

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS

“Análise de Imagens Cherenkov
e a Evolução Longitudinal de Chuveiros Extensos”

Nilton Mengotti Silva

Orientador: Prof. Dr. Armando Turtelli Jr.

Tese de Doutorado
Departamento de Raios Cósmicos e Cronologia
Instituto de Física Gleb Wataghin

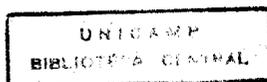
Fevereiro de 1997

ut < tell: r

Este exemplar corresponde à versão final da
tese de doutorado defendida pelo aluno
Nilton Mengotti Silva e aprovada pela
Comissão Julgadora.

ut < tell: r

4/VI/97



M/15089

UNIDADE	IFGW/15089		
N.º CHAMADA:	7/UNICAMP		
	Si38a		
V.	Ex.		
TOMBO BC/	31049		
PROC.	281/97		
C	<input type="checkbox"/>	D	<input checked="" type="checkbox"/>
PREÇO	R\$ 11,00		
DATA	12/07/97		
N.º CPD	0.M.00099102-1		

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DO IFGW- UNICAMP

Si32a

Silva, Nilton Mengotti

**Análise de imagens Cherenkov e a evolução longitudinal de
chuveiros extensos / Nilton Mengotti Silva. - Campinas, SP:
[s.n.], 1997.**

**Orientador: Armando Turtelli Jr.
Tese (doutorado) - Universidade Estadual de Campinas,
Instituto de Física "Gleb Wataghin".**

**1. Chuveiros de raios cósmicos. 2. Radiação - Cherenkov.
3. * Composição primária. I. Armando Turtelli Jr. II.
Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Física
"Gleb Wataghin". III. Título.**

**PARECER DE APROVAÇÃO
DEFESA DE TESE DE DOUTORADO DE
NILTON MENGOTTI SILVA**

Data: 27 / 02 / 97

BANCA EXAMINADORA:

A. Turtelli

- Prof. Dr. Armando Turtelli Júnior (Orientador)

C. Morello

- Prof. Dr. Carlo Morello

N. Canchim da Silva

- Prof. Dr. Nelson Canchim da Silva

J. Chinellato

- Prof. Dr. José Augusto Chinellato

A. Campos Faust

- Prof. Dr. Anderson Campos Faust

Este trabalho é dedicado a
Irmão Allan

**Este trabalho é dedicado a
Irwin Allen**

**Este trabalho contou com o apoio financeiro dos órgãos
INFN e CAPES**

Agradecimentos

Ao orientador e amigo Armando Turtelli Jr.

Aos Professores Armando Turtelli Jr., Carlo Castagnoli e Pio Picchi, pela colaboração entre o Departamento de Raios Cósmiticos e Cronologia do Instituto de Física "Gleb Wataghin" e o INFN (Istituto Nazionale di Fisica Nucleare) de Torino, Itália.

Aos Professores Carlo Castagnoli e Pio Picchi pela hospitalidade dada a mim e a todos os outros membros da parte brasileira da Colaboração, pelo grupo de Torino.

Ao Professor Gianni Navarra, por ter permitido a minha participação na Colaboração EASTOP, no âmbito da qual esta tese foi desenvolvida.

Ao Doutor Carlo Morello, pelas importantes discussões que tivemos antes da defesa e por ter aceito o convite para participar da Banca de Avaliação desta tese.

Aos Doutores Carlo Morello e Francesco Arneodo, pela amizade e companherismo tão necessários nas frias e longas noites de medidas Cherenkov.

Ao Professor Piero Galeotti e ao Doutor Walter Fulgione, colegas na colaboração LVD, pela amizade e compreensão demonstradas ao longo dos anos.

Ao amigo Roberto Bertoni, sempre disponível a dar uma mão aos brasileiros que chegam em Torino para participar da Colaboração.

A todos os amigos do Istituto di Fisica di Torino e do Istituto di CosmoGeofisica di Torino.

Aos "artistas e filósofos" Piera, Marco, Bruno e Silvia, pela amizade e pelo exemplo de preocupação artística e estética.

À amiga Alessandra Bosio, do CTS de Torino.

À Iolanda, companheira de aventuras e desventuras náuticas.

Ao Andrea Chiavassa e à tripulação do "Corsara".

Às amigas Patrizia della Monica e Antonella Bosio, de Torino.

À Daniela e à Barbara, amigas de todos os brasileiros em Torino.

A todos os amigos do Departamento de Raios Cósmiticos e Cronologia do Instituto de Física "Gleb Wataghin" da Universidade Estaduas de Campinas.

Ao José Augusto e à Carola, amigos de longa data.

Ao Edison Shibuya, pelas críticas e sugestões feitas a este trabalho.

Ao Márcio Menon, pela leitura crítica que fez à primeira versão deste trabalho.

Ao Mário e à Juliana, pela ajuda que me deram na impressão final deste trabalho.

Aos amigos da Cantina da Física e da APGF.

Aos amigos do Núcleo de Fotografia de Campinas.

Aos amigos de Santos, Sharon, Rogério, Cristiane, Rui, José Artur, Carlos (Aba), que mesmo depois de vários anos de separação continuam os mesmos amigos de sempre.

Aos Professores Cláudio Barone Russ e Lenine Righetto por terem incentivado os meus primeiros passos na física.

À minha irmã Daniela, ao Amadeu e aos meus pais, por todo o apoio que sempre me deram.

Resumo

O objetivo deste trabalho é avaliar a possibilidade de se utilizar telescópios de radiação Cherenkov atmosférica no estudo do desenvolvimento longitudinal de chuviros extensos. O trabalho foi desenvolvido no âmbito da colaboração EASTOP. Os resultados obtidos da análise dos dados coletados pelo detector Cherenkov mostram que o estudo do desenvolvimento longitudinal é possível. Assim, o detector originalmente contruído para trabalhar no campo da astronomia y pode ser utilizado também para estudos de composição na faixa de energia que contém o “joelho” do espectro da radiação cósmica. São apresentados os resultados obtidos para os eventos selecionados e são sugeridas modificações no detector que aumentariam sua sensibilidade no estudo do desenvolvimento longitudinal de chuviros extensos, sem comprometimento das medidas de astronomia y.

Abstract

The purpose of this work is to evaluate the possibility of using atmospheric Cherenkov telescopes to study the longitudinal development of extensive air showers. The work was realized in the framework of the EASTOP Collaboration. The results from data analysis show that the study of longitudinal development is possible. In this way, the detector originally projected for γ astronomy can be used in the study of composition in the energy range that contains the knee of the cosmic ray spectrum. The results from the analysis of selected data are shown and possible modifications in the detector design are proposed in order to increase its sensitivity to the study of the longitudinal development of extensive air showers.

Índice Geral

1. Introdução.....	1
2. Radiação Cósmica.....	3
2.1 Radiação Cósmica Primária.....	3
2.2 Chuveiros Atmosféricos Extensos.....	6
2.3 Radiação Cherenkov Atmosférica.....	14
3. O Experimento EASTOP.....	23
3.1 Características Gerais.....	23
3.2 EMD (EletroMagnetic Detector).....	25
3.3 MHD (Muon-Hadron Detector).....	30
3.4 EASRadio.....	32
3.5 Detector Cherenkov.....	32
4. Análise de Dados de Estrelas.....	45
4.1 Aquisição de Dados de Estrelas.....	45
4.2 Análise com o Telescópio Seguindo a Estrela.....	48
4.3 Análise dos Dados com o Telescópio Parado.....	51
5. Pré-Análise dos Dados.....	57
5.1 Aquisição dos Dados.....	57
5.2 Determinação dos Pedestais.....	59
5.3 Identificação Inicial de <i>Pixels</i> não Funcionantes.....	64
5.4 Normalização dos Ganhos dos <i>Pixels</i>	65
5.5 Ganhos entre Fotomultiplicadoras.....	70
6. Análise dos Dados.....	73
6.1 Tratamento de <i>Pixels</i> não Funcionantes.....	73
6.2 Dados Disponíveis.....	75
6.3 Análise Bidimensional.....	82
6.4 Análise Tridimensional.....	94
7. Conclusão.....	103
Apêndice A: Orientação dos Telescópios.....	105

Capítulo 1

Introdução

Uma das questões fundamentais que permanecem em aberto na física da radiação cósmica é a explicação do seu espectro de energia. Este se estende até energias $\sim 10^{20}$ eV e os dados disponíveis são bem descritos por uma lei de potência com expoente $\gamma \simeq 2.7$ para energias inferiores a $\sim 5 \times 10^{15}$ eV; e com $\gamma \simeq 3.0$ a energias mais altas. A existência desta mudança na pendência (chamada “joelho” do espectro) também não tem uma explicação definitiva.

Às altas energias envolvidas na região do “joelho” todas as medidas são indiretas. O reduzido fluxo da radiação cósmica não permite medidas diretas pois exige grandes áreas de detecção e prolongados períodos de aquisição. Devido às dificuldades inerentes às medidas indiretas, a composição da radiação cósmica na região do “joelho” ainda não é bem conhecida.

Neste contexto, o presente trabalho é uma avaliação da possibilidade de se realizar estudos de composição na região do “joelho” com detectores Cherenkov de pequena abertura angular, largamente utilizados para a astronomia γ . O estudo da composição se enquadra portanto como um eventual subproduto das medidas de astronomia γ . Fótons Cherenkov emitidos a diferentes profundidades ao longo do desenvolvimento de chuveiros extensos são detectados. A análise das imagens obtidas por um telescópio Cherenkov permitiriam, assim, a reconstrução do desenvolvimento longitudinal (e portanto da composição primária) dos chuveiros.

O trabalho foi desenvolvido no âmbito da colaboração EASTOP, da qual o Grupo de Léptons do Departamento de Raios Cósmicos e Cronologia do IFGW participa há vários anos. Particularmente, este trabalho diz respeito ao detector da radiação Cherenkov atmosférica do experimento EASTOP. É avaliada a possibilidade de se estudar o desenvolvimento longitudinal de chuveis extensos a partir das imagens obtidas por este detector.

Este tipo de medida é realizado com sucesso por detectores de fluorescência. Por se tratar de uma emissão isotrópica, a fluorescência devida a um chuvaeiro pode ser detectada a grandes distâncias do eixo do chuvaeiro. Isto obviamente facilita a reconstrução do desenvolvimento longitudinal. No caso Cherenkov, ao contrário, os chuvaeiros detectados estão a pequena distância (pois a radiação Cherenkov é direcional) e a dificuldade de reconstrução é bem maior. O interesse por medidas Cherenkov está no seu baixo limiar de energia. As medidas de fluorescência têm limiar acima da região do “joelho”.

No próximo capítulo são discutidas as principais características dos chuvaeiros extensos, especialmente no que diz respeito ao desenvolvimento longitudinal. São também apresentadas as características da radiação Cherenkov emitida pelos chuvaeiros.

No capítulo seguinte são descritos todos os detectores do experimento EASTOP, com maior ênfase ao detector da componente Cherenkov, cuja construção e calibração são partes integrantes deste trabalho.

Em seguida são descritas todas as etapas da análise de dados desenvolvida para esta tese e são então apresentados os resultados obtidos dos dados coletados em um “turno” do detector (as medidas são realizadas em “turnos” mensais, correspondentes aos períodos de Lua nova).

Na conclusão é feita uma discussão sobre a possibilidade concreta de se estudar o desenvolvimento longitudinal de chuvaeiros extensos com o detector Cherenkov do experimento EASTOP. Com base nisso, propõem-se modificações no detector que permitiriam aumentar a sensibilidade nas medidas de desenvolvimento longitudinal sem comprometimento das medidas de astronomia γ .

Capítulo 2

Radiação Cósmica

Neste capítulo serão discutidos o problema do “joelho” do espectro da radiação cósmica primária e a importância de se determinar a composição na correspondente faixa de energia. Serão também descritas as principais características dos chuveiros extensos e da radiação Cherenkov atmosférica produzida pelos elétrons destes.

2.1 Radiação Cósmica Primária

2.1.1 Espectro de energia

O espectro de energia da radiação cósmica primária (apresentado na figura 2.1, ref. [1]) apresenta algumas características marcantes, como a enorme faixa de energia (até $\sim 10^{20}$ eV, equivalente a ~ 20 J) e o fato de ser bem descrito por uma lei de potência em todo intervalo de $\sim 10^8$ eV até $\sim 10^{20}$ eV. Ainda mais marcante o fato de que em todo o espectro ocorre uma única mudança de expoente, em torno de 5×10^{15} eV. Esta mudança na inclinação é conhecida como o “joelho” do espectro. O expoente da expressão que descreve o espectro diferencial passa de $\gamma = 2.7$ para $\gamma = 3.0$, aparentemente de forma drástica, sem que seja perceptível, nas medidas até aqui disponíveis, uma suave mudança de um valor para o outro.

