ns.

A identificação do tipo de primário que produziu o chuveiro pode ser feita a partir do número de múons detectados. Se o chuveiro for hadrônico, a quantidade de múons presentes não depende da energia do primário, mas apenas de sua composição química.

Quando um experimento é desenvolvido para estudar chuviros atmosféricos os parâmetros físicos relevantes, que vão determinar o tipo de informação que se pode obter, são o tipo de detector utilizado, a geometria de sua distribuição sobre a superfície e a área total coberta. Em física de altas energias os experimentos devem cobrir uma área grande, de dezenas quilômetros quadrados, para que se possa obter uma quantidade razoável de dados no tempo de alguns anos. Dentre os diversos tipos de experimento atualmente em operação podemos destacar os seguintes:

- Fluorescência atmosférica

Esta é a técnica empregada no experimento *HiRes Fly's Eye*, localizado no estado de Utah, Estados Unidos. Baseia-se na excitação das moléculas de N_2 presentes na atmosfera quando da passagem de uma partícula ionizante. Ao voltar ao estado fundamental, estas moléculas emitem luz que pode ser detectada. A maior parte da radiação emitida possui comprimento de onda entre 300 e 400 nm, faixa para a qual a atmosfera é bastante transparente.

Marcando o tempo de chegada e a intensidade da luz, a trajetória do chuveiro pode ser reconstruída tanto longitudinal quanto lateralmente. Como é preciso separar a luz produzida pelo fenômeno de fluorescência da luz de fundo, este tipo de experiência só pode ser realizado longe de grandes cidades, em noites de céu claro e sem lua, o que reduz o tempo de aquisição para cerca de 10 %. Esta técnica permite o estudo direto do perfil de desenvolvimento longitudinal do chuveiro. Além disso, como a emissão de luz por fluorescência atmosférica é isotrópica, o detector é sensível a chuveiros gerados em uma ampla região do céu, o que torna esta técnica particularmente apropriada para o estudo dos raios cósmicos de mais alta energia.

- Radiação Cerenkov

Partículas que atravessam um meio com uma velocidade maior do que a velocidade de fase da luz de frequência ω neste meio, emitem luz nesta frequência ω , e esta luz é chamada de radiação Cerenkov [9]. Quando os elétrons produzidos em um chuveiro possuem energia maior do que um certo valor mínimo (21 MeV, ao nível do mar), ocorre emissão de luz Cerenkov. A distribuição angular da radiação Cerenkov depende dos múltiplos

espalhamentos sofridos pelos e^- , além do ângulo de Cerenkov, no qual ocorre máxima emissão de radiação em relação à direção em que se movimenta a partícula. O ângulo de Cerenkov depende da velocidade da partícula e é da ordem de 6 graus para os elétrons presentes em EAS.

Os experimentos que detectam radiação Cerenkov geralmente estudam chuueiros gerados por raios cósmicos de energia da ordem de 10^{11} eV ou por raios- γ na faixa VHE, e também só podem ser realizados em noites de céu limpo e sem lua. Eles medem basicamente a distribuição lateral da radiação Cerenkov e a forma e tempo de subida do pulso Cerenkov a uma dada distância do centro do chuueiro. Pode-se também obter, em ordem de crescente dificuldade, a energia da partícula primária, a posição do máximo do chuueiro e seu perfil de desenvolvimento longitudinal. A emissão colimada de luz Cerenkov torna esta técnica apropriada para a localização de fontes pontuais.

- Detectores de superfície

Neste tipo de técnica distribui-se vários conjuntos de detectores relativamente espaçados na superfície terrestre por uma grande área, afim de estudar a distribuição lateral de diferentes componentes de um EAS, fazer medidas de tempo de voo e de calorimetria.

Os grandes experimentos de raios cósmicos em geral combinam mais de uma das técnicas citadas acima para determinar as diferentes grandezas associadas às partículas do chuueiro. O projeto Auger é uma colaboração internacional com o objetivo de estudar detalhadamente a radiação cósmica de altíssima energia. Dois detectores de superfície gigantes serão construídos, um

no hemisfério norte e um no hemisfério sul. Cada um será composto de 1600 detectores de partículas espalhados por uma área de 3000 km^2 , além de um detector de fluorescência atmosférica. Este projeto pretende medir a direção de chegada, energia e composição de 60 eventos por ano com $E > 10^{20} \text{ eV}$ e 6000 eventos por ano com $E > 10^{19} \text{ eV}$. Com isso pretende-se obter uma resposta para as questões da origem e dos mecanismos de aceleração dos raios cósmicos nesta faixa de energia.

Um detector de superfície pode ser constituído a partir de diferentes tipos de detectores, como tubos *streamer*, RPCs, cintiladores ou tanques de água onde as partículas incidentes emitem luz Cerenkov que é captada por uma fotomultiplicadora, como os que serão utilizados no projeto Auger. A escolha do tipo de detector mais apropriado depende do tipo de medida que se deseja efetuar. Os cintiladores por exemplo apresentam uma boa resolução temporal, $\sim 1 \text{ ns}$, mas uma resolução espacial muito pobre porque os fótons gerados em qualquer ponto da sua região ativa são captados pela mesma fotomultiplicadora. Além disso os cintiladores são muito caros $\sim 1000 \text{ U\$/m}^2$, o que inviabiliza seu uso na construção de grandes detectores de superfície. Os tubos *streamer* são um tipo de detector a gás que apresenta boa resolução espacial, o que permite a realização de trajetografia, mas uma resolução temporal ruim como veremos mais adiante. Sugerimos aqui o uso de outro tipo de detector a gás, o *Resistive Plate Counter* ou RPC, que possui eficiência de contagem, resolução temporal e espacial e custo/ m^2 excelentes para experiências de raios cósmicos.

3 Detectores a gás

Apresentamos o princípio geral de funcionamento de detectores a gás [10,11] para em seguida descrever o detector RPC, apresentar os resultados obtidos e sugerir o seu uso em experiências de raios cósmicos.

3.1 Interação de partículas carregadas com a matéria

O princípio de funcionamento de qualquer detector baseia-se na interação entre a partícula incidente e o meio contido em sua região ativa. No caso de detectores a gás a interação eletromagnética entre a partícula incidente e o gás é a base do processo de detecção, já que a interação eletromagnética é muito mais provável e todos os outros tipos de força podem ser desprezados. O número de interações por unidade de comprimento é suficiente para que se construa detectores com regiões ativas de espessura da ordem de milímetro.

A perda de energia que uma partícula sofre ao atravessar o detector se dá basicamente através de um pequeno número (~ 10) de interações discretas e independentes com os elétrons do gás, e pode-se aplicar a estatística de Poisson. Se as partículas incidentes forem carregadas, caso em que estamos interessados aqui, cada uma das interações eletromagnéticas pode resultar na excitação ou ionização de um átomo do gás, dependendo da energia transferida. Esses dois processos dividem a perda de energia de maneira mais ou menos uniforme para todas as partículas mais pesadas que os elétrons. Estes últimos, por serem pouco massivos, podem sofrer acelerações relevantes

nas colisões e perder uma quantidade significativa de energia por radiação. A perda de energia por radiação cresce com a energia da partícula incidente. Para energias acima de 1 TeV a perda de energia por radiação é dominante mesmo para partículas mais massivas, como múons ou prótons.

Se a perda de energia por radiação pode ser desprezada, a perda de energia da partícula incidente por unidade de comprimento devido à interação coulombiana é dada pela equação de Bethe e Block:

$$\frac{dE}{dX} = -\frac{2\pi e^4 z^2}{mc^2} \frac{NZ}{A} \frac{\rho}{\beta^2} \left\{ \ln \frac{2mc^2 \beta^2 E_M}{I^2 (1-\beta^2)} - 2\beta^2 \right\}$$

onde E_M é o limite cinemático para a energia transferida em uma colisão entre dois corpos. N é o número de Avogrado, Z o número atômico, A a massa atômica e ρ a densidade do gás. m é a massa e e a carga do elétron. I é o potencial de ionização do gás e pode-se escrever como uma boa aproximação $I = I_0 Z$ com $I_0 = 12$ eV para as misturas gasosas normalmente utilizadas. z é a carga e βc é a velocidade do projétil.

A perda de energia depende da carga e velocidade da partícula incidente e das características do meio atravessado. Observando o gráfico da perda de energia em função da energia da partícula incidente (figura 5) nota-se inicialmente uma rápida queda dominada pelo termo β^{-2} seguida por uma região em que a perda é constante a partir de $\beta \approx 0,97$. Esta é a região de mínima ionização e a maior parte das partículas detectadas está nessa faixa de energia.

É interessante notar que a perda de energia na região de mínima ionização é aproximadamente a mesma para todas as partículas carregadas. Para energias ainda maiores observa-se um leve crescimento na perda de energia devido ao termo logarítmico entre parênteses na equação de Bethe e Block.

Fig. 5 Perdas de energia por unidade de comprimento no ar para diferentes partículas em função de suas energias, calculadas através da equação de Bethe e Block. Para energias acima de ~ 1 GeV todas as partículas encontram-se na região de mínima ionização e perdem aproximadamente a mesma quantidade de energia [10].

Uma partícula ionizante que atravessa o detector provoca a ionização de um número n de moléculas do gás, dando origem a n pares elétron-íon. Dependendo da energia da partícula primária, alguns desses elétrons podem adquirir energia da ordem de alguns keV, suficiente para provocar ionizações

secundárias. É comum chamar esses elétrons de raios- δ . O crescimento logarítmico para altas energias se deve principalmente às grandes transferências de energia que geram os raios δ .

Devemos distinguir o número de ionizações primárias por unidade de comprimento, causadas pela interação da partícula incidente com o meio (n_p) da ionização total (n_t), que inclui também processos secundários provocados pelos raios- δ . Os valores de n_p e n_t são tabelados para vários gases [10] e no caso de misturas toma-se uma média ponderada.

A eficiência de um detector representa a probabilidade de que uma partícula que o atravessa gere um sinal que possa ser lido pela eletrônica. Aplicando a estatística de Poisson, a probabilidade de que nenhum evento ionizante ocorra após a partícula ter atravessado uma distância d é dada por $\exp(-n_p d)$. A eficiência pode então ser escrita como:

$$\varepsilon = 1 - \exp(-n_p d)$$

Cargas produzidas em um evento ionizante perdem energia rapidamente através de colisões com as moléculas do gás, assumindo sua energia cinética média. A difusão de íons ou elétrons no gás devido a colisões segue uma distribuição Gaussiana:

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right) dx$$

onde dN/N é a fração das cargas localizada no elemento dx a uma distância x da origem e após um tempo t . D é o coeficiente de difusão do gás. Se a distribuição inicial das cargas é puntiforme temos um desvio padrão $\sigma = \sqrt{6Dt}$, se ela é linear temos $\sigma = \sqrt{4Dt}$.

