

**O USO DE CINTILADORES  
PLÁSTICOS NA MEDIDA DE  
DENSIDADE DE  
PARTÍCULAS E SUA INFLUÊNCIA  
NA CARACTERIZAÇÃO DE  
CHUVEIROS ATMOSFÉRICOS  
EXTENSOS.**

**Marcelo Augusto Leigui de Oliveira ✓**

**Tese de Mestrado — Universidade Estadual de Campinas  
Instituto de Física Gleb Wataghin**

**Orientador: Prof. Dr. José Augusto Chinellato**

**Dezembro de 1995**

UNIDADE	IF		
N.º CHAMADA:	T/UNICAMP		
	OL4u		
V.	Ex.		
TOMBO BC/	27133		
PROC.	667/96		
C	<input type="checkbox"/>	D	<input checked="" type="checkbox"/>
PREÇO	R\$ 11,00		
DATA	21/03/96		
N.º CPD			

M

CM-00085365-6 ✓

IF 1011

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA  
BIBLIOTECA DO IFGW - UNICAMP

OL4u

Oliveira, Marcelo Augusto Leigui de  
O uso de cintiladores plásticos na medida de densidade de partículas e sua influência na caracterização de chuviros atmosféricos extensos / Marcelo Augusto Leigui de Oliveira. -- Campinas, SP : [s.n.], 1995.

Orientador: José Augusto Chinellato.  
Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física "Gleb Wataghin".

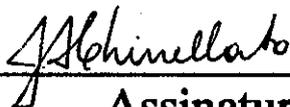
1. Raios cósmicos. 2. Chuviros de raios cósmicos. I. Chinellato, José Augusto. II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Física "Gleb Wataghin". III. Título.

**PARECER DO ORIENTADOR NA VERSÃO FINAL DA TESE**

**Este exemplar corresponde a versão final da tese de  
Doutorado/Mestrado defendida pelo (a) Sr. (a)**

MARCELO AUGUSTO LEIGUI DE OLIVEIRA e aprovado pela banca  
examinadora.

14 / 12 /95

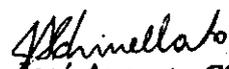


Assinatura

**PARECER DE APROVAÇÃO**  
**DEFESA DE TESE DE MESTRADO DE**  
**MARCELO AUGUSTO LEIGUI DE OLIVEIRA**

DATA: 14 / 06 / 95

BANCA EXAMINADORA:

  
- Prof. Dr. José Augusto Chinellato (Orientador)

  
- Profa. Dra. Marcia Begalli

  
- Prof. Dr. Anderson Campos Fauth

**Dedico esta tese:**  
**à minha mãe Neide Leigui de Oliveira**  
**e à memória de meu pai João de Oliveira**

# Agradecimentos:

Gostaria de agradecer:

Ao **Prof. José Augusto Chinellato**, pelo trabalho sugerido e por sua sólida orientação ao longo destes anos.

Ao **Prof. Armando Turtelli Jr.**, por seu inestimável apoio sempre que necessário.

Ao **Prof. Anderson Campos Fauth**, pelo importante auxílio nos trabalhos experimentais e pelas discussões sempre esclarecedoras.

À **Profa. Carola Dobrigkeit Chinellato**, por seu importante apoio e incentivo em todos estes anos.

Ao **Antônio Renato Perissinotto Biral**, sempre disposto a me ajudar a desvendar os mistérios da computação.

Ao **Hélio Nogima**, que foi sempre uma grande fonte de discussões e sugestões e pelo auxílio inestimável nos trabalhos experimentais.

Ao **Ernesto Kemp** pela amizade e pelo incentivo na minha entrada no Depto. de Raios Cósmicos.

Aos companheiros do grupo de Léptons: **Tatá, Nini, Edmilson, Emerson e Fábio**.

Aos funcionários do laboratório: **Edson** pelo inestimável apoio nos trabalhos experimentais, **Marcos** pela construção da estrutura necessária ao arranjo experimental estudado e **Mário** pelo auxílio na utilização dos computadores da rede do IFGW.

À **Marilena** e à **Sandra** pelos serviços de secretaria.

Aos amigos **Alex** e **Érica**, grandes companheiros de jornada na física.

À **Lucimara Garcia**, minha esposa, pelo carinho e incentivo em todos os momentos.

Ao **CNPq** pela bolsa de estudo concedida no período.

## Sumário

Utilizando-se de um arranjo experimental onde é acoplado um detector a cintilador plástico com um módulo de tubos "streamer", obtem-se a distribuição de sinais de uma partícula, para o detector a cintilador.

Esta distribuição é, então, utilizada para simular os sinais de detectores a cintilador plástico em uma experiência genérica de detecção de chuviros atmosféricos extensos (CAE's).

É estudada, assim, a influência que os cintiladores exercem na caracterização dos CAE's.

# Conteúdo

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Chuveiros Atmosféricos Extensos</b>	<b>7</b>
2.1	Principais Processos . . . . .	8
2.2	Teoria de Cascatas Eletromagnéticas . . . . .	9
2.2.1	As Equações de Difusão . . . . .	11
2.2.2	Resultados da Teoria de Cascatas Eletromagnéticas	13
<b>3</b>	<b>Aparato Experimental</b>	<b>19</b>
3.1	Detectores a Cintilador Plástico . . . . .	20
3.2	Detectores a Tubos Streamer . . . . .	23
3.3	O EASCAMP . . . . .	26
3.4	Calibração Pelo Número de Partículas . . . . .	27
3.4.1	Sistema Experimental . . . . .	28
3.4.2	Análise dos Dados . . . . .	30
<b>4</b>	<b>Caracterização dos CAE's</b>	<b>43</b>
4.1	Métodos de Cálculo . . . . .	43
4.1.1	Minimização do $\chi^2$ . . . . .	44
4.1.2	Máxima Verossimilhança . . . . .	45
4.1.3	Método do Baricentro . . . . .	45
4.1.4	Método Geométrico . . . . .	45
4.2	Simulações . . . . .	51
4.2.1	Modelo de Chuveiro Atmosférico Extenso . . . . .	51
4.2.2	Modelo de Detector . . . . .	53
4.2.3	Teste do Método Geométrico . . . . .	54
4.2.4	Teste do Método da Minimização . . . . .	55
4.2.5	Número total de elétrons (Ne) e idade (s) . . . . .	63
4.2.6	Energia do primário (Eo) . . . . .	69
4.3	Direção de Chegada . . . . .	70
4.3.1	Exemplo 1 . . . . .	73
4.3.2	Exemplo 2 . . . . .	75
4.3.3	Exemplo 3 . . . . .	76
4.3.4	Estimativa do parâmetro de curvatura . . . . .	78
<b>5</b>	<b>Conclusão</b>	<b>83</b>



# Capítulo 1

## Introdução

A física de raios cósmicos tem produzido grandes contribuições ao longo deste século para importantes áreas de pesquisa como a astrofísica e a física de partículas elementares. Nos últimos anos, o interesse destas duas áreas pelos raios cósmicos tem crescido notoriamente. Acredita-se atualmente que a radiação cósmica de alta energia ( $> \text{TeV}$ ) é produzida em objetos como supernovas, quasares, núcleos galácticos e radiogaláxias, sendo portanto uma valiosa fonte de informação para os astrofísicos. Os físicos de partículas elementares podem estudar na radiação cósmica as interações de energias inacessíveis aos aceleradores existentes (ou que venham a ser construídos em um futuro próximo), bem como estudar as propriedades de partículas como os neutrinos ou procurar por processos exóticos como o decaimento do próton ou partículas exóticas como os monopolos magnéticos e as partículas super-simétricas.

A radiação cósmica é classificada em duas categorias principais: a *radiação primária* (ou simplesmente *primários*) que corresponde às partículas e à radiação eletromagnética que incide no topo da atmosfera terrestre e a *radiação secundária* (ou simplesmente *secundários*) que corresponde às partículas e à radiação eletromagnética produzida na atmosfera pelas interações dos primários com a matéria atmosférica. No capítulo 2 estudaremos detalhadamente as propriedades dos chuviscos de partículas gerados nestas interações, conhecidos como *Chuviscos Atmosféricos Extensos*.

Considera-se que os raios cósmicos de alta energia são originados fora do sistema solar. Três fatores são responsáveis por esta hipótese: o fluxo da radiação é praticamente isotrópico em coordenadas síderais (sendo menor que 0.5% para  $E < 10^{14} \text{ eV}$  e da ordem de 3% para  $E \sim 10^{17} \text{ eV}$ ), não há nenhum declínio detectável no fluxo durante os eclipses solares e o fluxo é anticorrelacionado com a atividade solar, o que é consistente para partículas carregadas penetrando no vento solar. A presença de campos magnéticos no meio interestelar faz com que os primários da radiação cósmica sejam confinados dentro das galáxias (tais campos são também responsáveis pela isotropia da radiação). Estes campos são associados às nuvens de gás interestelar e sua intensi-

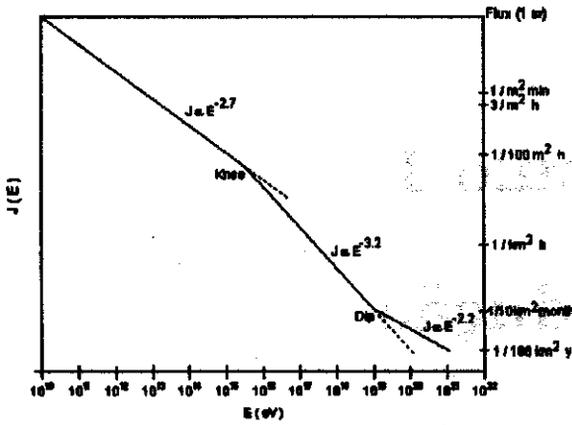


Figura 1.1: Espectro energético diferencial da radiação primária. No eixo coordenado à direita estão indicados valores do fluxo observado ao nível do mar, para o ângulo sólido de 1 strad.

dade é da ordem de  $10^{-5}$  gauss. Os raios cósmicos que chegam à Terra em grande parte do espectro energético são, portanto, originados no interior da Via-Láctea. Somente aqueles com raio de giração em um campo magnético galáctico típico maior do que o tamanho da galáxia podem ser de origem extra-galáctica, característica possível apenas às partículas de energia extremamente alta ( $> 10^{19}$  eV).

Considera-se também que os raios cósmicos carregam uma fração considerável da energia disponível no universo. Sua densidade de energia é de aproximadamente  $1 \text{ eV cm}^{-3}$ , que é comparável à densidade de energia contida na luz produzida pelas estrelas ou à contida na radiação de corpo negro remanescente do "Big-Bang" ou ainda à contida nos campos magnéticos interestelares. O espectro energético diferencial dos primários é representado na figura 1.1. Ele segue uma curva de potência do tipo  $E^{-\delta}$ , onde o valor de  $\delta$  é diferente para diferentes regiões do espectro, sugerindo diferentes mecanismos de formação. Para energias abaixo de  $10^{15}$  eV temos  $\delta \sim 2.7$ , correspondendo a partículas de origem galáctica presumidamente associadas a supernovas. Na faixa de  $10^{15}$  eV a  $10^{19}$  eV temos  $\delta \sim 3.2$ , ainda correspondente a partículas de origem galáctica. Acima de  $10^{19}$  eV temos  $\delta \sim 2.2$ , correspondendo presumidamente a partículas de origem extra-galáctica, cujas fontes acredita-se serem as rádio-galáxias. As regiões representadas por "knee" (joelho) e "dip" (mergulho) são regiões de transição que ainda não são bem compreendidas.

Os raios cósmicos primários são compostos por  $\sim 90\%$  de prótons,  $\sim 9\%$  de partículas  $\alpha$  e o restante por núcleos de átomos mais pesados (Li, Be, B, C, ...), elétrons e fótons de alta energia (raios  $\gamma$ ).

Estes últimos dão origem a uma importante área de pesquisa em raios cósmicos: a *Astronomia Gama*. Os raios  $\gamma$  são originados nas interações mais energéticas conhecidas na natureza, portanto, possibi-

litam o estudo de importantes problemas em astrofísica como os mecanismos de aceleração dos raios cósmicos e os processos físicos em pulsares, supernovas, buracos negros, núcleos galácticos, etc. Várias fontes de intensa radiação  $\gamma$  foram identificadas ao longo das últimas décadas. Entre elas estão a nebulosa Crab e os sistemas binários Cygnus X-3, Vela X-1 e Hércules X-1.

Os raios cósmicos podem ser detectados em experimentos localizados na superfície terrestre, abaixo da superfície terrestre ou em vôos de balões ou satélites. Estes últimos são eficientes somente para os raios cósmicos de energia na região em torno de  $1 \text{ GeV}$ , pois são, em geral, constituídos por detectores pequenos (para facilitar o vôo) que são limitados para captar raios cósmicos de energia mais alta devido ao seu fluxo muito baixo. Já os experimentos na superfície terrestre e os experimentos subterrâneos são projetados para a detecção de raios cósmicos de energia acima de  $1 \text{ TeV}$ . Utilizam-se, em geral, de grandes aparatos experimentais com detectores de diversos tipos que captam principalmente o sinal produzido pelos chuviros atmosféricos (que veremos em detalhes a seguir). Entre os detectores utilizados em tais experimentos estão os cintiladores plásticos acoplados em fotomultiplicadoras, os tubos de gás a alta voltagem (tubos Geiger, tubos "streamer", câmaras proporcionais) e os telescópios Cerenkov.

Este trabalho se concentra no estudo das propriedades de cintiladores plásticos em experimentos baseados na superfície terrestre e a influência que estes detectores exercem na obtenção dos parâmetros fundamentais dos Chuviros Atmosféricos Extensos (CAE's). Iniciaremos a discussão do problema resumindo os principais aspectos dos CAE's no capítulo 2. No capítulo 3 descreveremos o aparato experimental e a calibração dos detectores utilizados. No capítulo 4 faremos a discussão do problema do cálculo da posição do eixo de desenvolvimento (ou centro) dos chuviros e discutiremos a influência que os detectores exercem na caracterização dos CAE's.



## Capítulo 2

# Chuveiros Atmosféricos Extensos

A atmosfera terrestre é constantemente bombardeada por partículas da radiação cósmica. Entre elas estão principalmente os prótons, as partículas  $\alpha$  e os núcleos de átomos pesados de alta energia, há também uma pequena fração de fótons e elétrons (menos de 1% da radiação). Estas partículas, interagindo com um núcleo de um átomo da atmosfera terrestre, dão origem a um processo de produção múltipla de partículas que se desenvolve ao longo da atmosfera. O número de partículas produzidas, denominadas *secundários*, se multiplica desde o início do desenvolvimento do processo, atinge um máximo (a uma altitude de  $\sim 8$  km, em média) e se atenua quando vão atingindo energias inferiores ao limiar de produção de novas partículas. Os secundários se movem praticamente juntos sobre um plano perpendicular à direção do *primário* (partícula original do processo), mas ao longo do caminho vão sendo espalhados, formando um chuva de partículas cobrindo uma área circular que pode se estender por milhares de metros quadrados. A um processo como este damos o nome de *Chuveiro Atmosférico Extenso (CAE)*.

Os CAE's são responsáveis por boa parte da informação que se tem das colisões nas mais altas energias acessíveis na natureza, com exceção dos processos estelares. Grande parte do que se aprendeu em física de energias acima de  $10^{25}$  eV deve-se ao estudo de chuvas atmosféricas. Ao contrário do que se possa pensar, os CAE's não são eventos raros de se observar, raros são apenas os CAE's grandes, provenientes de primários de altíssima energia, tipicamente  $10^{20}$  eV ou mais. Podemos perceber isto pela figura 1.1 — por convenção, a energia do chuva é a energia do primário que o originou. Por exemplo, o fluxo de primários de  $10^{14}$  eV é da ordem de  $1/100$  m<sup>2</sup>·hora e de primários de  $10^{20}$  eV é menor que  $1/10$  km<sup>2</sup>·mês. Do ponto de vista de fluxo, a ocorrência de CAE's na atmosfera é vantajosa, pois um primário de alta energia no topo da atmosfera, que dificilmente seria observado por um detector em órbita ou em vôo, gera um chuva de partículas que se desenvolve ao penetrar na atmosfera, produzindo milhões de partículas.

Estas partículas se espalham em torno do eixo do *chuveiro*, a reta em torno da qual o *chuveiro* se desenvolve, que corresponde a direção de propagação do primário. Forma-se, então, em primeira aproximação um disco com o máximo de densidade de partículas na região central. Quando tais partículas passam por um "array" de detectores, disparam vários deles em um intervalo de tempo tipicamente da ordem de  $10^{-9}$ s. Ao nível do mar, podem ser observadas dezenas de CAE's por hora em tais experimentos. A grande dificuldade no estudo dos CAE's é que deve ser feito através da observação dos secundários que chegam espalhados e com menor energia à profundidade do array, portanto não preservam as características do primário que gerou o processo. E tais características, como a sua energia ou direção de chegada, devem ser inferidas pelas propriedades dos secundários, aumentando a complexidade do problema.

## 2.1 Principais Processos

Com livre caminho médio característico de interações fortes, ou seja,  $\lambda \simeq 80 \text{ g/cm}^2$ , um primário percorre parte da atmosfera e interage a uma altitude<sup>1</sup> variável com distribuição exponencial. Extrapolando as informações das experiências de colisão em energias menores para as altas energias, tipicamente  $10^{15} \text{ eV}$ , são favorecidos modelos de colisão inelástica, onde ocorre produção de secundários, mas o primário ainda prossegue com parte (cerca de metade) de sua energia original, podendo interagir novamente dando origem a novos secundários. Entre as partículas produzidas estão principalmente mesons  $\pi$ , mas há também a produção de mesons K, pares núcleon-antinúcleon, etc.

O desenvolvimento subsequente na atmosfera das partículas produzidas na primeira interação depende fundamentalmente dos seus tempos de vida. Os secundários são, em geral, hádrons capazes de produzir novas interações. A não ser que decaiam em outras partículas, eles iniciarão uma cascata de interações nucleares conhecida como *cascata hadrônica* ou *cascata nuclear*. O número de partículas do CAE aumenta enquanto estas possuem energia suficiente para produção de novos secundários. Partículas com  $\tau > 10^{-9} \text{ s}$  (núcleons, antinúcleons, mesons  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ , etc) interagem antes de decair, em geral, propagando a cascata de interações nucleares. Devido à distribuição angular de emissão de secundários na cascata hadrônica em altas energias ser estreita na direção do primário, suas partículas se concentram principalmente na região central do *chuveiro*.

Os mésons neutros que decaem em dois fótons dão origem a *cascatas eletromagnéticas* que são bem mais prolíficas que as *cascatas hadrônicas* e se comportam diferentemente. São descritas pela teoria de *cascatas eletromagnéticas*. Por exemplo, o méson  $\pi^0$  que corresponde de 20

<sup>1</sup>A altitude é uma distância medida a partir da superfície terrestre e a profundidade é uma distância medida a partir do topo da atmosfera.

a 30 % das partículas criadas tanto na primeira interação como nas interações hadrônicas subsequentes, com  $\tau \simeq 8 \times 10^{-17} \text{s}$ , tem 98% de probabilidade de decair em dois fótons na faixa dos raios  $\gamma$ . Os raios  $\gamma$  geram o processo conhecido como *cascata eletromagnética*, que é composta principalmente por elétrons, pósitrons e raios  $\gamma$ . As interações fundamentais na matéria para os fótons são a criação de pares ( $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$ ), o efeito Compton e o efeito fotoelétrico. O efeito Compton e o efeito fotoelétrico são importantes apenas para baixas energias. Em altas energias, as perdas de energia por criação de pares são dominantes. Os raios  $\gamma$ , então, geram pares elétron-pósitron, estes interagem na matéria via perdas por colisão (ionizando ou excitando os elétrons dos átomos do material) e via Bremsstrahlung. A perda de energia por colisão para partículas carregadas é aproximadamente constante na faixa de energias relativísticas. Já a perda por Bremsstrahlung é proporcional à energia da partícula, sendo o principal processo em altas energias. Neste processo, o elétron (ou o pósitron) é espalhado pelas partículas da matéria, emitindo radiação  $\gamma$ . Vimos que os raios  $\gamma$  vão emitir pares elétron-pósitron preferencialmente, formando uma cascata de elétrons, pósitrons e raios  $\gamma$  de alta energia. A cascata eletromagnética desenvolve-se lateralmente por toda a extensão do chuveiro e produz mais partículas que a componente hadrônica por um fator de  $\sim 20$ . A componente eletromagnética é preponderante para os chuveiros atmosféricos desenvolvidos e é também a melhor descrita pela teoria acima, fornecendo grande parte das informações experimentais no estudo dos CAEs.

Outra componente importante dos chuveiros extensos é a *componente muônica*, proveniente principalmente do decaimento de píons carregados, também conhecida por componente penetrante. Por exemplo, o principal modo de decaimento do méson  $\pi^+$  é  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ , com 99.98% de probabilidade. Os múons possuem um tempo de vida longo e uma seção de choque pequena, suficientes para, na faixa de energias relativísticas, atravessarem toda a atmosfera praticamente sem sofrer nenhuma alteração em suas características. Esta componente é menor que a componente eletromagnética, relacionando-se o número total de partículas, porém, é a mais importante a grandes distâncias do eixo do chuveiro, pois, como vimos, se mantém praticamente inalterada por toda a atmosfera, assim, a tais distâncias restam apenas os múons que foram ou emitidos a grandes ângulos em relação ao eixo ou foram produzidos a grandes altitudes na atmosfera. A componente muônica fornece informações importantes sobre o chuveiro ao qual pertence e é fundamental para detectores em auto-trigger.

## 2.2 Teoria de Cascatas Eletromagnéticas

Iniciaremos a discussão dos principais resultados da teoria de cascatas eletromagnéticas que foi desenvolvida nos fins da década de 30.

Esta teoria fornece importantes ferramentas matemáticas necessárias à análise dos dados experimentais. Não pretendemos aqui explicar minuciosamente todas os seus detalhes, visto que o material é extenso e extrapola os objetivos deste trabalho. Faremos, assim, uma discussão de como o problema é tratado na bibliografia especializada [1] [3] [4] [5] [6] e em seguida trataremos dos resultados mais importantes para a pesquisa na área.

As cascatas eletromagnéticas, como vimos, são propagadas por elétrons e fótons através dos processos de radiação de freiamento (Bremsstrahlung) e criação de pares. A perda de energia por Bremsstrahlung foi determinada por Bethe e Heitler [3] que mostraram sua proporcionalidade com a energia do elétron (ou pósitron):

$$\left(\frac{dE}{dx}\right) = -\frac{4e^4}{137c^4} \frac{N}{A} Z^2 \frac{1}{m^2} E \ln\left(\frac{191}{Z^{1/3}}\right) \quad (2.1)$$

onde  $N$  é o número de Avogadro,  $Z$  e  $A$  são o número atômico e número de massa da matéria atravessada e  $m$  e  $E$  são a massa e a energia da partícula incidente.

A relação acima pode ser escrita convenientemente na forma:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right) = -\frac{E}{X_0}$$

onde definimos o parâmetro  $X_0$ , denominado *comprimento de radiação*, em termos das outras quantidades da equação 2.1.

O comprimento de radiação é a unidade fundamental para representar a espessura de matéria em processos eletromagnéticos. No ar:

$$X_0 = 37.7 \text{ g cm}^{-2} = 2.92 \frac{1}{P} \frac{T}{273} 10^2 \text{ m}$$

onde  $P$  é a pressão em atm e  $T$  é a temperatura absoluta do ar.