Acima de $\sim 10^{19}$ eV existe indicação de que o espectro volte a ter pendência $\gamma = 2.7$. A existência desta segunda mudança na pendência

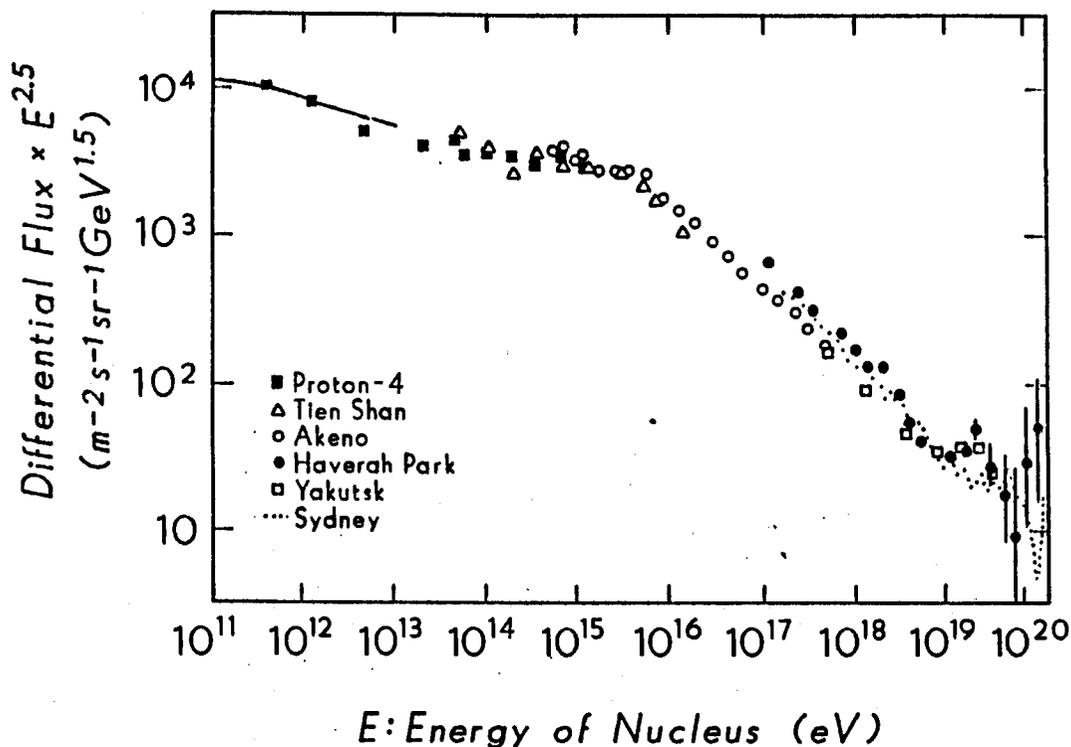


Figura 2.1: Espectro diferencial de energia da radiação cósmica primária determinado por diferentes experimentos.

(chamada de “tornozelo” do espectro) ainda é controversa, devido à baixa estatística disponível.

Atualmente não existe um modelo que explique de forma convincente a existência do “joelho”. A interpretação clássica [2] considera uma mudança na composição, com aumento na fração de núcleos mais pesados. Tal mudança seria devida à maior probabilidade de núcleos mais leves escaparem da Galáxia (por terem maior rigidez). Porém, este modelo não consegue explicar uma mudança tão abrupta na pendência do espectro.

Modelos mais recentes procuram explicar a existência do “joelho” pela superposição do espectro resultante do efeito descrito acima com uma “nova componente”, como ilustra a figura 2.2 (ref [3]).

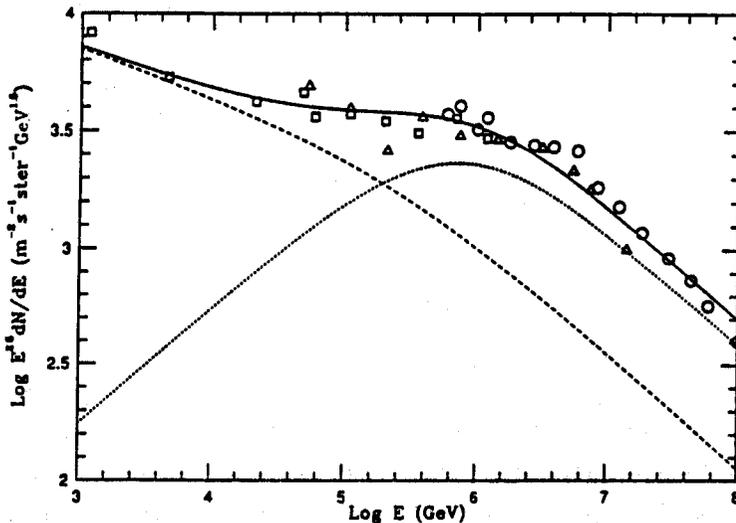


Figura 2.2: Esquema da tentativa de se explicar a existência do “joelho” a partir da superposição de duas componentes no espectro da radiação cósmica primária.

Uma maneira de se testar os diferentes modelos e de se entender algo mais sobre o que ocorre na região do “joelho” é a determinação da composição da radiação cósmica primária naquela faixa de energia.

2.1.2 Detecção

O fluxo da radiação cósmica diminui com $\sim E^{-2.7}$. Até ~ 10 TeV o fluxo permite a detecção direta através de detectores colocados em balões ou satélites (atualmente já existem dados de medidas diretas até ~ 100 TeV). Acima desta faixa de energia, o fluxo é tão baixo que torna inviável a detecção direta (pela reduzida área e pelo reduzido tempo de exposição inerentes às medidas diretas).

A energias acima de ~ 100 TeV a única forma de detecção atualmente disponível é através da cascata resultante da interação da radiação cósmica primária com núcleos da atmosfera. Com a detecção dos elétrons que formam a componente eletromagnética dos chuveiros extensos, grandes áreas podem ser obtidas. Como os detectores estão

instalados na superfície terrestre, o tempo de exposição é, em princípio, ilimitado. As principais características dos chuueiros atmosféricos extensos serão apresentadas adiante.

2.1.3 Composição

Como explicado anteriormente, a determinação da composição da radiação cósmica primária é fundamental para se obter uma explicação ao “joelho” do espectro. A composição a baixas energias é bem conhecida, graças às medidas diretas disponíveis.

O estudo da composição da radiação cósmica acima de 10^{14} eV é realizado basicamente através da contagem do número de μ 's no chuueiro, do estudo das características da componente hadrônica [4], ou da determinação da profundidade atmosférica correspondente ao máximo desenvolvimento do chuueiro. Também a energia é obtida de forma indireta, através da determinação do número de elétrons do chuueiro e da adoção de um modelo que relacione este número à energia do primário.

2.2 Chuueiros Atmosféricos Extensos

2.2.1 Características gerais

Um chuueiro atmosférico extenso (EAS, Extensive Air Shower) é a cascata de partículas gerada pela interação de um núcleo ou um próton de alta energia com um núcleo da atmosfera. O livre caminho médio para esta interação, no caso de prótons, é de 80 g/cm^2 . Isto torna impossível a detecção direta da radiação cósmica primária em detectores colocados na superfície. Mesmo aqueles de maior altitude estão sob uma profundidade atmosférica várias vezes maior (e.g. Chacaltaya, a 5220 m de altitude, corresponde a uma profundidade de 520 g/cm^2).

A figura 2.3 (ref. [5]) apresenta um esquema do desenvolvimento de um chuueiro. A partícula incidente interage com um ou mais núcleons do primeiro núcleo atingido, produzindo basicamente π 's e núcleons.

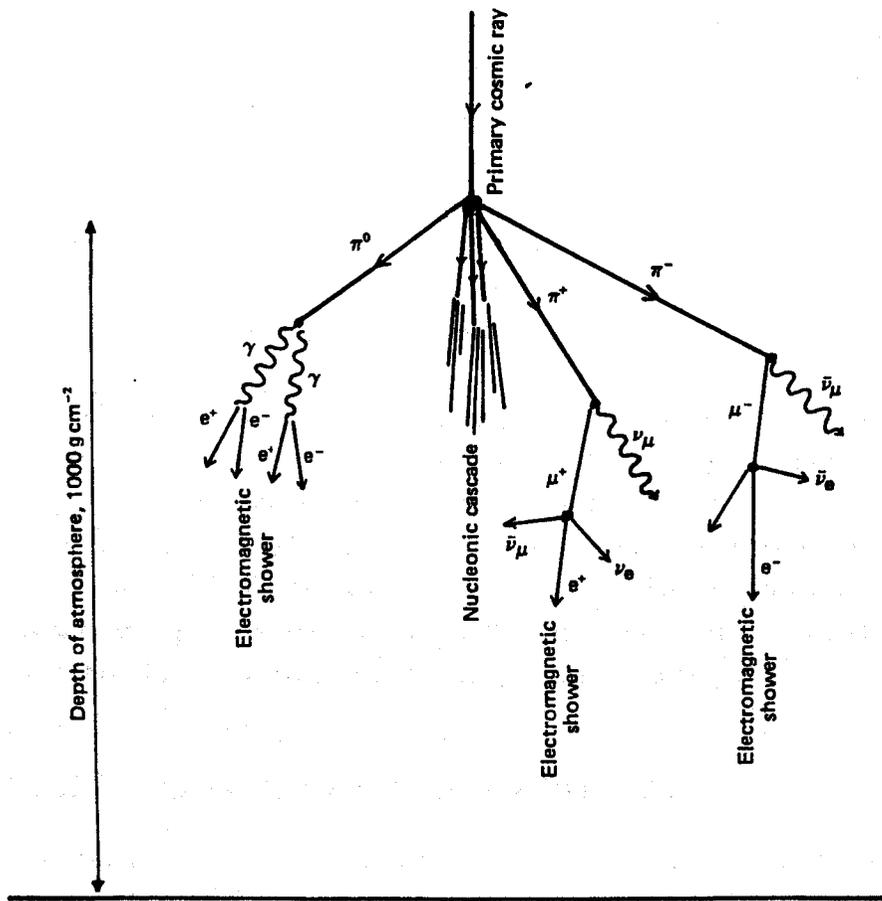


Figura 2.3: Esquema dos processos responsáveis pelo desenvolvimento de um chuveiro atmosférico, mostrando suas diferentes componentes.

Os π 's resultantes podem decair segundo os seguintes processos:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (\tau \sim 10^{-16}\text{s})$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (\tau \sim 10^{-8}\text{s})$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_\mu \quad (\tau \sim 10^{-8}\text{s})$$

Os μ 's produzidos pelos decaimentos dos π 's carregados podem eventualmente decair em elétrons (ou pósitrons) mas a maioria chega à superfície intacta ($\tau \sim 10^{-6}\text{s}$). Os γ 's devidos ao decaimento dos π^0 sofrem sucessivamente processos de criação de par e de *bremstrahlung*,

gerando a chamada componente eletromagnética do chuveiro.

Os núcleons emitidos na primeira interação vão interagir com outros núcleos da atmosfera, repetindo as interações descritas acima, formando a chamada componente nucleônica do chuveiro. Esta componente “alimenta” continuamente a eletromagnética, através do decaimento dos π^0 produzidos.

No caso de um chuveiro iniciado por um γ , tem-se basicamente a sequência criação de par e *bremsstrahlung* no desenvolvimento do chuveiro, de modo que este possui praticamente apenas a componente eletromagnética¹.

Além dos processos de multiplicação do número de partículas descritos acima (criação de par e *bremsstrahlung*), os elétrons da componente eletromagnética também sofrem perda de energia por ionização. Este processo passa a ser predominante para elétrons com energia inferior a ~ 80 MeV. Assim, o número de elétrons (tamanho do chuveiro) cresce até que a energia média dos elétrons atinja este valor e decresce a partir daí, passando portanto por um máximo.

2.2.2 Desenvolvimento lateral

Boa parte da informação disponível de um chuveiro detectado consiste na densidade de partículas carregadas (quase todas elétrons) medida em diferentes pontos da superfície coberta pelo detector. Embora a quase totalidade dos chuweis seja de origem hadrônica (prótons ou núcleos pesados), o que se detecta é a componente eletromagnética, que consiste basicamente de uma superposição de cascatas eletromagnéticas originadas a diferentes profundidades pelos decaimentos $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$. Este fato faz com que experimentalmente seja difícil distinguir a estrutura (tanto lateral quanto longitudinal) de um chuveiro hadrônico daquela de um eletromagnético. Por isso, a teoria de chuweis eletromagnéticos [6] é usada também para descrever chuweis de origem hadrônica. Na realidade esta aproximação falha em regiões muito próximas (~ 10 m) do eixo, devido à contínua alimentação da componente eletromagnética pela hadrônica.

¹Na realidade o chuveiro pode conter um pequeno número de múons devidos ao processo de fotoprodução.

O desenvolvimento lateral de chuveis extensos é geralmente obtido pelo ajuste da função de Nishimura Kamata Greisen, desenvolvida originalmente para descrever apenas chuveis eletromagnéticos [7]:

$$\rho(r) = C(s) \left(\frac{N_e}{r_0^2} \right) \left(\frac{r}{r_0} \right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{r_0} \right)^{s-4.5}; \quad (2.1)$$

onde N_e é o número de elétrons do chuveiro, s é a idade do mesmo e $C(s)$ é uma constante de normalização. A unidade de distância utilizada é o raio de Moliere, r_0 ($\simeq 100$ m, ao nível do mar). O ajuste da expressão acima às densidades medidas em diferentes pontos permite a determinação dos parâmetros N_e e s . O parâmetro N_e está diretamente relacionado à energia do primário.