3.2 Avalanche e *streamer*

Se o gás for confinado entre dois eletrodos de potenciais eletrostáticos diferentes teremos um campo elétrico na região ativa do detector. Este campo vai acelerar os elétrons resultantes de um evento ionizante em direção ao eletrodo positivo e os respectivos íons em direção ao eletrodo negativo, formando uma corrente que pode ser lida como sinal através de uma eletrônica apropriada. Em um tubo *streamer* os eletrodos são cilindros coaxiais e o campo elétrico tem uma dependência $1/r$, onde r é a distância ao eixo do cilindro. No RPC um campo elétrico uniforme é gerado por dois eletrodos planos e paralelos.

Na presença de um campo elétrico, os íons e elétrons são acelerados em direções opostas e uma velocidade de arrasto se sobrepõe ao movimento térmico. Se a velocidade de arrasto é muito menor do que a velocidade de difusão temos, para um elétron:

$$w_{e-} = \frac{2e\lambda}{3mv} E$$

onde w é a velocidade de arrasto, m a massa, v e λ a velocidade média e o livre caminho médio do elétron e E o campo elétrico aplicado. Para um íon de massa M vale a relação análoga:

$$w_{ion} = \frac{e\lambda}{Mv} E$$

Para os íons a velocidade de arrasto correspondente a um campo elétrico de 10^6 V/m é da ordem de 10^4 cm/s, enquanto para os elétrons temos $w \sim 10^7$ cm/s.

Se o campo elétrico for suficientemente alto ($\sim 10^6$ V/m para um gás à pressão atmosférica), um elétron liberado em uma ionização pode ser acelerado no intervalo entre duas colisões até uma energia superior ao potencial de ionização do gás e ionizar outro átomo em seu caminho. Teremos então dois elétrons livres se propagando que podem ser acelerados, ionizar outros átomos e assim por diante, de modo que se obtém uma avalanche de íons e elétrons em torno do ponto em que aconteceu a primeira interação.

A figura 6 mostra as diferentes regiões de operação de acordo com a tensão aplicada para um detector de simetria cilíndrica. Consideremos como condição inicial o gás imerso em um campo elétrico E causado por uma diferença de potencial V aplicada entre as placas e n_0 pares e^- - íon. Neste gráfico, começando da esquerda para a direita, temos inicialmente na região I

um campo igual a zero e os íons podem se recombinar antes que os elétrons produzidos na passagem da partícula seja recolhido pelo ânodo. Aumentando gradualmente a tensão o número de pares recolhidos cresce até atingir N_1 . Na região II o número de elétrons recolhidos não muda, pois os elétrons gerados nas ionizações primárias não adquirem energia suficiente para ionizar novos pares durante o arrasto. Esta é a região de trabalho das câmaras de ionização.

Fig. 6 Curva de ganho x tensão aplicada que mostra os diferentes modos de operação para um detector a gás de simetria cilíndrica [10].

Na região III começa a haver multiplicação do sinal, pois o campo já é suficientemente alto para que os elétrons possam ser acelerados entre duas colisões até atingir uma energia superior ao potencial de ionização do gás e

assim ionizar novos átomos. Nesta região o detector encontra-se no regime proporcional, e o sinal gerado é proporcional a n_0 ou, em outras palavras, à energia da partícula detectada. A partir de uma certa tensão marcada com a linha tracejada III a dependência com n_0 diminui até que na região IV o número de elétrons recolhidos não depende mais da energia da partícula incidente. Nesta região o número de elétrons recolhidos cresce muito mais lentamente devido à diminuição do campo elétrico no local da descarga provocada pela distribuição espacial dos íons, que geram um campo elétrico oposto ao campo aplicado. Os contadores Geiger e tubos *streamer* trabalham nessa faixa de tensão.

Em uma região de campo elétrico uniforme, se temos n_0 elétrons em uma certa posição o aumento nesse número após a avalanche ter percorrido uma distância dx será dado por:

$$dn = n_0 \alpha dx$$

onde α é o primeiro coeficiente de Townsend e representa o número de elétrons produzidos por um elétron por unidade de percurso. Se desprezarmos as ionizações em que mais de um elétron é liberado podemos associar α ao inverso do livre caminho médio para ionização. Integrando:

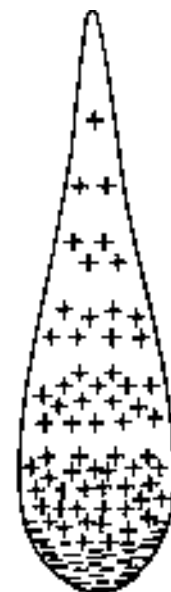
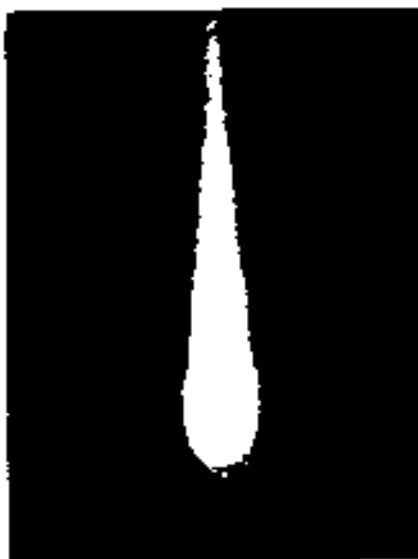
$$n = n_0 e^{\alpha x}$$

Como os elétrons seguem em direção ao ânodo com velocidade muito maior do que os íons em direção ao cátodo, essa avalanche tem a forma de gota mostrada na figura 7. Os elétrons se concentram na parte frontal da gota

enquanto os íons formam uma cauda mais longa. Os íons e elétrons que constituem a avalanche formam um campo elétrico em seu interior de mesma direção e sentido oposto ao campo aplicado. No regime proporcional a densidade desta nuvem é relativamente baixa e não afeta consideravelmente o campo elétrico resultante, e a carga recolhida é proporcional à energia da partícula incidente. Aumentando o campo elétrico aplicado a densidade de íons e elétrons aumenta e o campo dipolar provocado por eles se torna mais forte. Como este campo tende a anular o campo aplicado, já que tem o sentido oposto, o campo elétrico resultante e consequentemente a multiplicação começam a aumentar mais devagar em função da energia da partícula incidente. Nessa região o processo de amplificação deixa de ser linear.

Para $\alpha x \sim 20$, $E_{aplicado} = E_{dipolar}$ (critério de Meek) e o campo elétrico no interior da avalanche se anula. Os elétrons e íons podem então se recombinar, emitindo fótons isotropicamente. Os fótons emitidos podem provocar fotoionizações, que nas regiões entre a frente da gota e o ânodo e entre a cauda e o cátodo, onde os campos aplicado e dipolar se somam, vão dar início a novas avalanches. Estas irão se desenvolver da mesma forma gerando novas

fotoionizações
na direção do
as etapas de
propaga em d
do que aqu
multiplicação d



sobrepondo
streamer e
streamer se
, bem maior
streamer a

Fig. 7 Fotografia de uma avalanche em forma de gota obtida por uma câmara de núvens. Os elétrons se concentram na frente da gota enquanto os íons, mais lentos, formam a parte alongada [10].

Na direção lateral ao *streamer* não temos formação de avalanches secundárias porque a componente de apagamento da mistura gasosa recolhe os fótons antes destes saírem da região lateral onde o campo resultante é baixo.

O *streamer* pode ser interpretado como um plasma de baixa resistividade; quando suas extremidades atingem os eletrodos eles se curto-circuitam e a consequente queda de potencial é chamada de *breakdown*. Se os eletrodos são metálicos eles podem continuar cedendo elétrons para a descarga, que se torna contínua a não ser que algum mecanismo externo diminua o campo aplicado. Se são resistivos o campo volta a subir após um certo tempo morto τ e a descarga se apaga.

Fig. 8 Estágios do desenvolvimento de um streamer. a) dissociação de um par elétron-íon. b) multiplicação e formação da avalanche. c) emissão isotrópica de fótons e criação de novos pares. d) desenvolvimento de novas avalanches na direção axial da avalanche original. e) fusão das avalanches para formar o streamer [19].

3.3 Mistura gasosa

A escolha do gás ou mistura é fundamental para que o detector tenha uma boa performance. Normalmente se usa misturas com um alto percentual (~60%) de gás nobre, cujas moléculas sofrem o processo de ionização descrito acima. Os gases nobres são escolhidos porque não capturam elétrons na formação de íons negativos, o que impediria a multiplicação do sinal. O mais comumente usado é o Argônio devido a seu baixo custo. No Ar o número de pares dissociados pela passagem de uma partícula com energia na região de mínima ionização é igual a 3/mm.

Ainda não foram mencionadas as excitações que também resultam das interações eletromagnéticas ocorridas no gás. Quando um elétron que foi promovido a um estado excitado retorna a um nível de energia mais baixa, ocorre emissão de um ou mais fótons. Esses fótons podem ionizar átomos do gás ou arrancar elétrons do eletrodo por efeito fotoelétrico. Como o livre caminho médio para fótons é muito maior do que o de íons ou elétrons, esses efeitos secundários podem ocorrer em pontos espacialmente distantes da

centelha original, gerando novas avalanches não associadas à passagem da partícula carregada. Os fótons gerados no processo de recombinação que dá início ao mecanismo de *streamer* também podem gerar essas avalanches espúrias.

A adição de um percentual em torno de 30 % de um gás poliatômico que tenha um espectro de absorção compatível com a energia em que os fótons são emitidos nas desexcitações e recombinações iônicas evita a formação de avalanches espúrias, sem impedir o desenvolvimento do mecanismo de *streamer*. Os hidrocarbonetos possuem um grande número de níveis rotacionais e vibracionais, que proporcionam um grande coeficiente de absorção de fótons em uma larga faixa da região ultravioleta, conveniente para absorver os fótons emitidos nos processos mencionados acima. Entre os hidrocarbonetos normalmente utilizados estão o isobutano, butano e metano. Parte da energia absorvida por essas moléculas poliatômicas é empregada nas transições de estado rotacional ou vibracional e parte é liberada sob a forma de fótons menos energéticos que já não podem ionizar outros átomos.