A energia média perdida por colisões por um elétron em um comprimento de radiação é chamada de *energia crítica*,  $\epsilon_0$ , que no ar vale:

$$\epsilon_0 = 84.2 \text{ MeV}$$

A energia perdida nos processos de colisão em função da energia da partícula incidente é descrita pela fórmula de Bethe e Bloch. Na figura 2.1 ilustramos esta perda em termos do momentum da partícula incidente para diferentes partículas e diferentes matérias de acordo com a relação de Bethe e Bloch [2]. Podemos perceber que este processo é muito importante para baixas energias (comparando-se com a energia crítica) e que se mantém aproximadamente constante na faixa de energias relativísticas. Sua magnitude é pequena comparando-se com os dois processos fundamentais de propagação da cascata em energias mais altas ( $> 1 \text{ TeV}$ ). A energia do chuvaeiro é dissipada para o meio através das colisões, mas estas podem ser desconsideradas em primeira

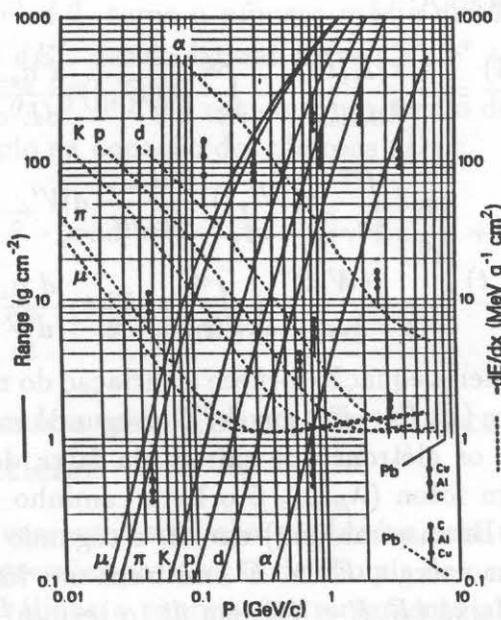


Figura 2.1: Alcance e perda de energia devido à ionização no chumbo (Pb), com escalonamento para Cu, Al e C, dados em função do momento da partícula incidente e utilizando-se a equação de Bethe-Bloch.

aproximação no estudo da dinâmica da propagação da cascata eletromagnética em altas energias.

Como ambos os processos de criação de pares e Bremstrahlung ocorrem principalmente no campo do núcleo atômico, estes processos são afetados pelos elétrons atômicos do material para parâmetros de impacto maior que o raio atômico.

Na formulação tradicional da teoria de cascatas eletromagnéticas, escrevem-se as equações de difusão em duas formas: na *aproximação A* leva-se em conta a blindagem dos elétrons atômicos e desconsidera-se perdas por colisão e o efeito Compton (é utilizada para energias muito acima da energia crítica); na *aproximação B*, inclui-se perdas por colisão. Para um tratamento detalhado do problema, bem como, uma discussão completa das limitações das aproximações da teoria, referimos ao leitor o estudo do artigo de J. Nishimura [3].

### 2.2.1 As Equações de Difusão

Trataremos, inicialmente, do caso unidimensional. Sejam  $\pi(E, t) dE$  e  $\gamma(E, t) dE$ , respectivamente, os números médios de elétrons e fótons com energias entre  $E$  e  $E+dE$  em um chuveiro atravessando a profundidade  $dt = dX / X_0$ . As equações acopladas que descrevem cascatas eletromagnéticas são:

Na aproximação A:

$$\begin{aligned} \frac{d\pi(E, t)}{dt} &= -\frac{\pi(E, t)}{\lambda_{\text{Brems}}} + \int_E^{\infty} \pi(E', t) \frac{d n_{e \rightarrow e}}{dE dt} dE' + \\ &+ 2 \int_E^{\infty} \gamma(W', t) \frac{d n_{\gamma \rightarrow e}}{dE dt} dW' \\ \frac{d\gamma(E, t)}{dt} &= -\frac{\gamma(W, t)}{\lambda_{\text{par}}} + \int_W^{\infty} \pi(E', t) \frac{d n_{e \rightarrow \gamma}}{dW dt} dE' \end{aligned}$$

Acima, a primeira equação fornece a variação do número de elétrons com energia entre  $(E, E + dE)$  em  $dt$ . No segundo membro, o primeiro termo quantifica os elétrons que saíram da faixa de energia  $(E, E + dE)$  emitindo um fóton ( $\lambda_{\text{Brems}}$  é o livre caminho médio da emissão de radiação por Bremsstrahlung) em  $dt$ , o segundo termo os elétrons que estando com energia  $E' > E$  emitiram um fóton e terminaram com energia na faixa  $(E, E + dE)$  em  $dt$  (o termo  $\frac{d n_{e \rightarrow e}}{dE dt}$  representa a probabilidade de ocorrência deste efeito) e o terceiro termo os elétrons produzidos na faixa  $(E, E + dE)$  por fótons de energia  $W' > E$  por criação de pares em  $dt$  (o termo  $\frac{d n_{\gamma \rightarrow e}}{dE dt}$  representa a probabilidade de ocorrência deste efeito).

A segunda equação fornece a variação do número de fótons com energia entre  $(W, W + dW)$  em  $dt$ . No segundo membro, o primeiro termo quantifica os fótons que saíram do intervalo  $(W, W + dW)$  criando um par elétron-pósitron ( $\lambda_{\text{par}}$  é o livre caminho médio da criação de pares) em  $dt$  e o segundo termo os fótons acrescentados no intervalo  $(W, W + dW)$  provenientes de elétrons de energia  $E' > W$  que emitiram radiação por Bremsstrahlung em  $dt$  (o termo  $\frac{d n_{e \rightarrow \gamma}}{dW dt}$  representa a probabilidade de ocorrência deste efeito).

Na aproximação B, inclui-se para os elétrons a perda de energia por colisões, temos para a primeira equação:

$$\begin{aligned} \frac{d\pi(E, t)}{dt} &= -\frac{\pi(E, t)}{\lambda_{\text{Brems}}} + \int_E^{\infty} \pi(E', t) \frac{d n_{e \rightarrow e}}{dE dt} dE' + \\ &+ 2 \int_E^{\infty} \gamma(W', t) \frac{d n_{\gamma \rightarrow e}}{dE dt} dW' + \epsilon \frac{\partial \pi}{\partial E} \end{aligned}$$

onde  $\epsilon$  é a energia crítica.

Para simplificar a notação, utilizam-se operadores nas equações de difusão que na aproximação B ficam:

$$\frac{d\pi}{dt} = -\hat{A}\pi + \hat{B}\gamma + \epsilon \frac{\partial \pi}{\partial E}$$

$$\frac{d\gamma}{dt} = -\sigma_0\gamma + \hat{C}\pi$$

Estas equações valem para o caso unidimensional, para se tratar o caso geral tridimensional deve-se tomar  $\pi(E, \vec{r}, \vec{\theta}) dE d\vec{r} d\vec{\theta}$  e

$\gamma(E, \vec{r}, \vec{\theta}) dE d\vec{r} d\vec{\theta}$  como o número médio de elétrons e fótons de energia  $(E, E + dE)$ , desvio lateral entre  $(\vec{r}, \vec{r} + d\vec{r})$  e ângulo de deflexão entre  $(\vec{\theta}, \vec{\theta} + d\vec{\theta})$  e incluir um termo de espalhamento coulombiano múltiplo na equação dos elétrons ( $\widehat{D}\pi$ ):

$$\frac{d\pi}{dt} + \vec{\theta} \cdot \text{grad } \pi = -\widehat{A}\pi + \widehat{B}\gamma + \epsilon \frac{\partial \pi}{\partial E} + \widehat{D}\pi$$

$$\frac{d\gamma}{dt} + \vec{\theta} \cdot \text{grad } \gamma = -\sigma_0\gamma + \widehat{C}\pi$$

## 2.2.2 Resultados da Teoria de Cascatas Eletromagnéticas

Os resultados que usaremos aqui são os obtidos pela aproximação B, utilizando-se as expressões para seção de choque de produção de pares e Bremsstrahlung válidas a energias extremamente altas, conhecidas por fórmulas assintóticas. Ao descrevermos o desenvolvimento de um chuvaire eletromagnético no ar, é conveniente separar a discussão dos seus desenvolvimentos longitudinal e lateral. Esta simplificação não introduz erros apreciáveis, pois a maioria dos chuvaires se desenvolve na atmosfera por espessuras maiores do que 10 km, enquanto o desenvolvimento lateral não excede algumas centenas de metros para os chuvaires menores.

### Desenvolvimento Longitudinal

O número total de elétrons de energia  $E \geq 0$  em função da espessura de ar atravessada, para chuvaires iniciados por um fóton de energia  $W_0$  está representado na figura 2.2, para vários valores de  $W_0$ .

Estas curvas [4] podem ser representadas pela equação:

$$N(W_0, t) = \frac{0.31}{\sqrt{\beta_0}} \exp \left[ t \left( 1 - \frac{3}{2} \ln s \right) \right] \quad (2.2)$$

onde  $t = X/X_0$  é a espessura de ar (ou profundidade da atmosfera) em comprimentos de radiação,  $\beta_0 = \ln \frac{W_0}{\epsilon_0}$ , e  $s = \frac{3t}{t+2\beta_0}$ .

Para elétrons com energia  $E > \epsilon_0$ , as equações acima se tornam:

$$N(W_0, E, t) = \frac{0.135}{\sqrt{\beta}} \exp \left[ t \left( 1 - \frac{3}{2} \ln s \right) \right]$$

onde  $\beta = \ln \frac{W_0}{E}$ , e  $s = \frac{3t}{t+2\beta}$ .

O parâmetro  $s$  é denominado *idade* do chuvaire e mede o quanto este é desenvolvido a uma dada profundidade  $t$ . Da equação 2.2, segue-se que o máximo do desenvolvimento do chuvaire (onde ele adquire o maior número de elétrons) é alcançado quando  $s = 1$ , na profundidade:

$$t_{\text{MAX}} = \beta_0 = \ln \frac{W_0}{\epsilon_0}$$

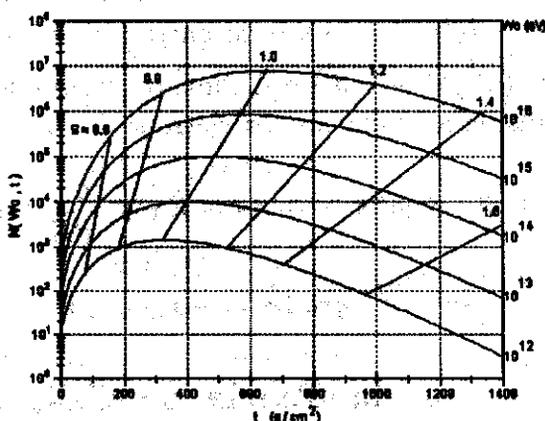


Figura 2.2: Número total de elétrons em função da espessura ( $g\text{ cm}^{-2}$ ) de ar atravessada, produzida por fótons de várias energias ( $W_0$ ). O parâmetro  $s$  é a idade do chuvaeiro a diferentes estágios de seu desenvolvimento

No início do desenvolvimento do chuvaeiro  $s \ll 1$ , antes do máximo  $s < 1$ , após o máximo  $s > 1$  e para  $s > 2$  o chuvaeiro se extingue. Este comportamento do número total de elétrons com a idade pode ser observado também na figura 2.2. Note que a curva da função  $N(W_0, t)$  intercepta  $s = 1$  sempre em seu máximo.

### Desenvolvimento Lateral

O processo que, de longe, é o principal responsável pelo desenvolvimento lateral da cascata eletromagnética é o espalhamento múltiplo coulombiano, sofrido pelos elétrons ao passarem pelo campo dos núcleos atômicos. A expressão que dá o ângulo de espalhamento de Coulumb múltiplo, para uma partícula carregada ( $E \gg mc^2$ ) cruzando  $\partial t = \partial X/X_0$  é:

$$\langle \partial\theta^2 \rangle = \left( \frac{E_s}{E} \right)^2 \partial t$$

onde  $E_s = 21.2\text{ MeV}$ .

A unidade mais usada de comprimento de deslocamento lateral no ar (*unidade de Molière*) é:

$$r_1 = \frac{E_s}{\epsilon_0} X_0 = 9.50\text{ g cm}^{-2} = \frac{73.5\text{ T}}{P\ 273} m$$

com  $P$  em atm e  $T$  em  $^\circ K$ . Neste trabalho utilizamos  $r_1 \sim 91\text{ m}$ .

Os cálculos realizados por Nishimura e Kamata [7] para o desenvolvimento lateral são os mais utilizados na literatura. A expressão dada por Greisen [4] representa bem os resultados de Nishimura e Kamata para  $0.6 \leq s \leq 1.8$  e  $0.01 \leq \frac{r}{r_1} \leq 10$ . Esta expressão foi obtida

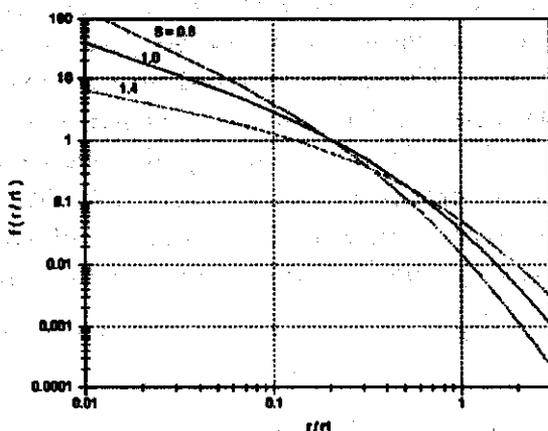


Figura 2.3: Função de distribuição lateral ( $f_{nkg}$ ), para diferentes valores do parâmetro  $s$ .

analiticamente partindo das equações de difusão e será muito usada no decorrer deste trabalho, é conhecida como *função de distribuição lateral* ou *função de estrutura de Nishimura-Kamata-Greisen* e utilizaremos a notação  $f_{nkg}$  para representá-la. É dada pela seguinte fórmula:

$$f_{nkg} = C(s) \left(\frac{r}{r_1}\right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{r_1}\right)^{s-4.5} \quad (2.3)$$

onde  $r$  é a distância ao centro do chuveiro tomada perpendicularmente ao seu eixo,  $r_1$  é a unidade de Molière,  $s$  a idade do chuveiro e  $C(s)$  uma constante que normaliza a função de acordo com:

$$\int_0^{\infty} 2\pi \frac{r}{r_1} f_{nkg} \left(\frac{r}{r_1}\right) d\left(\frac{r}{r_1}\right) = 1$$

A função de distribuição lateral tomada com esta normalização representa a probabilidade que um elétron pertencente a um chuveiro caia a uma distância  $r$  de seu centro, dentro de uma área unitária. Existem duas formas simples de se calcular a constante de normalização pelas fórmulas:

$$C(s) = \frac{\Gamma(4.5 - s)}{2\pi \Gamma(s) \Gamma(4.5 - 2s)}$$

$$C(s) = 0.366s^2(2.07 - s)^{5/4}$$

A função  $f_{nkg}$  está representada na figura 2.3 para diferentes valores de  $s$ . A densidade média de partículas cruzando uma área unitária em um plano perpendicular ao eixo do chuveiro, a uma distância  $r$  de seu centro é:

$$\rho(r) = \frac{N}{r_1^2} f_{nkg}(r, s) \quad (2.4)$$

onde  $N$  é o número total de elétrons do chuveiro.

As densidades de partículas carregadas medidas por vários detectores espalhados por uma dada área da superfície terrestre são parâmetros experimentais fundamentais na análise dos CAE's que cruzam este arranjo de detectores. Conforme veremos posteriormente, tais medidas são fundamentais para a localização do centro dos CAE's e, a partir do conhecimento da posição do centro, pode se determinar com melhor precisão outras importantes características dos CAE's como a energia da partícula primária, a direção de chegada do chuva, o número total de partículas, seção de choque de processos hadrônicos na atmosfera entre outras.

# Bibliografia

- [1] G. Cocconi, *Handbuch der Physik*, Springer Verlag, Vol XLVI/1 (1961) 215.
- [2] Particle Data Group, *Review of Particle Properties*, Physical Review D50, 1173 (1994).
- [3] J. Nishimura, *Handbuch der Physik*, Springer Verlag, Vol XLVI/2 (1967) 1.
- [4] K. Greisen, *Prog. in Cosmic Ray Phys.*, Amsterdam: North Holland Publishing Co., Vol III (1956) 1.
- [5] T.K.Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge Univ. Press (1990).
- [6] G.Khristiansen, G.Kulikov, J.Fomin, *Cosmic Rays of Superhigh Energies*, Munich (1980).
- [7] J.Nishimura, K.Kamata, *Prog. Theor. Phys.*  $\eta$ , (1952) 185.



## Capítulo 3

# Aparato Experimental

O grupo de Léptons do Depto. de Raios Cósmicos e Cronologia do IFGW/Unicamp matém, desde o início de 1989, um experimento para a detecção e estudo de chuweiros atmosféricos extensos de energias acima de  $10^{14}$  eV, denominado EASCAMP [1] [2]. Os principais objetivos do experimento são o estudo da anisotropia e a procura por fontes pontuais da radiação cósmica no hemisfério celeste sul.

O experimento consiste atualmente em um conjunto de nove módulos detectores a cintilador plástico e três telescópios de múons, sendo que um destes (o detector central) se encontra ainda em fase de construção. Quatro dos módulos a cintilador plástico estão posicionados nos vértices de um retângulo de  $13.3 \times 13.5$  m<sup>2</sup>, vide figura 3.1, e são utilizados nas medidas da direção de chegada e da posição do centro dos CAEs, o disparo (ou "trigger") das leituras nestes módulos ocorre quando acontece uma *coincidência quádrupla* dos sinais em um intervalo de tempo de 80 ns. Os telescópios de múons são constituídos por câmaras "streamer" [5] dispostas em planos horizontais superpostos, com um vão livre entre eles (de 50 cm para o módulo A e de 1 m para o módulo B). Nos módulos A e B, a área de cada plano é de 1m<sup>2</sup> e no detector central, de 16m<sup>2</sup>. A característica fundamental de tais módulos é a possibilidade de se usar técnicas de trajetografia (ou "tracking") nos sinais produzidos pelas partículas que o atravessam.

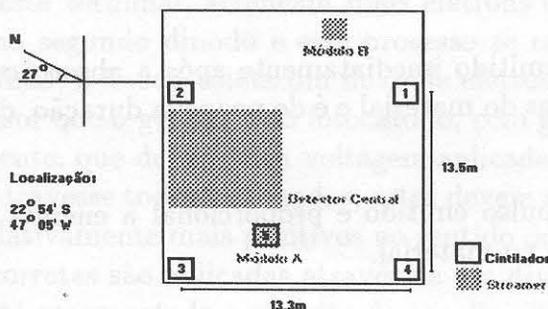


Figura 3.1: EASCAMP

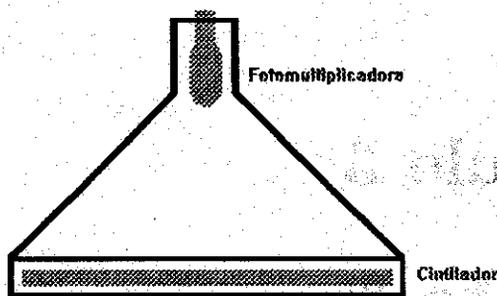


Figura 3.2: Detalhe de uma Pirâmide

### 3.1 Detectores a Cintilador Plástico

Os módulos a cintilador plástico, mais comumente denominados *pirâmides*, são constituídos de uma fotomultiplicadora (Philips XP2040) [3] e um bloco de cintilador plástico de  $1 \times 0.7 \times 0.02 \text{ m}^3$  (NE102A ou NE110) [4] acondicionados em uma caixa de madeira no formato de pirâmide de base retangular. A fotomultiplicadora se encontra no topo da pirâmide e o cintilador em sua base, separados por cerca de 60 cm, vide figura 3.2. O próprio ar é utilizado como guia de luz no interior do detector.

As paredes internas do detector são pintadas com tinta branca, de forma que a luz proveniente do cintilador que incide sobre elas é difundida pelo interior do detector. Uma parte dos fótons emitidos é coletada pelo fotocátodo da fotomultiplicadora. Toma-se especial atenção na vedação da caixa que contém o módulo para evitar a entrada da luz do ambiente.

Quando uma partícula carregada cruza o cintilador, deposita parte de sua energia nele e excita suas moléculas a níveis de energia mais altos. Essas moléculas, em geral, perdem parte da energia absorvida na forma de calor e retornam ao estado fundamental emitindo um fóton na faixa do ultra-violeta próximo. Este processo é conhecido como *cintilação* e possui duas características fundamentais do ponto de vista experimental:

o pulso de luz é emitido imediatamente após a absorção de energia pelas moléculas do material e é de pequena duração, da ordem de  $\sim 10^{-9} \text{ s}$ .

a intensidade do pulso emitido é proporcional a energia depositada pela partícula no material.

Os fótons emitidos no processo se espalham no interior do detector e uma parte deles incide na fotomultiplicadora. A fotomultiplicadora consiste de um tubo evacuado contendo um cátodo fotoemissivo, um sistema para coleta de fotoelétrons, diversos estágios de multiplicação

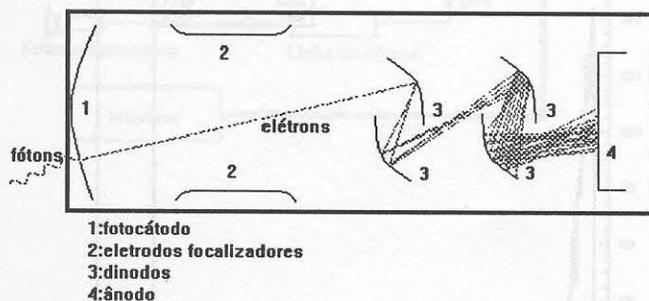


Figura 3.3: Esquema de uma fotomultiplicadora

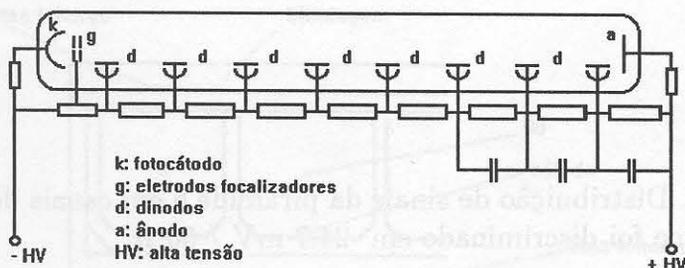


Figura 3.4: Divisor de tensão

de elétrons utilizando eletrodos de emissão secundária (dinodos) e um ânodo. O sistema opera sob alta tensão que pode variar entre 1500 V e 2200 V, em geral. Na figura 3.3 temos um esquema de uma fotomultiplicadora típica.

O fotocátodo consiste de um filme de material fotossensível depositado em um substrato, é feito de um material com baixa função trabalho para realizar efeito fotoelétrico com os fótons que chegam até ele. Os elétrons emitidos no fotocátodo são acelerados pelo campo da alta tensão em direção ao primeiro dinodo, na colisão que realizam com os átomos deste terminal, arrancam mais elétrons que são acelerados em direção ao segundo dinodo e esse processo se repete até o último dinodo. No final, o ânodo coleta um fluxo de elétrons várias ordens de grandeza maior que o gerado pelo fotocátodo, com ganho da ordem de  $10^7$ , tipicamente, que depende da voltagem aplicada. Para que o fluxo de elétrons atravessasse todos os dinodos, estes devem ser colocados a potenciais gradativamente mais positivos no sentido do cátodo ao ânodo. As tensões corretas são aplicadas através de um divisor de tensão. Na figura 3.4 está representado o circuito de um divisor de tensão típico.

O pulso gerado pela fotomultiplicadora possui duração da ordem de 40 ns e sua amplitude varia no intervalo de 0 a 1 Volt, proporcionalmente a intensidade de energia depositada pelos fótons em seu

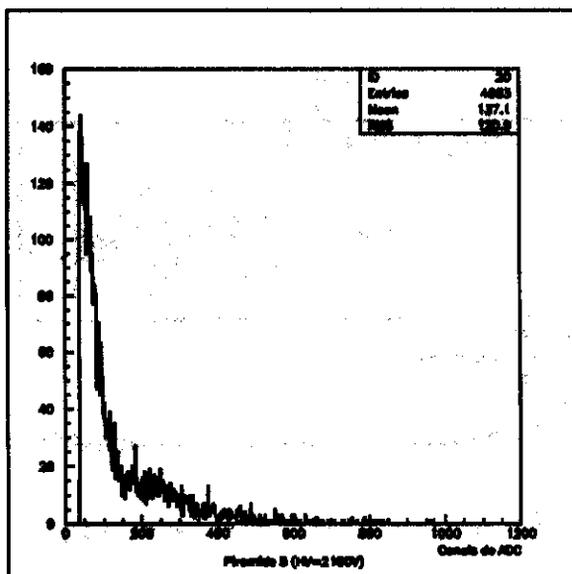


Figura 3.5: Distribuição de sinais da pirâmide 5 em canais de ADC. O sinal anódico foi discriminado em  $-24.7 \text{ mV} / 50 \Omega$ .

fotocátodo.