O valor de s indica o grau de desenvolvimento do chuveiro e por isso é conhecido como “idade”. A idade vale $s = 1$ à profundidade de máximo desenvolvimento do chuveiro e tem valores nos intervalos $0 < s < 1$, e $s > 1$ respectivamente antes e depois do ponto de máximo.

2.2.3 Desenvolvimento longitudinal

Chuveis eletromagnéticos

A figura 2.4 (ref. [6]) apresenta o desenvolvimento longitudinal previsto pela teoria de cascatas eletromagnéticas. A expressão classicamente utilizada para se descrever o comportamento apresentado [7] é:

$$N_e(t) = \frac{0.31}{\sqrt{y}} \exp[t(1.0 - 1.5 \ln s)]; \quad (2.2)$$

onde:

$$y = \ln(E_0/E_c)$$

$$s = 3/(1 + 2y/t)$$

Nas expressões apresentadas, t é a profundidade atmosférica, medida em unidades de comprimento de radiação (37.1 g/cm², no ar) e E_c (~ 80 MeV) é a chamada energia crítica, abaixo da qual o processo de perda por ionização passa a ser dominante e o número de elétrons no chuveiro começa a diminuir.

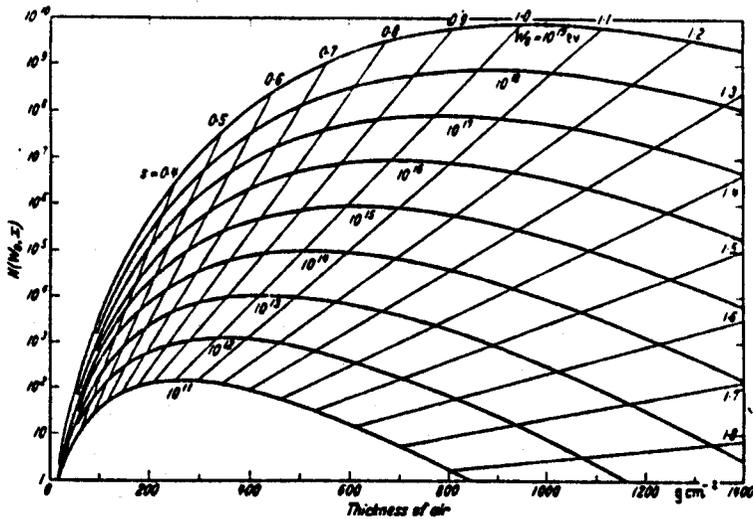


Figura 2.4: Desenvolvimento longitudinal previsto pela teoria de chuveis eletromagnéticos. São apresentadas as curvas para diferentes energias do primário (de 10^{11} a 10^{19} eV). As retas correspondem a valores constantes da idade do chuveiro.

Da expressão apresentada acima para a idade do chuveiro, pode-se determinar o andamento da profundidade do máximo, X_{max} , em função da energia do primário. Fazendo $s = 1$:

$$X_{max} = t(s = 1) = \ln(E_0/E_c) \quad (2.3)$$

Chuveis iniciados por prótons

Assim como no caso da distribuição lateral, a distribuição longitudinal obtida para chuveis eletromagnéticos pode ser aplicada aos chuveis hadrônicos. Neste caso, porém, são necessárias simulações de chuveis iniciados por próton para se verificar como é o andamento de X_{max} com a energia do próton incidente. Verifica-se que este é bem descrito pela expressão

$$X_{max} = X_0 \ln(E_0/E_c); \quad (2.4)$$

com $X_0 \simeq 36 \text{ g/cm}^2$. A expressão acima descreve a posição esperada do máximo do chuvaeiro iniciado por um próton em função da sua energia. Obviamente este resultado é função do modelo utilizado pela simulação para descrever as interações que ocorrem no desenvolvimento do chuvaeiro. Além disso, a posição do máximo de cada chuvaeiro isoladamente flutua muito em torno do valor esperado.

Chuveiros iniciados por núcleos pesados

No caso de chuvaeiros iniciados por núcleos mais pesados, a descrição do andamento de X_{max} com a energia da partícula primária requer o uso de um modelo. O modelo mais simples disponível, e que dá resultados razoáveis quando se levam em conta os erros experimentais nas medidas de X_{max} (e a própria flutuação deste valor) é o chamado “*superposition model*” [8]. Neste, um núcleo incidente com número de massa A é considerado como um conjunto superposto de A núcleons independentes, com equipartição de energia entre eles.

Assim, de acordo com o modelo de superposição, o chuvaeiro iniciado por um núcleo com número de massa A se comporta como a soma de A chuvaeiros independentes, iniciados por prótons de energia E_0/A . Neste modelo, o comportamento de X_{max} é dado por

$$X_{max} = X_0 \ln(E_0/AE_c) \quad (2.5)$$

Na realidade, o parâmetro mais adequado ao estudo da composição seria a profundidade da primeira interação. Porém, pela clara impossibilidade de se determinar este valor em experimentos de chuvaeiros extensos, procura-se fazer o mesmo com o valor da profundidade do máximo desenvolvimento. Embora o modelo de superposição seja o mais elementar possível, os valores previstos para a profundidade da primeira interação são comparáveis aos obtidos da análise de dados de emulsões [9] a energias mais baixas.

2.2.4 Medidas de composição

No que diz respeito a este trabalho, os parâmetros de interesse para o estudo da composição da radiação cósmica primária acima de 100 TeV são a profundidade atmosférica do ponto de máximo desenvolvimento e

a energia dos chuweiros detectados. Os erros experimentais envolvidos na determinação de X_{max} e a enorme flutuação deste parâmetro em torno de seu valor médio impedem a identificação do primário para cada chuweiro isoladamente. O que se faz tradicionalmente é determinar o andamento médio de X_{max} com a energia para todos os chuweiros detectados. Supondo-se uma composição mista com W_i sendo a fração relativa do núcleo com número de massa A_i , o comportamento esperado é [8]:

$$\langle X_{max} \rangle = X_0 \sum_i W_i \ln(E_0/A_i E_c) \quad (2.6)$$

Esta expressão mostra que o valor médio de X_{max} medido para uma determinada energia é função dos pesos W_i . Um aumento no valor médio do número de massa $\langle A \rangle$ corresponde a uma diminuição em $\langle X_{max} \rangle$. Assim, a comparação entre o $\langle X_{max} \rangle$ medido numa certa energia e o calculado para aquela energia da composição conhecida a baixas energias poderia indicar uma variação na composição. O problema deste tipo de medida “absoluta” está no fato de que a eficiência de se detectar chuweiros iniciados por núcleos diferentes não é a mesma na maior parte dos experimentos. Por exemplo, em um experimento onde é o número de elétrons ao nível de detecção que define um evento (sua condição de *trigger*), a eficiência de se detectar chuweiros iniciados por prótons é maior do que aquela de se detectar chuweiros iniciados por núcleos mais pesados (que se desenvolvem a profundidades menores e têm um menor número de elétrons no nível de detecção). Assim, a comparação direta no valor médio de X_{max} mostraria simplesmente esta diferença na eficiência de detecção.

Mesmo com as dificuldades descritas acima, medidas de mudanças na composição média podem ser realizadas, usando-se o parâmetro “*elongation rate*”, definido por [8]:

$$e.r. \equiv \frac{\partial X_{max}}{\partial \log E_0}; \quad (2.7)$$

isto é, pela inclinação da curva que relaciona X_{max} com $\log(E_0)$. Um exemplo disto é apresentado na figura 2.5 (ref. [8]), que apresenta a curva obtida da extrapolação da composição medida a baixas energias,

aquela devida a uma composição somente de prótons e os valores experimentais obtidos pelo experimento Fly's Eye².

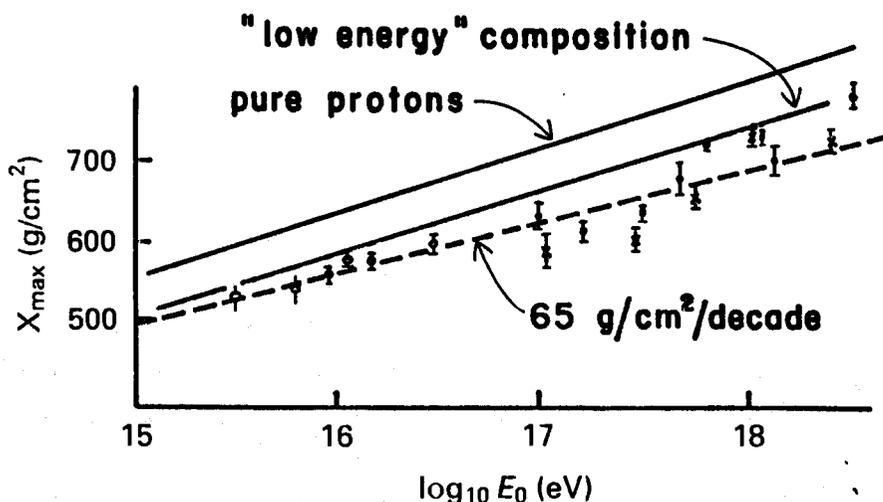


Figura 2.5: Valores da profundidade do máximo em função da energia do primário. São apresentados os valores calculados para a composição a baixas energias, para uma composição pura de prótons e os valores medidos pelo experimento Fly's Eye.

Observa-se que, enquanto o valor esperado da composição a baixas energias é $\sim 80 \text{ g/cm}^2/\log(E_0(\text{eV}))$, o valor obtido pelo experimento Fly's Eye é $\sim 65 \text{ g/cm}^2/\log(E_0(\text{eV}))$. Isto indica portanto um aumento do número de massa médio na composição da radiação cósmica. Infelizmente o experimento em questão não possui dados na região do "joelho" (por usar a técnica de fluorescência, os limiares são relativamente altos). De qualquer forma, o que se quer neste tipo de medida é

²O experimento Fly's Eye [10] determina a profundidade atmosférica do máximo através de medidas da fluorescência emitida pelo chuva ao longo de sua evolução longitudinal.

observar se existe uma mudança drástica na inclinação da curva obtida, em correspondência ao “joelho”.

2.3 Radiação Cherenkov Atmosférica

2.3.1 O efeito Cherenkov

Efeito Cherenkov é o nome que se dá à emissão direcional de radiação eletromagnética por uma partícula carregada que se move em um meio com velocidade superior à da luz naquele meio. A interpretação clássica (dada por Frank & Tamm em 1937) considera o retorno ao estado normal dos dipolos formados no meio pela presença da partícula carregada. Sendo sua velocidade superior à da propagação da radiação eletromagnética no meio, os dipolos não estão simetricamente dispostos e produzem portanto um campo elétrico não nulo fora da região do dipolo. A interferência construtiva da emissão devida ao retorno destes dipolos ao estado normal produz então a emissão conhecida como efeito (ou radiação) Cherenkov.

A direção de emissão da radiação Cherenkov pode ser determinada a partir de uma construção de Huygens, como mostra a figura 2.6. Conhecidas as velocidades de propagação da partícula ($\beta = v/c$) e da radiação eletromagnética ($c' = c/n$), o ângulo de abertura do cone desenhado na figura é dado por

$$\cos(\theta_c) = 1/\beta n \quad (2.8)$$

onde n é o índice de refração do meio. Assim, a radiação Cherenkov começa a existir a partir de uma velocidade mínima dada por $\beta_{min} = 1/n$ e possui um ângulo máximo de abertura de $\theta_{max} = \arccos(1/n)$, com $\beta = 1$

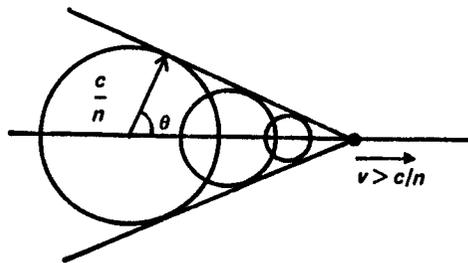


Figura 2.6: Aplicação da construção de Huygens na determinação do ângulo de abertura do cone de radiação Cherenkov.

2.3.2 Radiação Cherenkov de chuviros extensos

Principais características

A radiação Cherenkov emitida pelos elétrons da componente eletromagnética dos chuviros extensos pode ser detectada, em princípio, com certa facilidade. Graças à baixa absorção pela atmosfera dos fótons na região do visível, luz Cherenkov emitida em diferentes estágios da evolução do chuviro pode ser detectada. Esta característica permite portanto a detecção de chuviros cuja componente eletromagnética tenha sido completamente absorvida acima da profundidade de detecção (tendo portanto um limiar de detecção inferior aos tradicionais *arrays* de cintiladores). Além disso, permite o estudo da evolução longitudinal dos chuviros, por medir a intensidade de radiação Cherenkov ao longo do eixo do chuviro.

Devido à proximidade do índice de refração do ar ($n = 1.00029$ para a atmosfera “padrão”) daquele do vácuo, a velocidade mínima de propagação da partícula a ser detectada é alta e correspondentemente, o ângulo de abertura do cone Cherenkov é pequeno.