Gases com alta afinidade eletrônica, como o freon, tendem a capturar elétrons na formação de íons negativos. A adição de um pequeno percentual (~ 2 %) desse tipo de gás à mistura limita a duração e extensão espacial da centelha, permitindo a operação do detector com ganhos mais elevados. Além disso, este tipo de gás pode capturar alguns dos elétrons da descarga e impedir que o campo em seu interior caia exatamente a zero. A captura de elétrons evita

assim um número excessivo de recombinações, diminuindo o número de fótons emitidos e contribuindo indiretamente para o apagamento da descarga.

Com a proibição mundial de certos tipos de freon comumente usados em detectores a gás, em especial do Freon R13B1 (CF_3Br), foi preciso encontrar alternativas ecologicamente viáveis como o R134A ($\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$) [12]. Estes hidrofluorocarbonos ligam-se predominantemente com radicais hidróxidos (OH) ainda na troposfera, formando moléculas de água e radicais que rapidamente se foto-oxidam dando origem a produtos solúveis em água. Apenas uma pequena fração do $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$ chega à estratosfera e pode reagir com o ozônio. Outras alternativas, como o R116 (C_2F_6) também têm sido reportadas [13].

A presença de uma grande quantidade de gás com alta afinidade eletrônica na mistura pode impedir que o processo de multiplicação ocorra. Isso pode ocorrer, por exemplo, se houver um vazamento que permita a entrada de Oxigênio no detector.

4 O detector RPC

No detector RPC (Resistive Plate Counter) mostrado na figura 9, o gás fica imerso em uma região de campo elétrico uniforme compreendida entre dois eletrodos planos e paralelos, pelo menos um dos quais feito de material de alta resistividade de volume.

Fig.9 O detector RPC [17].

4.1 Desenvolvimento histórico

O sucesso do contador Geiger estimulou o desenvolvimento de novos tipos de detector a gás, que permitiam a obtenção de mais informação sobre a partícula incidente. Presumivelmente o primeiro a constatar as vantagens de um campo elétrico uniforme em relação a um campo com dependência radial foi Keuffell, em 1948 [14]. Em 1953 Franzinetti e Bella [15] construíram os primeiros detectores com eletrodos planos e paralelos, que geravam um campo uniforme. Estes eletrodos eram metálicos, separados por uma distância de poucos milímetros e colocados em um invólucro de vidro cheio de uma mistura de Argônio e vapor de álcool. A baixa resistividade dos eletrodos metálicos permitia que a descarga se propagasse por todo o detector, o que resultava em uma constante de tempo muito grande, e a técnica não se tornou popular.

Em 1979 Pestov e Fedotovic [16] substituíram um dos eletrodos de metal por um eletrodo resistivo. Deste modo reduziram consideravelmente a área e tempo mortos do detector, limitando a descarga a uma pequena região $\sim 1 \text{ cm}^2$ em torno do ponto onde passou a partícula.

Desde então diferentes materiais resistivos como PVC flexível, vidro ou baquelite vêm sendo utilizados na construção dos eletrodos desses detectores [17, 18, 19, 20], em geral em configurações simétricas onde os dois eletrodos são idênticos. Estes RPCs têm sido desenvolvidos para funcionar no modo *streamer*, que tem a grande vantagem de produzir um sinal de grande amplitude, dispensando o uso de pré-amplificadores e reduzindo consideravelmente o preço da eletrônica. Este regime de operação é adequado

para física de raios cósmicos, onde a frequência de contagem é baixa ($< 200 \text{ Hz/cm}^2$). Em física de aceleradores temos um feixe denso de partículas e o tempo morto do RPC nesse regime é grande demais.

Recentemente têm sido desenvolvidos RPCs que operam no modo avalanche [21, 22], com um campo elétrico mais baixo e uma eletrônica mais sofisticada para ler o sinal de pequena amplitude gerado. O tempo morto obtido é adequado para o uso desses RPCs em experimentos de aceleradores, onde um grande número de partículas colimadas em um feixe incidem sobre uma pequena região do detector, com um fluxo muito superior ao dos raios cósmicos. Estes RPCs serão empregados nos futuros experimentos do LHC (Large Hadron Collider). Uma boa eficiência de contagem pode ser obtida na faixa de tensão de trabalho desses RPCs fazendo-se os *gaps* bem mais largos, $\sim \text{cm}$, separados ou não por várias camadas de eletrodos eletricamente flutuantes (neste caso os detectores são chamados de 'RPCs de *gap* múltiplo').

4.2 Descrição do detector

A figura 10 mostra o corte transversal do RPC que estudamos. Os eletrodos que delimitam sua região ativa são placas de vidro (material de alta resistividade de volume - $\rho \approx 10^{12} \Omega \cdot \text{cm}$) planas e paralelas. Uma pintura de grafite em solução aquosa aplicada sobre as superfícies externas dos eletrodos de vidro garante o contato com a alta tensão, que variamos entre 3800 e 4400V.

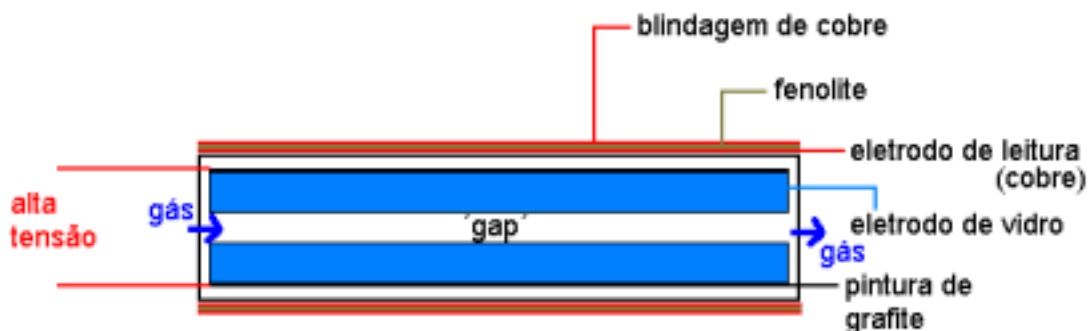


Fig. 10 Corte transversal de um detector RPC. Os eletrodos resistivos de vidro delimitam a região ativa, por onde circula o gás. Os eletrodos de leitura são placas de cobre colocadas sobre a superfície externa da caixa de PVC.

A distância entre os eletrodos é mantida constante através de distanciadores em forma de E, que evitam eventuais deformações mecânicas. Todo o conjunto é colocado em uma caixa de PVC hermeticamente fechada que serve como suporte mecânico e dielétrico. Esta caixa tem duas tampas nas extremidades, nas quais estão os conectores de gás e alta tensão. Os conectores de alta tensão são ligados ao grafite através de fitas adesivas de cobre. Como o gás circula por todo o interior da caixa de PVC e não apenas entre os eletrodos, eventuais variações na pressão não irão alterar significativamente a largura do *gap*. As dimensões dos detectores estudados são: comprimento do vidro: 31 cm, largura do vidro: 8 cm, espessura do vidro: 2mm, espessura do 'gap': 1 mm. A mistura gasosa utilizada nas medidas apresentadas neste trabalho é: Argônio 68% - Isobutano 30% - Freon R134 A 2%.

Como os eletrodos do RPC são resistivos, e portanto transparentes a sinais transientes, é possível ler o sinal induzido em um eletrodo de leitura externo. Utilizamos como eletrodos de leitura placas de cobre coladas externamente nos dois lados da caixa de PVC. Com dois eletrodos de leitura para cada RPC podemos escolher ler o sinal positivo ou negativo, ou observar um sinal no osciloscópio enquanto o sistema está em aquisição. As placas de cobre usadas são placas de circuito impresso com duas faces de cobre separadas por uma camada isolante de fenolite. As faces voltadas para o detector funcionam como eletrodos de leitura, enquanto as faces exteriores, ligadas por uma fita adesiva de cobre, funcionam como blindagem.

4.3 Funcionamento do detector

A eficiência de um detector pode ser definida como a razão entre a contagem registrada e o número de partículas que o atravessam:

$$\varepsilon = \frac{n_m}{n}$$

n_m é o número de partículas detectadas por unidade de tempo e n o número de partículas que atravessam o detector por unidade de tempo.

A alta resistividade dos eletrodos atua junto com a mistura gasosa no controle da descarga. Se interpretarmos o RPC como um capacitor, a energia disponível para o desenvolvimento do processo de *streamer* é aquela armazenada nas placas sob a forma de campo elétrico. Como a alta

resistividade dos eletrodos limita o fluxo de cargas a descarga só pode consumir a energia armazenada em uma pequena região em torno do ponto por onde passou a partícula, formando um canal condutor por onde passa corrente entre os dois eletrodos de vidro. A passagem de corrente por este canal provoca uma queda de potencial nesta zona em torno da descarga, fazendo com que ela se apague. A região efetivamente afetada pela passagem da partícula é chamada de área morta, e o tempo que o campo elétrico na área morta demora para voltar ao valor inicial é chamado de tempo morto. O fluxo de partículas que pode ser detectado depende da área morta e tempo morto do detector, já que a diminuição da tensão entre os eletrodos corresponde à diminuição da eficiência.

Na ausência de descarga o gás se comporta como um bom isolante em relação ao vidro, de modo que para um tempo muito maior que o tempo morto, a uma tensão aplicada de 4 kV e um *gap* de 1mm corresponde um campo elétrico no gás igual a $4 \cdot 10^6$ V/m. Este campo é uniforme e suas linhas são perpendiculares aos eletrodos, despezando os efeitos de borda. As deformações no campo devido a efeitos de borda são discutidas por V Ammosov et al. em [23].

A área morta pode ser obtida a partir do critério de Meek, igualando o campo elétrico devido aos N pares íon-elétron (E_{dipolar}) em uma área S em torno da descarga ao campo resultante da diferença de potencial aplicada aos eletrodos (E_v). O campo dipolar é dado por:

$$E_{dipolar} = \frac{\sigma}{\epsilon_0} = \frac{Ne}{S\epsilon_0}$$

$E_{dipolar} = E_v = 4 \cdot 10^6$ V/m e, de acordo com os espectos de carga obtidos (seção 5.2), $Ne \sim 100$ pC. Ficamos então com uma área morta $S = 3 \text{ mm}^2$. Quando uma partícula atravessa o detector apenas essa área S é sensibilizada, o resto do detector permanece inalterado e pode detectar outras partículas. Como a área morta depende do número de elétrons presentes na centelha, ela tende a aumentar com o campo elétrico aplicado.