Nem sempre, entretanto, podemos associar um sinal produzido por uma fotomultiplicadora a fótons incidindo em seu fotocátodo. Devido ao seu alto ganho, outros processos podem desencadear a multiplicação de elétrons no seu interior. Os pulsos gerados por tais processos são denominados *corrente escura* ou simplesmente *ruído*. A principal responsável pela ocorrência de ruídos é a emissão térmica de elétrons no fotocátodo. No entanto, os pulsos devidos à ruído possuem, em geral, amplitude menor que os sinais de radiação que cruza o cintilador, podendo ser discriminados. Além disso, a frequência dos sinais de ruído aumenta exponencialmente com a tensão aplicada. Estas características podem ser observadas nos espectros de carga das fotomultiplicadoras. Ajustamos a voltagem de alimentação da fotomultiplicadora de forma a separar os dois tipos de sinais.

Na figura 3.5 apresentamos o espectro da pirâmide utilizada no decorrer deste trabalho, operando a uma tensão de  $2100 \text{ V}$ . O espectro apresentado corresponde ao histograma dos dados emitidos pelo módulo CAMAC ADC (Le Croy 2249W), em canais de ADC, utilizando-se a lógica representada na figura 3.6. O ADC converte o pulso emitido pela fotomultiplicadora em um número proporcional à sua carga. Os sinais de ruído correspondem aos sinais do pico de menor carga e o de partículas à distribuição mais suave, no espectro as duas distribuições se superpoem. Podemos cortar grande parte do ruído da fotomultiplicadora selecionando os eventos superiores ao canal 100, que corresponde

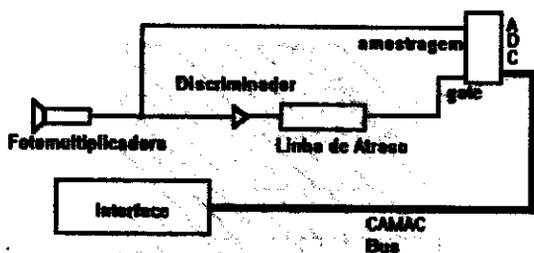


Figura 3.6: Lógica da leitura de sinais da pirâmide 5.

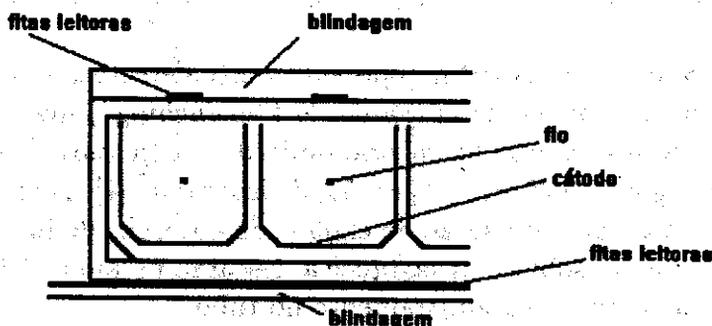


Figura 3.7: Tubos "streamer" e fitas de leitura digital.

a 30 pC para o ADC utilizado.

## 3.2 Detectores a Tubos Streamer

Os tubos "streamer" são detectores de partículas constituídos por diversas cavidades contendo uma mistura de gases mantidos sob alta tensão. As cavidades que formam os tubos compõem o cátodo resistivo do detector: são usadas peças de PVC com as paredes internas pintadas com uma solução de grafite. A seção transversal das cavidades, para o módulo utilizado neste trabalho (módulo A), é de  $1 \times 1 \text{ cm}^2$  [6]. O ânodo é composto por um fio (Cu-Be banhado em prata de  $100 \mu\text{m}$  de diâmetro) tensionado no interior do tubo. Entre os terminais é aplicada uma voltagem de 4000 V, na qual o tubo opera no regime "streamer" limitado: a descarga gerada por uma partícula carregada é localizada no interior do tubo ( $\sim 3 \text{ mm}$  na região do fio). Tal característica permite a construção de longos tubos. A descarga "streamer" gera um grande sinal ( $> \text{mA}$ ) que associado à transparência do cátodo é capaz de induzir eletrodos externos, vide figura 3.7.

Uma câmara "streamer" consiste de 8 tubos construídos na mesma peça de PVC no interior de uma caixa hermeticamente fechada. Nas extremidades das câmaras encontram-se os conectores de gás e de alta

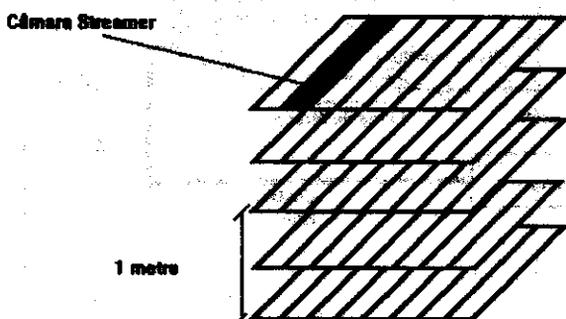


Figura 3.8: Disposição das câmaras "streamer" do módulo A

voltagem para os 8 tubos em seu interior. O módulo A está representado na figura 3.8. É formado por 5 planos, cada um contendo 8 câmaras "streamer".

Utiliza-se no EASCAMP na operação deste detector, uma mistura de gases com alto poder de apagamento ("quenching") que otimiza o funcionamento do módulo no regime limitado. A mistura é composta em 2.5% de argônio, 88% de  $\text{CO}_2$  e 9.5% de isobutano [7]. A presença de hidrocarbonetos com alta seção de choque de absorção de fótons ultravioleta (no caso, o isobutano) favorece a descarga no modo "streamer" limitado, restringindo seu alastramento no tubo.

Os eletrodos externos citados acima são compostos por uma folha de PVC de 1 mm de espessura, com fitas leitoras de alumínio coladas de um lado e uma folha de alumínio colada do outro lado da folha de PVC. A espessura das fitas e da folha de alumínio é de 40  $\mu\text{m}$ . A folha de alumínio é aterrada. Os eletrodos (fitas leitoras) estão dispostos conforme representado na figura 3.7. As fitas leitoras fornecem a leitura digital do módulo, são conectadas em uma de suas extremidades a cartões de leitura (LeCroy mod. 4200). Quando ocorre uma descarga (que é localizada) no interior do tubo, sinais são induzidos nas fitas leitoras mais próximas. Estes sinais são amplificados, discriminados e enviados nas entradas paralelas de "shift-registers" nos cartões de leitura digital. A leitura dos "shift-registers" é feita pelo módulo CAMAC STAS (Caen mod. C187). A STAS organiza os dados (com informação das fitas com sinal) em palavras de 16 bits e os envia à interface. Os dados são armazenados em disco e analisados posteriormente.

Através da identificação das fitas com sinal é possível determinar-se a posição das descargas nos planos do módulo e reconstruir a trajetória das partículas que o atravessam. O módulo A opera [6] com 90% de eficiência e sua resolução angular zenital é de  $0.4^\circ$ .

Para o módulo "streamer" existem dois ajustes que devem ser realizados: da alta voltagem que alimenta as câmaras e da voltagem externa aplicada aos circuitos integrados (LeCroy MIL200) dos cartões de leitura digital. Os tubos operam no regime "streamer" limitado se, para uma dada mistura de gás, são alimentados com alta voltagem na região

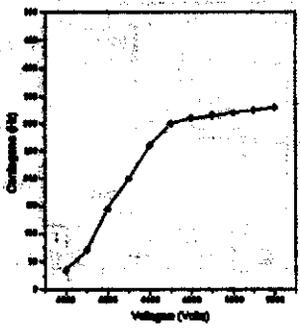


Figura 3.9: Patamar de operação típico de um tubo do módulo A.

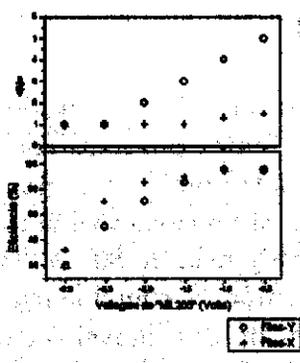


Figura 3.10: Largura média e eficiência das fitas de leitura digital em função da tensão externa do "MIL200"

do patamar. Na figura 3.9 representamos a curva de contagem em função da tensão aplicada no módulo A. Nesta figura, o patamar se apresenta na região acima de 4500 V. As câmaras são alimentadas por uma fonte (Caen mod. N126) de 8 kV e 500  $\mu$ A e um divisor de tensão. A tensão foi ajustada em 4600 V para a aquisição posterior.

O ajuste da voltagem externa aplicada aos "MIL200" influencia na precisão da determinação da posição das partículas e na eficiência do módulo "streamer". A voltagem externa determina o limiar de corte para os sinais amplificados das fitas. Um limiar muito alto compromete a eficiência do módulo, pois elimina eventos de baixa energia. Um limiar muito baixo favorece a leitura de muitas fitas adjacentes à passagem da partícula, pois fitas com pequena indução não são eliminadas na discriminação; e isto compromete a reconstrução dos traços. Para obter o valor ótimo de discriminação usamos o sinal dos fios ânodos para disparar a aquisição de dados e fazemos a leitura dos sinais dos cartões, simultaneamente. A figura 3.10 representa as curvas da largura média das fitas discriminadas e da eficiência da leitura digital em função da tensão externa. Esta voltagem foi ajustada em -1.5 V para garantir grande eficiência com pequeno número de fitas discriminadas.

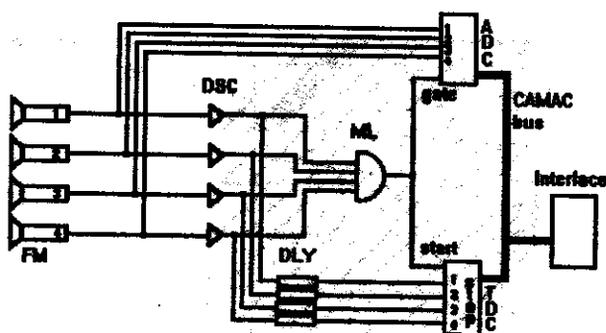


Figura 3.11: Circuito da aquisição de dados do EASCAMP.

### 3.3 O EASCAMP

O EASCAMP tem por principais objetivos o estudo da anisotropia da radiação cósmica e a busca por fontes pontuais com limiar de energia de  $10^{14}$  eV. É constituído por quatro pirâmides operando no regime de coincidência quádrupla: um registro de evento é feito quando as quatro pirâmides emitem sinais em uma janela de 80 ns. Os detectores estão separados por cerca de 13 m, então, a coincidência quádrupla ocorre somente quando há a passagem de um chuveiro extenso que dispara os detectores dentro do intervalo da janela. Os sinais produzidos são, portanto, provenientes de partículas pertencentes aos CAE's (ou EAS, na sigla correspondente em inglês). A eletrônica (que utiliza o padrão CAMAC-NIM) está representada na figura 3.11.

O sinal de cada fotomultiplicadora (FM) é dividido em dois por um módulo Fan-in/Fan-out linear. Um segue para o discriminador (DSC) e o outro para a amostragem do módulo ADC (Le Croy 2249A). O discriminador é ajustado no limiar de corte de ruído de cada fotomultiplicadora, que é determinado pela análise do espectro de sinais de cada pirâmide, analogamente ao exemplo apresentado para a pirâmide 5. Os pulsos emitidos são formatados com largura de 85 ns e, para cada detector, são divididos e enviados para a Majority-Logic (ML) e para as linhas de atraso (DLY). A ML é o módulo responsável pela coincidência temporal dos sinais no intervalo de 80 ns: ocorrendo uma coincidência dos quatro sinais neste intervalo de tempo, este módulo envia um sinal para o "gate" do ADC (disparando sua leitura de carga de cada FM) e para o "start" do TDC (Le Croy 2228A). Nas linhas de atraso, os sinais são atrasados por um intervalo de tempo maior que o tempo de resposta da ML, de forma que cada um destes chega ao módulo TDC depois do pulso de "start". O TDC funciona como um cronômetro que é disparado pelo pulso de "start" da ML e interrompido em cada canal de "stop" pela chegada do sinal de cada pirâmide. A finalidade de tais registros de tempo é servir de parâmetros para a determinação da direção de chegada, através de técnicas de tempo de voo aplicados a frente dos CAE's. Por fim, os módulos ADC e TDC

convertem suas leituras em sinais digitais que são enviados para uma interface inteligente (desenvolvida em nosso laboratório) que transfere periodicamente os dados para um microcomputador IBM-AT 286, conectado a ela através de portas RS-232. Os dados são armazenados em disco rígido e analisados posteriormente em estações de trabalho (SUN e IBM).

### 3.4 Calibração Pelo Número de Partículas

Detectores com cintiladores plásticos acoplados a fotomultiplicadoras são utilizados há muito tempo na detecção de CAE's. Para se medir as grandezas de interesse é necessário utilizar uma grande quantidade destes detectores espalhados por uma dada área. A precisão destas medidas aumenta com a quantidade de detectores, pois são realizadas por amostragem. As medidas mais comuns com estes detectores são a determinação da direção de chegada dos CAE's (por técnicas de tempo de voo) e as medidas de densidade de partículas que os atravessam (fundamentais na determinação da posição do centro de desenvolvimento dos CAE's). Este trabalho tem por objetivo encontrar a calibração dos sinais das pirâmides em função do número de partículas (ou densidade, dada a área do cintilador) e utilizá-la no estudo da determinação dos parâmetros fundamentais dos CAE's.

O módulo ADC faz o registro da carga do sinal da fotomultiplicadora — converte o pulso analógico em um número proporcional à sua carga, este número pode ser lido no pulso digital que o ADC envia à interface e é medido em *canais de ADC*. Em última instância, o valor do canal de ADC é proporcional a intensidade de luz coletada no fotocátodo. A intensidade de luz, por sua vez, depende de quatro fatores: do número de partículas que cruzam o cintilador, da localização dos eventos no cintilador, da energia das partículas e de suas inclinações.

A dependência no número de partículas é óbvia, pois quanto maior este número, maior a quantidade de material cintilador excitado. É a dependência mais importante no que diz respeito a esta calibração e é fundamental nas medidas de densidade de partículas. Entretanto, não existe uma relação biunívoca entre o número de partículas e o canal de ADC correspondente. O que se verifica na prática são distribuições de sinais para um dado número de partículas. A figura 3.24 apresenta uma distribuição de sinais do detector para eventos de 1 partícula no cintilador. Tais distribuições ocorrem devido à variação do sinal em função dos outros três fatores.

Os sinais variam de acordo com a localização do evento no cintilador. As pirâmides possuem suas paredes internas pintadas com tinta branca, de forma que a luz que incide sobre elas é parcialmente difundida no interior do detector e parcialmente absorvida pelas paredes. O objetivo é fazer a luz chegar à fotomultiplicadora rapidamente. Na difusão, a parcela do feixe não absorvida é espalhada no interior da

pirâmide, parte dela chega à fotomultiplicadora e o restante incide sobre as paredes novamente. Por outro lado, a direção da luz emitida pelo cintilador devido à desexcitação de suas moléculas é isotrópica. De forma que as partículas que incidem sobre uma região do cintilador próxima às paredes do detector, possuem uma maior probabilidade de que os fótons que originou incidam sobre as paredes sendo parcialmente absorvidos ou perdidos no detector. Mais adiante é apresentado um estudo da eficiência das diversas regiões do cintilador que comprova esta dependência.

Os sinais dependem em princípio da energia das partículas incidentes. Esta dependência não é muito importante para este estudo, pois para as partículas relativísticas, a energia depositada por unidade de caminho percorrido ( $dE/dx$ ) varia pouco em função da energia, como pode ser observado na figura 2.1.

Finalmente, a intensidade de luz produzida na cintilação depende da inclinação da partícula incidente. O cintilador é um bloco de material plástico de  $1 \times 0.7 \text{ m}^2$  e  $2 \text{ cm}$  de espessura. É disposto horizontalmente na maioria das montagens para observar o fluxo zenital de partículas pela normal do seu plano principal. Assim, as partículas atravessam uma quantidade de material dada por

$$l = \frac{2}{\cos \theta} \text{ cm}$$

onde  $\theta$  é seu ângulo de inclinação em relação à normal do cintilador. As partículas inclinadas, então, encontram uma quantidade de material maior que as verticais, produzindo um sinal maior. Esta dependência é importante e tem sua influência determinada pela distribuição angular das partículas estudadas.

### 3.4.1 Sistema Experimental

Para se obter a calibração do sinal pelo número de partículas foi necessário uma montagem experimental acoplando uma pirâmide a um módulo "streamer". Uma pirâmide foi disposta sobre um módulo "streamer", conforme representado na figura 3.12, e ambos foram utilizados em uma aquisição conjunta de dados. Pelo módulo "streamer", através da trajetografia dos sinais gerados, foi feita a seleção dos eventos de uma única partícula. Dos eventos selecionados, foram tomados aqueles cuja projeção do traço incidisse no bloco de cintilador e estudadas as distribuições de seus sinais.

O circuito da aquisição de dados está representado na figura 3.13. A experiência possui um "trigger" duplo: disparam as medidas nos módulos a coincidência tripla dos planos superior, central e inferior do módulo "streamer" e a coincidência quádrupla do EASCAMP. Assim, estão incluídos nos dados eventos de múons isolados e eventos de CAE's.

O sinal proveniente dos planos do módulo "streamer" é inicialmente discriminado e formatado em um pulso NIM de  $130 \text{ ns}$  nos discrimi-

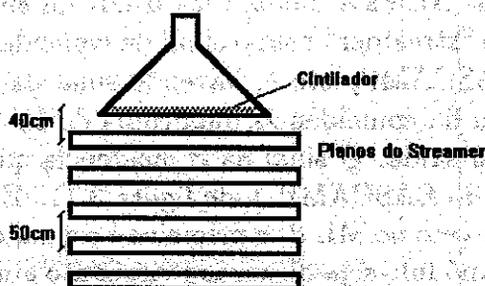


Figura 3.12: Sistema experimental da calibração pelo número de partículas.

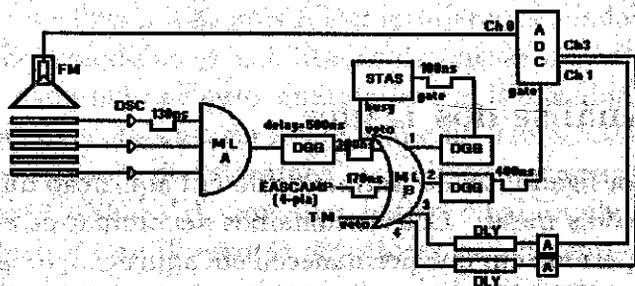


Figura 3.13: Lógica da aquisição de dados da calibração pelo número de partículas

nadores (DSC), sendo enviado em seguida para um módulo Majority-Logic (representado na figura por ML A). Neste módulo, é exigida a coincidência tripla dos sinais dos planos — ou seja, o módulo faz o AND dos três sinais. Ocorrida esta coincidência, é enviado um pulso para um Dual Gate Generator (DGG) que o atrasa em 500 ns e emite um sinal NIM de 300 ns para um segundo módulo Majority-Logic (representado na figura por ML B). Este módulo faz o OR do sinal da coincidência tripla do módulo "streamer" com o sinal da coincidência quádrupla das pirâmides do EASCAMP, isto é, havendo sinal da coincidência tripla do "streamer" ou da coincidência quádrupla do EASCAMP são emitidos sinais em sua saída. O sinal da coincidência quádrupla é extraído da saída do ML do EASCAMP, vide figura 3.11. Existem, ainda, dois pulsos que fazem veto no ML B: o primeiro é o sinal de "busy" da STAS (evitando que o módulo seja disparado enquanto ainda realiza uma leitura anterior) e o segundo vem de um pulsador que faz o tempo morto da aquisição, alternando 1 s de aquisição com 2 s de tempo morto — sua finalidade é impedir a sobrecarga de dados no "buffer" da interface, pois o fluxo de dados de coincidência tripla no "streamer" é muito alto. Existem quatro pulsos de saída no ML B. Os dois primeiros (1 e 2) passam por um DGG onde são formatados e enviados para o "gate" da STAS e do ADC, respectivamente, disparando suas leituras. Os outros dois (3 e 4) passam por um módulo de atraso (DLY) e um de atenuação (A) e são enviados para canais de amostragem do ADC (canais 1 e 3, respectivamente). Conforme a programação do ML B, a saída 3 indica a presença de CAE's (é enviado sempre que há um registro de CAE na entrada) e a saída 4 indica perda de CAE's (é enviado quando há um registro de CAE e veto na entrada do ML B). O módulo STAS faz o registro da leitura digital do módulo "streamer" e o ADC faz o registro de carga da pirâmide no canal 0, sendo ainda possível diferenciar eventos de partícula isolada de eventos de chuveiros pelas leituras dos canais 1 e 3.

### 3.4.2 Análise dos Dados

O sistema foi ligado, tendo permanecido em aquisição durante aproximadamente dois meses. Convencionamos denominar esta aquisição de *RUN1*. No período em que permaneceu em aquisição, o sistema coletou um total de 1.762.533 eventos dos dois módulos (STAS e ADC), sendo que 27.487 destes foram iniciados por CAE's.

A figura 3.14 representa o espectro de sinais da pirâmide na *RUN1*. Note que a distribuição de sinais de partículas, neste caso, se apresenta mais bem definida que a da figura 3.5. Já dissemos que o fluxo de dados da coincidência tripla dos planos do "streamer" é muito maior que da coincidência quádrupla das pirâmides (pelos números acima, os CAE's são responsáveis por ~ 2% dos dados); a grande maioria dos eventos gerados neste caso são devidos a múons. Este espectro apresenta, ainda, dois picos no início do eixo das abscissas: o primeiro

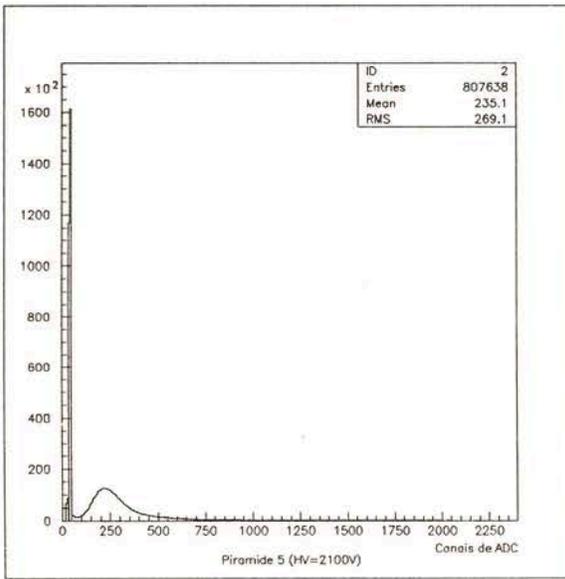


Figura 3.14: Distribuição de sinais da pirâmide 5 no RUN1, em canais de ADC

(menor) corresponde aos pulsos que atingiram o fundo de escala do ADC, são eventos com sinal de grande carga, em geral, iniciados por CAE's e o segundo (maior) é conhecido por *pedestal*; é o início da escala de leitura do ADC, isto é, são leituras de carga nula e correspondem ou a disparos do ADC sem a ocorrência de eventos no cintilador ou refletem a ineficiência da pirâmide, conforme discutiremos mais adiante.

Neste espectro não estão presentes sinais de ruído da fotomultiplicadora como na figura 3.5, pois há uma diferença fundamental no "trigger" das duas medidas: a habilitação da leitura no ADC no caso da figura 3.5 é dada pelo próprio sinal da fotomultiplicadora discriminado (como podemos observar na figura 3.6) e na figura 3.14 pela coincidência tripla dos planos do "streamer" ou pela coincidência quádrupla das pirâmides do EASCAMP. Quando a leitura é habilitada através da coincidência de sinais de diferentes detectores ou diferentes partes de detectores — desde que estas partes operem independentemente, como nos planos do "streamer" — reduz-se muito a presença de ruídos nos sinais, já que a probabilidade dos ruídos ocorrerem simultaneamente é muito pequena. Este é o caso da figura 3.14. Já no espectro da figura 3.5, o próprio ruído pode habilitar a leitura do ADC, desde que passe pelo discriminador.