Usando-se o valor constante $n = 1.00029$ (na realidade este valor varia com a altitude), pode-se obter o valor do ângulo máximo de abertura do cone Cherenkov: $\theta_{max} = 1.3^\circ$. Da mesma forma, a energia mínima do elétron é de $E_{e^-} = 21$ MeV, para que se verifique a emissão Cherenkov

As características espaciais da radiação Cherenkov que acompanha os chuueiros extensos são discutidas a seguir.

Distribuição lateral

A distribuição lateral da luz Cherenkov de chuueiros extensos é fortemente influenciada por dois fatores:

- o espalhamento coulombiano dos elétrons do chuueiro corresponde a um ângulo $\langle \theta_s \rangle_{rms}$ muito superior ao de abertura do cone Cherenkov; e
- a densidade da atmosfera diminui com a altitude.

O espalhamento coulombiano dos elétrons tem o efeito de “diluir” a direcionalidade da radiação Cherenkov em relação ao eixo do chuueiro. A figura 2.7 (ref. [11]) apresenta o comportamento de $\langle \theta_s \rangle_{rms}$ comparado com os ângulos de abertura do cone Cherenkov a diferentes altitudes. Este segundo fator, a variação da densidade com a altitude se traduz numa maior abertura do ângulo θ_{cer} à medida em que o chuueiro se aproxima do solo. A figura 2.8 (ref. [1]) apresenta o comportamento da distribuição lateral da radiação Cherenkov e ilustra os dois efeitos citados acima.

Distribuição angular

Assim como no caso da distribuição lateral, a distribuição angular da luz Cherenkov também é afetada tanto pelo espalhamento dos elétrons quanto pela variação da densidade da atmosfera com a altitude. A figura 2.9 (ref. [11]) apresenta as curvas de nível da distribuição angular da radiação Cherenkov ao nível do mar, a uma distância de 100 m do eixo do chuueiro, calculadas para chuueiros iniciados por γ 's e por prótons. As curvas são apresentadas para duas faixas de energia do primário.

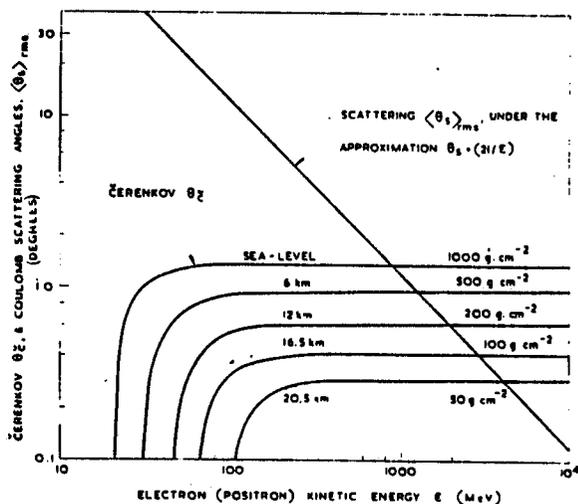


Figura 2.7: Comparação entre o ângulo de espalhamento para diferentes energias do elétron e o ângulo de abertura do cone Cherenkov a diferentes altitudes.

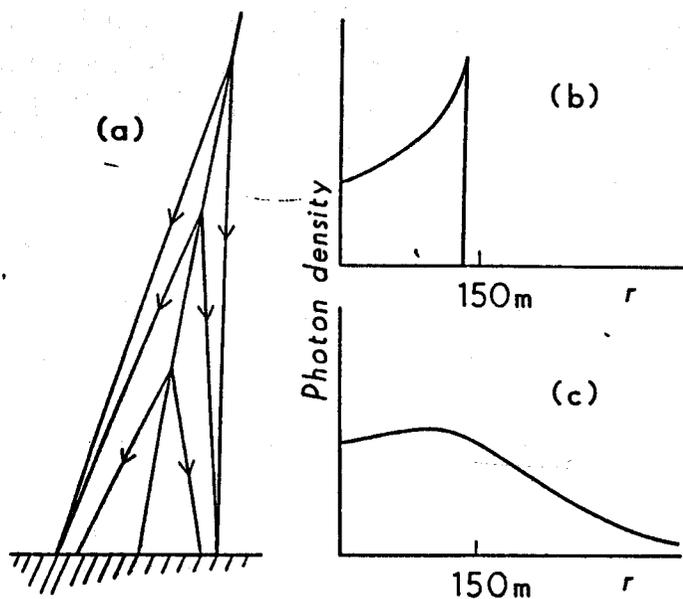


Figura 2.8: Representação da distribuição lateral da radiação Cherenkov de um chuvaire extenso. (a): emissão Cherenkov a diferentes profundidades, ilustrando a abertura do cone devida à variação da densidade atmosférica com a altitude, (b): distribuição lateral sem espalhamento do elétron, e (c): considerando-se o espalhamento.

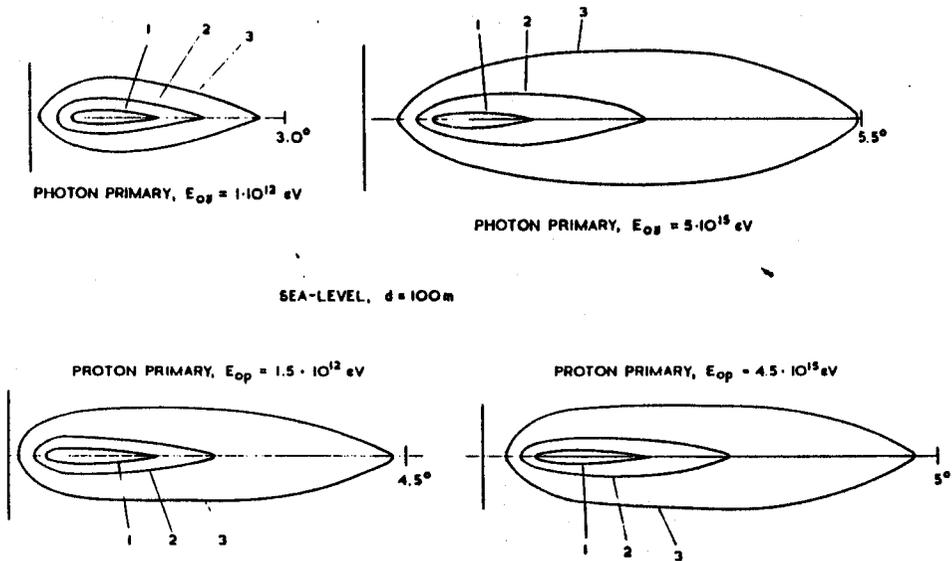


Figura 2.9: Curvas de nível da distribuição angular da luz Cherenkov a 100 m do eixo do chuvaire. Os valores 1, 2 e 3 se referem respectivamente a 10^{-1} , 10^{-2} e 10^{-3} do máximo de luz.

Detecção

Existem dois tipos de montagens experimentais geralmente utilizadas na detecção da radiação Cherenkov atmosférica de chuvaire extensos. O primeiro consiste de fotomultiplicadoras “abertas”, apontando para o céu, cuja principal característica é a grande abertura angular (até $\sim 45^\circ$). O segundo tipo de montagem consiste de um certo número de elementos (tipicamente fotomultiplicadoras) colocados no plano focal de um espelho parabólico. Este possui uma abertura angular bem menor, de poucos graus.

Os detectores com maior abertura angular têm a possibilidade de determinar a distribuição lateral da luz Cherenkov com boa precisão (por integrarem a luz que incide num determinado ponto, vinda de diferentes direções) e também de medir as características temporais do sinal Cherenkov de cada chuvaire. Tanto a distribuição lateral obtida quanto a estrutura temporal do sinal podem ser utilizados na tentativa

de se determinar a profundidade do máximo dos chuveiros detectados.

O segundo tipo, ao contrário, tem como característica principal a precisão na determinação da direção da luz incidente. Cada elemento sensível colocado no plano focal do espelho corresponde a uma direção bem definida e mede a luz incidente no espelho vinda daquela direção. As imagens produzidas pelo conjunto de elementos colocados no plano focal do espelho correspondem à distribuição angular da luz Cherenkov e a análise destas imagens tem sido utilizada com sucesso em medidas de astronomia γ a energias \sim TeV, abaixo dos limiares acessíveis aos detectores tradicionais de chuveiros.

Bibliografia

- [1] P.Sokolsky, Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics, Addison-Wesley Publishing Company (1989)
- [2] B.Peters, Nuovo Cimento (Suppl.) 14 (1959) 436
- [3] T.K.Gaisser, in Astrophysical Aspects of the Most Energetic Cosmic Rays, eds. Nagano & Takahara, World Scientific Publishing Company (1991) 146
- [4] H.Nogima, Tese de Doutorado Unicamp - IFGW (1997)
- [5] M.S.Longair, High Energy Astrophysics, Cambridge University Press (1981)
- [6] B.Rossi, K.Greisen, Rev. Mod. Phys., 13 (1941) 240
- [7] K.Greisen, Prog. Cosmic Ray Physics 3 (1956) 1
- [8] T.K.Gaisser, Cosmic Rays and Particle Physics, Cambridge University Press (1990)
- [9] T.K.Gaisser, T.S.Stanev, P.Freier, C.J.Waddington, Phys. Rev. D25 (1982) 2341
- [10] R.Cooper *et al.*, in Astrophysical Aspects of the Most Energetic Cosmic Rays, eds. Nagano & Takahara, World Scientific Publishing Company (1991) 34
- [11] J.V.Jelley, in Progress of Elementary Particle and Cosmic Ray Physics vol. 9, eds. J.G.Wilson & S.A.Wouthuysen (1967) 40

Capítulo 3

O Experimento EASTOP

Neste capítulo são descritos os diversos detectores que compõem o experimento EASTOP. É dada especial atenção à precisão com a qual o detector da componente eletromagnética determina as características essenciais dos chuviros detectados (ponto de impacto, direção, energia do primário e idade). Estas características subsidiam a análise dos dados obtidos com o detector da componente Cherenkov, o qual é descrito de forma pormenorizada¹.

3.1 Características Gerais

Como visto no capítulo anterior, o estudo da radiação cósmica a energias superiores a 10^{14} eV é realizado basicamente através da detecção de chuviros extensos (EAS, Extensive Air Showers). Neste contexto, o experimento EASTOP [1][2][3][4] é um detector das diversas componentes dos EAS, como será visto a seguir.

Entre os objetivos científicos do experimento destacam-se a astronomia γ [5][6], o estudo do espectro de energia [7] e da composição [8] da radiação cósmica primária e o estudo da anisotropia da radiação cósmica [9].

O experimento (figuras 3.1 e 3.2) se encontra sobre o laboratório subterrâneo do Gran Sasso (Itália central), a 2000 m de altitude (a

¹A descrição feita se refere à configuração do detector quando da aquisição dos dados aqui analisados.

uma profundidade de 810 g/cm^2) e coordenadas $42^\circ 27' \text{ N}$ e $13^\circ 31' \text{ L}$.

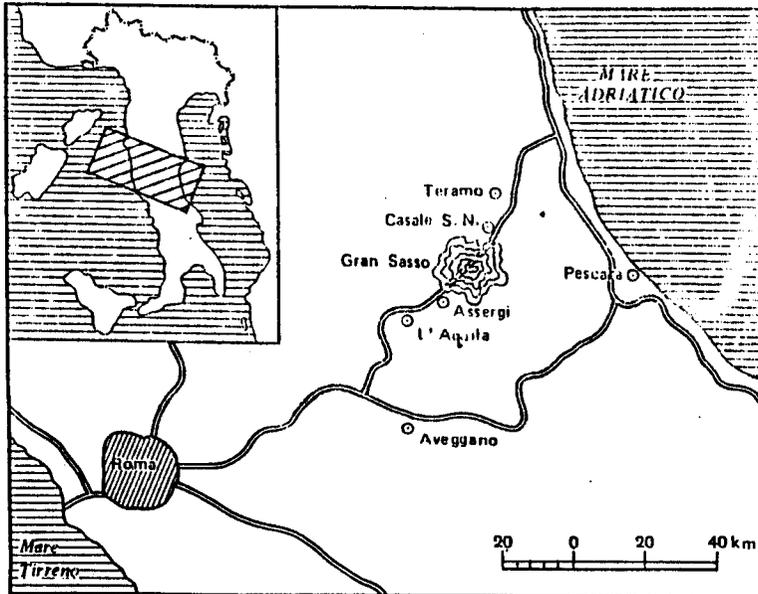


Figura 3.1: Posição geográfica do laboratório do Gran Sasso.

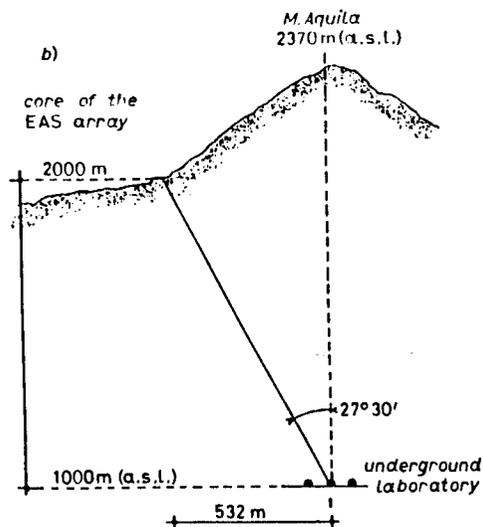


Figura 3.2: Localização do experimento EASTOP.