O tempo que decorre entre a passagem da partícula carregada e a formação da centelha se deve essencialmente ao tempo necessário para que a avalanche atinja as dimensões críticas. O processo de streamer começa para $\alpha x \sim 20$, e o atraso pode ser escrito como $T = 20/\alpha w$. Na ausência de outros fatores a resolução temporal depende das flutuações em torno de um valor médio desse atraso segundo a expressão:

$$\sigma = \frac{B}{\alpha w}$$

B é uma constante, w a velocidade de arrasto dos elétrons e α o primeiro coeficiente de Townsend. Como α e w aumentam com o campo elétrico, espera-se que a resolução temporal melhore com o aumento da tensão até que efeitos de saturação como aumento da área morta ou formação de centelhas espúrias provoquem uma piora para tensões muito altas.

Nos tubos *streamer* o campo elétrico cai com $1/r$, e um elétron gerado em uma ionização só pode gerar uma avalanche quando estiver na região de multiplicação próxima ao fio, onde o campo é suficientemente elevado. O atraso depende então do ponto onde a partícula incidente ioniza o gás, já que temos de considerar o tempo em que o elétron arrastado até a região de multiplicação, e essas flutuações deterioram a resolução temporal.

Já em um RPC temos um campo elétrico uniforme e a avalanche pode se iniciar em qualquer ponto do detector, eliminando esse tipo de flutuação. Obtemos de fato uma resolução temporal ~ 1 ns, igual à de um cintilador, com detectores construídos com componentes comerciais e operando a pressão atmosférica. Modelos mais sofisticados desses detectores, onde o gás é mantido a alta pressão e a planaridade do vidro permite um *gap* menor, apresentam uma resolução de até 25 ps [24].

4.4 Leitura do sinal

O processo de avalanche tanto pode ser observado através de um capacitor diretamente acoplado a um dos eletrodos de vidro do RPC quanto através de um eletrodo de leitura externo, onde um sinal é induzido pela corrente que caracteriza a avalanche [25]. Neste caso temos um sistema de leitura fisicamente separado da unidade ativa do detector, o que oferece mais liberdade quanto à geometria dos eletrodos de leitura. Em particular é possível construí-los em forma de fitas (*strips*) ortogonais e assim obter informação sobre

o local da descarga no detector. Se forem usadas fitas de leitura suficientemente finas a resolução espacial será determinada pelo tamanho da descarga, ou área morta, que como vimos é da ordem de 3 mm^2 , suficiente para a realização de trajetografia.

Para que o sinal induzido no eletrodo de leitura seja apreciável devemos ter eletrodos transparentes a sinais transientes. A transparência a sinais transientes é definida como o inverso da razão entre a amplitude do sinal induzido em uma fita localizada exatamente acima do ponto onde ocorre a descarga (fita central) e a amplitude do sinal induzido na fita vizinha (fita lateral).

A pintura condutora de grafite aplicada ao vidro, deve ter uma resistividade de superfície entre 100 e 1000 $\text{k}\Omega/\text{quadrado}$ para não impedir a indução de sinal no eletrodo de leitura e ao mesmo tempo assegurar um bom contato elétrico, necessário para a manutenção de um campo uniforme na região ativa do detector.

5 Medidas efetuadas

5.1 Construção de detectores RPC

Apresentamos aqui os resultados obtidos com detectores RPC compostos por dois eletrodos de vidro comercial de 31 cm de comprimento, 8 cm de largura e 2 mm de espessura, separados por uma distância (*gap*) de 1mm. Como o campo elétrico depende da largura do *gap*, eventuais flutuações nesta largura podem alterar o campo localmente e reduzir a eficiência do detector, dependendo da região de trabalho. É importante verificar a planaridade dos vidros utilizados. Medidas efetuadas com um micrômetro Mitutoyo indicaram um desvio inferior a igual a 0,02 mm, o que corresponde a um erro máximo de 80 V para $V_0 = 4$ kV.

A maior dificuldade encontrada na construção de detectores RPC a partir de componentes nacionais disponíveis no mercado está na pintura de grafite que deve ser aplicada ao vidro. Esta pintura deve ter uma resistividade de superfície entre 100 e 1000 k Ω /quadrado [25] a fim de permitir a leitura do sinal através de eletrodos externos. A resistividade de superfície da mistura é inversamente proporcional à quantidade de grafite.

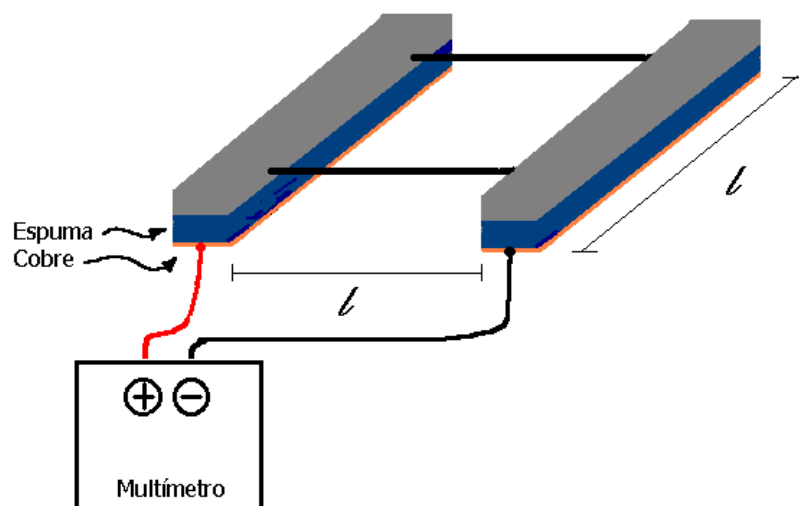


Fig. 12 Medidor de resistividade de superfície, que consiste em duas fitas de cobre de comprimento l espaçadas de uma distância também igual a l . Estas fitas são coladas a esponjas para que quando pressionadas sobre a superfície cuja resistividade desejamos medir o contato seja o melhor possível. Quando ligamos o medidor a um multímetro, a corrente passa pela superfície quadrada ente as fitas de cobre e lemos a resistividade de superfície, em $\Omega/\text{quadrado}$.

A resistividade de superfície da pintura de grafite pode ser medida com o aparato mostrado na figura acima. Para evitar condução de corrente de superfície entre os eletrodos, a tinta de grafite não foi aplicada a 2 mm da borda dos vidros nem nas regiões onde são colocados os espaçadores. Aplicando a tinta com uma pistola foram feitos vários testes. A literatura costuma mencionar o uso de grafite em solução aquosa ou metil-isobutil-cetona. No entanto, o grafite brasileiro disponível no mercado (Hidrograf 301 disperso em água, fabricado pela Nacional de Grafite Ltda.) é muito granuloso, o que resulta em

uma cobertura não-homogênea e com resistividade muito abaixo dos valores aceitáveis, mesmo para camadas finas de tinta.

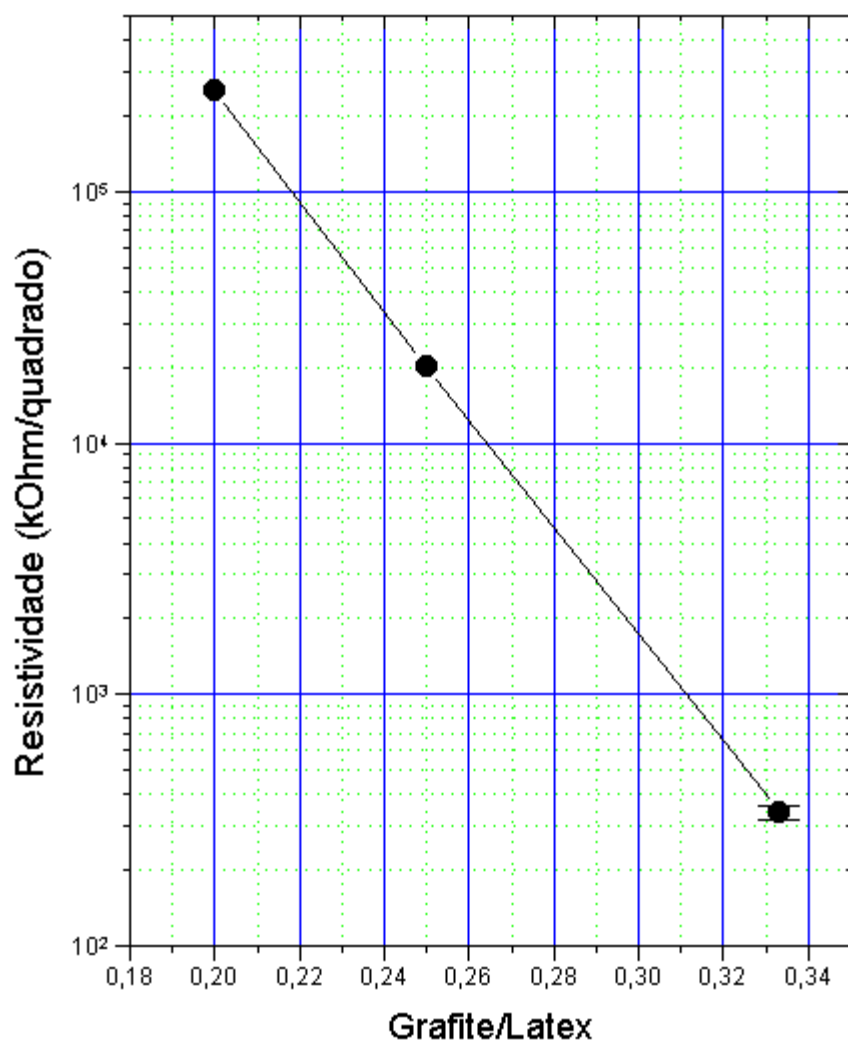


Fig. 13 Resistividade de superfície da mistura em função da proporção grafite/ látex.

A solução encontrada foi misturar o grafite com tinta látex comercial diluído em água segundo a especificação do fabricante. Isto facilitou muito o processo de pintura dos eletrodos, pois o látex adere muito bem ao vidro, além de permitir um controle muito mais preciso da resistividade. Foram feitos testes da resistência de superfície em função da mistura de látex com grafite aplicada, e os eletrodos dos RPCs foram pintados com uma mistura de 15 partes de látex : 5 partes de grafite, correspondente a uma resistividade de superfície da ordem de $500 \text{ k}\Omega/\text{quadrado}$.