Na figura 3.15 temos as leituras de pedestal do ADC utilizado: foram feitas leituras de carga da pirâmide enquanto esta era alimentada por uma voltagem de 500 V, muito abaixo de sua tensão de trabalho (2100 V), e sendo disparadas pelo "trigger" da RUN1; os pulsos produ-

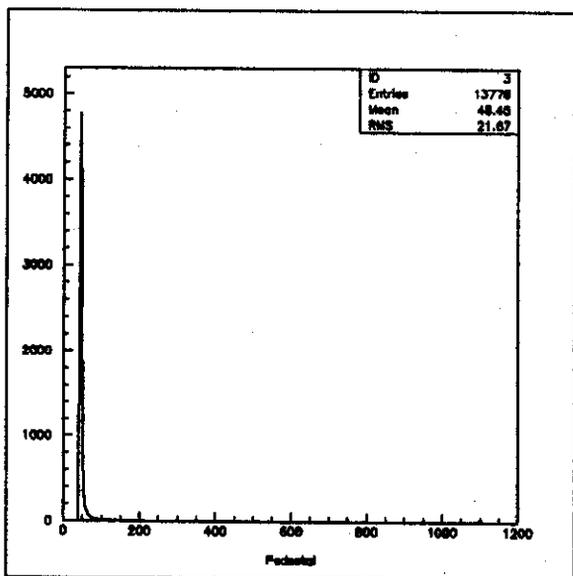


Figura 3.15: Pedestal do ADC 2249W no canal de amostragem 0. A distribuição é dada em canais de ADC.

zidos pela fotomultiplicadora nestas condições são pequenos, restando praticamente somente o pedestal do ADC. Pela figura, tomamos o canal 48 como pedestal do ADC.

Na figura 3.16 temos o espectro de sinais da pirâmide para os eventos originados por CAE's. Os eventos foram selecionados via "software", através da escolha dos sinais com leitura no canal 1 do ADC maior que o seu pedestal (que indica a presença de CAE's). Neste caso temos o pico de fundo de escala muito maior que o de pedestal e uma baixa contagem de eventos no restante da distribuição. De acordo com o esperado, pois os eventos de chuveiros nos cintiladores produzem sinais de grande valor de carga. Este espectro indica também que existe um limite superior no número de partículas que são detectadas, acima do qual se obtém fundo de escala. Este limite depende do detector utilizado e da calibração pelo número de partículas.

Para se obter a calibração propriamente dita é necessário se utilizar algum critério para a seleção dos eventos que cruzam o cintilador, parametrizando-se pelo número de partículas. Este critério é obtido através da análise dos eventos correlacionados no módulo "streamer". Por este módulo, pode se observar a localização dos eventos que o dispararam em cada um de seus planos, selecionar os eventos de interesse e, através de técnicas de reconstrução de traços, obter a direção de propagação das partículas pelos seus ângulos de incidência zenital e azimutal. Sabendo-se o número e a direção de propagação das partículas no módulo "streamer", pode-se verificar em seguida se estas passaram pelo

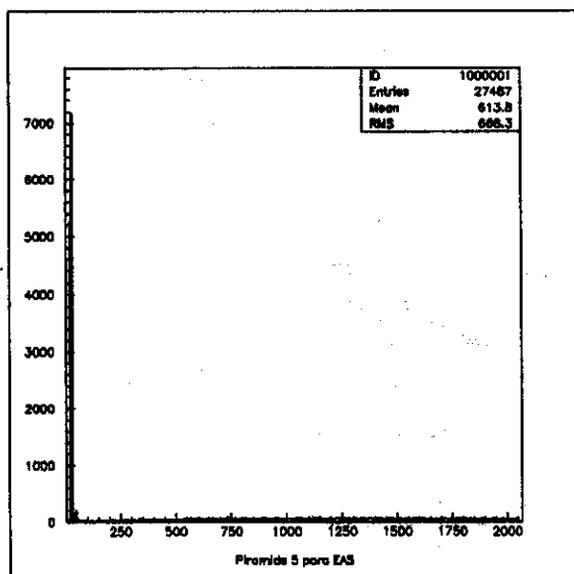


Figura 3.16: Espectro de sinais de CAE da pirâmide 5, em canais de ADC.

cintilador. Em caso afirmativo, teremos os sinais do cintilador parametrizados pelo número de partículas. Estudamos, enfim, os histogramas destes sinais.

Iniciamos com a seleção de eventos de uma partícula. Esta seleção é feita através de um "software" desenvolvido em Fortran que realiza todas as tarefas descritas no parágrafo acima: analisa os dados brutos da STAS e do ADC e monta na saída um arquivo de dados de eventos de uma partícula com a posição (X e Y), direção de incidência ( $\theta$  e  $\psi$ ) no plano do cintilador e a leitura do ADC (em canal de ADC) correspondente.

A figura 3.17 representa um evento típico de uma partícula disparando as leituras no módulo "streamer". A visualização das fitas induzidas (figura 3.18) é feita tomando-se dois cortes pelas projeções nos planos ZX e ZY, ali definidos.

Procuramos, em seguida, por traços de partículas em conjuntos de 3 planos: dados 2 pontos em 2 planos diferentes, verificamos se a projeção do traço definido por estes pontos coincide com algum ponto no terceiro plano, dentro de um pequeno intervalo de 4 espaços. Vide figura 3.19. Em caso afirmativo, definimos um traço com direção zenital e azimutal definidos em relação ao sistema de coordenadas indicado na figura 3.17. É exigida a definição do traço em 3 planos para evitar que ruídos no módulo "streamer" formem traços. A procura de traços é feita para todas as possíveis combinações de pontos em todas as combinações de planos, de forma que eventos de grande número de partículas (que pro-

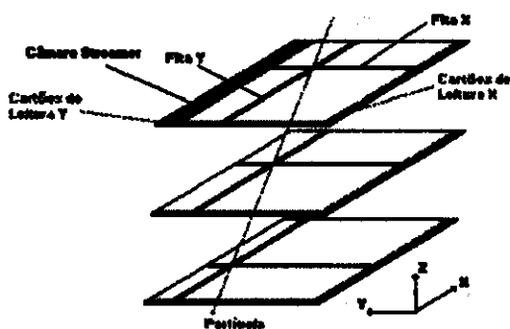


Figura 3.17: Detalhe das fitas de leitura disparadas por uma partícula no módulo "streamer".

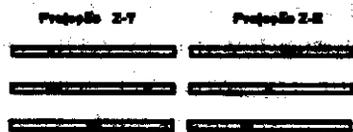


Figura 3.18: Visualização dos dados no módulo "streamer".

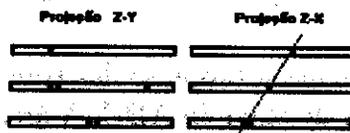


Figura 3.19: Definição de traço



Figura 3.20: Representação dos "clusters".

duzem uma grande quantidade de pontos em cada plano) são de difícil reconstrução, pois multiplicam grandemente a quantidade de traços.

Finalmente, fazemos a seleção de eventos de uma única partícula. Quando uma partícula passa pelo módulo "streamer" e inicia uma descarga no tubo, ioniza uma ou mais fitas de leitura digital nas proximidades da descarga. O que se verifica no padrão de sinais, em geral, são conjuntos de pontos adjacentes, correspondendo às fitas induzidas. A estes conjuntos de pontos dá-se o nome de "clusters", vide figura 3.20. O último critério de seleção pelo qual passam os dados é o de possuir, em cada plano, apenas 1 "cluster" de largura pequena (de até 7 pontos).

Selecionamos, assim, eventos que disparam poucas fitas por plano e alinhadas por um traço, características típicas dos eventos de uma partícula. Utilizamos, então, a posição do evento no plano central do módulo "streamer" e a direção do traço para calcular a posição do evento no plano do cintilador (localizado a 140 cm do plano central do módulo "streamer"):

$$X_{\text{cintilador}} = X_{\text{streamer}} + 140 \cdot \cos \varphi \cdot \sin \theta$$

$$Y_{\text{cintilador}} = Y_{\text{streamer}} + 140 \cdot \sin \varphi \cdot \sin \theta$$

O mapeamento dos pontos gerados produz as figuras apresentadas na figura 3.21.

A primeira figura representa a projeção dos traços no plano do cintilador, para qualquer valor do sinal do ADC. A área mais densamente populada representa os planos do módulo "streamer", que é o detector responsável pelo "trigger" da maioria dos eventos. As outras figuras representam a projeção dos traços no plano do cintilador para diversos valores de corte no sinal do ADC. Os pontos vão se concentrando gradativamente na região central do cintilador. Estas figuras podem ser utilizadas para definir as coordenadas dos limites do cintilador no referido plano.

Na figura 3.22 temos a distribuição angular zenital dos traços selecionados. Esta figura não reflete as distribuições angulares das partículas que cruzam o cintilador, pois é limitada pela abertura angular do módulo "streamer", isto é, ao máximo ângulo zenital permitido pelo "trigger" do módulo.

A figura 3.23 representa a distribuição dos sinais selecionados de 1 partícula em canais de ADC. Note que o pico de fundo de escala não se apresenta neste espectro, confirmando a expectativa de pulsos de pequenas cargas, para eventos de 1 partícula.

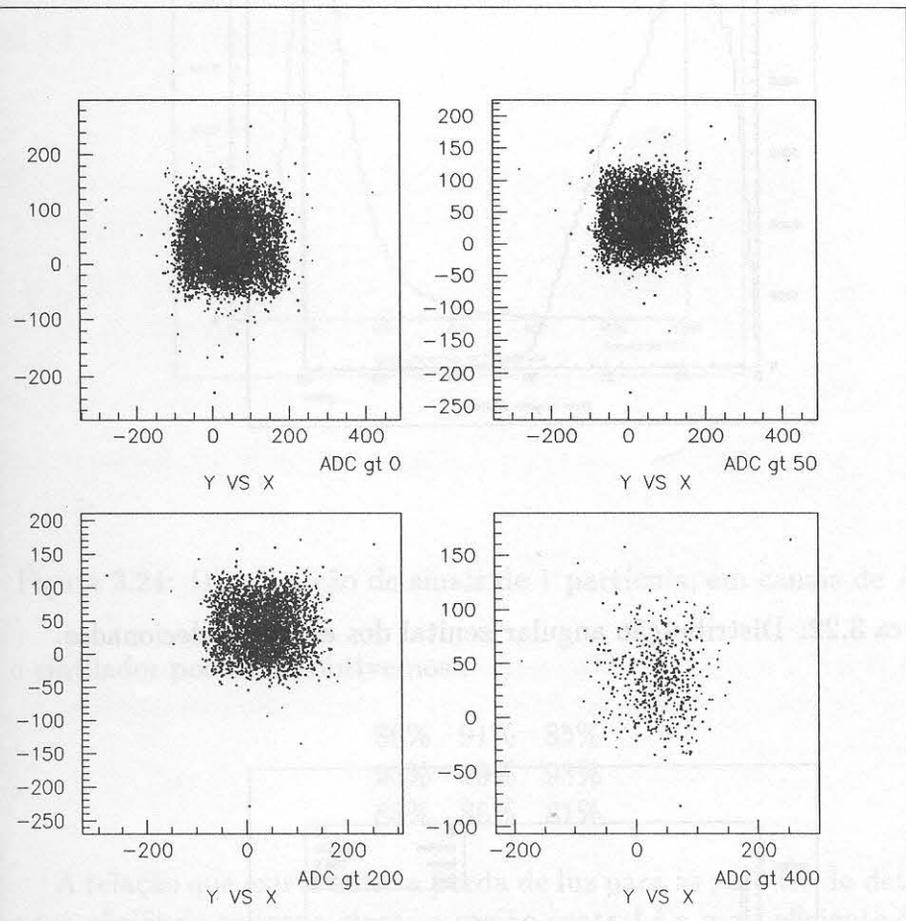
Entretanto, o pico de pedestal aparece, apesar de estarmos interessados em sinais de uma partícula passando no cintilador. O mapeamento dos pontos mostra que existem alguns traços incidindo no "streamer" sem passar pelo cintilador, mas esta interpretação não está completa para os sinais de pedestal nesta distribuição. Parte dos sinais de pedestal são de partículas que cruzaram os dois detectores, mas o pulso de luz gerado no cintilador se perdeu na pirâmide.

Estudamos a eficiência da pirâmide em função da posição do evento no cintilador para demonstrar a afirmação acima. Delimitamos 9 regiões de igual área no bloco de cintilador, em cada uma destas tomamos a razão entre o número de eventos de carga acima do pedestal pelo número total de eventos naquela região e definimos esta razão como a eficiência do detector nesta região:

$$\eta = \frac{\sum(\text{eventos} > \text{pedestal})}{\sum(\text{eventos})}$$

A razão acima nos dá a eficiência do detector, pois sabemos que as leituras do ADC são disparadas pelo módulo "streamer", em geral, para os eventos de uma partícula. Se o módulo "streamer" indica um ponto onde a partícula cruza o cintilador e o ADC retorna seu pedestal, então, esta partícula não está sendo detectada pela pirâmide, devido à sua ineficiência.

A pirâmide número 5 apresentou uma eficiência de 89% para todo o bloco de cintilador. Para cada uma das 9 delimitações, observando-se



das, as regiões laterais são delimitadas por uma parede, por uma eficiência intermediária e as regiões dos vértices (delimitadas por duas paredes) são as menos eficientes.

A distribuição de sinais de uma partícula, cuja multiplicidade é dada na figura 3.24.

Como o sinal produzido pelo cintilador é proporcional à quantidade de material atravessado pela partícula, podemos multiplicar o valor de cada célula desta respectiva pelo mesmo fator angular de cada respectiva. Portanto, assim, um mapa aspecto que é igual ao de partículas verticais atravessando o cintilador. Este aspecto é lá representado na figura 3.25 para os eventos de 1 partícula no BUNI. Caso não houvesse um

Figura 3.21: Projeção dos traços no plano do cintilador, para diversos valores de corte no sinal do ADC.

O aspecto da figura 3.25 é a distribuição procurada. Através dele, vamos simular as flutuações nas medidas de densidade de partículas para simularmos dados experimentais com as mesmas características estatísticas dos dados reais. Esta discussão será feita no capítulo seguinte.

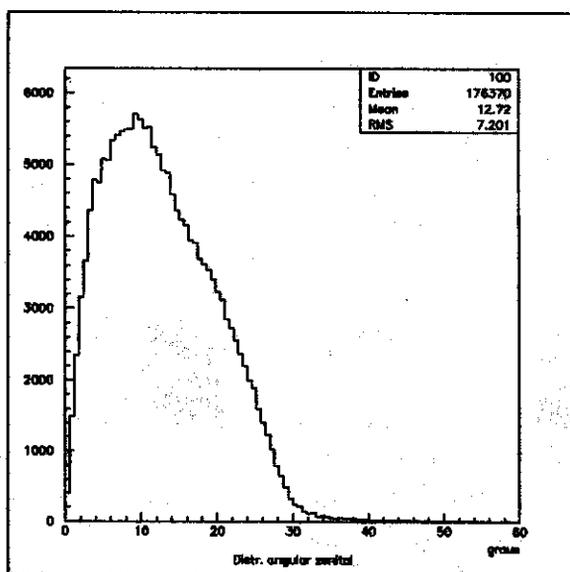


Figura 3.22: Distribuição angular zenital dos eventos selecionados.

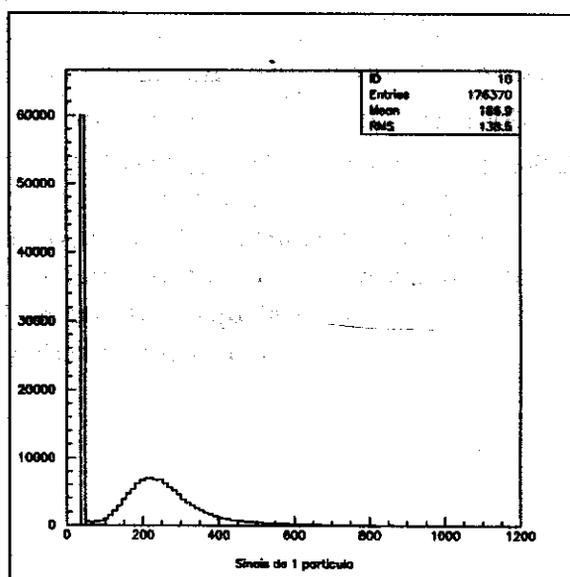


Figura 3.23: Distribuição dos sinais selecionados de 1 partícula, em canais de ADC

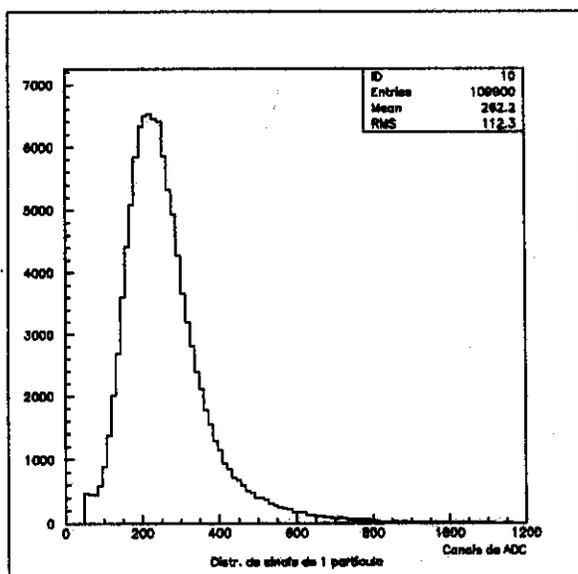


Figura 3.24: Distribuição de sinais de 1 partícula, em canais de ADC

o cintilador por cima, obtivemos :

86%	91%	85%
95%	99%	93%
88%	86%	81%

A relação que existe entre a perda de luz para as paredes do detector e sua eficiência se torna clara: a região central é a mais eficiente de todas, as regiões laterais (delimitadas por uma parede) possuem eficiência intermediária e as regiões dos vértices (delimitadas por duas paredes) são as menos eficientes.

A distribuição de sinais de uma partícula acima do pedestal é dada na figura 3.24.

Como o sinal produzido pelo cintilador é proporcional à quantidade de material atravessada pela partícula, podemos multiplicar o valor de cada leitura deste espectro pelo cosseno do ângulo zenital respectivo. Montamos, assim, um novo espectro que é igual ao de partículas verticais atravessando o cintilador. Este espectro está representado na figura 3.25 para os eventos de 1 partícula no RUN1. Caso não houvessem as flutuações nos sinais devido aos fatores geométricos, esta distribuição seria a conhecida por *distribuição de Landau*.

O espectro da figura 3.25 é a distribuição procurada. Através dele, vamos simular as flutuações nas medidas de densidade de partículas, para estimar o erro cometido na determinação dos parâmetros fundamentais dos chuveiros extensos. Esta discussão será feita no capítulo seguinte.

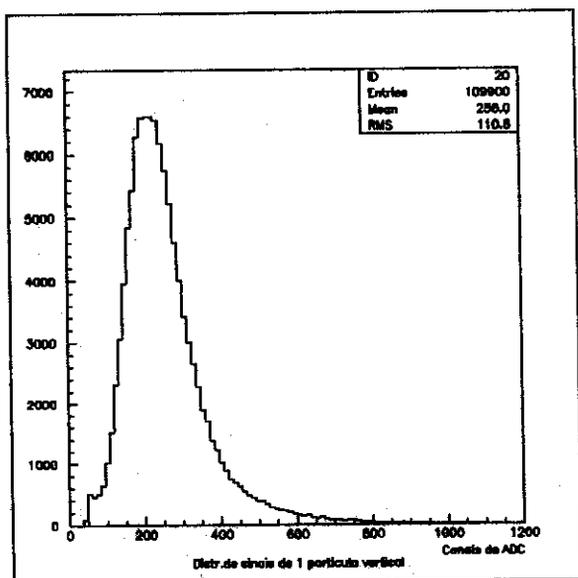


Figura 3.25: Distribuição de sinais de 1 partícula vertical.

O valor da média aritmética desta distribuição é usado como escala na conversão de canal de ADC para o número de partículas, pela expressão:

$$N = \frac{ADC - ped}{med_1}$$

onde  $ADC$  é a leitura do ADC a converter,  $ped$  é o valor do canal correspondente ao pedestal do ADC,  $med_1$  é o valor da média da distribuição de sinais de uma partícula (os parâmetros anteriores são medidos em canal de ADC ou em unidades de carga) e  $N$  é o número de partículas resultante. Dividindo-se o número de partículas obtido pela área do bloco de cintilador tem-se a medida da densidade de partículas  $\rho$  no detector em questão. Esta medida é útil para o cálculo da posição do centro dos CAE's, conforme discutiremos no capítulo 4.

Para a pirâmide em questão obtivemos na entrada 0 do ADC utilizado, o pedestal no canal 48 e o valor da média de 1 partícula no canal 256.

# Bibliografia

- [1] A. Turtelli Jr. et al, *21th Int. Cosmic Ray Conf.*, Adelaide—Australia, Vol 3 (1990) 184.
- [2] A.R.P. Biral, J.A. Chinellato et al, *Proc. XIV Encontro Nacional de Fís. Partículas e Campos*, Soc. Bras. de Física, (1993) 243–256.
- [3] Philips Data Handbook, *Electron Tubes*, Part 9, Sep. 1982.
- [4] *Scintillation Materials*, Catálogo da Nuclear Enterprises Technology.
- [5] E. Iarocci, *Nucl. Inst. and Meth.*, 217 (1983) 90.
- [6] A. Campos Fauth, A. Turtelli Jr. e M. de Castro Souza Jr., *Rev. Fís. Aplicada e Instrumentação*, Soc. Bras. de Física, Vol 7, nº 1, (1992) 31.
- [7] H. Nogima, *Tese de Mestrado*, IFGW—Unicamp (1992).

1981. *Journal of Applied Ecology*, **18**, 1-11.
- , 1982. *Journal of Applied Ecology*, **19**, 1-11.
- , 1983. *Journal of Applied Ecology*, **20**, 1-11.
- , 1984. *Journal of Applied Ecology*, **21**, 1-11.
- , 1985. *Journal of Applied Ecology*, **22**, 1-11.
- , 1986. *Journal of Applied Ecology*, **23**, 1-11.
- , 1987. *Journal of Applied Ecology*, **24**, 1-11.
- , 1988. *Journal of Applied Ecology*, **25**, 1-11.
- , 1989. *Journal of Applied Ecology*, **26**, 1-11.
- , 1990. *Journal of Applied Ecology*, **27**, 1-11.
- , 1991. *Journal of Applied Ecology*, **28**, 1-11.
- , 1992. *Journal of Applied Ecology*, **29**, 1-11.
- , 1993. *Journal of Applied Ecology*, **30**, 1-11.
- , 1994. *Journal of Applied Ecology*, **31**, 1-11.
- , 1995. *Journal of Applied Ecology*, **32**, 1-11.
- , 1996. *Journal of Applied Ecology*, **33**, 1-11.
- , 1997. *Journal of Applied Ecology*, **34**, 1-11.
- , 1998. *Journal of Applied Ecology*, **35**, 1-11.
- , 1999. *Journal of Applied Ecology*, **36**, 1-11.
- , 2000. *Journal of Applied Ecology*, **37**, 1-11.
- , 2001. *Journal of Applied Ecology*, **38**, 1-11.
- , 2002. *Journal of Applied Ecology*, **39**, 1-11.
- , 2003. *Journal of Applied Ecology*, **40**, 1-11.
- , 2004. *Journal of Applied Ecology*, **41**, 1-11.
- , 2005. *Journal of Applied Ecology*, **42**, 1-11.
- , 2006. *Journal of Applied Ecology*, **43**, 1-11.
- , 2007. *Journal of Applied Ecology*, **44**, 1-11.
- , 2008. *Journal of Applied Ecology*, **45**, 1-11.
- , 2009. *Journal of Applied Ecology*, **46**, 1-11.
- , 2010. *Journal of Applied Ecology*, **47**, 1-11.
- , 2011. *Journal of Applied Ecology*, **48**, 1-11.
- , 2012. *Journal of Applied Ecology*, **49**, 1-11.
- , 2013. *Journal of Applied Ecology*, **50**, 1-11.
- , 2014. *Journal of Applied Ecology*, **51**, 1-11.
- , 2015. *Journal of Applied Ecology*, **52**, 1-11.
- , 2016. *Journal of Applied Ecology*, **53**, 1-11.
- , 2017. *Journal of Applied Ecology*, **54**, 1-11.
- , 2018. *Journal of Applied Ecology*, **55**, 1-11.
- , 2019. *Journal of Applied Ecology*, **56**, 1-11.
- , 2020. *Journal of Applied Ecology*, **57**, 1-11.
- , 2021. *Journal of Applied Ecology*, **58**, 1-11.
- , 2022. *Journal of Applied Ecology*, **59**, 1-11.
- , 2023. *Journal of Applied Ecology*, **60**, 1-11.
- , 2024. *Journal of Applied Ecology*, **61**, 1-11.
- , 2025. *Journal of Applied Ecology*, **62**, 1-11.