O experimento EASTOP está a $27^\circ 30'$ do zênite do laboratório subterrâneo, à menor distância possível entre os dois. O funcionamento do experimento EASTOP em coincidência com detectores subterrâneos (profundidade $\sim 3 \times 10^5 \text{ g/cm}^2$) permite a detecção de múons com energia $E_\mu \geq 1.4 \text{ TeV}$ nos chuviros detectados na superfície [10][11].

3.2 EMD (EletroMagnetic Detector)

O detector da componente eletromagnética (figura 3.3) consiste de 35 módulos distribuídos sobre uma área de $\sim 10^5 \text{ m}^2$. Na figura são vistos também os outros detectores que compõem o experimento EASTOP.

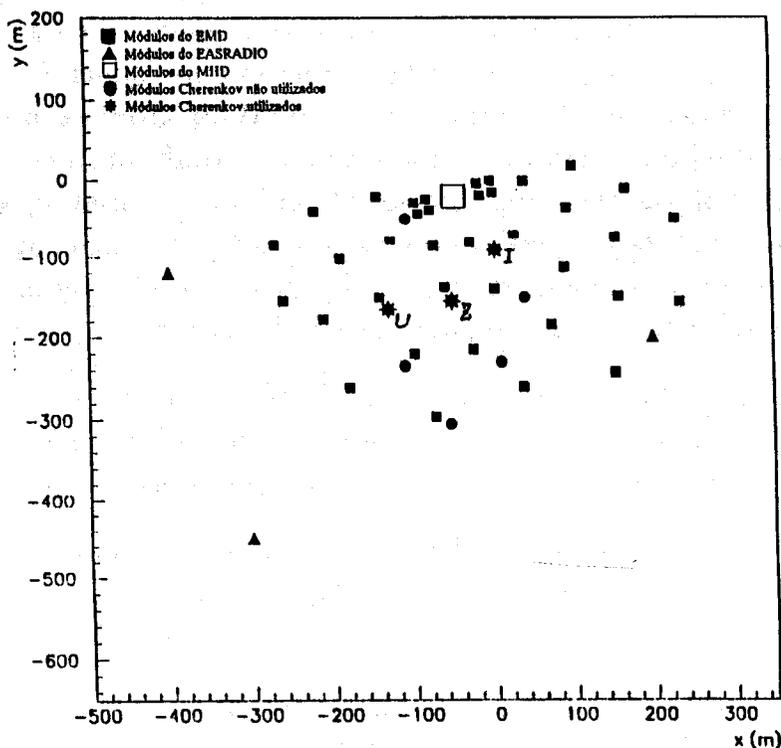


Figura 3.3: Configuração geral do experimento EASTOP. Os módulos Cherenkov em funcionamento durante a aquisição dos dados analisados neste trabalho estão destacados.

Cada módulo consiste de 16 placas de cintilador plástico de dimensões $80 \times 80 \times 4 \text{ cm}^3$, dispostas de modo a formar um quadrado de $\sim 10 \text{ m}^2$. Sob cada placa de cintilador, à distância de 30 cm , existe uma fotomultiplicadora (Philips, modelo XP3462B) que permite a medida de densidades de 0.1 a 40 partículas/ m^2 . As quatro placas centrais de cintiladores de cada módulo possuem, cada uma, uma segunda fotomultiplicadora, com ganho menor, permitindo a medida de até 400 partículas/ m^2 .

A soma dos sinais das fotomultiplicadoras de alto ganho é discriminada em dois limiares: 0.1 e 0.3 *mip*'s (minimum ionizing particles). O limiar de 0.3 *mip*'s é usado na geração do *trigger* do módulo, enquanto que o de 0.1 *mip* é utilizado para medidas de tempo (o limiar mais baixo permite determinar com maior precisão o instante do início do sinal que, atingindo o limiar de 0.3 *mip*'s, gera o *trigger* do módulo). A soma dos sinais das fotomultiplicadoras de baixo ganho, por outro lado, é usada somente em medidas de carga.

Para efeitos de *trigger* o detector é dividido em "círculos" compostos de um módulo central cercado por outros 5 ou 6 módulos periféricos (que podem eventualmente ser módulos centrais de outros círculos)². O *trigger* é gerado pela coincidência entre o módulo central de um círculo qualquer e 3 ou mais módulos periféricos do mesmo círculo. Os dados obtidos por esta condição de *trigger* são classificados em dois grupos:

- eventos internos ($f_i \simeq 1.5 \text{ Hz}$): todo um círculo disparado (6 ou 7 módulos), com o maior sinal (maior número de partículas) proveniente de um módulo interno ao detector.
- eventos externos ($f_e \simeq 20 \text{ Hz}$): nenhum círculo completo disparado, ou com o maior sinal proveniente de um módulo periférico ao EMD.

Uma vez satisfeita a condição de *trigger* do detector, são lidos os ADC's (Analogic to Digital Converter, mede a intensidade do sinal do módulo) e o TDC (Time to Digital Converter, mede os atrasos relativos entre módulos do mesmo círculo) de todos os módulos disparados, pertencentes ou não ao círculo no qual se verificou a condição de *trigger*.

²Exceção feita aos 8 módulos mais próximos ao detector da componente muônica, que formam 2 quadrados de quatro módulos cada.

A calibração dos ADC's [4] é feita com base no espectro de energia obtido por cada fotomultiplicadora, funcionando em *auto-trigger*. O pico da distribuição obtida corresponde ao valor mais provável de perda de energia de uma partícula na região do mínimo de ionização. Por isso, o número de partículas em cada módulo é medido em unidades de *mip*'s. Os ADC's das fotomultiplicadoras de baixo ganho são calibrados usando-se a região de superposição entre essas e as de alto ganho. Os valores de pedestal e a linearidade dos ADC's são periodicamente monitorados.

Para a calibração dos TDC's é usado um pequeno detector portátil, conectado à eletrônica central do experimento por um cabo de sinal suficientemente longo de modo a permitir o seu deslocamento por todos os módulos do experimento. Este detector (fotomultiplicadora acoplada a um cintilador plástico) é colocado sucessivamente sobre cada módulo e são medidas as diferenças de tempo entre os sinais do detector portátil e do módulo. O atraso constante do sinal do detector portátil (garantido pelo uso de um mesmo cabo de sinal em todas as medidas) permite a medida dos atrasos relativos entre os diferentes módulos.

Os dados de ADC e de TDC de todos os módulos disparados em um evento são utilizados respectivamente na determinação da estrutura lateral e da direção de chegada do chuveiro detectado.

A estrutura lateral é obtida pelo ajuste (χ^2) das densidades de partículas medidas nos módulos disparados à função NKG (Nishimura Kamata Greisen) [12]:

$$\rho(r) = C(s) \left(\frac{N_e}{r_0^2} \right) \left(\frac{r}{r_0} \right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{r_0} \right)^{s-4.5} \quad (3.1)$$

onde

$\rho(r)$ = densidade à distância r do eixo do chuveiro³

r_0 = raio de Moliere ($r_0 = 100$ m)

$C(s)$ = constante de normalização

e os parâmetros do ajuste são:

³A posição (X_c, Y_c) do eixo do chuveiro é determinada inicialmente como bari-centro dos quatro módulos com maior sinal e, posteriormente, são parâmetros livres no ajuste na função 3.1.

X_c, Y_c = posição do eixo do chuveiro (definem o parâmetro r)

s = idade do chuveiro

N_e = número total de partículas

A precisão na determinação dos parâmetros da função NKG é obtida em duas etapas:

1. a flutuação na densidade de partículas medida num dado módulo é determinada experimentalmente pela comparação entre densidades medidas por diferentes módulos igualmente distantes do eixo do chuveiro (que deveriam, portanto, medir a mesma densidade de partículas).
2. são simulados chuveiros segundo a distribuição NKG, com densidades nos módulos que flutuam na maneira medida acima. A análise dos dados simulados permite, então, uma medida dos erros cometidos na determinação dos parâmetros da função 3.1.

Para chuveiros com $N_e \geq 2 \times 10^5$, os resultados obtidos pela colaboração por este método são:

$$\sigma(N_e)/N_e = 0.1$$

$$\sigma(X_c) = \sigma(Y_c) = 5m$$

$$\sigma_s = 0.1$$

A direção de chegada dos chuveiros detectados é determinada pelo uso da técnica do tempo de vôo do chuveiro entre os diferentes módulos (adotando-se a aproximação de frente plana) [4]. Para se atenuar efeitos de amostragem e de curvatura da frente do chuveiro, somente o círculo que possui como centro o módulo com o maior sinal do detector é utilizado. A resolução obtida por este procedimento é determinada pela divisão do círculo usado em duas partes: o módulo central e três módulos periféricos alternados, e o mesmo módulo central com os outros três módulos (só são usados círculos com 7 módulos nesta medida). Com isto, são obtidas duas medidas da direção do mesmo chuveiro, no mesmo ponto, que são então comparadas. A resolução obtida por esta medida para chuveiros com $N_e \geq 10^5$ é de 0.5° .

A análise de eventos em coincidência com detectores subterrâneos permite verificar a precisão na determinação do ponto de impacto (pela

projeção na superfície da direção do μ detectado no laboratório subterrâneo) e na própria direção do eixo do chuveiro (por comparação direta com a direção do μ detectado). Tais medidas [10] confirmam os valores determinados acima.

Além disso, a medida da redução do fluxo da radiação cósmica na direção da Lua constitui uma medida independente da precisão com a qual é determinada a direção do chuveiro. O valor obtido é $\sim 0.8^\circ$ para todos os eventos internos ao detector e $\sim 0.5^\circ$ para aqueles com tamanho $N_e > 10^5$. A figura 3.4 (ref.[6]) apresenta a redução no fluxo da radiação cósmica, como função da distância angular à direção do centro da Lua. A figura 3.5 (ref. [4]) apresenta exemplo de evento totalmente reconstruído pelo detector da componente eletromagnética.

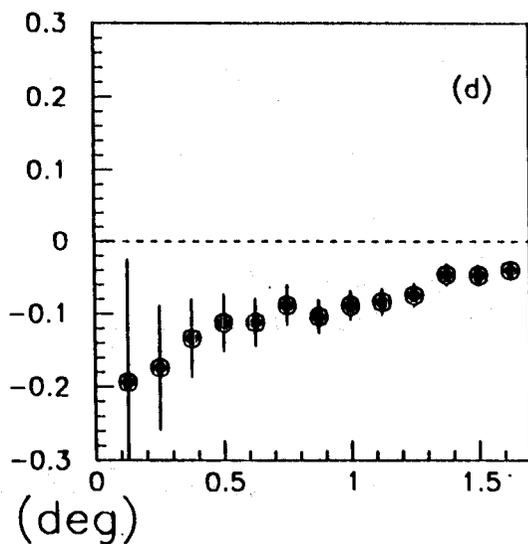


Figura 3.4: Redução no fluxo da radiação cósmica na direção da Lua, confirmando a precisão na determinação da direção de chegada dos chuveiros detectados.

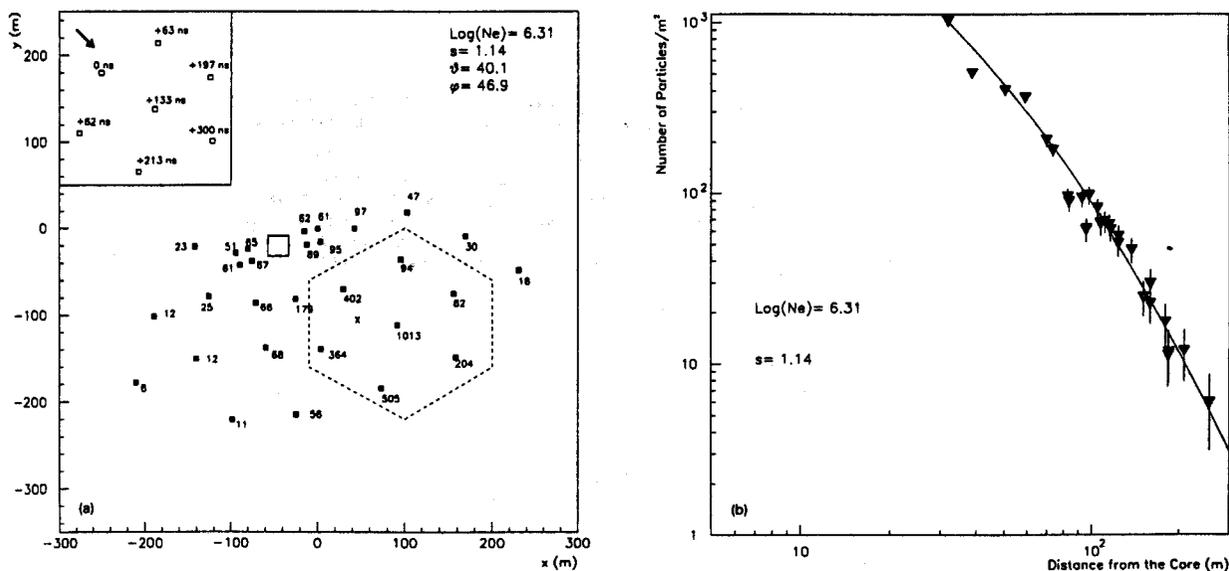


Figura 3.5: Exemplo de evento completamente reconstruído pelo detector da componente eletromagnética do experimento EASTOP.