5.2 Espectros de carga

O sinal gerado por um detector RPC de *gap* de 1mm a uma tensão de 4400 V é mostrado na figura 14. A integral da amplitude desse sinal em relação ao tempo corresponde à carga total induzida na fita de leitura quando da passagem de uma partícula ionizante. No sistema de aquisição que montamos, esta integração é feita pelo ADC (Analog-Digital Converter) em um intervalo de tempo determinado pela largura do sinal que entra no *gate*. O sinal do *gate* deve ser um pouco mais largo que o sinal do RPC para que este seja completamente integrado a despeito de eventuais flutuações, e estreito o suficiente para evitar a inclusão de pulsos secundários espúrios. O sinal do gate foi formatado em 400 ns para as medidas feitas com o sistema de aquisição esquematizado na figura 15.

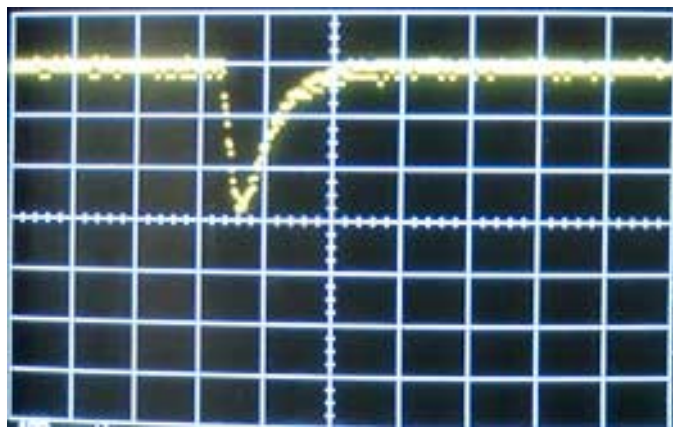


Fig 14 Sinal gerado pelo RPC. A fotografia foi tirada da tela de um osciloscópio digital hp 54111D ligado a um eletrodo de leitura do detector. A escala do osciloscópio está em 50 mV/divisão e 100 ns/divisão. Para a tensão aplicada de 4400 V observamos um sinal triangular, de amplitude ~ 150 mV, largura igual a 200 ns e tempo de descida de 22 ns.

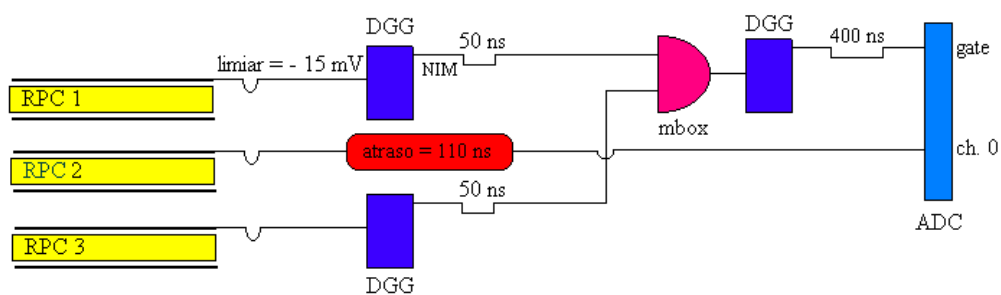


Fig. 15 Sistema de aquisição para a obtenção dos espectros de carga.

Utilizamos um *crate* CAMAC (Computer Automated Measurement and Control), um *crate* NIM (Nuclear Instrumentation Module), eletrônica digitalizadora de sinal e de formação de *trigger* e uma fonte de tensão 0 – 15 kV CAEN, modelo N570. A coincidência dupla entre os sinais dos dois RPCs externos 1 e 3 serve de *trigger*, uma escolha que pretende excluir os eventos espúrios dos espectros de carga do RPC 2. Após passar pelo DGG (Dual Gate Generator, Le Croy, mod. 2323A) e serem discriminados com um limiar de – 15 mV e formatados em 50 ns, os sinais dos RPCs 1 e 3 são enviados à unidade de lógica (Mbox CAEN, mod. 81), que realiza a coincidência dupla entre eles. O DGG ligado à saída da unidade de lógica serve para formatar o sinal com uma largura igual a 400 ns, evitando que ele oscile no tempo de modo que ele possa ser enviado ao gate do ADC. O sinal que será integrado é recolhido pelo eletrodo de leitura do RPC 2 e passa por um atraso de 80 ns, igual ao tempo necessário para a realização da coincidência e formatação do sinal do gate. Os espectros de carga obtidos para diferentes tensões de trabalho são mostrados na figura 16. Observando o espectro obtido para $h\nu = 3800 \text{ V}$ ($E = 3,8 \cdot 10^6 \text{ V/m}$) notamos que ao primeiro pico, correspondente a uma carga $Q_0 = 75 \text{ pC}$, segue-se um pico mais baixo de carga de cerca de 150 pC, o dobro da carga do primeiro pico. O segundo pico é atribuído a descargas espúrias, relacionadas ao não perfeito controle da descarga. O tempo de arrasto de elétrons no detector é de aproximadamente 1/200 cm/ns [10]. Os fótons resultantes de recombinações de íons no centro da avalanche precisam sair da zona morta para fotoionizar e iniciar um pulso espúrio. Para $h\nu = 3800 \text{ V}$ os pulsos espúrios têm uma carga

igual a $2 Q_0$, o que significa que para esta tensão os fótons saem completamente da área morta antes de dar origem a novas avalanches. Para voltagens mais elevadas, ~ 4200 V, os pulsos espúrios apresentam uma carga menor, $\sim 0,75 Q_0$, mostrando que as avalanches secundárias ocorrem em uma região onde o campo é atenuado devido à primeira avalanche. Aumentando a tensão a carga dos dois picos aumenta e o espectro se alarga, dificultando a visualização dessa estrutura. A carga do primeiro e segundo picos em função da tensão aplicada é mostrada na figura 17. No intervalo de tensões em que efetuamos as medidas, entre 3800 e 4400 V, a carga do primeiro pico subiu de ~ 75 para ~ 160 pC, e a carga do segundo de ~ 150 até ~ 210 pC.

Considerando que a leitura do sinal recolhe apenas metade da carga gerada no processo de multiplicação e que são produzidos 10 pares elétron-íon por cada partícula ionizante que atravessa o *gap*, o ganho do detector para $h\nu = 4200$ V é de $1,6 \cdot 10^8$.

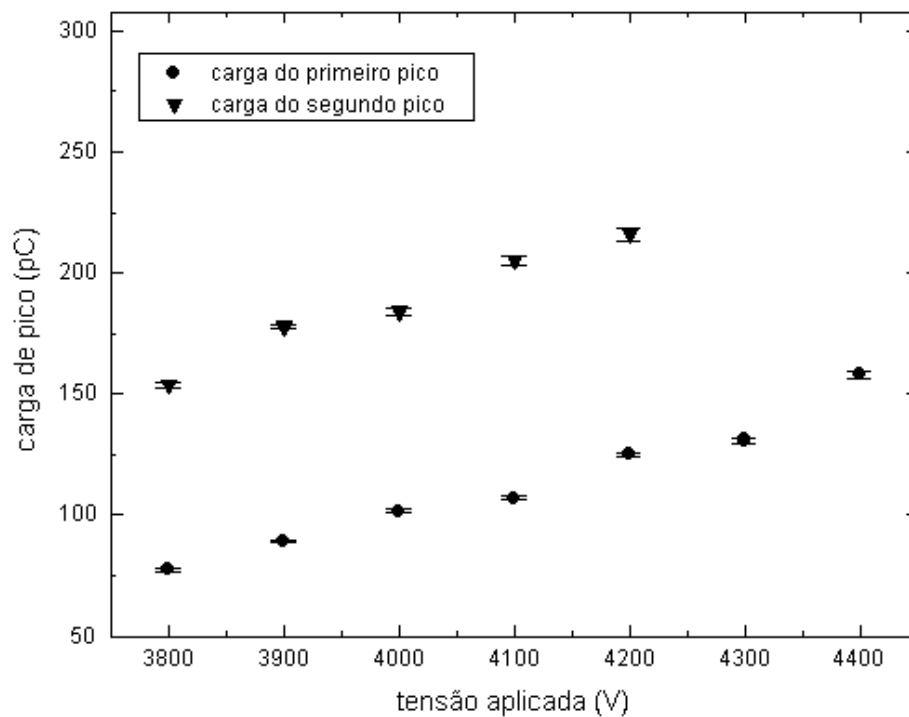


Fig. 17 Carga de pico em função da tensão de operação.

5.3 Eficiência e contagem

A eficiência de um detector é dada pela razão entre o número de partículas detectadas e o número de partículas que o atravessam.

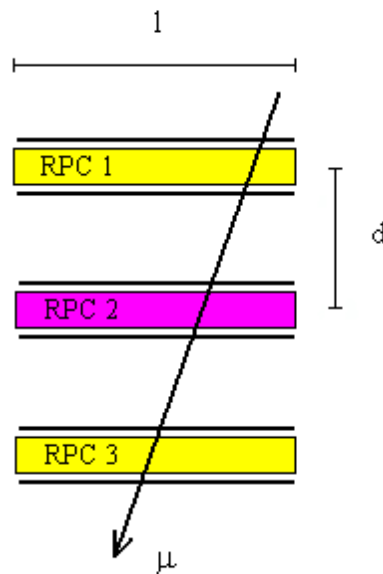


Fig. 18 A eficiência de um detector é igual a n_m/n , o número de partículas detectadas dividido pelo número de partículas que o atravessam. Nesta configuração o número de partículas que atravessam o detector central é dado pela coincidência dupla entre os dois detectores externos.

Na prática as partículas que atravessam o detector podem ser selecionadas a partir da coincidência entre dois detectores geometricamente posicionados de modo que as partículas que passam por eles obrigatoriamente passem pelo detector que se quer estudar, como na configuração mostrada na figura 18. Os múons relativísticos da radiação cósmica levam um tempo de cerca de 0,1 ns para percorrer a distância entre os detectores externos, que é de alguns centímetros. Os sinais relativos aos dois detectores são enviados à unidade de lógica (CAEN double programmable logic unit mod. 81), formatados em 150 ns para que o sinal de saída seja gerado. A distância entre os

detectores determina geometricamente um número máximo possível de coincidências. Quanto maior a distância, menor o ângulo de aceitação entre os detectores:

$$\Theta_{\text{máx}} = \arctg \frac{l}{d}$$

Aumentando d diminuimos a taxa de coincidências duplas e triplas, ao mesmo tempo em que diminuimos o ângulo de aceitação, excluindo as partículas de trajetória muito inclinada em relação à reta normal aos detectores.