# Capítulo 4

## Caracterização dos CAE's

Vamos estudar neste capítulo a influência do uso de cintiladores plásticos na determinação dos parâmetros fundamentais dos chuveiros extensos. Iniciamos o estudo pelos métodos para a determinação da posição do centro de desenvolvimento dos chuveiros. O objetivo deste estudo é estimar como as flutuações nas medidas do número de partículas nos cintiladores influenciam na medida da posição do centro. A medida da posição do centro é muito importante na análise dos CAE's, pois fornece informação para a determinação de outras grandezas de interesse, conforme discutiremos adiante. Por este motivo, em muitos casos, é o primeiro passo a ser tomado na análise dos chuveiros extensos.

Este estudo é feito, na maioria dos casos, a partir das medidas de densidade de partículas nos vários detectores de um experimento, aplicando-se métodos estatísticos de estimativa de parâmetros. Utiliza-se uma distribuição analítica para a densidade de partículas carregadas em função da distância radial ao centro,  $\rho(r)$ , como a da equação 2.3. Todos os métodos são baseados no fato de que esta densidade é uma função monotônica decrescente, vide o gráfico da função de distribuição lateral. A região central corresponde, portanto, à região dos chuveiros de maior densidade de partículas.

As medidas de densidade de partículas são realizadas por amostragem, isto é, coloca-se um conjunto de detectores espalhados por uma dada área e utiliza-se dos valores obtidos por cada um deles como parâmetros de entrada no cálculo do centro. A quantidade de detectores na amostragem das densidades influencia diretamente na precisão do cálculo, sendo este mais preciso para os grandes arranjos experimentais.

### 4.1 Métodos de Cálculo

Iniciaremos a discussão dos métodos pelos mais utilizados: o método da minimização do  $\chi^2$  e o método da máxima verossimilhança (MV). Em seguida discutiremos outros dois métodos que não se utilizam de técnicas estatísticas: o método do centro pesado (ou baricentro) e o método geométrico.

Nesta discussão, suporemos que o conjunto de detectores se dispõe sobre um plano horizontal.

### 4.1.1 Minimização do $\chi^2$

Dado um conjunto de  $N$  detectores, as densidades de partículas medidas por eles para um dado CAE são dadas por  $\rho_1, \rho_2, \dots, \rho_N$ . Por outro lado, sabemos que a densidade de partículas para um detector localizado a uma distância  $r$  do centro do chuveiro é predita pela equação 2.4. Para tornar clara a notação utilizaremos um subscrito para indicar a densidade dada por esta equação, será representada por  $\rho_{nkg}$ . Define-se então a função:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(\rho_i - \rho_{nkg}(r_i))^2}{\sigma_i^2}$$

onde  $\rho_i$  é a densidade de partículas medida no detector  $i$ ,  $\rho_{nkg}(r_i)$  é a densidade de partículas no detector  $i$  prevista em função de sua distância  $r_i$  ao centro do CAE e  $\sigma_i$  é o erro estatístico para  $\rho_i$  que é dado por  $\sigma_i = \sqrt{\rho_i}$  para  $\rho_i \neq 0$ .

A função  $\rho_{nkg}$  depende de 3 parâmetros desconhecidos experimentalmente para um dado CAE (vide equação 2.4): da distância  $r$  do detector ao centro do chuveiro, do número total de elétrons ( $N_e$ ) e da idade  $s$  do chuveiro. A distância ao centro, por sua vez, depende de 2 parâmetros desconhecidos, para o nosso caso particular com os detectores dispostos sobre um plano; para um dado sistema de referência, temos para cada detector:

$$r_i = \sqrt{(x_i - x)^2 + (y_i - y)^2}$$

onde  $(x_i, y_i)$  são as coordenadas do detector  $i$  e  $(x, y)$  são as coordenadas do centro no sistema de referência.

Chegamos à conclusão de que a função  $\chi^2$  depende (através de  $\rho_{nkg}$ ) de 4 parâmetros a serem estimados:

$$\chi^2 = \chi^2(x, y, N_e, s)$$

Queremos que a função  $\chi^2$  seja minimizada. A minimização desta função implica em  $\rho \simeq \rho_{nkg}$ , para cada detector se o método levar à estimação correta do centro, isto é, se a minimização convergir para o mínimo global. A hipersuperfície  $\chi^2$  não é, em geral, suave podendo ocorrer convergências em mínimos secundários.

No mínimo, as derivadas da função em relação a cada parâmetro se anulam:

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial x} = 0 \quad \frac{\partial \chi^2}{\partial y} = 0 \quad \frac{\partial \chi^2}{\partial N_e} = 0 \quad \frac{\partial \chi^2}{\partial s} = 0$$

As 4 equações acima formam um sistema a 4 incógnitas, com solução única. A solução do sistema é tomada como estimativa dos parâmetros procurados no mínimo da função.

### 4.1.2 Máxima Verossimilhança

Existe a possibilidade de se usar o princípio da máxima verossimilhança (MV). Por este método escolhe-se o parâmetro que maximiza a probabilidade de obter a amostra observada. No caso de um conjunto de detectores tomando medidas de densidade de partículas,  $p_i$  é a probabilidade do detector  $i$  medir  $N_i$  partículas. Esta probabilidade segue uma distribuição de Poisson:

$$p_i = \frac{e^{-a_i} a_i^{N_i}}{N_i!}$$

onde  $a_i$  é dada pela função de distribuição lateral (equação 2.3) no  $i$ -ésimo detector. A função de verossimilhança é o produto das probabilidades de cada um dos detectores:

$$V = p_1(N_1, a_1) \times p_2(N_2, a_2) \times \cdots \times p_N(N_N, a_N) = V(x, y, N_e, s)$$

Toma-se então a derivada do logaritmo desta função em relação aos parâmetros que se pretende determinar e iguala-se a zero para obter a máxima probabilidade. Os parâmetros são os mesmos do método do  $\chi^2$ :

$$\frac{\partial \ln V}{\partial x} = 0 \quad \frac{\partial \ln V}{\partial y} = 0 \quad \frac{\partial \ln V}{\partial N_e} = 0 \quad \frac{\partial \ln V}{\partial s} = 0$$

Estas equações formam, também, um sistema de 4 equações a 4 variáveis, cujas raízes dão as estimativas dos parâmetros procurados. Este método não foi utilizado neste trabalho.

### 4.1.3 Método do Baricentro

O método do baricentro é utilizado apenas como primeira aproximação e só funciona bem para chuveiros com centro no interior do "array" de detectores. Trata-se de calcular a posição do centro próxima dos detectores de maior medida de densidade tomando-se o centro pesado, pelas fórmulas:

$$x = \frac{x_1 N_1 + x_2 N_2 + \cdots + x_N N_N}{N_1 + N_2 + \cdots + N_N}$$

$$y = \frac{y_1 N_1 + y_2 N_2 + \cdots + y_N N_N}{N_1 + N_2 + \cdots + N_N}$$

onde  $N_i$  é o número de partículas no detector  $i$ .

### 4.1.4 Método Geométrico

Segundo Molière [1], é razoável supor que os chuveiros extensos possuem a mesma função de distribuição lateral (FDL). O método geométrico [2] se fundamenta no fato de que esta função é decrescente com o aumento

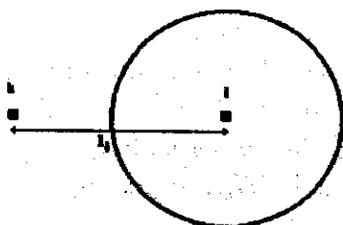


Figura 4.1: Curva definida pela razão das densidades

da distância ao centro, isto é, quanto mais nos afastamos do centro do chuveiro, uma densidade menor de partículas é detectada.

A densidade de partículas a uma profundidade  $t$  e a uma distância  $r$  do eixo do chuveiro, pode ser expressa pela fórmula 2.4. Seja um conjunto de  $N$  detectores, cada um medindo a densidade de partículas que passa por ele ( $\rho_1, \rho_2, \dots, \rho_N$ ). Toma-se o detector com a menor medida de densidade (maior que 0) do conjunto:

$$\rho_k = \min\{\rho_i\} \quad i = 1, \dots, N$$

O detector  $k$  é chamado de *detector de referência*.

A razão entre as densidades de partículas de um detector  $i$  e o detector  $k$ , com  $i \neq k$ , definem uma curva que contém o centro e circunda o detector  $i$ , vide figura 4.1:

$$\frac{\rho_i}{\rho_k} = \frac{f(r_i)}{f(r_k)}$$

onde  $f(r)$  é a FDL. Para determinar a equação da curva formada devemos expressar  $r_k$  em função de  $r_i$ , utilizando a equação acima. Porém, substituindo a expressão da FDL 2.3 na equação acima chegamos em:

$$\frac{\rho_i}{\rho_k} = \left(\frac{r_i}{r_k}\right)^{s-2} \left(\frac{r_1 + r_i}{r_1 + r_k}\right)^{s-4.5}$$

que é transcendental para a relação procurada.

Utilizamos, então, uma aproximação da função de distribuição lateral. Esta é uma aproximação inicial que permite-nos resolver o problema analiticamente. Khristiansen et al [3] propõem a função de aproximação como  $r^{-p}$ , de forma que a densidade fica dada por:

$$\rho \sim N \frac{r^{-p}}{r_1^2}$$

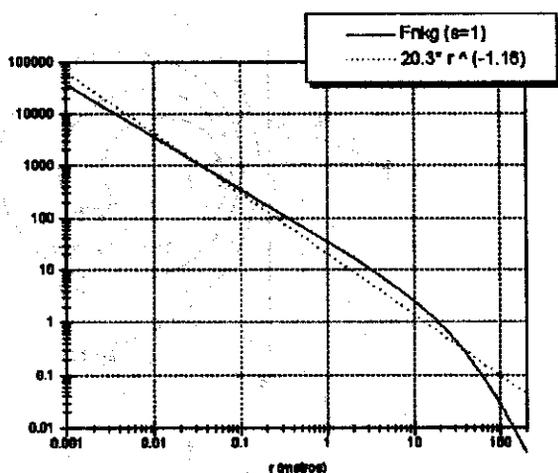


Figura 4.2: Função de distribuição lateral de Nishimura-Kamata-Greisen (para  $s=1$ ) e a função aproximada que melhor a descreve.

A comparação entre a FDL de Nishimura-Kamata-Greisen e a FDL aproximada é representada em função da distância radial ao centro do chuveiro na figura 4.2. Note que a função aproximada se distancia consideravelmente da função correta somente para detectores muito longe do centro do chuveiro.

Com esta aproximação podemos encontrar a expressão procurada:

$$\frac{\rho_k}{\rho_i} = \left(\frac{r_k}{r_i}\right)^p \Rightarrow r_k = r_i \left(\frac{\rho_i}{\rho_k}\right)^{1/p} \equiv r_i \lambda_i$$

onde foi definida a variável  $\lambda_i$ , em função da potência  $p$  e da razão entre as densidades. Note que, por definição,  $\lambda_i \geq 1$  já que  $\rho_k \leq \rho_i$  para qualquer  $i$ . Na figura 4.3 estão representadas as curvas procuradas para diversos valores de  $\lambda_i$ .

O problema é análogo ao da determinação das equipotenciais de um dipolo:  $\Phi(r_i, r_k) = \lambda_i$ . As variáveis  $r_i$  e  $r_k$  se relacionam, então, através de  $\lambda_i$  e pela lei dos cossenos (vide figura 4.3) formando o sistema:

$$\begin{cases} r_k = \lambda_i r_i \\ r_k^2 = r_i^2 + l_i^2 - 2r_i l_i \cos \alpha \end{cases} \quad (4.1)$$

cuja solução para  $r_i > 0$  é dada por:

$$r_i = \left(\frac{l_i}{\lambda_i^2 - 1}\right) \left(\sqrt{\lambda_i^2 - \sin^2 \alpha} - \cos \alpha\right)$$

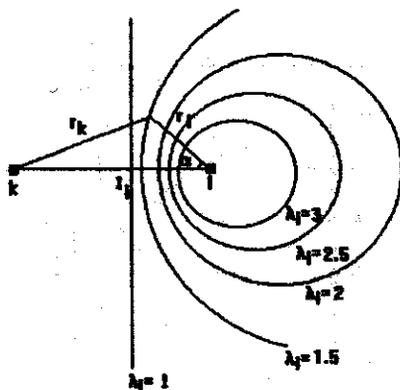


Figura 4.3: Curvas em torno do detector  $i$  para vários valores de  $\lambda_i$ .

substituindo na fórmula acima adequadamente (a origem do sistema de referência coincide com o detector  $i$ ):

$$\sin \alpha = \frac{y}{r_i} \quad , \quad \cos \alpha = -\frac{x}{r_i} \quad , \quad r_i^2 = x^2 + y^2$$

chegamos à equação da curva:

$$\left[ x - \left( \frac{l_i}{\lambda_i^2 - 1} \right) \right]^2 + y^2 = \lambda_i^2 \left( \frac{l_i}{\lambda_i^2 - 1} \right)^2$$

que representa uma circunferência com centro em  $\left( \frac{l_i}{\lambda_i^2 - 1}, 0 \right)$  e de raio  $R_i = \frac{\lambda_i l_i}{\lambda_i^2 - 1}$ . O detector  $i$  se localiza, assim, ao longo do diâmetro da circunferência em uma posição diferente do centro.

Dados 3 detectores, são formadas 2 circunferências, vide figura 4.4. Os pontos pelos quais elas se interceptam são duas soluções possíveis para a posição do centro: uma para um CAE menos energético no interior do "array" e outra para um CAE mais energético no exterior do "array". A ambigüidade é resolvida em uma configuração mínima de 4 detectores, vide figura 4.5.

Na prática, entretanto, as curvas não se interceptam exatamente em um único ponto: há um par de pontos para cada solução. A figura 4.6 ilustra a situação. A distância entre cada par de pontos (representada pelos segmentos de reta  $d_A$  e  $d_B$ ) aumenta com o parâmetro  $p$  (o expoente da FDL aproximada). O aumento, entretanto, é mais lento para o par de pontos correspondentes à solução correta, conforme representamos na figura 4.7. A variação no parâmetro  $p$  implica em variações no raio e posição do centro das circunferências; existe um limite  $p_{\min}$ , abaixo do qual as circunferências não se tocam. Estudando o comportamento das soluções em função do parâmetro  $p$  — dentro

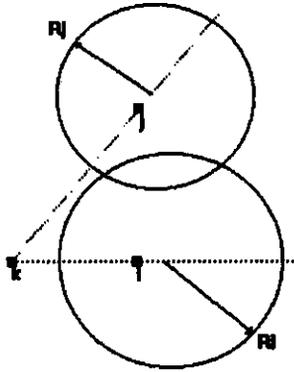


Figura 4.4: Método aplicado para 3 detectores.

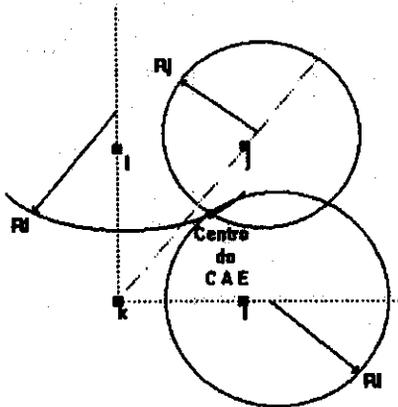


Figura 4.5: Método aplicado para 4 detectores.

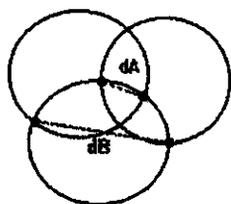


Figura 4.6: Par de pontos definidos para cada solução.

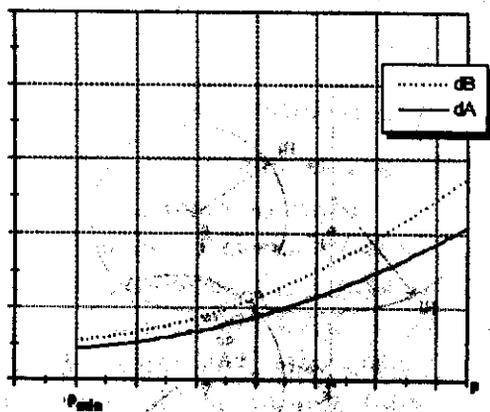


Figura 4.7: Comportamento das distâncias entre os pares de pontos em função do parâmetro  $p$ .

de um intervalo como de  $p_{\min}$  até  $p_{\min} + 10$ , por exemplo — podemos identificar o par de pontos com menor variação de distância e calcular a posição do centro do CAE pela média de suas coordenadas:

$$x_c = \frac{x_A + x_B}{2} \quad e \quad y_c = \frac{y_A + y_B}{2}$$

Para calcular as coordenadas finais dos pontos utilizamos  $p = p_{\min}$ , pois é o valor em que os pontos mais se aproximam, vide figura 4.7.

## 4.2 Simulações

As simulações das propriedades dos CAE's pelo Método de Monte Carlo são ferramentas muito úteis. Podemos estudar a eficiência dos vários métodos na determinação da posição do centro através destas simulações. Para tanto é necessário que se utilize de um modelo que descreva as características dos chuveiros. Estamos interessados, ainda, em estimar a influência que as flutuações dos detectores produzem na determinação dos parâmetros dos chuveiros. Se faz necessário, também, um modelo para simular o comportamento dos detectores e do arranjo experimental. Discutiremos os modelos utilizados nas simulações e, em seguida, o resultados das aplicações dos métodos mais comuns no problema da determinação do centro dos CAE's.

### 4.2.1 Modelo de Chuveiro Atmosférico Extenso

Vimos no Capítulo 2 que a componente eletromagnética se desenvolve lateralmente por toda a extensão do chuveiro. As outras duas componentes são importantes apenas para regiões próximas do centro (hadronica) ou distantes do centro (muônica), portanto, para se estudar estas componentes é preciso conhecer previamente a posição do centro do chuveiro. A determinação da posição do centro é um problema experimental. Utilizamos, dessa forma, uma simulação da componente eletromagnética para simular um chuveiro atmosférico no estudo da determinação do centro.

As propriedades dos chuveiros extensos são influenciadas diretamente pela energia da partícula primária. Dependendo da faixa de energia a que o primário pertença ocorrem processos físicos diferentes com as partículas que compõem o chuveiro. Os estudos das propriedades dos CAE's são em muitos casos parametrizados pela energia do primário. Iniciamos, então, com um primário de energia  $E_0$  penetrando verticalmente no topo da atmosfera.

A atmosfera terrestre possui uma espessura  $T = 1030 \text{ g cm}^{-2}$ , o que corresponde a  $\sim 27.3$  comprimentos de radiação. Consideramos que o primário interage com livre caminho médio de interações fortes,  $\lambda \sim 80 \text{ g cm}^{-2}$ . Percorre, portanto, uma parte da atmosfera, vindo a interagir a uma profundidade  $t_p$ , dando origem a um chuveiro do qual consideraremos somente a componente majoritária para experimentos

de superfície, que é a cascata eletromagnética. Ao nível do mar a cascata se desenvolveu por uma profundidade  $t = T - t_p$ .

A esta profundidade, o número total de elétrons da cascata — vide equação 2.2 — é dado por:

$$N_e(E_0, t) = \frac{0.31}{\sqrt{\beta_0}} \exp \left[ t \left( 1 - \frac{3}{2} \ln s \right) \right]$$

onde  $t = X/X_0 = T - t_p$  é a profundidade do desenvolvimento do chuveiro na atmosfera em comprimentos de radiação (c.r.),  $\beta_0 = \ln \frac{E_0}{\epsilon_0}$ , e  $s = \frac{3t}{t+2\beta_0}$ .

Na simulação, sorteamos a profundidade de interação  $t_p$  com distribuição de probabilidade uniforme no intervalo  $[0, 27.3]$  c.r.. Calculamos, então, a profundidade do desenvolvimento do chuveiro  $t = T - t_p$ .

De posse dos valores de  $E_0$  e de  $t$ , podemos calcular a idade do chuveiro ( $s$ ) e o número total de elétrons ( $N_e$ ) a profundidade  $t$ .

Consideramos, então, que este chuveiro passa por um conjunto de detectores dispostos horizontalmente na superfície terrestre ao nível do mar. Definimos um sistema de referência cartesiano com origem e orientação arbitrários no plano de detecção. Assim, cada detector possui suas próprias coordenadas neste sistema ( $x_i, y_i$ ) e o centro do chuveiro é localizado nas coordenadas ( $x_0, y_0$ ). Como não existe nenhuma posição preferencial para as coordenadas do centro, sorteamos os valores de  $x_0$  e de  $y_0$ , com distribuição uniforme, dentro de um intervalo definido *a priori*. O intervalo é limitado pela área útil da experiência, que é a área dentro da qual o experimento é capaz de detectar CAE's. A área útil é determinada pela quantidade de detectores utilizados, pela área na qual estão dispostos e pelo limiar de discriminação dos detectores. Neste estudo, vamos simular chuveiros cujo eixo de desenvolvimento dista do centro do laboratório em até 100 m.

Sabendo-se os valores de ( $x_0, y_0$ ), de  $N_e$  e de  $s$ , podemos calcular a densidade de elétrons que passa por cada detector (pela equação 2.4):

$$\rho_i = \frac{N_e}{r_1^2} f_{nkg}(r_i, s)$$

onde  $r_i = \sqrt{(x_i - x_0)^2 + (y_i - y_0)^2}$ ,  $r_1 = 91$  m e  $f_{nkg}$  é a função de distribuição lateral (dada na equação 2.3):

$$f_{nkg} = C(s) \left( \frac{r_i}{r_1} \right)^{s-2} \left( 1 + \frac{r_i}{r_1} \right)^{s-4.5}$$

onde podemos tomar a normalização:

$$C(s) = \frac{\Gamma(4.5 - s)}{2\pi \Gamma(s) \Gamma(4.5 - 2s)}$$

As densidades de partículas em cada detector são, então, utilizadas como parâmetros de entrada nos métodos de cálculo do centro.

### 4.2.2 Modelo de Detector

Uma partícula carregada passando por um cintilador plástico, como o que usamos, produz um sinal cuja distribuição é aquela dada no final do Capítulo 3. Para simular a passagem de 1 partícula no cintilador, sorteamos o sinal analógico segundo este espectro.

Simulamos vários chuveiros passando por um conjunto de detectores em uma configuração dada. Estamos interessados no estudo de um "array" genérico, de forma que não vamos nos limitar à configuração do EASCAMP.

Seja um conjunto de  $N$  detectores dispostos em um plano horizontal. Por cada detector passa uma densidade de partículas  $\rho_i$ , com  $i = 1, \dots, N$ , dada pela simulação do chuveiro. Vamos supor que cada detector possui área de  $1 \text{ m}^2$ , de forma que o número de partículas em cada um pode ser tomado por:

$$N_i = \text{int}(\rho_i)$$

Cada partícula que passa pelo detector produz um sinal cuja distribuição é dada pelo espectro de 1 partícula e o sinal de mais de uma partícula é a soma dos sinais individuais. Para simular o sinal de  $N_i$  partículas devemos sortear o sinal de cada uma de acordo com o espectro de 1 partícula e somá-los:

$$ADC_i = \sum_{k=1}^{N_i} \text{sort}_k$$

onde  $ADC_i$  é o valor em canais de ADC da leitura do detector  $i$  com  $N_i$  partículas e  $\text{sort}_k$  é a variável randômica sorteada com distribuição de probabilidade dada pelo espectro de 1 partícula. Utiliza-se a própria distribuição experimental no sorteio através da subrotina HRNDM1 da CERNLIB [4].

Como utilizamos as densidades de partícula como parâmetros de entrada para o cálculo da posição do centro, devemos retornar ao número de partículas a partir do valor da leitura do ADC. Vimos que esta conversão é feita pela fórmula:

$$N'_i = \frac{ADC_i - \text{ped}_i}{\text{med}_i}$$

onde  $\text{ped}_i$  é o pedestal do ADC do detector  $i$  e  $\text{med}_i$  é o valor da média da distribuição de sinais de 1 partícula do detector  $i$ .

Os detectores possuem área unitária, de forma que a densidade superficial é numericamente igual ao número de partículas:  $\rho'_i = N'_i$ . Chegamos, então, a um novo conjunto de densidades de partículas a serem utilizadas nos métodos como parâmetros de entrada. Os valores obtidos refletem a flutuação nos sinais dos detectores. O nosso objetivo é estudar como esta flutuação interfere nos cálculos posteriores.