3.3 MHD (Muon-Hadron Detector)

O detector de múons e hádrons [13][14] do experimento EASTOP é localizado à periferia da superfície coberta pelo detector da componente eletromagnética e contém 9 camadas de detecção de $12 \times 12 \text{ m}^2$. A separação entre camadas sucessivas é feita por 13 cm de ferro (figura 3.6).

Cada camada possui 2 planos de tubos em regime “streamer” e 1 em regime “semi-proporcional”. Os tubos são fisicamente idênticos, medindo $3 \times 3 \times 1200 \text{ cm}^3$ cada, tendo como ânodo um fio (de diferentes espessuras para “streamer” e para “semi-proporcional”) ao longo do eixo dos tubos. O cátodo é formado por três das quatro paredes em

torno do ânodo. A quarta parede é fechada apenas pelo invólucro de PVC que contém o gás utilizado pelos tubos.

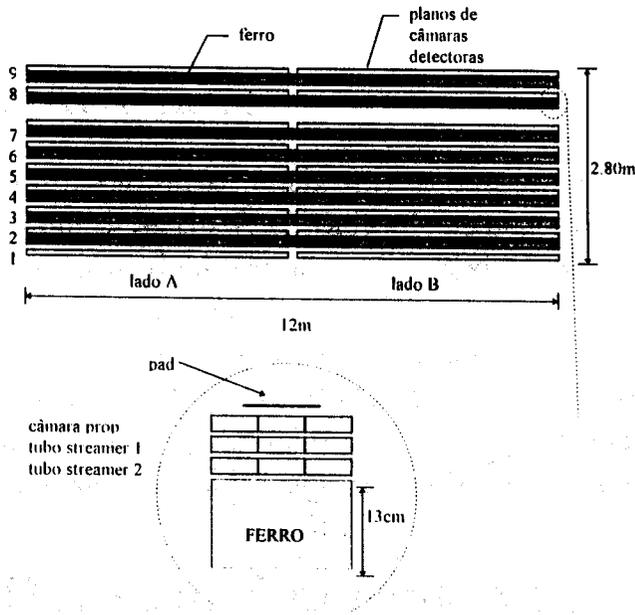


Figura 3.6: Esquema do detector de muons e hadrons do experimento EASTOP.

Os principais objetivos do detector são o estudo da componente hadrônica dos chuviros detectados e a contagem e *tracking* de múons de baixa energia ($E_\mu \geq 2 \text{ GeV}$) nos chuviros.

Os tubos que funcionam em regime “*streamer*” são usados para *tracking* de múons⁴. O sinal proveniente do próprio ânodo (fio ao longo do eixo do tubo) fornece a coordenada x , enquanto que a coordenada y é obtida pela leitura de sinais induzidos em pistas condutoras dispostas perpendicularmente ao eixo dos tubos, do lado de fora destes (onde não existe a parede do cátodo). A resolução final obtida na direção dos muons verticais é de $\sigma_{\theta_\mu} = 0.9^\circ$.

⁴Na realidade, dos 18 planos de tubos “*streamer*” (2 por camada) só os 16 inferiores são usados para este fim, pois a camada superior do MHD não possui a blindagem de 13 cm de Fe. Essa camada é usada no estudo da estrutura dos chuviros perto do eixo.

Os tubos em regime “semi-proporcional”, usados em medidas calorimétricas, têm seus sinais lidos por indução em placas de $38 \times 40 \text{ cm}^2$ dispostas sobre todo o plano, também sobre a parte não coberta pelo cátodo.

3.4 EASRadio

A emissão em radiofrequência que acompanha os chuveiros pode ser detectada pelo detector EASRadio do experimento EASTOP. Este detector é composto de 3 antenas nas proximidades do detector da componente eletromagnética.

As antenas medem 15 m e operam em duas faixas de frequência: de 300 a 500 kHz e de 2.3 a 3.5 MHz. O sistema pode funcionar tanto em “*auto-trigger*” quanto em coincidência com o EMD, para se aproveitar das informações fornecidas por esse sobre os chuveiros detectados.

3.5 Detector Cherenkov

3.5.1 Objetivos

Enquanto todas as outras componentes dos chuveiros são detectadas a uma profundidade atmosférica fixa (aquela do detector), a detecção da componente Cherenkov tem a singular característica de usar toda a atmosfera como elemento sensível e, por isso, de medir a radiação Cherenkov emitida a diferentes profundidades acima do detector. Com isso, abrem-se várias possibilidades:

- astronomia γ a limiares inferiores àqueles acessíveis ao detector da componente eletromagnética;
- estudo de composição da radiação cósmica primária, através da reconstrução do desenvolvimento longitudinal do chuveiro.

3.5.2 Descrição dos Telescópios

O detector de radiação Cherenkov atmosférica é constituído de 8 telescópios distribuídos no interior da área ocupada pelo detector da

componente eletromagnética (figura 3.3). Cada telescópio é protegido por uma cúpula que se abre completamente para a aquisição de dados⁵ (figura 3.7).

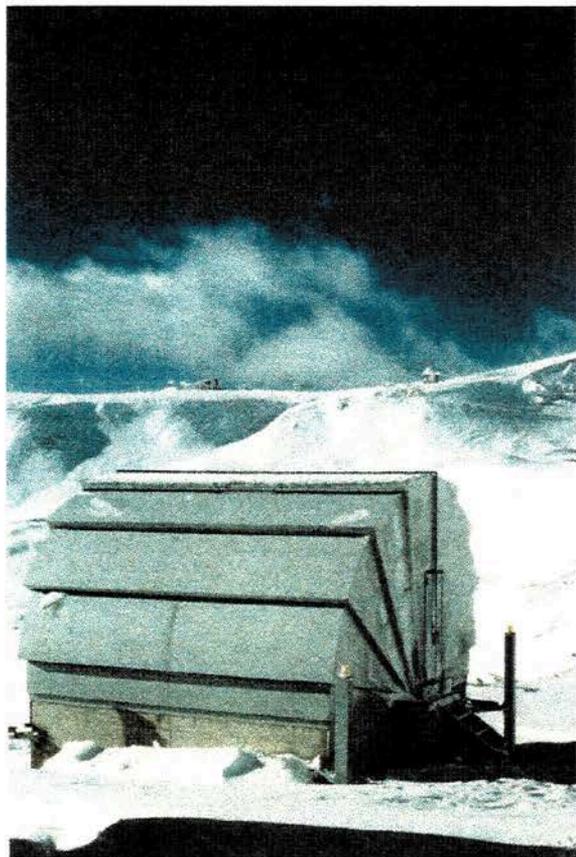


Figura 3.7: Imagem de uma das cúpulas que protegem os telescópios do detector Cherenkov (cortesia dott. Francesco Arneodo).

⁵Durante a aquisição dos dados aqui analisados somente os três telescópios destacados na figura 3.3 estavam em funcionamento. Dos outros cinco telescópios, um estava em manutenção e quatro em construção.

Cada telescópio possui 2 espelhos de diâmetro $\phi = 90 \text{ cm}$ e distância focal $f = 65 \text{ cm}$ (a estrutura permite a montagem de até 4 espelhos)⁶. No foco de um dos espelhos encontra-se uma fotomultiplicadora (Philips, modelo XP1704) que possui o fotocátodo segmentado em 96 *pixels*, dispostos de modo a formar um padrão quase circular (figura 3.8). Cada *pixel* mede $0.25 \times 0.25 \text{ cm}^2$, correspondendo, com o sistema óptico utilizado, a uma abertura de $1.5 \times 10^{-5} \text{ sr}$. A abertura total corresponde, portanto, a $1.4 \times 10^{-3} \text{ sr}$. No foco do outro espelho encontra-se uma fotomultiplicadora tradicional (Philips, modelo XP3462) com uma “máscara” sobre o fotocátodo que limita sua abertura à mesma da fotomultiplicadora *multipixel*.



Figura 3.8: Fotomultiplicadora Philips modelo XP1704. Pode-se ver a matriz de *pixels* que forma o fotocátodo.

⁶A maior fonte de aberração deste sistema óptico é o coma, o qual, porém, não chega a comprometer as imagens obtidas [15].

A montagem dos telescópios (apresentada na figura 3.9) é do tipo *alt-altazimutal*. Um μ VAX controla e registra (para uso posterior na análise de dados) os movimentos realizados. Durante a aquisição de dados para astronomia γ os telescópios são movimentados a cada ~ 12 segundos. Este intervalo é suficientemente curto para permitir uma precisão superior a 0.05° (um quarto de *pixel*) em toda a medida, na qual os telescópios “seguem” o candidato a fonte. A determinação experimental da precisão de direcionamento dos telescópios é feita com base nas imagens de estrelas no fotocátodo *multipixel*. Imagens de estrelas também são utilizadas na calibração dos eixos de rotação dos telescópios e na determinação da orientação relativa entre a matriz de *pixels* do fotocátodo e a estrutura do telescópio. O próximo capítulo trata exclusivamente da análise de dados de estrelas. No apêndice A são descritos os movimentos feitos pela montagem utilizada para se orientar numa determinada direção e são apresentadas as transformações que permitem determinar a direção de cada *pixel* em função da direção do eixo do telescópio.

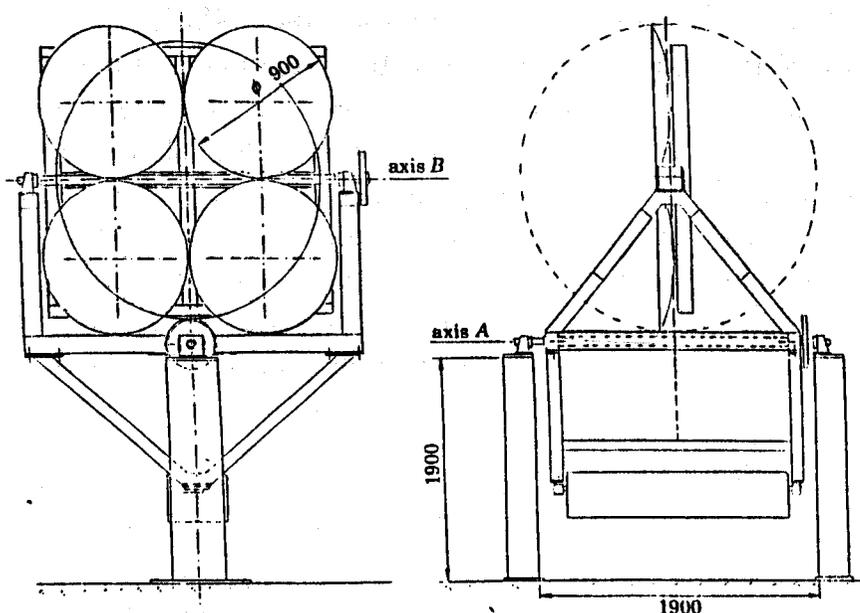


Figura 3.9: Esquema da montagem utilizada pelos telescópios do detector Cherenkov.

3.5.3 Eletrônica de Aquisição dos Telescópios

Os sinais disponíveis à eletrônica de aquisição de cada telescópio são:

- ânodo da fotomultiplicadora XP3462;
- ânodo da fotomultiplicadora XP1704;
- 96 sinais do último dínodo (segmentado) da fotomultiplicadora XP1704.

A condição de *trigger* de cada telescópio é definida pela seguinte expressão lógica:

$$T = S_1 \times (S_2 + S_3) \quad (3.2)$$

onde

- S_1 = sinal no ânodo da XP3462
- S_2 = sinal no ânodo da XP1704
- S_3 = sinal em 2 ou mais *pixels* centrais da XP1704

A possibilidade aberta a um *trigger* do tipo $S_1 \times S_3$ é uma tentativa de se otimizar as medidas de astronomia γ com o detector. Para eventos de chuveiros iniciados por γ 's espera-se uma imagem concentrada em poucos *pixels* [16]. Assim, abre-se a possibilidade de coincidência entre dois (ou mais) *pixels* para geração de *trigger* do telescópio. Apenas os 64 *pixels* centrais do fotocátodo *multipixel* são usados para este fim (a figura 3.10 apresenta um esquema da matriz de *pixels* e destaca os 64 utilizados na geração de *trigger*).