É possível que ocorram centelhas espúrias nos dois detectores durante o intervalo de tempo do gate da unidade de lógica, e é preciso fazer uma estimativa da taxa de coincidências acidentais. Se o RPC 1 contar S_1 eventos espúrios durante o intervalo de tempo t_1 , e neste mesmo intervalo de tempo um sinal, igualmente espúrio for gerado no RPC 2, teremos uma coincidência acidental. Considerando os eventos independentes e somando as contribuições dos dois RPCs, a taxa de coincidências espúrias será dada por:

$$R = S_1 S_2 t_1 + S_1 S_2 t_2 = S_1 S_2 (t_1 + t_2)$$

Onde S_2 é o número de eventos espúrios gerados no RPC 2 durante o tempo t_2 . Sabemos que o fluxo de múons na altitude de Campinas-SP é de aproximadamente 500/m²s. A área ativa do RPC é de 30 x 8 cm², de onde tiramos um fluxo de múons de 12/s através do detector.

Fazendo a estimativa pessimista de que a taxa de eventos espúrios é igual ao fluxo de múons, teremos $S_1 = S_2 = 12/\text{s} \Rightarrow R = 4 \cdot 10^{-5}$. Esta montagem portanto realmente exclui em boa medida os eventos espúrios.

Fizemos a medida de eficiência com dois sistemas de aquisição diferentes e obtivemos resultados semelhantes. O primeiro sistema é mostrado na figura 19 e consiste em três canais de DGG (Dual Gate Generator) onde os sinais provenientes dos três detectores são discriminados e formatados com 150 ns de largura, desde que sua amplitude seja maior que o limiar de discriminação, que fixamos em -16 mV. Em seguida os sinais correspondentes aos detectores 1 e 3 são enviados à unidade de lógica que é programada para fornecer um sinal de saída quando houver coincidência temporal entre os sinais dos dois detectores (D). Este sinal de saída corresponde à passagem de partícula no detector 2, cuja curva de eficiência queremos estudar. O sinal do detector 2 também é formatado pelo DGG e enviado à unidade de lógica, programada para fornecer um sinal de saída em outro canal no caso de coincidência tripla (T). Este sinal corresponde à passagem e detecção da partícula pelo RPC_2 . Os sinais D e T são enviados a dois canais de um *scaler*, um dispositivo que fornece a contagem por intervalo de tempo. A razão entre o número de coincidências triplas e duplas é a eficiência do detector.

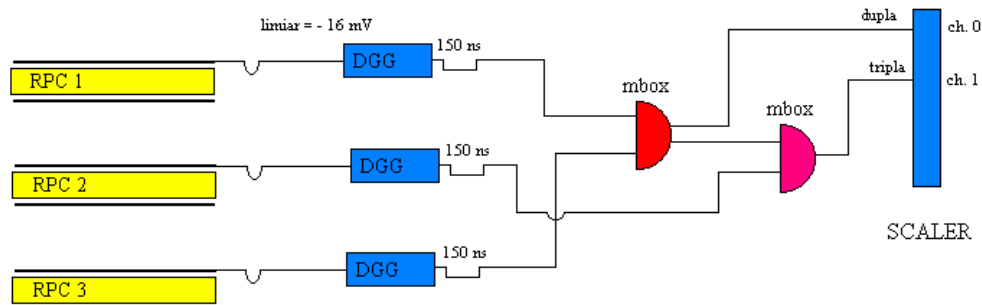


Fig. 19 Sistema de aquisição usado na a medida da eficiência dos detectores RPC. A eficiência é dada pela razão entre o número de coincidências triplas e duplas fornecidas pela unidade de lógica (mbox).

A segunda técnica aproveita o sistema de aquisição utilizado na obtenção dos espectros de carga. Enviando o sinal da coincidência dupla entre o RPC 1 e o RPC 3 ao gate do ADC, os eventos no pedestal de cada espectro de carga são aqueles não registrados pelo RPC 2, e a razão entre o número de eventos no pedestal e o número total de eventos corresponde à ineficiência do RPC. As curvas obtidas através das duas técnicas são mostradas na figura 20. A uma tensão de 3800 V, temos uma eficiência em torno de 60%, que sobe até estacionar em um patamar de máxima eficiência situado entre 80 e 85 %.

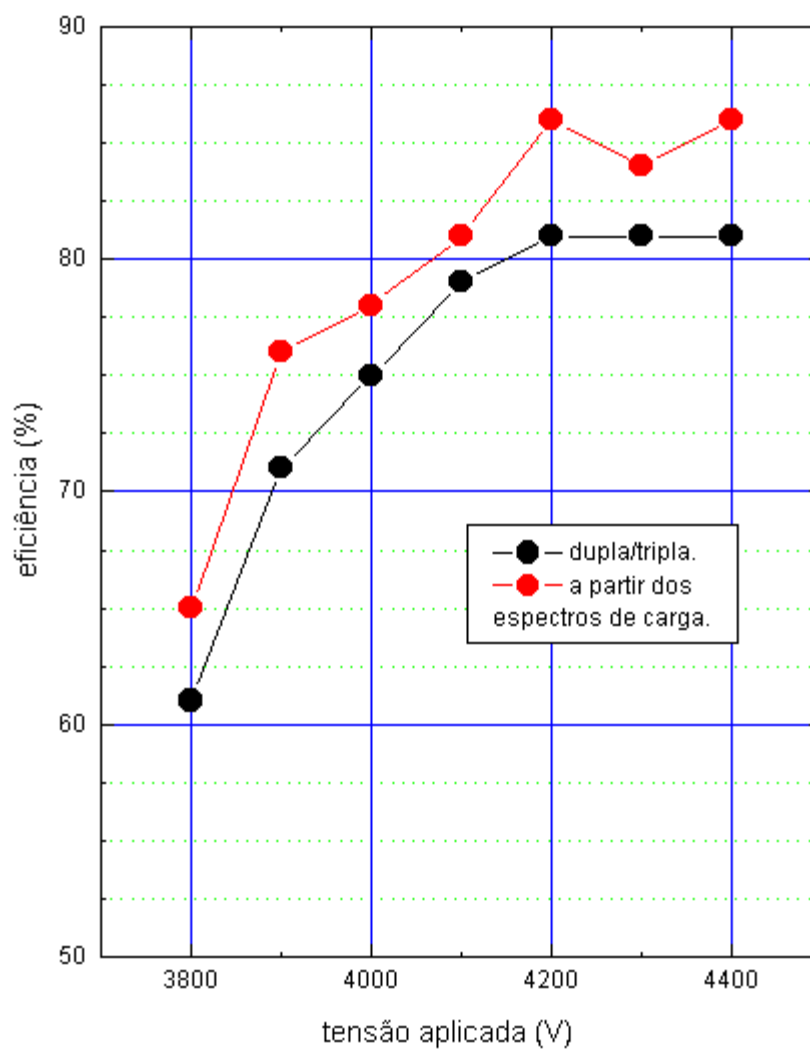


Fig. 20 Eficiência do RPC em função da tensão aplicada. Os dados foram obtidos de duas maneiras, através de um sistema de aquisição montado especialmente para a obtenção da eficiência e através dos espectros de carga, onde a razão entre o número de eventos no pedestal e o número total de eventos corresponde à eficiência.

O gráfico de contagem é obtido a partir do esquema mostrado na figura abaixo:

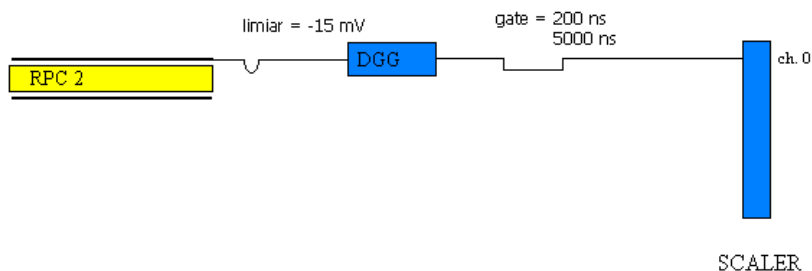


Fig 21 Sistema de aquisição para a medida de contagem do detector em função da tensão aplicada.

Fazendo o *trigger* com o mesmo detector que está sendo estudado, enviamos o sinal do RPC ao DGG e em seguida ao *scaler*, de onde podemos tirar o número de eventos contados pelo detector por unidade de tempo. Os tubos *streamer* apresentam um patamar de contagem, uma faixa de tensão relativamente larga, ~ 1000 V, onde o número de partículas detectadas por unidade de tempo é constante e igual ao fluxo de partículas incidentes, em uma região de operação onde não há formação de centelhas espúrias. Nas medidas feitas com nossos RPCs cujos resultados são mostrados na figura 22 pode-se observar um crescimento aproximadamente linear nos gráficos de contagem (Hz) em função da tensão aplicada, sem patamar. Fizemos essa medida para dois valores de *gate*, 200 ns e 5000 ns, para verificar se a ausência de patamar

se deve a *after pulses*, sinais espúrios gerados pela descarga original. Aumentando o *gate* para 5000 ns eliminamos todos os eventos posteriores à descarga inicial nesse intervalo de tempo, mas mesmo assim não obtivemos patamar, provavelmente devido à baixa afinidade eletrônica do freon R134A em relação ao freon R13B1.