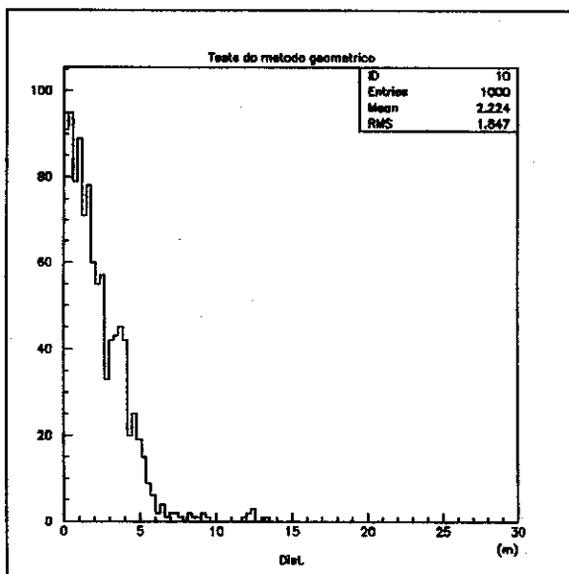


Figura 4.8: Resultado do método geométrico.

### 4.2.3 Teste do Método Geométrico

Para testar a eficiência do método geométrico foram simulados 1000 chuveiros verticais originados por um primário de  $10^{14}$  eV. A profundidade de interação foi tomada aleatoriamente em toda a atmosfera. Definimos o sistema de referência a partir do centro de um "array" idêntico ao EASCAMP. Vimos que a configuração mínima exigida no método geométrico é a de 4 detectores, por isso utilizamos a configuração do EASCAMP para estimar a eficiência do método. O centro do chuveiro simulado foi tomado aleatoriamente, com suas coordenadas variando no intervalo  $[-10\text{ m}, 10\text{ m}]$ .

Não incluímos no teste a flutuação do detector, pois em primeira aproximação estamos interessados em avaliar os erros intrínsecos ao método.

Simulamos o chuveiro da maneira descrita acima até obter os valores de densidade em cada detector. Em seguida aplicamos o método para obter a posição do centro e calculamos a distância entre o centro calculado  $(x, y)$  e o centro simulado  $(x_0, y_0)$ :

$$dist = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}$$

A figura 4.8 mostra os resultados obtidos. O método reproduziu o centro simulado com erro menor que 5 m em cerca de 97% dos casos.

A figura 4.9 representa a correlação entre a abscissa do centro calculado  $(x)$  com a do centro simulado  $(x_0)$ . Note que os maiores desvios ocorrem para chuveiros com centro longe do centro do laboratório. Os

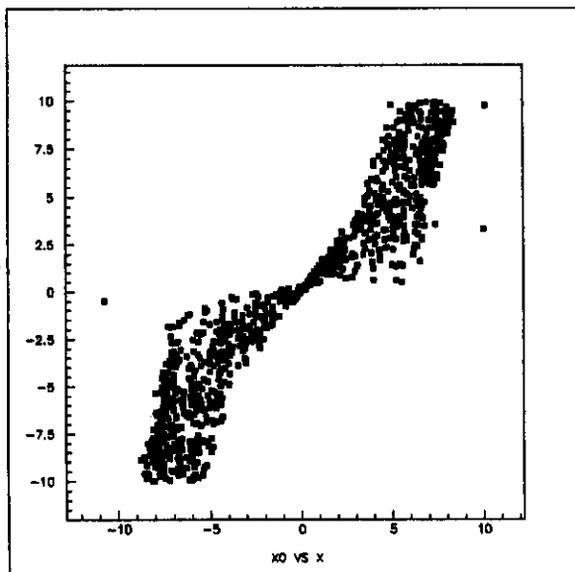


Figura 4.9: Correlação entre a abscissa do centro calculado e a abscissa do centro simulado.

chuveiros foram simulados próximos ao centro do laboratório,  $|x_0| \leq 10 \text{ m}$  e  $|y_0| \leq 10 \text{ m}$ , um "array" como o EASCAMP pode detectar chuveiros distantes em até cerca de  $100 \text{ m}$ . Então o erro da ordem de  $5 \text{ m}$  ainda é muito grande, pois para chuveiros mais distantes e incluindo-se a flutuação do detector ele tende a ser ainda maior.

Em sua configuração mínima, portanto, o método é bom apenas como primeira aproximação.

#### 4.2.4 Teste do Método da Minimização

Foi feito, também, um estudo envolvendo a minimização do  $\chi^2$ . Comparamos inicialmente os resultados da simulação para um dado "array" e entre os mesmos chuveiros em duas situações diferentes: com a flutuação dos detectores e sem a flutuação dos detectores.

Dado um "array" de detectores, simulamos a passagem de chuveiros verticais com a profundidade de interação do primário escolhida aleatoriamente por toda a atmosfera com distribuição de probabilidade uniforme.

Os chuveiros são simulados de acordo com o modelo, pelo qual obtém-se a densidade de partículas em cada detector. Para um mesmo chuveiro o cálculo dos parâmetros procurados é feito duas vezes: primeiramente introduzindo a flutuação do detector e em seguida sem esta flutuação. Vimos que os parâmetros de entrada do método são as densidades de partículas em cada detector, então, o cálculo dos parâmetros é

feito primeiramente utilizando-se as densidades "flutuadas" (conforme descrito no modelo de detector) e em seguida retoma-se as densidades sem flutuação que são reaplicadas no método. Comparando-se os dois resultados, podemos estimar a influência que os cintiladores exercem na precisão das medidas de interesse.

Vimos que a função  $\chi^2$  depende de 4 parâmetros: as coordenadas do centro do CAE ( $x$ ,  $y$ ), do número total de elétrons ( $N_e$ ) e da idade do chuveiro ( $s$ ). A escolha dos parâmetros iniciais foi feita da seguinte forma: as coordenadas do centro são estimadas através da aplicação do método geométrico (em estudos preliminares o método do baricentro se mostrou ineficaz); a idade tomada pelo valor da idade média dos chuveiros ao nível do mar ( $s = s_{med} \sim 1$ ); e o número total de elétrons pela densidade em um dado detector do "array" (escolhemos o detector número 1) e pela função de distribuição lateral que é função das coordenadas e da idade:

$$N_e = \frac{\rho_1 \cdot r_1^2}{f_{nkg}(x_1, y_1, s = 1)}$$

Sabendo-se os parâmetros iniciais, utilizamos os algoritmos de minimização do MINUIT [4] para calcular os valores destes no mínimo da função. A condição de parada foi estabelecida para uma variação menor que 0.001 para as coordenadas do centro e idade e menor que 1 para o número de elétrons.

Fizemos o teste da simulação em 5 casos distintos:

1. "Array" de 9 detectores em configuração de rede, com separação de 10 m entre eles, para chuveiros com centro distante em até 100 m do centro do "array" ( $r_{max} = 100m$ ) e para primários de  $10^{15}eV$ .
2. "Array" de 25 detectores em configuração de rede, com separação de 10 m entre eles, para chuveiros com centro distante em até 100 m do centro do "array" ( $r_{max} = 100m$ ) e para primários de  $10^{15}eV$ .
3. "Array" de 9 detectores em configuração de rede, com separação de 20 m entre eles, para chuveiros com centro distante em até 100 m do centro do "array" ( $r_{max} = 100m$ ) e para primários de  $10^{15}eV$ .
4. "Array" de 9 detectores em configuração de rede, com separação de 10 m entre eles, para chuveiros com centro distante em até 20 m do centro do "array" ( $r_{max} = 20m$ ) e para primários de  $10^{15}eV$ .
5. "Array" de 9 detectores em configuração de rede, com separação de 10 m entre eles, para chuveiros com centro distante em até 100 m do centro do "array" ( $r_{max} = 100m$ ) e para primários de  $10^{16}eV$ .

Desta forma, podemos comparar para cada caso os resultados com e sem a flutuação do detector e comparar o caso número 1 com os outros 4 casos, pois alteramos 1 parâmetro por vez entre eles.

Nas figuras 4.10 até 4.14 estão representados os resultados do método em cada caso descrito. São apresentados os histogramas das distâncias entre os centros simulados e calculados e a correlação de suas abscissas, nas duas situações (com e sem flutuação). No caso dos histogramas, o método é tanto melhor quanto mais próximo de zero se encontra a distribuição. E no caso da correlação, o método se mostra tanto melhor quanto mais esta se aproxima de uma reta de inclinação de  $45^{\circ}$ .

Como era de se esperar, a flutuação do detector piora a resolução do método em todos os casos. Este resultado mostra que, devido à existência dos espectros de sinais nos cintiladores, estes exercem uma importante influência na precisão da determinação da posição do centro (e conseqüentemente na determinação dos outros parâmetros) que deve ser levada em consideração na estimativa da precisão dos experimentos de chuveiros atmosféricos.

A tabela a seguir complementa a informação dos histogramas. Procuramos pela distância que contém 90% dos eventos para cada caso e nas duas situações ( $d_{90\%}$ ), esta é uma maneira de se estimar a precisão na medida da posição do centro. O erro percentual é definido dividindo-se esta distância pelo  $r_{\max}$  do caso em questão e multiplicando por 100.

Descrição:	$d_{90\%}$	Erro Percentual :
Caso 1 (sem flutuação)	57.25m	57.25%
Caso 1 (com flutuação)	64.75m	64.75%
Caso 2 (sem flutuação)	13.00m	13%
Caso 2 (com flutuação)	38.00m	38%
Caso 3 (sem flutuação)	9.25m	9.25%
Caso 3 (com flutuação)	43.00m	43%
Caso 4 (sem flutuação)	.026m	0.13%
Caso 4 (com flutuação)	1.75m	8.75%
Caso 5 (sem flutuação)	25.75m	25.75%
Caso 5 (com flutuação)	52.25m	52.25%

Para interpretar os resultados obtidos vamos comparar o primeiro caso com os outros quatro.

Do primeiro para o segundo caso foi aumentado o número de detectores de 9 para 25; como era de se esperar a precisão na localização do centro foi melhorada, isto ocorre porque com uma quantidade maior de detectores é feita uma melhor amostragem do chuveiro. Além disso a área por onde estão espalhados os detectores é maior, o que favorece o método. Este fato pode ser comprovado comparando-se o primeiro com o terceiro caso: eles contêm o mesmo número de detectores e fo-

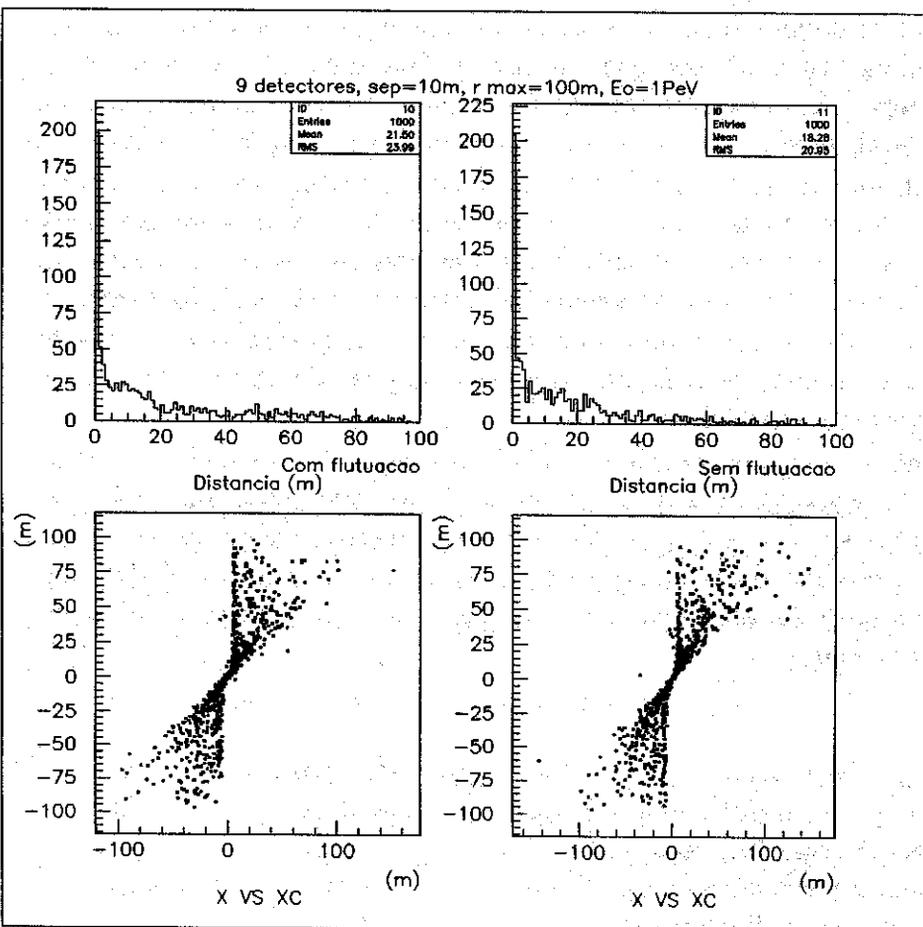


Figura 4.10: Resultados para o caso 1. Acima: histogramas das distâncias do centro simulado ao centro calculado. Abaixo: correlação entre as abscissas simuladas e calculadas. Os gráficos à esquerda representam os resultados com a flutuação do detector e à direita sem a flutuação do detector.

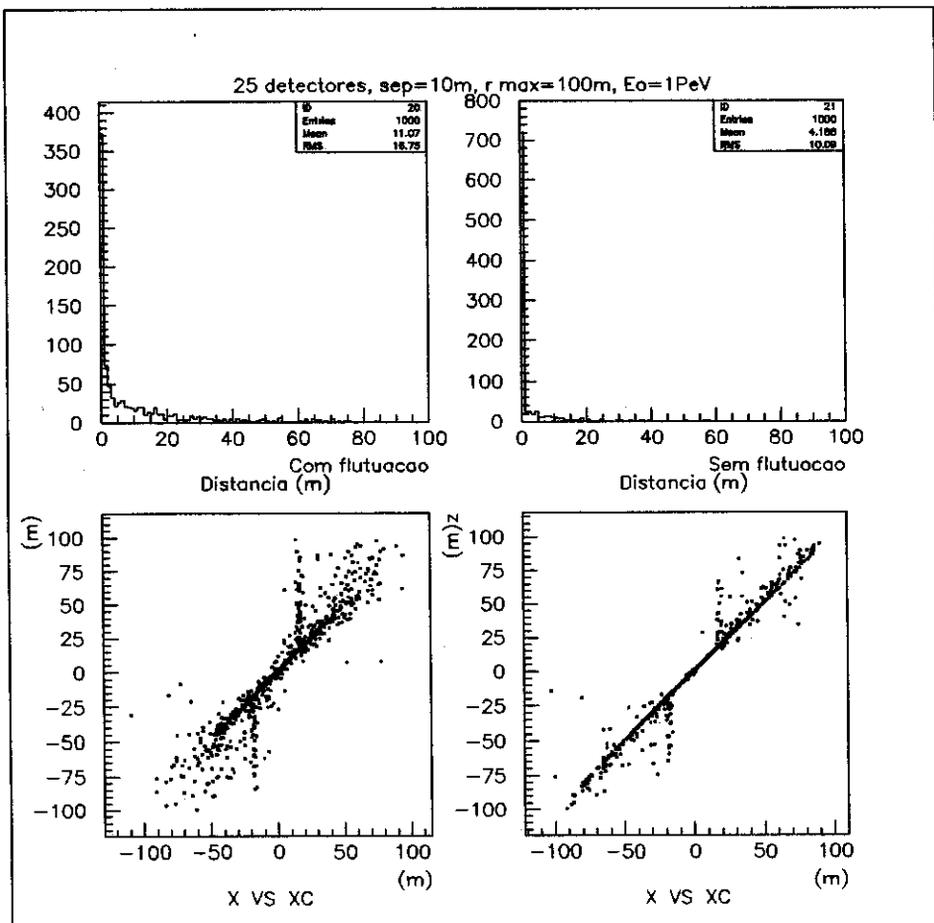


Figura 4.11: Resultados para o caso 2. Acima: histogramas das distâncias do centro simulado ao centro calculado. Abaixo: correlação entre as abscissas simuladas e calculadas. Os gráficos à esquerda representam os resultados com a flutuação do detector e à direita sem a flutuação do detector.

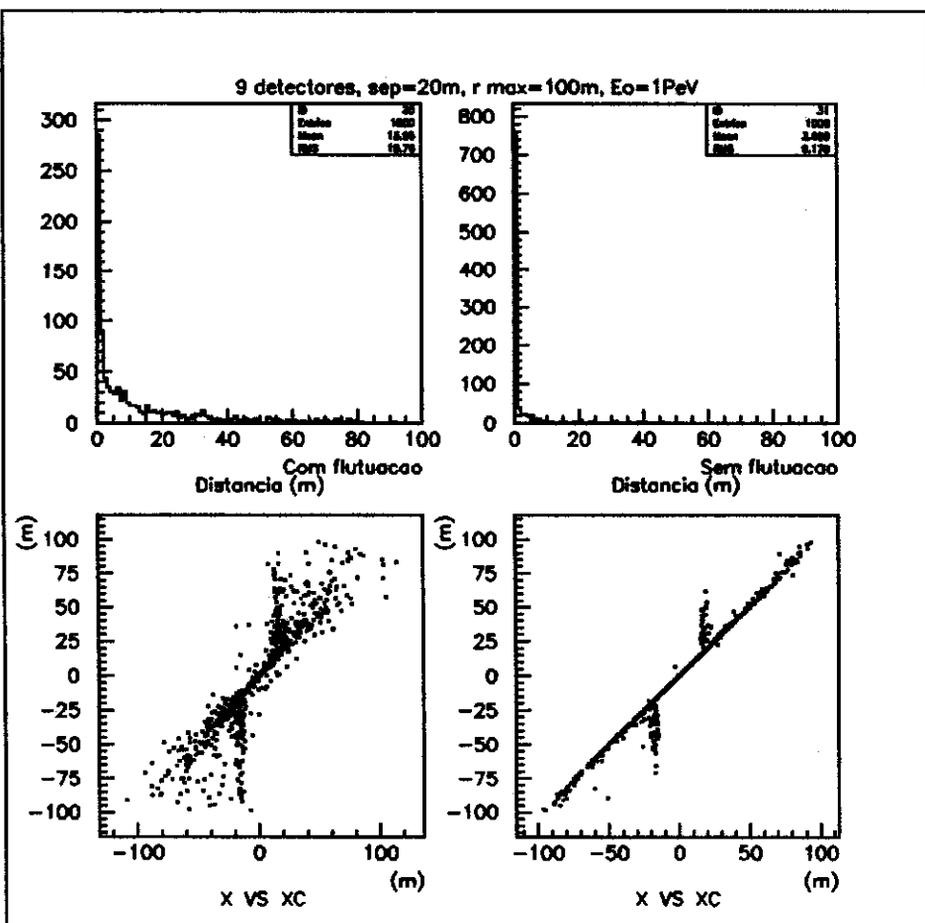


Figura 4.12: Resultados para o caso 3. Acima: histogramas das distâncias do centro simulado ao centro calculado. Abaixo: correlação entre as abscissas simuladas e calculadas. Os gráficos à esquerda representam os resultados com a flutuação do detector e à direita sem a flutuação do detector.

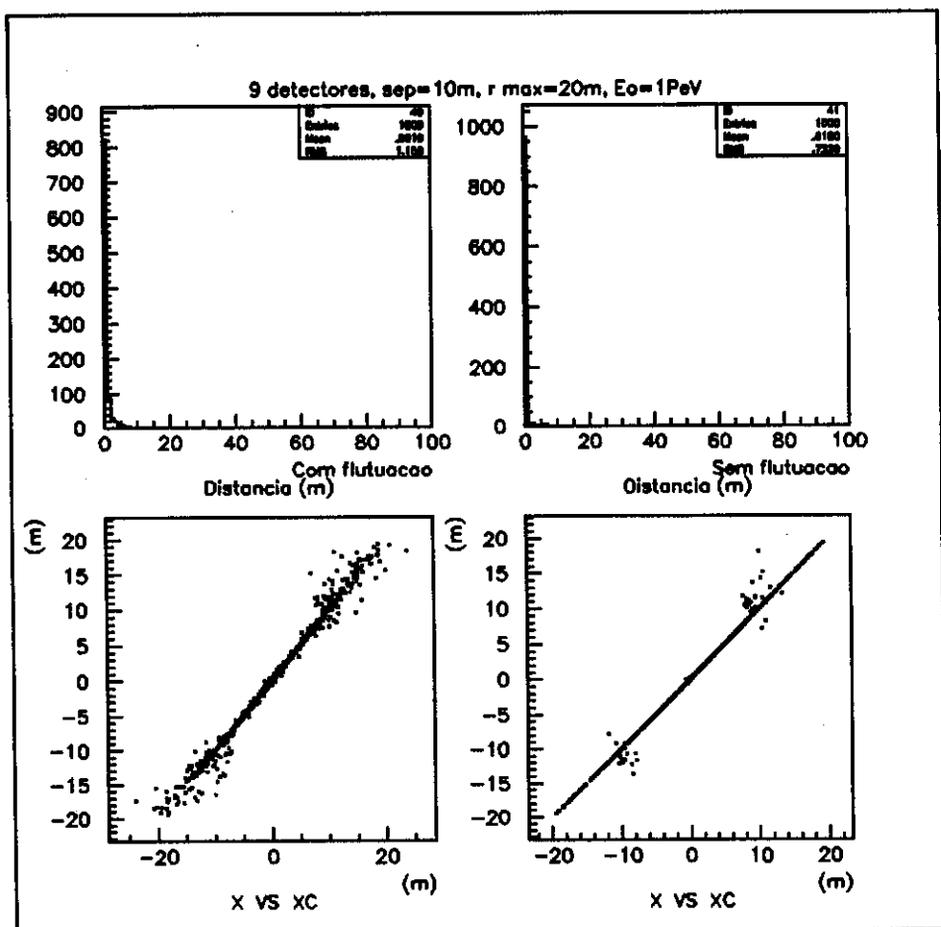


Figura 4.13: Resultados para o caso 4. Acima: histogramas das distâncias do centro simulado ao centro calculado. Abaixo: correlação entre as abscissas simuladas e calculadas. Os gráficos à esquerda representam os resultados com a flutuação do detector e à direita sem a flutuação do detector.

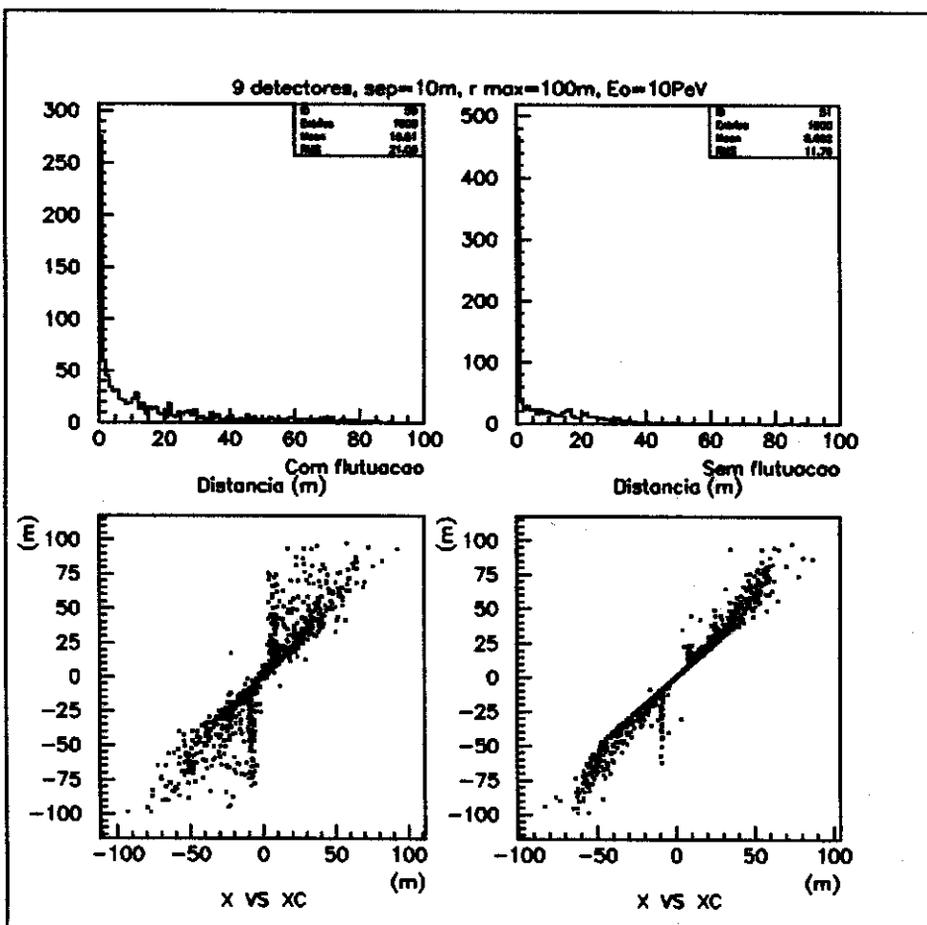


Figura 4.14: Resultados para o caso 5. Acima: histogramas das distâncias do centro simulado ao centro calculado. Abaixo: correlação entre as abscissas simuladas e calculadas. Os gráficos à esquerda representam os resultados com a flutuação do detector e à direita sem a flutuação do detector.

ram simulados chuveiros com a mesma distância máxima do centro do "array", mas a separação entre os detectores foi alterada. No terceiro caso, a área onde os detectores estão dispostos é maior e a precisão no cálculo do centro é maior, isto sugere que os chuveiros são mais bem caracterizados quando possuem seu centro no interior do "array". Vemos que o simples fato de aumentar a separação entre os detectores é vantajoso, e melhora tanto a precisão quanto a construção de novos detectores, além de ser mais econômico. O fato de que a caracterização é mais precisa para os chuveiros cujos centros se encontram no interior do "array" é comprovada pela comparação entre o primeiro e o quarto caso. No quarto caso, foi diminuída a distância máxima dos centros dos chuveiros simulados até o centro do "array" em relação ao primeiro caso de 100 m para 20 m e, conforme discutimos acima, há uma melhor resolução pois existem mais chuveiros com o centro no interior do "array" e quanto mais próximo o chuveiro se encontra do "array" melhor é a localização do seu centro. Finalmente, no quinto caso foi aumentada a energia do primário em relação ao primeiro caso. A diferença fundamental está somente nos valores das densidades, que no quinto caso são maiores do que no primeiro. Percebemos, ainda assim, uma ligeira melhora para a situação com a flutuação dos detectores e uma melhora significativa para a situação sem a flutuação dos detectores.