O esquema da eletrônica de aquisição de um telescópio é apresentado na figura 3.11. Os módulos utilizados são:

- AIA - (Analogic Inverter and Attenuator) são módulos especificamente construídos para o detector, com a finalidade de se atenuar e inverter os sinais dos 64 *pixels* centrais que participam da geração de *trigger*;
- 4413 - Discriminadores LeCroy de 16 canais;
- C257 - Scaler CAEN de 16 canais;

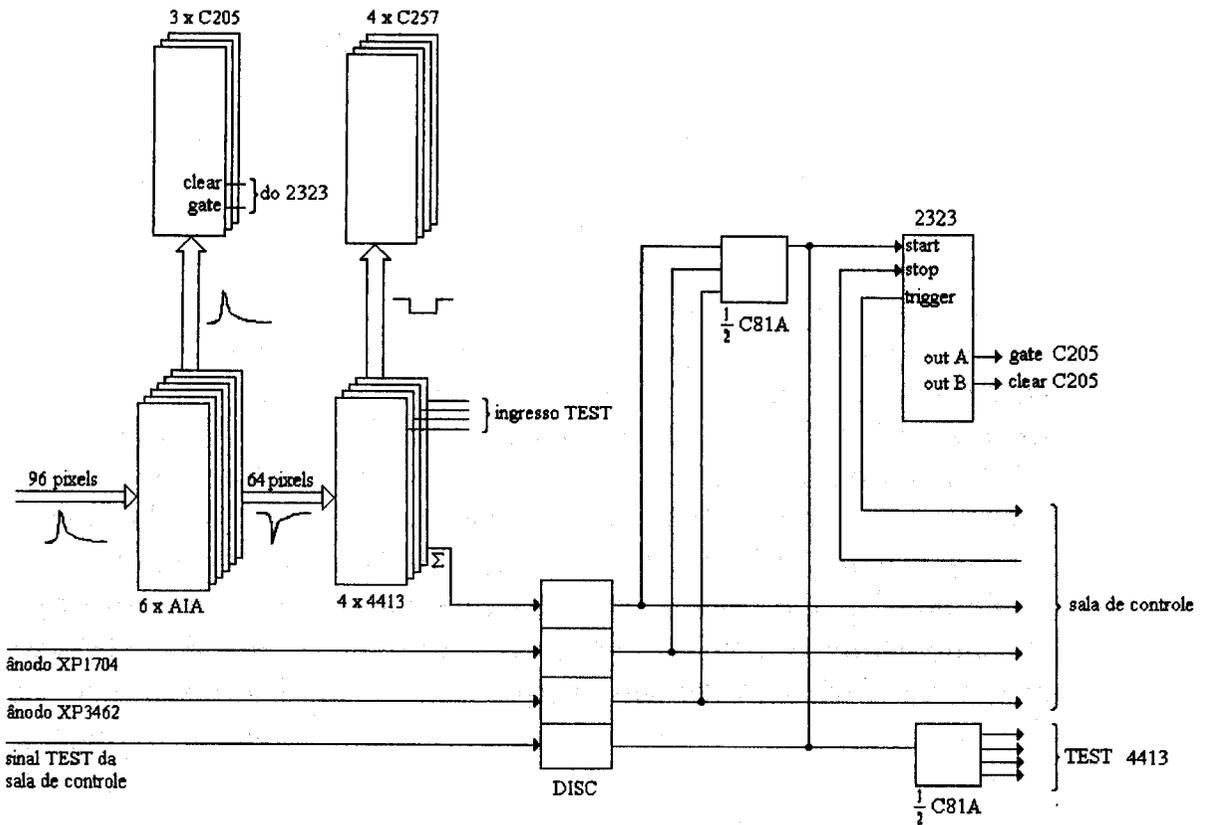


Figura 3.11: Esquema da eletrônica de aquisição de um telescópio do detector Cherenkov (ver texto).

Os módulos AIA atenuam os sinais dos 64 *pixels* centrais da fotomultiplicadora XP1704 e em seguida dividem todos os 96 sinais em dois conjuntos iguais. Um deles segue diretamente aos ADC's C205. Do outro conjunto, os sinais dos 64 *pixels* centrais são invertidos e seguem para os discriminadores LeCroy 4413, nos quais todos os canais são programados para funcionar no menor limiar possível (15 *mV*). Estes discriminadores são colocados em cascata, de modo a produzir um sinal proporcional ao número de *pixels* acima do limiar (50 *mV/pixel*). Além disso, os sinais discriminados dos 64 *pixels* centrais são levados

aos módulos C257 para contagem. A exigência de que todos tenham a mesma frequência de sinais determina o valor da atenuação sofrida por cada *pixel* nos módulos AIA.

Três dos quatro canais do discriminador CAEN são usados na discriminação dos sinais S_1 , S_2 e S_3 (equação 3.2). Os limiares são, respectivamente, 20 mV, 40 mV e 75 mV. Os sinais assim discriminados seguem tanto para a sala de controle do experimento (para monitoramento das condições de *trigger*) quanto para a seção A do módulo C81A, programado segundo a lógica da equação 3.2. Uma vez satisfeita a condição de *trigger*, o módulo 2323 (Dual Gate Generator) se encarrega de gerar o *gate* de leitura dos ADC's C205 e de enviar à sala de controle o sinal de *trigger*. A leitura dos módulos C205 é feita via CAMAC. Após a leitura, o módulo 2323 recebe um comando CAMAC para gerar o *clear* dos ADC's (deixando-os prontos para um novo evento).

Cada telescópio recebe da eletrônica central dois sinais (além dos comandos enviados via CAMAC): o sinal de "STOP", que impede a geração de um novo *trigger* enquanto um evento não foi completamente lido, e o sinal de "TEST" que provoca a contagem de sinais de cada canal dos discriminadores LeCroy (o que é feito separadamente da aquisição de dados).

3.5.4 Eletrônica Central de Aquisição

A eletrônica central de aquisição é responsável pelo monitoramento de cada telescópio, pelo circuito de coincidência do detector como um todo e pela leitura e registro dos dados do detector. Os módulos usados são:

- DISC - discriminador CAEN;
- C257 - *scaler* CAEN de 16 canais;
- OR - circuito lógico responsável pelo *trigger* do detector;
- P.U. - Pattern Unit CAEN, circuito que registra a configuração dos sinais às suas entradas;
- D.T. - Dual Timer CAEN, módulo que gera um sinal de duração pré-determinada;

- Status A - circuito que recebe/envia sinais entre a eletrônica e o computador que controla o detector;
- Fan Out - circuito que divide um sinal em vários, iguais ao recebido.

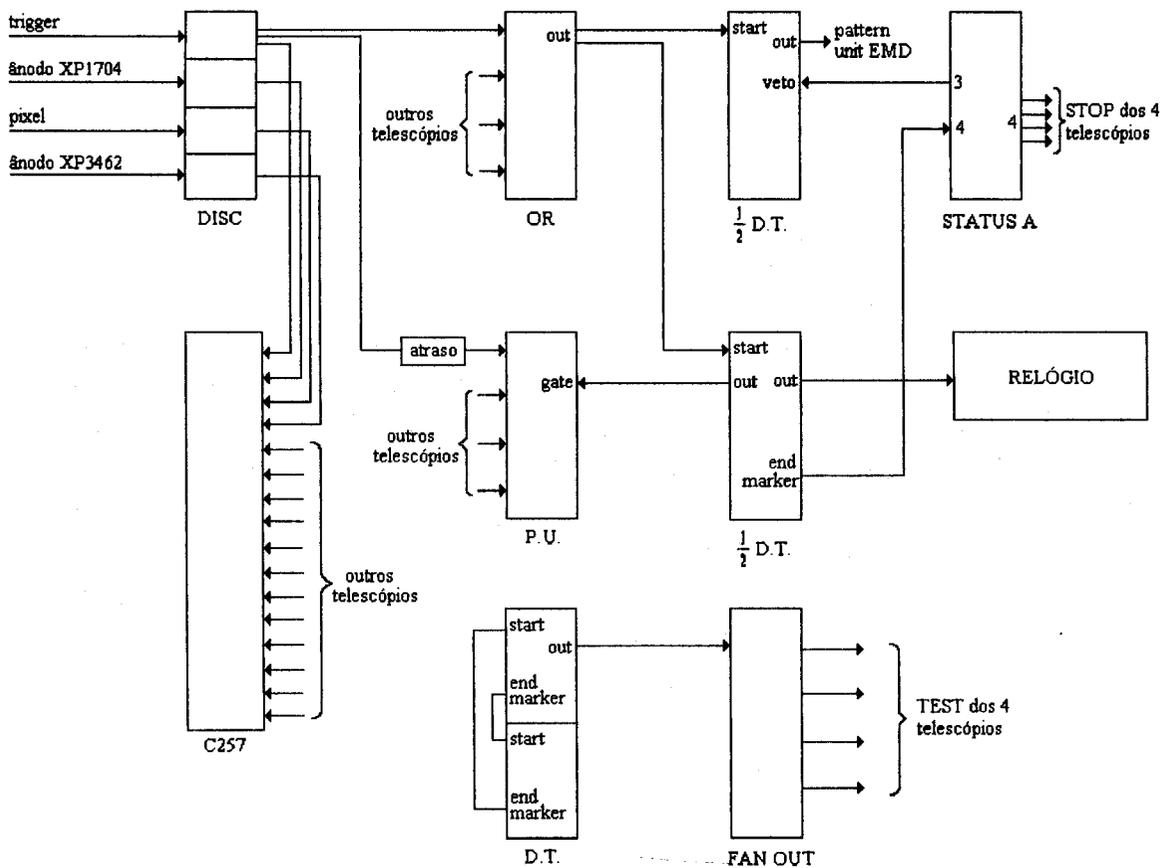


Figura 3.12: Esquema da eletrônica central de aquisição do detector Cherenkov (ver texto).

O esquema da eletrônica central de aquisição do detector Cherenkov é apresentado na figura 3.12, onde são evidenciadas as conexões para um único telescópio. Os quatro sinais provenientes do telescópio

(*trigger*, sinal no ânodo da fotomultiplicadora XP1704, sinal da coincidência de *pixels* e sinal do ânodo da fotomultiplicadora XP3462) são levados a um discriminador e deste ao módulo C257, para monitoramento das respectivas frequências. O discriminador usado tem a função de reformatar os sinais que chegam (já discriminados pela eletrônica do telescópio).

O sinal de *trigger* em qualquer um dos telescópios gera o *trigger* geral do detector Cherenkov. Isso é feito através do módulo OR que recebe os sinais de *trigger* de todos os telescópios. Além disso, o sinal de *trigger* de cada telescópio também segue (com o necessário atraso) à Pattern Unit, que mantém o registro de quais os telescópios que dispararam. O sinal de *trigger* geral do módulo OR é levado a dois canais distintos de uma Dual Timer. Um deles (na figura 3.12 o de cima) leva a informação de que ocorreu um evento Cherenkov ao detector da componente eletromagnética (que coloca esta informação no seu arquivo de dados, se tiver um evento em coincidência). Durante testes do detector, quando os eventos Cherenkov não têm significado físico, o módulo Status A é programado para “vetar” o sinal que vai ao EMD. O outro canal da Dual Timer é usado para se registrar o instante de ocorrência do evento, para se gerar o *gate* na Patter Unit (por isso a necessidade de se atrasar os sinais que chegam a esse módulo) e para gerar o sinal de “STOP” para todos os telescópios. A partir daí, o computador que controla o experimento lê na Pattern Unit quais foram os telescópios que dispararam e então lê, diretamente na eletrônica dos telescópios (via rede CAMAC) os dados do evento. O relógio do detector também é lido. Uma vez concluída a leitura, o módulo 2323 de cada telescópio é acionado para se fazer o *clear* dos ADC's e para se recomençar a aquisição (fim do sinal de “STOP”).

O circuito de “TEST” é completamente independente do acima descrito. Este consiste somente numa Dual Timer com os dois canais colocados em série (para se obter o efeito de um gerador de pulsos) e num Fan Out que distribui os pulsos obtidos entre os telescópios. Em cada telescópio, estes sinais vão ativar o sistema “TEST” dos discriminadores LeCroy 4413, permitindo a contagem de sinais de cada pixel.

Bibliografia

- [1] M. Aglietta *et al.*, Nuovo Cimento C9 (1986) 262
- [2] M. Aglietta *et al.*, Nuclear Instruments and Methods A277 (1989) 23
- [3] M. Aglietta *et al.*, Nuovo Cimento C13 (1990) 353
- [4] M. Aglietta *et al.*, Nuclear Instruments and Methods A336 (1993) 310
- [5] M. Aglietta *et al.*, Proceedings XXIV ICRC 2 (1995) 421
- [6] M. Aglietta *et al.*, Astroparticle Physics 3 (1995) 1
- [7] M. Aglietta *et al.*, Proceedings XXIV ICRC 2 (1995) 732
- [8] M. Aglietta *et al.*, Proceedings XXIV ICRC 2 (1995) 664
- [9] M. Aglietta *et al.*, Proceedings XXIV ICRC 2 (1995) 800
- [10] Bellotti *et al.*, Physical Review D42 (1990) 1396
- [11] M. Aglietta *et al.*, Nuovo Cimento A105 (1992) 1815
- [12] K.Greisen, Prog. Cosmic Ray Physics, 3 (1956) 1
- [13] M. Aglietta *et al.*, Proceedings XXIII ICRC 4 (1993) 692
- [14] M. Aglietta *et al.*, Nuovo Cimento 15C (1992) 735
- [15] E. Xausa, Tesi di Laurea, Università di Torino (1993)
- [16] A.M.Hillas, Proceedings XIX ICRC 3 (1985) 445

Capítulo 4

Análise de Dados de Estrelas

A observação da imagem de uma estrela no fotocátodo da fotomultiplicadora *multipixel* é muito útil no controle de todo o mecanismo responsável pela orientação dos telescópios. Neste capítulo são descritas a aquisição e as diferentes análises desses dados.