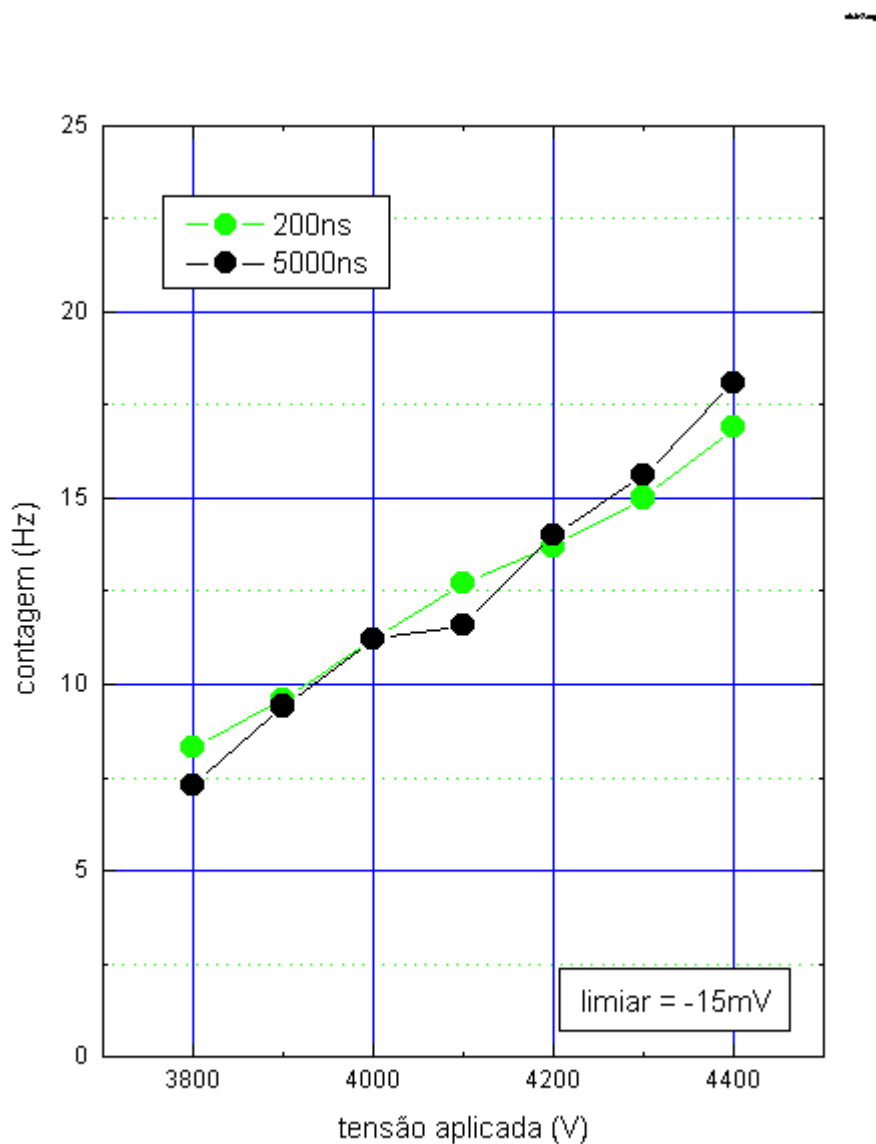


Fig 22 Contagem em função da tensão aplicada para dois valores de gate, 200 ns e 5000 ns. A contagem aumenta de modo aproximadamente linear com a tensão aplicada, sem apresentar patamar.

5.4 Resolução temporal

A resolução temporal de um detector é a precisão com que ele pode medir o tempo de chegada de uma partícula. A resolução temporal depende das flutuações no tempo de subida do sinal, o tempo decorrente entre a passagem da partícula pela zona ativa do detector e a formação do sinal. O tempo de subida depende principalmente do tempo que a avalanche demora para atingir as dimensões críticas e dar início ao mecanismo de *streamer*.

O arranjo experimental montado para a obtenção da resolução temporal dos RPCs é mostrado na figura abaixo:

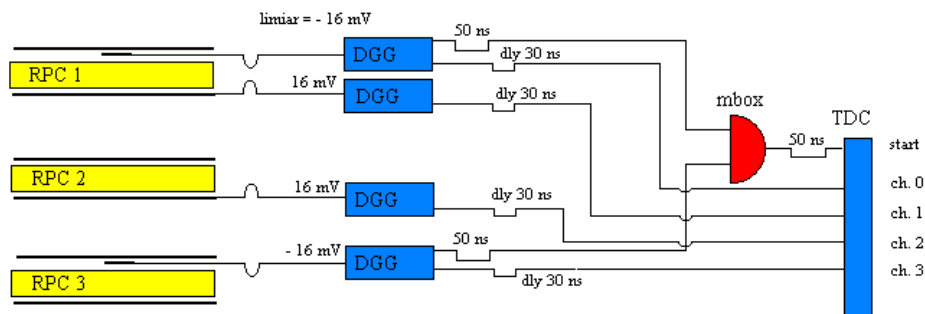


Fig. 23 Sistema de aquisição montado para as medidas de diferença de tempo, de onde é possível obter a resolução temporal dos RPCs.

Este sistema mede as diferenças de tempo entre os sinais coletados pelas *pads* centrais ($37 \times 38 \text{ mm}^2$) dos detectores 1 e 3 e entre os sinais das *pads* grandes de $8 \times 30 \text{ cm}^2$ que cobrem os detectores 1 e 2. Desejamos observar experimentalmente a influência do sistema de leitura sobre a resolução temporal. Os sinais dos quatro eletrodos de leitura são discriminados com um limiar de -16 mV nos DGGs e enviados a quatro canais de TDC (Time-Digital Converter) após um atraso de 50 ns . O *start* do TDC provém da coincidência dupla gerada na unidade de lógica a partir dos sinais provenientes das *pads* pequenas formatados em 50 ns pelos DGGs, e os sinais enviados aos quatro canais correspondem aos tempos de chegada das partículas que atravessam os detectores. Um código em FORTRAN lê os dados do TDC e calcula as diferenças de tempo entre os dois canais ligados aos eletrodos de leitura grandes e entre os dois canais ligados aos eletrodos de leitura centrais. As

distribuições de diferenças de tempo obtidas com os dois sistemas de leitura são mostradas nas figuras 24 e 25 para vários valores de tensão aplicada.

A resolução temporal do RPC pode ser obtida através da distribuição de diferenças de tempo entre a passagem de partículas por detectores colocados um sobre o outro. Esta distribuição está centrada no tempo que as partículas relativísticas levam para percorrer a distância entre os detectores, e a largura da distribuição é a resolução temporal do conjunto dos dois detectores σ_t . A resolução temporal de um detector tomado isoladamente é igual a:

$$\sigma = \frac{\sigma_t}{\sqrt{2}}$$

A figura 26 mostra as resoluções temporais (calculadas a partir das distribuições de diferença de tempo) em função da tensão aplicada. A resolução temporal não varia significativamente no intervalo de tensão estudado, e os valores obtidos com o eletrodo de leitura do tamanho do detector ($30 \times 8 \text{ cm}^2$) ficaram em torno de 4 ns. Os eletrodos de leitura centrais ($37 \times 38 \text{ mm}^2$) geraram distribuições mais largas que resultaram em uma resolução temporal de cerca de 5 ns. Os eletrodos centrais selecionam partículas verticais que passam pelo centro do detector, eliminando as flutuações em torno do tempo de trânsito do sinal ao longo do eletrodo de leitura. Por esse motivo seria de se esperar uma resolução melhor com essa configuração. Contudo, os eletrodos de

leitura pequenos geram muito mais ruído, resultando em sinais menos uniformes e com uma resolução temporal um pouco pior.

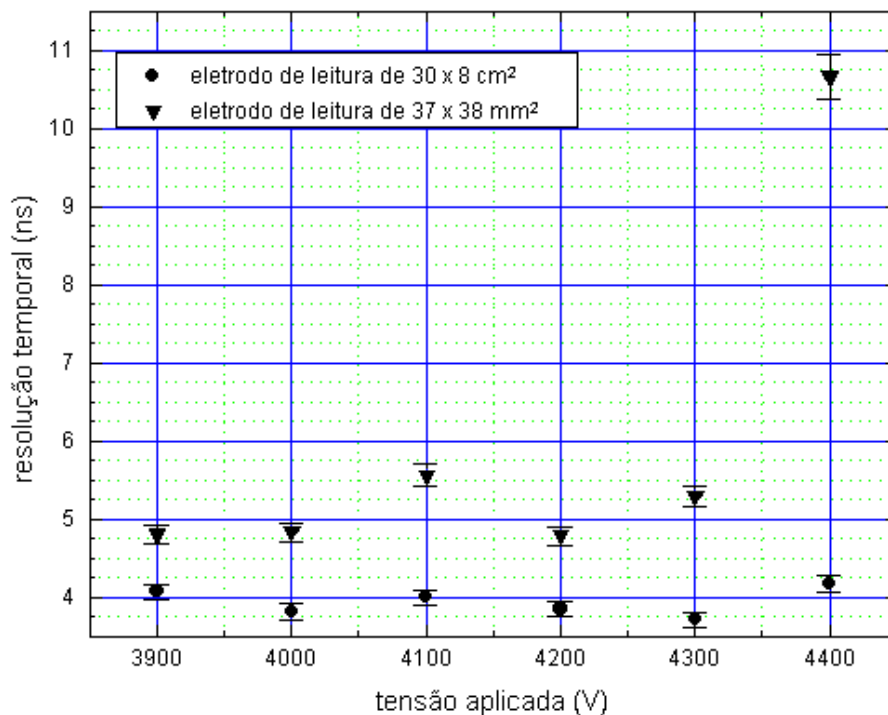


Fig. 26 Resolução temporal em função da tensão aplicada. A resolução temporal obtida com o sistema de leitura constituído por eletrodos do tamanho dos detectores ficou em torno de 4 ns. Com os eletrodos centrais a resolução temporal foi de 5 ns.

5.5 Relação entre a carga induzida e o número de fitas de leitura¹

A localização bidimensional do ponto onde a partícula foi detectada depende da área morta do detector e da largura das fitas de leitura utilizadas. A área morta do RPC é da ordem de $0,1 \text{ cm}^2$, e na prática é possível ler o sinal através de fitas dessa largura e obter uma resolução espacial desta ordem. O que desejamos saber aqui é qual a influência da distância entre as fitas de leitura ou seja, entre a porcentagem de cobertura por fitas e a carga total lida pelo ADC. O sistema de aquisição montado para esta medida consiste em um RPC de eletrodos de vidro de $20 \times 20 \text{ cm}^2$ eletrodos de 2 mm de espessura e *gap* de 2mm. Este RPC foi posicionado entre dois cintiladores plásticos que funcionam como *trigger* de um telescópio mostrado esquematicamente na figura 27, selecionando uma região central do RPC de $5 \times 5 \text{ cm}^2$.

Primeiro foram feitos testes com uma *pad* de cobre do tamanho do detector, e a carga lida foi identificada com a carga total induzida, servindo como normalização. Repetimos a medida com algumas ‘pads’ vazadas compostas por fitas de cobre de 1mm de largura separadas por vãos de largura ‘d’ igual a 1, 2, 4, 6 e 10 mm, montadas sobre um substrato rígido e isolante. Em cada medida as fitas são eletricamente conectadas e o sinal coletado por todas elas é integrado.