Essas considerações que fizemos aqui são úteis na escolha do regime de trabalho de um "array", isto é, sua configuração geométrica, o número de detectores empregados, o regime de "trigger", etc. Estes parâmetros são fundamentais no projeto de uma experiência de chuveiros extensos.

#### 4.2.5 Número total de elétrons ( $N_e$ ) e idade ( $s$ )

Nas figuras 4.15 até 4.19 temos os resultados da simulação de teste da minimização do  $\chi^2$  na determinação dos parâmetros  $N_e$  e  $s$ . Vimos que nesta simulação são comparadas as respostas do método com a flutuação e sem a flutuação dos detectores. Nestas figuras, temos o comportamento das razões  $N_e(\text{simulado})/N_e(\text{calculado})$  e  $s(\text{simulada})/s(\text{calculada})$  em função da distância do centro calculado ao centro simulado. Assim temos condição de prever o erro na medida destes parâmetros a partir da precisão no cálculo do centro.

O método acerta toda vez que as razões se aproximam de 1. Podemos perceber o quanto o cálculo do centro é importante para este método, pois as referidas razões só se aproximam de 1 quando a distância é próxima de 0, ou seja, quando se acerta na posição do centro, se acerta também o cálculo de  $N_e$  e de  $s$ . Além disso, notamos que a flutuação dos detectores aumenta também a flutuação destas razões, o que indica que o comportamento dos cintiladores reduz a precisão da determinação dos parâmetros do  $\chi^2$ . Outro fato que podemos perceber é que a medida da idade do chuveiro é mais sensível aos erros do método do que a medida do número total de elétrons: a razão

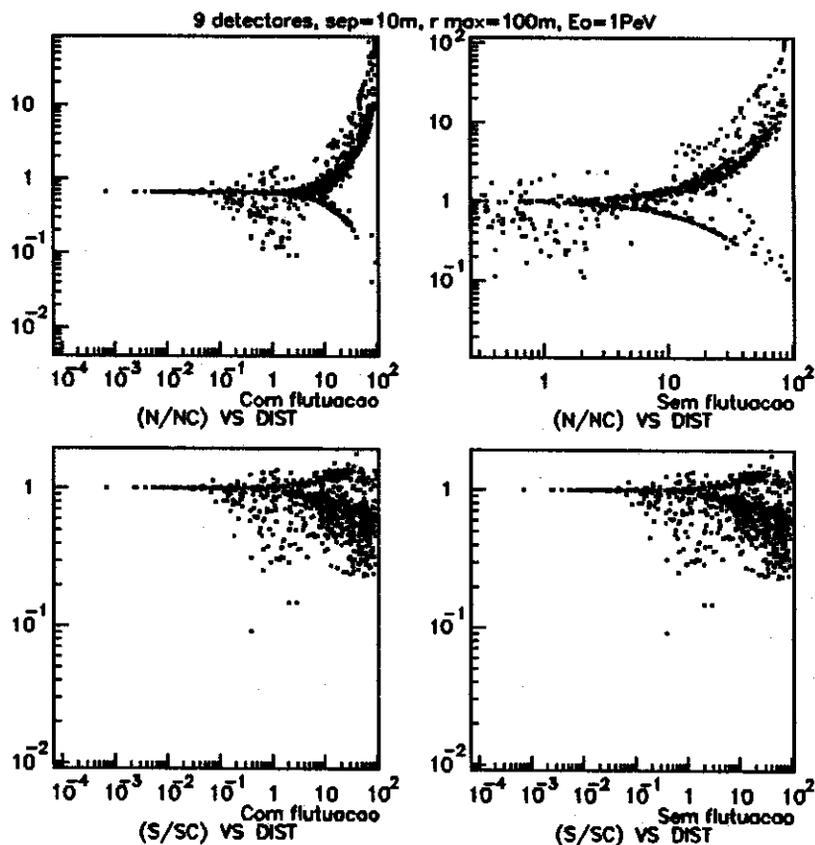


Figura 4.15: Resultados da minimização para o número total de elétrons e para a idade do chuva no caso 1. São representadas as razões  $(N/NC)$  e  $(S/SC)$  em função da distância (DIST) do centro simulado ao centro calculado (em metros), onde  $N$  é o número total de elétrons simulado,  $NC$  é o número total de elétrons calculado,  $S$  é a idade simulada e  $SC$  é a idade calculada.

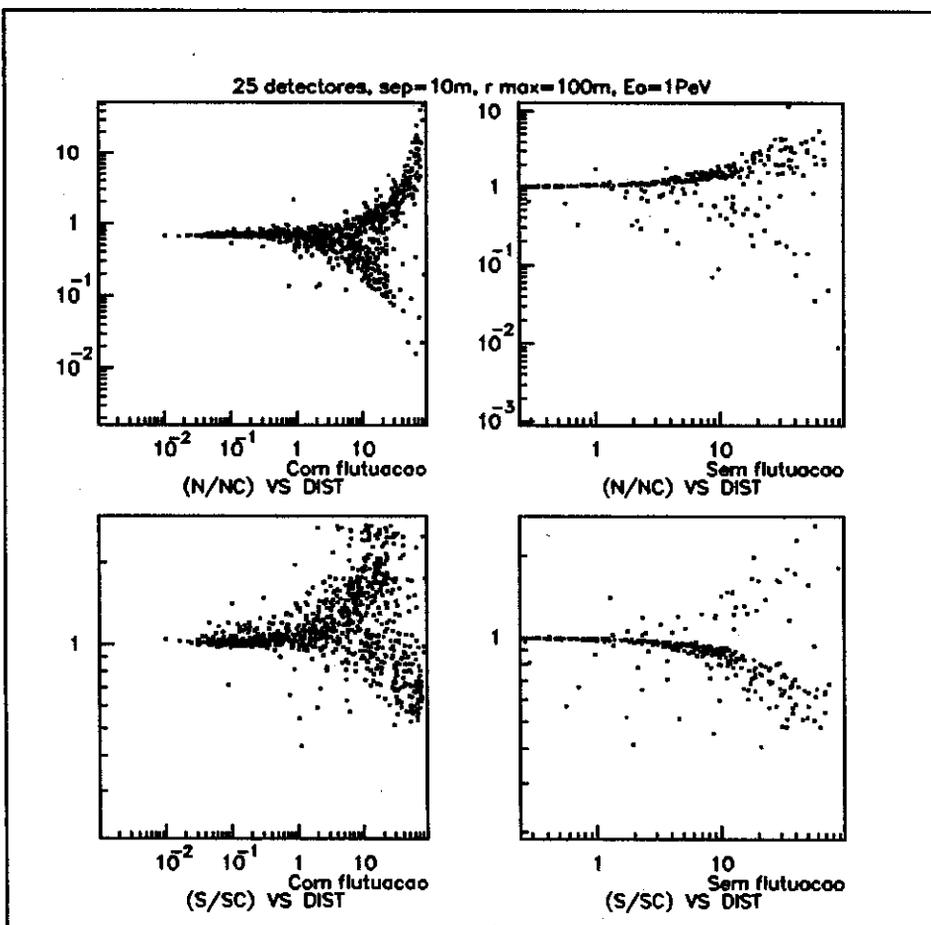


Figura 4.16: Resultados da minimização para o número total de elétrons e para a idade do chuvaire no caso 2. São representadas as razões  $(N/NC)$  e  $(S/SC)$  em função da distância (DIST) do centro simulado ao centro calculado (em metros), onde  $N$  é o número total de elétrons simulado,  $NC$  é o número total de elétrons calculado,  $S$  é a idade simulada e  $SC$  é a idade calculada.

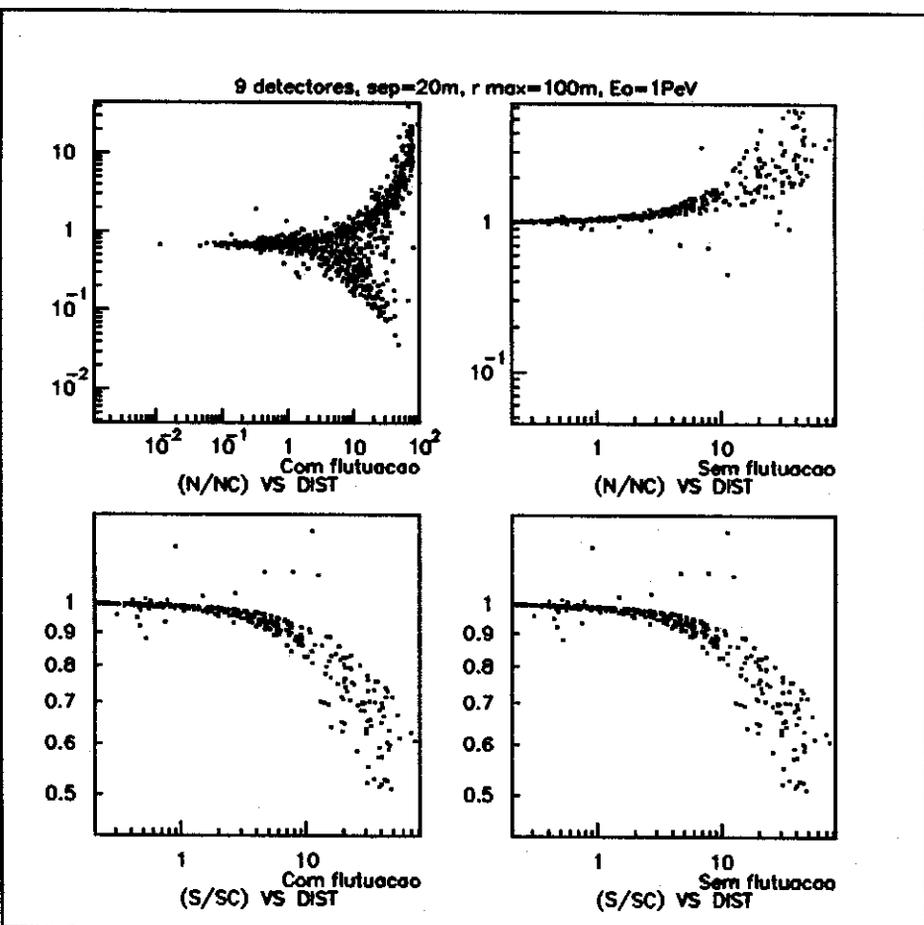


Figura 4.17: Resultados da minimização para o número total de elétrons e para a idade do chuveiro no caso 3. São representadas as razões  $(N/NC)$  e  $(S/SC)$  em função da distância (DIST) do centro simulado ao centro calculado (em metros), onde  $N$  é o número total de elétrons simulado,  $NC$  é o número total de elétrons calculado,  $S$  é a idade simulada e  $SC$  é a idade calculada.

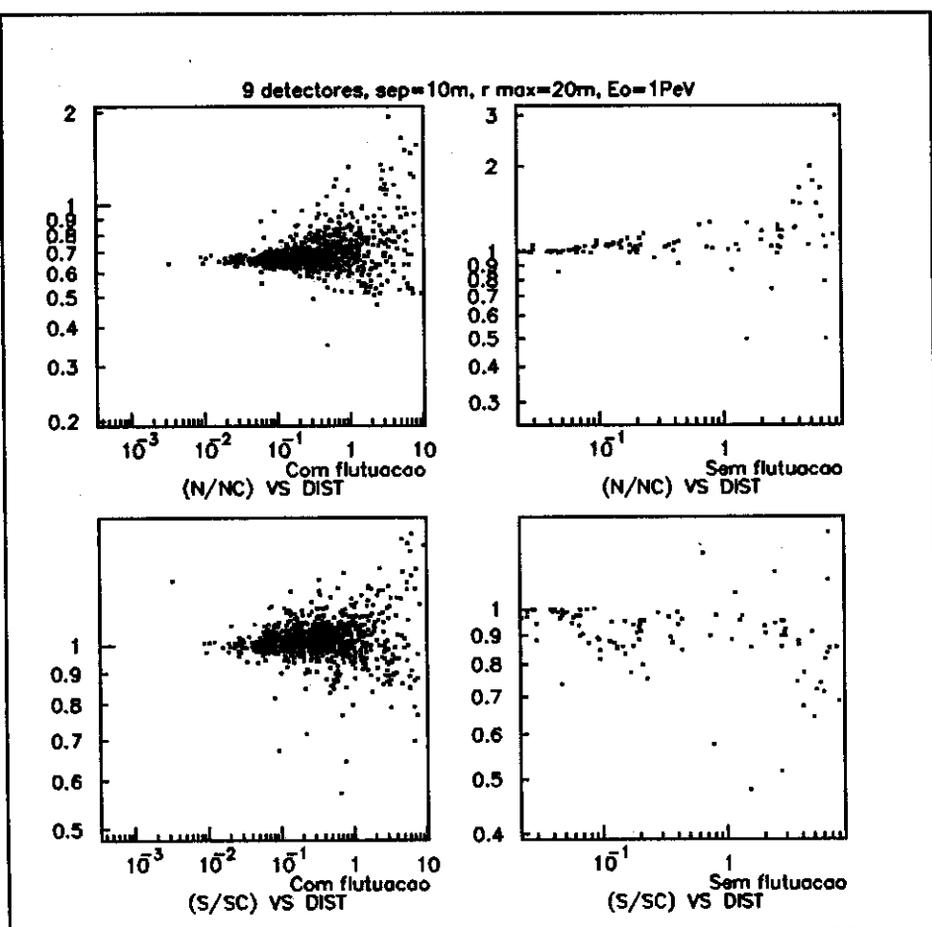


Figura 4.18: Resultados da minimização para o número total de elétrons e para a idade do chuva no caso 4. São representadas as razões  $(N/NC)$  e  $(S/SC)$  em função da distância (DIST) do centro simulado ao centro calculado (em metros), onde  $N$  é o número total de elétrons simulado,  $NC$  é o número total de elétrons calculado,  $S$  é a idade simulada e  $SC$  é a idade calculada.

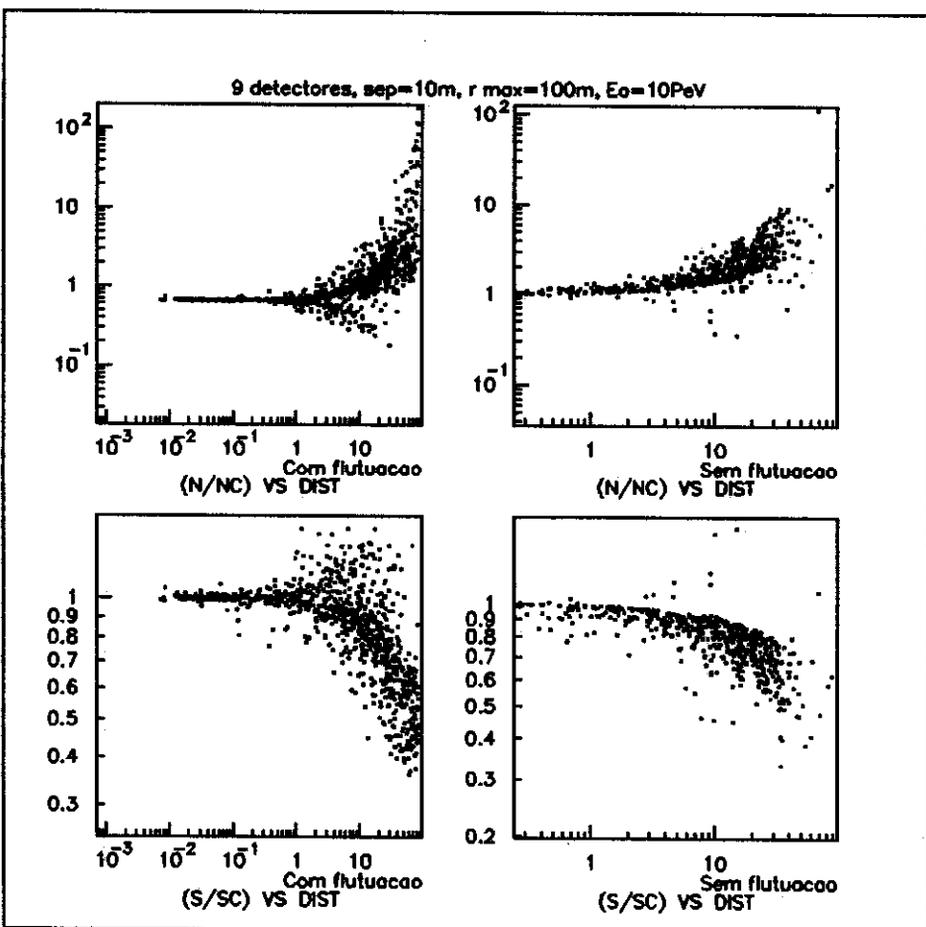


Figura 4.19: Resultados da minimização para o número total de elétrons e para a idade do chuva no caso 5. São representadas as razões  $(N/NC)$  e  $(S/SC)$  em função da distância (DIST) do centro simulado ao centro calculado (em metros), onde  $N$  é o número total de elétrons simulado,  $NC$  é o número total de elétrons calculado,  $S$  é a idade simulada e  $SC$  é a idade calculada.

$s(\text{simulada})/s(\text{calculada})$  tem um intervalo de flutuação maior que a razão  $Ne(\text{simulado})/Ne(\text{calculado})$  para um dado valor de distância, em ambas as situações (com ou sem flutuação).

### 4.2.6 Energia do primário ( $E_0$ )

O parâmetro  $E_0$  que aparece nas equações da teoria de cascatas eletromagnéticas pode ser estimado pelo método apresentado nesta seção. Este parâmetro é comumente denominado energia do primário, mas na verdade corresponde à energia total contida na componente eletromagnética dos chuveiros. Numa interação hadrônica qualquer, no início ou em etapas posteriores do desenvolvimento do chuveiro, somente uma fração da energia do primário será carregada pela componente eletromagnética. Entretanto, considera-se que a ordem de grandeza das energias do primário e da componente eletromagnética dos chuveiros é a mesma.

Partindo das fórmulas do número total de elétrons e da idade, podemos encontrar uma relação envolvendo apenas  $E_0$ ,  $Ne$  e  $s$ . Basta, para isto eliminar a profundidade de interação destas duas fórmulas:

$$s = \frac{3t}{t + 2\beta_0} \quad \Rightarrow \quad t = \frac{2s\beta_0}{3 - s}$$

Substituindo esta relação para  $t$  na fórmula do número total de elétrons, vem:

$$Ne = \frac{0.31}{\sqrt{\beta_0}} \exp \left[ \frac{2s\beta_0}{3 - s} \left( 1 - \frac{3}{2} \ln s \right) \right] = \frac{0.31}{\sqrt{\beta_0}} \exp [\beta_0 \cdot f(s)]$$

onde  $f(s) = \frac{2s}{3-s} \left( 1 - \frac{3}{2} \ln s \right)$ .

Esta relação pode ser reescrita como:

$$\sqrt{\beta_0} = \frac{0.31}{Ne} \exp [\beta_0 \cdot f(s)]$$

e lembrando-se que  $\beta_0 = \ln \left( \frac{E_0}{\epsilon_0} \right)$ , onde  $\epsilon_0$  é uma constante, vemos que a fórmula acima somente depende de  $E_0$ ,  $Ne$  e  $s$ .

Portanto, sabendo-se  $Ne$  e  $s$ , podemos estimar o valor de  $E_0$  pela resolução numérica da equação transcendental em  $\beta_0$  acima.

Utilizamos novamente os algoritmos do MINUIT para determinação do parâmetro  $\beta_0$ , com condição de parada em correções menores que 0.001 neste parâmetro. Substituindo-se os valores de  $Ne(\text{calculado})$  e  $s(\text{calculada})$  das simulações estudadas nesta seção e usando como estimativa inicial de  $E_0$  a parametrização [5]:

$$E_0 = 4 \cdot 10^{14} \left( \frac{Ne}{10^6} \right)^{0.9}$$

Os resultados são apresentados nas figuras 4.20 até 4.24. Estão representados os histogramas do logaritmo na base 10 do valor obtido

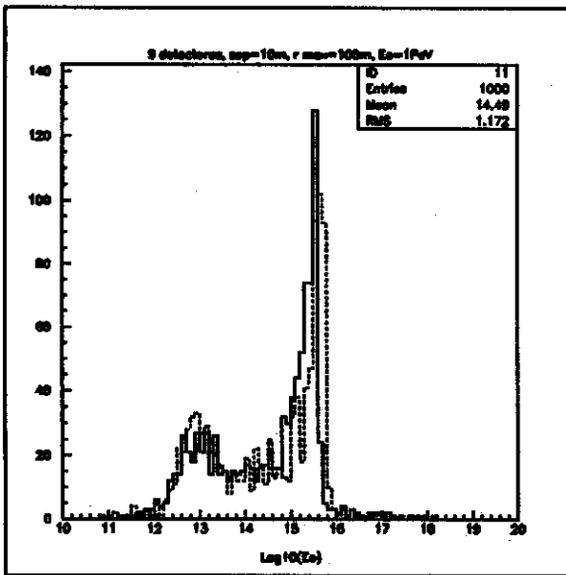


Figura 4.20: Resultados para o caso 1. Foram simulados chuviros de  $10^{15}$  eV. A linha cheia indica os dados sem a flutuação do detector e a linha tracejada os dados com a flutuação do detector.

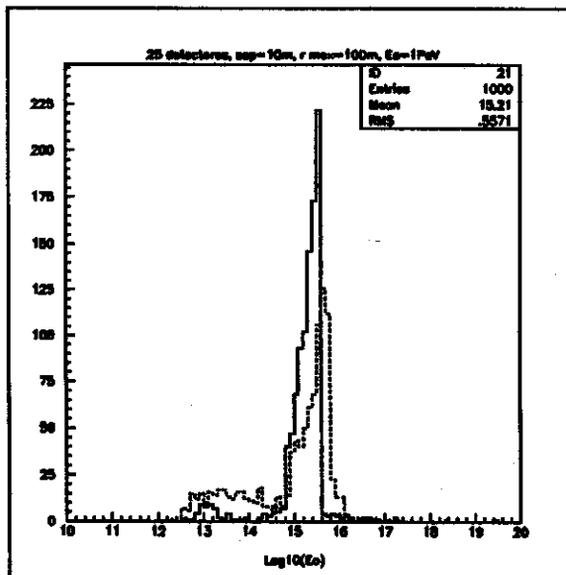


Figura 4.21: Resultados para o caso 2. Foram simulados chuviros de  $10^{15}$  eV. A linha cheia indica os dados sem a flutuação do detector e a linha tracejada os dados com a flutuação do detector.