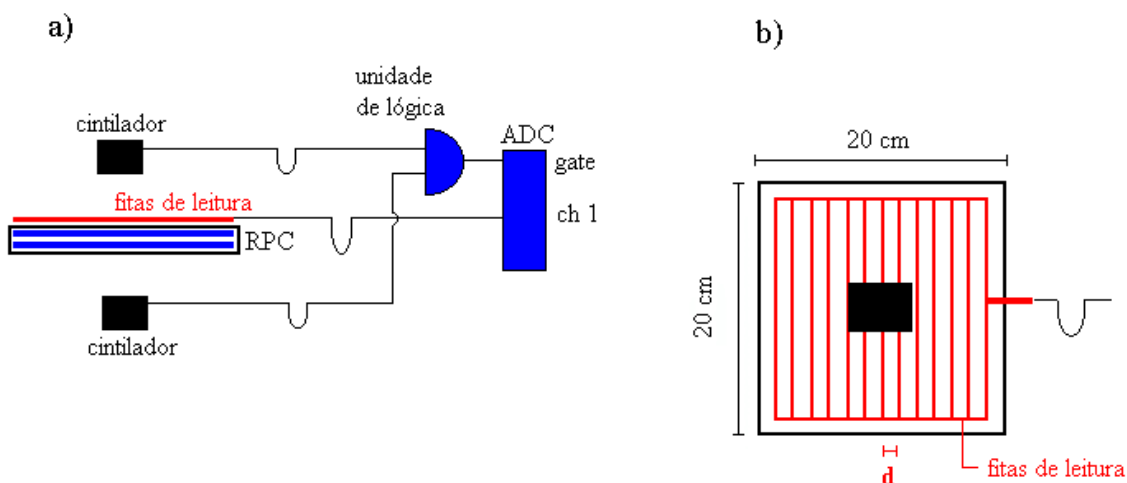


Fig. 27 Sistema de aquisição montado para avaliar a relação entre a carga induzida e o número de fitas de leitura. a) Esquema eletrônico e corte transversal do arranjo. Os cintiladores posicionados simetricamente com respeito ao RPC funcionam como trigger selecionando partículas verticais. b) Vista superior do sistema. As fitas de leitura são separadas por uma distância d e seus sinais são integrados para obtermos a carga total induzida.

Reportamos os resultados na figura 28, sempre normalizados em relação à carga total recolhida pela *pad* compacta. A carga induzida diminui quando se aumenta a distância entre as fitas, até que para $d = 10$ mm, o que corresponde a 10% da área do detector coberta por fitas de leitura, a carga atinge um valor igual a 60 % da carga total. Esta carga ainda pode ser lida pela eletrônica sem o uso de pré-amplificadores. Este resultado é importante para a construção de grandes experimentos usando RPCs porque as fitas, feitas de metal como cobre

¹ Medidas efetuadas em agosto e setembro de 1998 nos Laboratórios Nacionais do Gran Sasso -

ou alumínio, são os elementos mais caros desses detectores. A eficiência não diminui com o aumento da distância entre as strips até esse valor.

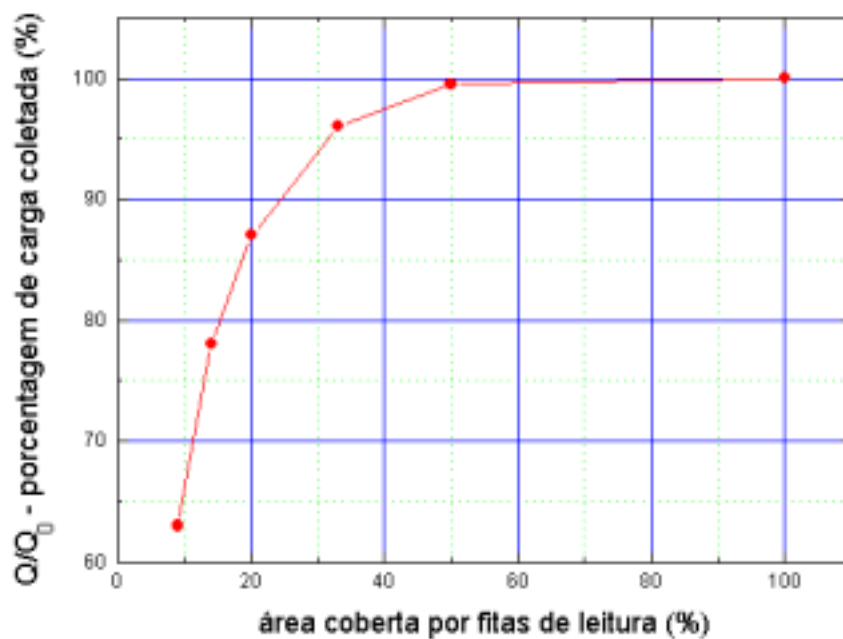


Fig. 28 Relação entre a porcentagem da área do detector coberta por fitas de leitura e a porcentagem de carga induzida (em relação à carga recolhida por uma pad de leitura do tamanho do detector).

6 Conclusão

Construímos detectores RPC a partir de componentes nacionais de baixo custo e disponíveis no mercado. A solução encontrada para a pintura de grafite, misturando látex à tinta, permitiu a utilização do grafite brasileiro, mais granuloso, na confecção dos eletrodos. Os detectores RPC podem ser empregados em futuros experimentos de raios cósmicos que necessitem de uma boa resolução espacial para trajetografia de múons e uma boa resolução temporal. Os RPCs que construímos geram um sinal de boa amplitude, da ordem de 200 mV/50 ohms, que dispensa o uso de pré-amplificadores, barateando a eletrônica de aquisição. A substituição do freon R13B1 originalmente presente na ‘mistura mágica’ pela alternativa ecológica, freon R134 afeta a performance dos detectores. Os orbitais moleculares do CF_3Br estão mais próximos do núcleo do que os orbitais do $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$. Isso significa que o CF_3Br exerce maior atração sobre os elétrons livres, ou seja, tem uma eletroafinidade maior. Os detectores RPC em desenvolvimento para o projeto ARGO usam entre 45 e 75 % de $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$. Como não alteramos as proporções da mistura, mantendo os 2 % correspondentes ao CF_3Br , o gás não foi capaz de controlar completamente a descarga. Assim não foi observado um patamar de contagem como aquele reportado por Bencivenni et. Al. De qualquer modo não resta dúvida de que a obtenção do patamar é muito mais crítica para o RPC, onde o campo eletrostático é elevado em toda a região ativa do detector, do que para os tubos *streamer*.

A resolução temporal de ~ 4 ns é da mesma ordem de grandeza das flutuações em torno do tempo de chegada da frente de um chuveiro atmosférico, suficiente para as medidas de tempo de voo que podem determinar a direção de chegada da radiação cósmica primária e permitir o estudo de possíveis anisotropias nas fontes emissoras de raios cósmicos no hemisfério sul galáctico.

O estudo realizado nos Laboratórios Nacionais do Gran Sasso em Assergi, Itália, sob a orientação do Prof. Dr. Carlo Gustavino, mostrou que a eficiência e a contagem do RPC permanecem inalteradas se as *pads* de leitura do sinal compactas e do tamanho do detector forem substituídas por fitas espaçadas por até 1 cm. Observando o comportamento da carga de pico dos espectros em função da distância entre as fitas de leitura vemos que no caso em que apenas 10 % da região ativa do detector está coberta por fitas de leitura a carga coletada é igual a 60 % da carga coletada pela *pad*. Este resultado é coerente com a área da descarga estimada na seção 4.3, igual a 3 mm^2 . Os eletrodos de leitura são a componente mais cara dos RPCs, e a possibilidade diminuir a quantidade de material por 1/10 sem prejudicar as medidas torna estes detectores ainda mais atraentes para a construção de grandes experimentos.

7 Referências

- [1] Annual Review of Nuclear and Particle Science, Vol. 33, 1983
- [2] N. Hayashida et al., Tokyo Workshop on Large EAS, 1993.
- [3] Kenneth Greisen, Physical Review Letters, vol. 16, num. 17, 748, 1966.
- [4] F. A. Aharonian, J. W. Cronin, Physical Review D, vol. 50, num. 3, 1892, 1994.
- [5] Thomas K. Gaisser, Cosmic Rays and Particle Physics, Cambridge University Press, 1990.
- [6] Enrico Fermi, Physical Review vol. 75, num. 8, 1169, 1949.
- [7] Hélio Nogima, Tese de Mestrado, IFGW, Unicamp, Novembro de 1992.
- [8] Pierre Sokolsky, Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics, Addison-Wesley Publishing Company, 1989.
- [9] Jackson, Classical Electrodynamics, 2^a edição, Wiley, 1975 .
- [10] F. Sauli, Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers, CERN Internal Reports 77 – 09, maio de 1977.
- [11] Claus Grupen, Particle Detectors, Cambridge University Press, 1996.
- [12] Stefano M. Mari, Study of Ecological Gas Mixtures and Signal Shape on Glass RPC, versão preliminar, junho de 1998.

[13] A. Yamaguchi et al., Tohoku University-HEP Internal Note 94-01, maio de 1994.

[14] J. W. Keuffel, Physical Review 73, 1948.

[15] F. Bella, C. Franzinetti, Nuovo Cimento 10, 1335, 1461, 1953.

[16] Y. N. Pestov, G. V. Fedotovitch, Preprint IYAF 77-78, SLAC Translation 184, 1979.

[17] G. Bencivenni et al., INFN/TC-96/03, março de 1996.

[18] R. Cardarelli et al., Nucl. Instr. and Meth. A263, 20-25, 1988.

[19] C. Gustavino, Tesi de Laurea, Universita Degli Studi di Roma 'La Sapienza', 1986.

[20] G. Battistoni et al. Nucl. Instr. And Meth. A270, 190-193, 1988.

[21] D. F. Anderson et al., Fermilab-Conf-93/215, setembro de 1993.

[22] E. Cerron Zeballos et al., CERN PPE/95-166, novembro de 1995; Nucl. Instr. and Meth. A367, 388-393, 1995.

[23] V. Ammosov et al., State Research Center of Russia, Institute for High Energy Physics IHEP 96-52, 1996.

[24] Y. N. Pestov, Nucl. Instr. and Meth. A265, 150-156, 1988.

[25] G. Battistoni et al., Nucl. Instr. and Meth. A202, 459, 1982.