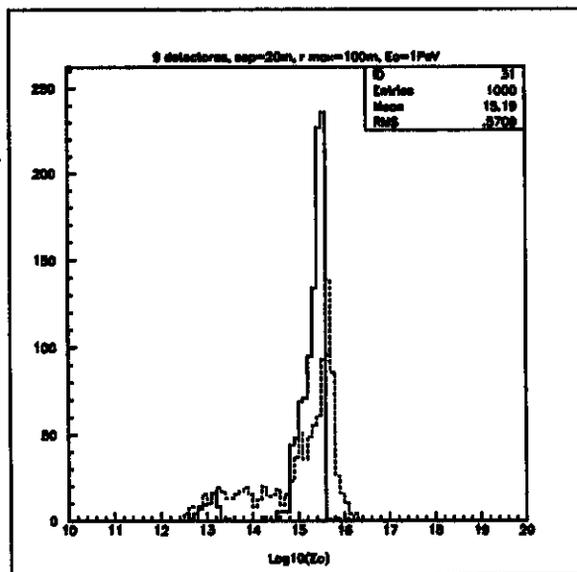


Figura 4.22: Resultados para o caso 3. Foram simulados chuviros de  $10^{15}$  eV. A linha cheia indica os dados sem a flutuação do detector e a linha tracejada os dados com a flutuação do detector.

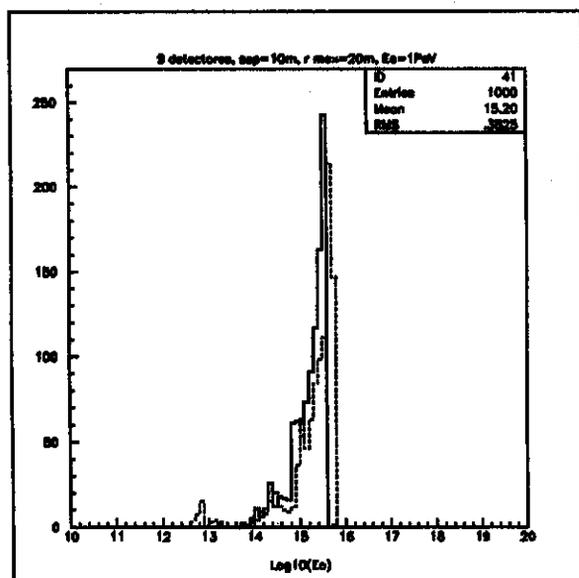


Figura 4.23: Resultados para o caso 4. Foram simulados chuviros de  $10^{15}$  eV. A linha cheia indica os dados sem a flutuação do detector e a linha tracejada os dados com a flutuação do detector.

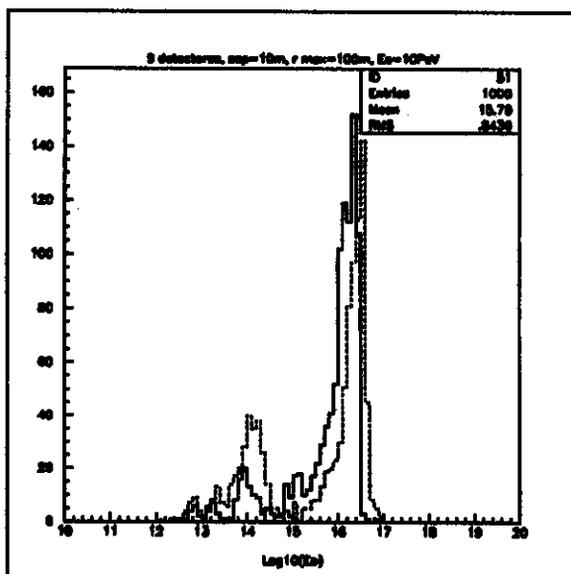


Figura 4.24: Resultados para o caso 5. Foram simulados chuueiros de  $10^{16}$  eV. A linha cheia indica os dados sem a flutuação do detector e a linha tracejada os dados com a flutuação do detector.

de  $E_0$ , onde a linha cheia corresponde aos dados sem a flutuação dos detectores e a linha tracejada aos dados com a flutuação dos detectores. As estatísticas que aparecem no canto superior direito de cada figura são correspondentes à distribuição em linha cheia.

O método, portanto, é capaz de reproduzir a energia do primário com razoável precisão em todos os casos. Notamos, também, o efeito da flutuação dos detectores na determinação da energia do primário: ela piora a resolução da minimização, fazendo esta convergir em mínimos secundários. Nas distribuições, podemos perceber duas principais componentes: uma no valor correto (próxima ao valor simulado) e uma menor mais abaixo em aproximadamente 2 ordens de grandeza de energia. A existência de uma segunda solução provém do fato de que a função raiz quadrada (com derivada segunda negativa) e a função exponencial (com derivada segunda positiva) se interceptam em 2 pontos. Portanto, a equação transcendental tem 2 soluções matematicamente possíveis. Para se escolher a solução correta devemos impor uma condição física extra, por exemplo, o valor da densidade em um dado detector. A solução que não prever corretamente este valor deve ser descartada.

### 4.3 Direção de Chegada

A medida da posição do centro influencia também na obtenção da direção de chegada de um CAE. O principal método utilizado para a determinação da direção de chegada é o de aproximar a frente de um CAE por um plano e procurar uma direção no espaço que melhor gera os dados de tempo de vôo das partículas viajando neste plano a velocidade da luz. É um fato conhecido, entretanto, que a frente do chuueiro

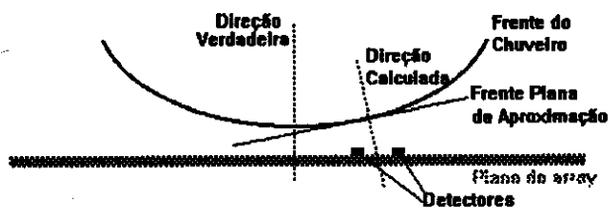


Figura 4.25: Representação da frente do chuvaire (sem espessura) e do erro cometido pela aproximação da frente plana.

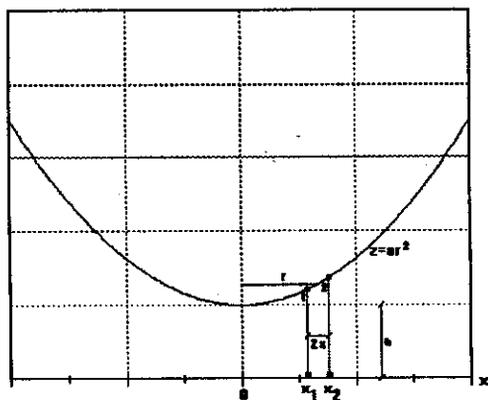


Figura 4.26:

não é perfeitamente plana, mas levemente abaulada (no formato de um parabolóide de revolução) [6]. Assim, se aproximação pela frente plana é feita em regiões cada vez mais distantes do centro do CAE, o erro cometido na determinação da direção de chegada é cada vez maior, vide figura 4.25.

Vamos estudar três exemplos em que podemos mensurar os efeitos da aproximação.

### 4.3.1 Exemplo 1

Consideremos, primeiramente, um corte vertical de um chuvaire com frente parabólica incidindo pelo zênite, conforme representado na figura 4.26. Sejam 2 detectores localizados às distâncias  $r - \epsilon$  e  $r + \epsilon$  do centro do chuvaire, devemos calcular o tempo em que a frente do chuvaire vai levar para cruzar cada um dos detectores, viajando à velocidade da luz e partindo de uma altura arbitrária  $h$ .

Sejam 2 partículas localizadas exatamente acima de cada detector

(representadas por 1 e 2), as distâncias que cada uma percorre até chegar no plano de detecção são dadas por:

$$ct_1 = h + a(r - \epsilon)^2$$

$$ct_2 = h + a(r + \epsilon)^2$$

onde  $a$  é o parâmetro de curvatura da frente.

Subtraindo uma equação da outra chegamos a:

$$c(t_2 - t_1) = c\Delta t = 4a\epsilon$$

Na aproximação pela frente plana [7], o cálculo da direção de chegada de um CAE é dado através dos cossenos diretores ( $\cos \alpha$ ,  $\cos \beta$ ,  $\cos \gamma$ ) que correspondem às coordenadas cartesianas do vetor unitário normal ao plano da frente.

A aproximação do CAE se dá à velocidade da luz, de forma que a distância entre um ponto da frente do chuveiro e um detector genérico do "array" é dada em função do tempo por  $p_0 - ct$ , onde  $p_0$  é uma distância arbitrária tomada no instante inicial ( $t = 0$ ). Para cada detector de coordenadas  $x_i$ ,  $y_i$  e  $z_i$ , podemos calcular o instante em que a frente do chuveiro passa por ele por:

$$x_i \cos \alpha + y_i \cos \beta + z_i \cos \gamma = p_0 - ct_i$$

Mas, neste exemplo, estamos trabalhando com detectores dispostos ao longo de uma linha. Definindo o eixo  $x$  ao longo desta linha, teremos  $y_i = z_i = 0$ . Então, o instante de disparo de cada detector é calculado por:

$$ct_1 = p_0 - x_1 \cos \alpha$$

$$ct_2 = p_0 - x_2 \cos \alpha$$

Subtraindo as duas equações acima:

$$c(t_2 - t_1) = c\Delta t = (x_1 - x_2) \cos \alpha$$

Igualando-se agora as duas relações para  $c\Delta t$  e lembrando que  $x_1 - x_2 = -2\epsilon$  obtemos:

$$\cos \alpha = -2ar$$

onde  $a$  é o parâmetro de curvatura da frente e  $r$  é a distância axial do ponto médio entre os dois detectores eo centro do chuveiro.

Os cossenos diretores se relacionam com o ângulo zenital ( $\theta$ ) e azimutal ( $\phi$ ) que definem a direção de chegada, pelas equações:

$$\cos \alpha = \sin \theta \cos \phi$$

$$\cos \beta = \sin \theta \sin \phi$$

$$\cos \gamma = \cos \theta$$

Neste exemplo, a direção  $\phi$  pode ser tomada arbitrariamente, escolhemos este ângulo de forma que  $\cos \phi = 1$ , então:

$$\sin \theta = -2ar$$



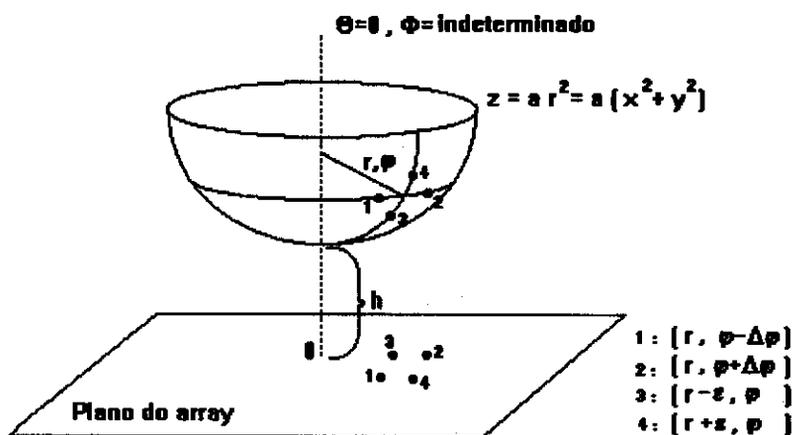


Figura 4.28:

função da distância radial ao centro, é a mesma do chuveiro vertical, aparecendo apenas o termo  $\sin \Theta$ . A direção correta pode ser calculada a partir da aproximação pela frente plana, então, resolvendo-se a equação em  $\Theta$ :

$$\sin \Theta - a(x_1 + x_2) \cos \Theta = \sin \theta$$

Por exemplo, consideremos um chuveiro com ângulo zenital de  $30^\circ$ , passando por dois detectores localizados a  $10m$  e  $20m$  do seu centro no plano de detecção e seja  $a = 10^{-3}$ . Pela aproximação da frente plana:  $\theta \simeq 28.5^\circ$ . Para calcular  $\Theta$ , tomamos a solução numérica da equação acima, com a estimativa inicial  $\Theta = \theta$ . O resultado obtido foi  $\Theta \simeq 30.2^\circ$ , se aproximando mais do valor esperado.

### 4.3.3 Exemplo 3

Como último exemplo faremos a extensão do cálculo para o caso geral tridimensional. Trataremos apenas chuveiros verticais, pois podemos tomar a solução para o caso inclinado pelas analogias adequadas com as soluções vistas até aqui.

Seja um chuveiro vertical ( $\Theta = 0$  e  $\Phi = \text{indeterminado}$ ) incidindo sobre quatro detectores, cujas coordenadas no plano do "array" em relação ao eixo do chuveiro (vide figura 4.3.3) são:

$$\begin{aligned} x_1 &= r \cos(\varphi - \Delta\varphi) & y_1 &= r \sin(\varphi - \Delta\varphi) \\ x_2 &= r \cos(\varphi + \Delta\varphi) & y_2 &= r \sin(\varphi + \Delta\varphi) \\ x_3 &= (r - \epsilon) \cos \varphi & y_3 &= (r - \epsilon) \sin \varphi \\ x_4 &= (r + \epsilon) \cos \varphi & y_4 &= (r + \epsilon) \sin \varphi \end{aligned}$$

A distância que as respectivas partículas percorrem, a partir de um

instante arbitrário, até cruzarem os detectores são:

$$\begin{aligned} ct_1 &= h + ar^2 \\ ct_2 &= h + ar^2 \\ ct_3 &= h + a(r - \epsilon)^2 \\ ct_4 &= h + a(r + \epsilon)^2 \end{aligned}$$

Pela aproximação da frente plana temos para cada detector:

$$ct_i = p_0 - x_i \cos \alpha - y_i \cos \beta \quad i = 1, 2, 3, 4$$

Para calcular os valores de  $\alpha$  e  $\beta$ , tomamos a diferença das equações para os detectores 1 e 2 e para os detectores 3 e 4:

$$\begin{aligned} c(t_2 - t_1) &= 0 = (x_1 - x_2) \cos \alpha + (y_1 - y_2) \cos \beta \\ c(t_4 - t_3) &= 4a\epsilon = (x_3 - x_4) \cos \alpha + (y_3 - y_4) \cos \beta \end{aligned}$$

Formamos, assim, um sistema de equações para  $\cos \alpha$  e  $\cos \beta$  que, após as substituições convenientes das coordenadas dos detectores, tem como solução:

$$\begin{aligned} \cos \alpha &= 2ar \cos \varphi \\ \cos \beta &= 2ar \sin \varphi \end{aligned}$$

Resta obter o valor do terceiro cosseno diretor,  $\cos \gamma$ . Os cossenos diretores são as coordenadas do vetor unitário normal ao plano calculado, como é um vetor unitário,  $\cos \gamma$  pode ser obtido pela fórmula  $\cos^2 \alpha + \cos^2 \beta + \cos^2 \gamma = 1$ . De onde temos:

$$\cos \gamma = \sqrt{1 - 4a^2 r^2}$$

Finalmente os ângulos zenital e azimutal se relacionam com os cossenos diretores por:

$$\begin{aligned} \cos \alpha &= \sin \theta \cos \phi \\ \cos \beta &= \sin \theta \sin \phi \\ \cos \gamma &= \cos \theta \end{aligned}$$

De onde concluímos:

$$\sin \theta = 2ar \quad , \quad \cos \phi = \cos \varphi$$

Para o ângulo zenital, chegamos a um resultado idêntico ao do primeiro exemplo sem o sinal de menos. A interpretação deste fato é que no primeiro exemplo podemos definir um valor de  $\theta$  negativo e neste caso não. Há, ainda, o aparecimento de um ângulo azimutal definido pela posição dos detectores em relação ao eixo do chuveiro. Sua solução é degenerada em dois valores possíveis:  $\phi = \pm \varphi$ . Entretanto, a solução correta é  $\phi = -\varphi$ , pois a normal à superfície da frente, na região dos detectores, aponta sempre na direção azimutal contrária à direção azimutal dos detectores. É o mesmo efeito que fez aparecer o sinal negativo no exemplo 1.

### 4.3.4 Estimativa do parâmetro de curvatura

Para conhecer a magnitude da influência da precisão na localização do centro na medida da direção de chegada, precisamos de uma estimativa do parâmetro  $a$ . No artigo de S. Mikocki et al [6] é apresentado o resultado de várias simulações para calcular a diferença nos tempos de atraso médio dos detectores em função de sua distância ao centro, para chuveis de 100 TeV. São dados os tempos médios de atraso por intervalo de distância. Estamos interessados, no entanto, no comportamento médio de um chuveiro, de forma que tomamos o tempo de atraso médio em função do ponto médio de cada intervalo de distância.

Para chuveis iniciados por prótons e considerando-se todas as partículas carregadas de energia  $> 10$  MeV, temos então [6]:

$\langle t \rangle$ (ns)	1.4	3.1	5.8	11	24	50	84	125	164	206
$r$ (m)	6	18.5	37.5	75	150	250	350	450	550	650

Nosso modelo assume uma frente parabólica, então, correlacionamos as duas quantidades por  $\langle t \rangle = mr^2 + n$ , onde apenas o coeficiente  $m$  é importante. A regressão linear destes dados fornece  $m \simeq 4.95 \times 10^{-4}$  com coeficiente de correlação de 0.992. O coeficiente  $m$  não é ainda o que procuramos. Os termos  $ar^2$  têm dimensão de distância e não de tempo. Devemos, então, multiplicar  $m$  pela velocidade da luz (em m/ns) para obter o valor de  $a$ :

$$a = c \times m \simeq 0.3 \times 4.95 \times 10^{-4} \simeq 1.48 \times 10^{-4}$$

Com este valor podemos calcular o desvio na direção de chegada em função da distância dos detectores ao centro do chuveiro, pela relação  $\sin \theta = 2ar$ . A figura 4.3.4 apresenta os valores dos desvios em graus em função da distância em metros. Note que o efeito se torna considerável apenas para grandes distâncias, o desvio de  $1^\circ$  ocorre para a distância de 59 m, por exemplo.

A correção aqui apresentada deve ser adotada, então, para chuveis cujo centro se localiza longe ( $> 100m$ ) do centro do "array" ou para experiências em que seja necessário grande precisão na determinação da direção de chegada — o que é o caso da astronomia gama. Esta correção, entretanto, pressupõe o conhecimento da posição do centro. Caso não se saiba a posição do centro, a alternativa é aplicar a aproximação pela frente plana num subconjunto de detectores com as maiores medidas de densidade para um dado evento. Estes detectores estão mais próximos do centro, onde vimos que o desvio é pequeno.

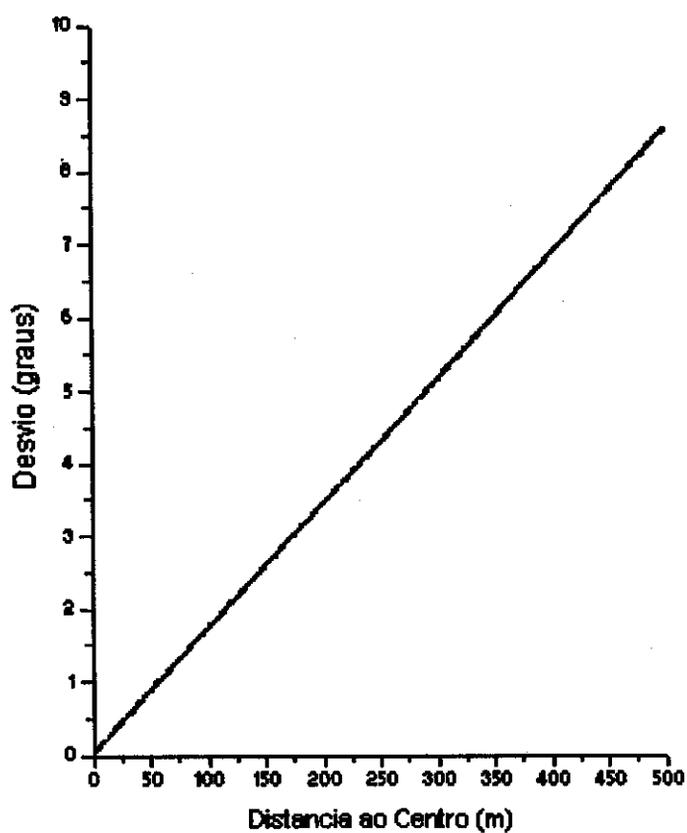


Figura 4.29:



# Bibliografia

- [1] G. Molière, *Cosmic Radiation*, Cap.3, Dover Publ., N. York (1946).
- [2] R. W. Williams, *Phys. Rev.*, Vol. 74, nº 1 (1948) 1689.
- [3] G.Khristiansen, G.Kulikov, J.Fomin, *Cosmic Rays of Superhigh Energies*, Munich (1980).
- [4] CERN Program Library (1989).
- [5] Agasa collaboration, *Astrophysical Aspects of the Most Energetic Cosmic Rays*, World Scient. Publ. Co. (1991) pg 49.
- [6] S. Mikocki et al, *J. Phys. G: Nucl. Phys.* 13 (1987) L85.
- [7] A.R.P.Biral, J.A.Chinellato et al, *Estudo do desempenho do Eas-camp: Avaliação dos métodos de reconstrução*, não publicado.



# Capítulo 5

## Conclusão

Nesta tese, a conclusão dos trabalhos realizados pode se dividir em duas categorias.

O desenvolvimento de um sistema experimental com o objetivo de obter a calibração dos sinais de cintiladores plásticos em função do número de partículas. Este sistema utiliza um detector a cintilador plástico acoplado a um módulo de tubos "streamer". Os dados são gerados pelas próprias partículas da radiação cósmica. Através do módulo "streamer", são selecionados os eventos com traços de uma única partícula e obtém-se a distribuição dos sinais do cintilador para estes eventos. As atividades realizadas nesta fase incluem tanto a montagem e calibração do "trigger" da aquisição quanto o desenvolvimento de algoritmos de análise dos dados. O objetivo central desta fase é a obtenção da distribuição de sinais de uma partícula e seus principais passos são explicados detalhadamente no capítulo 3.

O estudo da influência que os sinais dos cintiladores, de acordo com a calibração, exercem na caracterização dos chuveiros atmosféricos extensos. Nesta fase, são dois os principais resultados: o desenvolvimento e teste de um método aplicado ao problema de determinação do centro de chuveiros extensos (método geométrico) e o desenvolvimento de uma simulação que fornece os resultados do cálculo de parâmetros fundamentais dos chuveiros, levando-se em conta a flutuação no sinal dos detectores tomada pela distribuição obtida na calibração. Os métodos de cálculo do centro não são descritos em detalhes na bibliografia especializada e aqui apresentamos uma proposta completa de um método que se utiliza somente de fatores geométricos e das densidades de partículas nos vários detectores de um "array". A simulação, por sua vez, pela forma em que foi desenvolvida, permite o estudo do desempenho de uma experiência genérica de chuveiros atmosféricos, através da alteração de seus parâmetros (número de detectores, separação entre eles, energia do primário, etc). Os resultados obtidos são muito úteis para o projeto de um experimento deste tipo, pois fornece de antemão as informações sobre o desempenho. Foi incluído na simulação o comportamento característicos dos detectores a cintilador (pela distribuição experimental de sinais de uma partícula), de forma a se obter a influência que

tais detectores exercem no desempenho do experimento, objetivo central deste trabalho. O principal resultado obtido foi que os cintiladores, por não possuírem uma relação biunívoca entre seus sinais e a densidade de partículas, reduzem a precisão intrínseca dos métodos. Estes estudos estão detalhados no capítulo 4.

Algumas correções são possíveis de serem aplicadas a este trabalho. Utiliza-se na simulação de um modelo relativamente simples de chuveiros extensos, mas realista no que diz respeito ao fenômenos de interesse. Por exemplo, desconsidera-se as componentes hadrônicas e muônicas dos chuveiros, mas estamos interessados em primeira instância no cálculo do centro, para o qual a componente eletromagnética é a mais importante, porque se desenvolve lateralmente por toda a extensão do chuveiro com distribuição lateral decrescente, além de ser a componente majoritária ao nível do mar. Estas características são suficientes para justificar a aproximação do chuveiro pela componente eletromagnética. Entre as correções possíveis, podem ser citadas: um estudo da diferença entre os sinais de elétrons e múons no cintilador, que foram considerados aqui iguais em primeira aproximação; a introdução de chuveiros inclinados (que merecem um tratamento especial para os métodos de cálculo do centro); a introdução da distribuição angular das partículas da frente do chuveiro. Tais correções melhoram o modelo, mas aumentam a complexidade dos problemas e talvez não tragam contribuições significativas ao estudo aqui realizado, que se refere a "arrays" de cintiladores.