4.1 Aquisição de dados de estrelas

Ainda que sejam medidas totalmente independentes, a mesma eletrônica usada na aquisição de dados de radiação Cherenkov atmosférica (ítem 3.5.3) é usada na aquisição de dados de estrelas. A única diferença é que no caso de estrelas o *trigger* é gerado de forma assíncrona pelo próprio programa de aquisição, através do módulo 2323 do telescópio. Além disso, para se permitir a coleta de uma suficiente quantidade de luz a duração do *gate* é maior (800 ns) do que aquela usada na aquisição de dados Cherenkov (100 ns). Este parâmetro é selecionado pelo programa de aquisição, através do módulo 2323.

Durante a aquisição de dados de estrelas, o operador observa as imagens obtidas e escolhe, manualmente, valores de correção para os dois ângulos de rotação do telescópio, até que a imagem da estrela esteja no centro do fotocátodo.

Após ser lido e reescrito num formato conveniente, o arquivo de dados com o registro dos movimentos dos telescópios tem a forma apresentada na figura 4.1. As duas primeiras linhas são respectivamente o

número do telescópio (sua identificação)¹ e as coordenadas (ascensão reta e declinação) do objeto celeste escolhido. Seguem-se as linhas referentes aos movimentos do telescópio (aproximadamente uma a cada 12 segundos). Para cada linha as informações são: data e hora do movimento, tempo sideral local (em graus), coordenadas locais da orientação do telescópio (distâncias zenital e azimutal), coordenadas equatoriais da orientação do telescópio (ascensão reta e declinação) e um *flag* que indica se os ângulos de correção usados naquele movimento são ou não (1 ou 0) os definitivos².

```

3
213.8502 019.2127
10 3 1994 0 32 52.29 174.211 40.637 292.373 213.839 19.223 0
10 3 1994 0 32 64.00 174.260 40.603 292.422 213.839 19.223 0
10 3 1994 0 33 15.84 174.310 40.569 292.472 213.839 19.223 0
10 3 1994 0 33 27.51 174.358 40.536 292.521 213.839 19.223 0
10 3 1994 0 33 39.18 174.407 40.503 292.570 213.839 19.223 0
10 3 1994 0 33 50.86 174.456 40.470 292.619 213.839 19.223 0
10 3 1994 0 33 63.01 174.507 40.435 292.670 213.839 19.223 0
10 3 1994 0 34 14.71 174.555 40.402 292.720 213.839 19.223 0
10 3 1994 0 34 26.40 174.605 40.369 292.769 213.839 19.223 0
10 3 1994 0 34 38.12 174.653 40.336 292.819 213.839 19.223 0
10 3 1994 0 34 49.82 174.702 40.302 292.868 213.839 19.223 0
10 3 1994 0 34 61.50 174.751 40.269 292.917 213.839 19.223 0
10 3 1994 0 35 13.35 174.800 40.236 292.968 213.839 19.223 0
10 3 1994 0 35 25.04 174.850 40.202 293.017 213.839 19.223 0
10 3 1994 0 35 36.72 174.898 40.169 293.067 213.839 19.223 0
10 3 1994 0 35 48.40 174.947 40.136 293.117 213.839 19.223 0
10 3 1994 0 35 60.06 174.996 40.103 293.166 213.839 19.223 0
10 3 1994 0 36 11.75 175.045 40.070 293.216 213.839 19.223 0
10 3 1994 0 36 23.46 175.093 40.037 293.266 213.839 19.223 0
10 3 1994 0 36 35.14 175.142 40.004 293.316 213.839 19.223 0
10 3 1994 0 36 46.87 175.191 39.971 293.366 213.839 19.223 1
10 3 1994 0 36 58.64 175.240 39.937 293.416 213.839 19.223 1
10 3 1994 0 37 10.35 175.290 39.904 293.467 213.839 19.223 1
10 3 1994 0 37 22.16 175.339 39.871 293.517 213.840 19.223 1
10 3 1994 0 37 33.89 175.388 39.838 293.568 213.839 19.223 1

```

Figura 4.1: Exemplo de arquivo com os dados dos movimentos feitos por um telescópio.

¹Pela própria necessidade de se poder observar as imagens e escolher as correções para os ângulos de rotação do telescópio, a aquisição de dados de estrelas é feita para um telescópio de cada vez.

²O *flag* 1 indica que os valores de correção usados no movimento são aqueles escolhidos pelo operador. O *flag* 0, ao contrário, indica que o operador ainda estava procurando a melhor correção durante aquele movimento do telescópio.

As figuras 4.2, 4.3, 4.4 apresentam respectivamente a imagem real, vista pelo operador, de um evento de estrela, a representação tridimensional desta imagem e a respectiva curva de nível.

EVENT: 370
 DATE :11/ 3/1994 - 3:51:21

				15	37							
		0	0	74	42	0	0					
	0	23	31	22	24	41	9	12				
	23	0	8	35	38	27	29	23	30	18		
85	0	18	56	165	2693	1396	52	35	8	12		
18	3	32	44	174	2819	1753	158	52	7	80	0	
	0	6	0	56	215	152	79	25	0	0	0	
	0	10	13	15	31	36	54	39	17	19		
		10	20	10	21	19	32	7	35	20		
			11	14	15	0	42	22	48			
					13	40	15	0				

Figura 4.2: Exemplo da saída *on line* do programa de aquisição de dados de estrelas, com a imagem da estrela ao centro do fotocátodo. Cada número corresponde à contagem de um *pixel*.

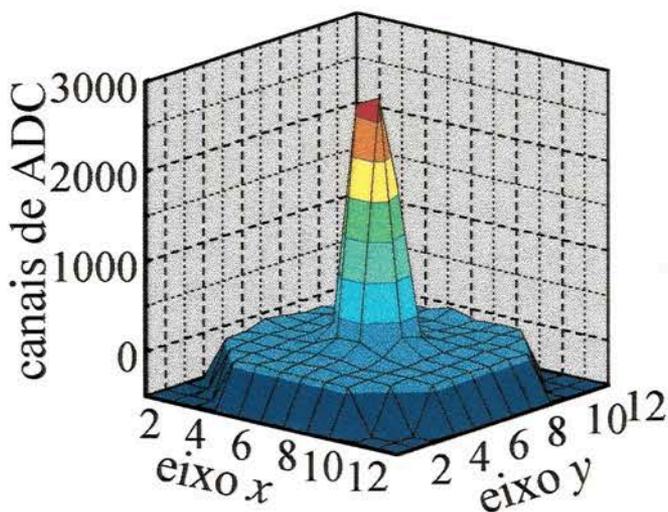


Figura 4.3: Representação tridimensional do evento apresentado na figura anterior.

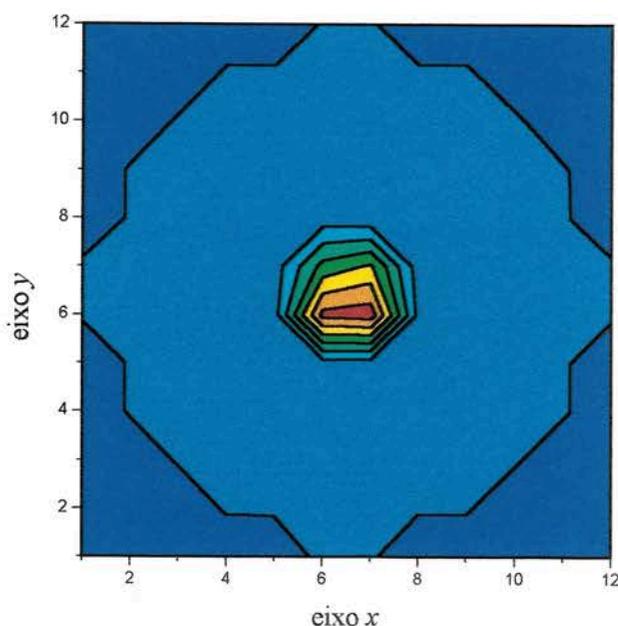


Figura 4.4: Curva de nível do mesmo evento. A região mais escura corresponde ao contorno da matriz de *pixels*.

4.2 Análise com o telescópio seguindo a estrela

A partir do momento em que o *flag* do arquivo de dados com os movimentos do telescópio vale 1 até o instante da última linha do mesmo arquivo, o telescópio está “oficialmente” orientado na direção da estrela escolhida. A análise da posição da imagem de uma estrela no fotocátodo permite portanto a verificação da precisão global de orientação do telescópio.

O programa de análise dos dados de estrela determina, para cada evento, o baricentro da imagem obtida (calculado só para o quadrado de 4×4 *pixels* que obteve a maior contagem total, para se evitar que flutuações fora da imagem da estrela possam interferir na medida). Em seguida, são determinadas as distâncias entre o baricentro de cada imagem e o centro do fotocátodo, ao longo dos eixos *x* e *y* definidos na figura 4.5.

4.2. ANÁLISE COM O TELESCÓPIO SEGUINDO A ESTRELA 49

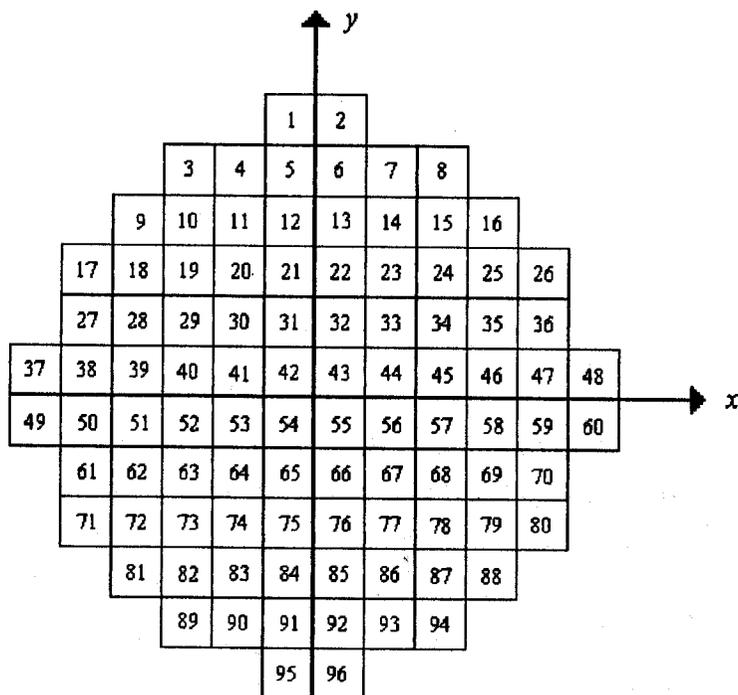


Figura 4.5: Esquema da matriz de *pixels*, com os eixos x e y escolhidos como sistema de referência do fotocátodo.

As distribuições obtidas para estas distâncias são apresentadas na figura 4.6. Observa-se que a precisão na orientação do eixo do telescópio é significativamente superior à dimensão de um *pixel* (aproximadamente 0.22 graus). A figura 4.7 apresenta a evolução, evento a evento, destas distâncias. Observa-se que a posição do baricentro faz “saltos” no fotocátodo, relacionados aos movimentos do telescópio. Por isso, não se espera que as distribuições da figura 4.6 sejam gaussianas.

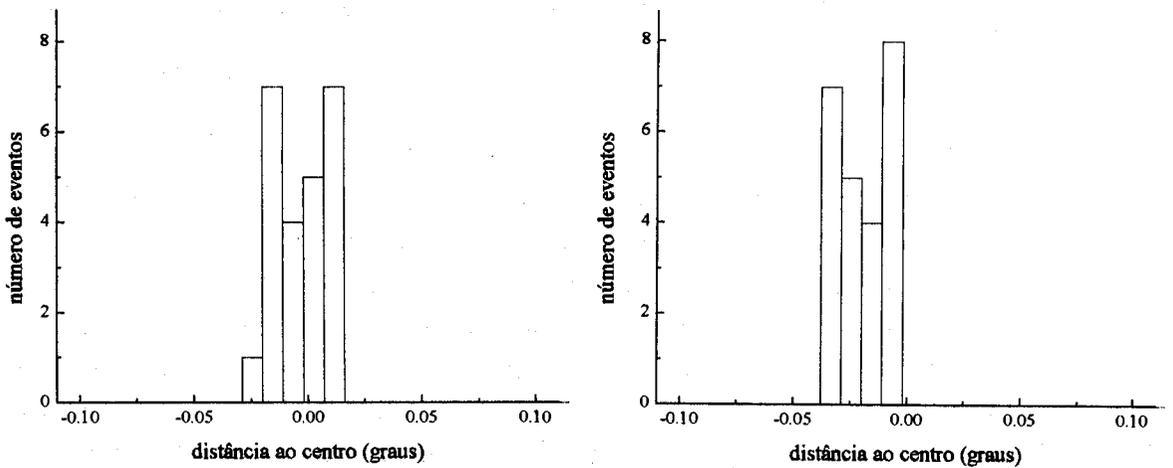


Figura 4.6: Distribuições das diferenças entre os baricentros das imagens obtidas e o centro do fotocátodo, respectivamente ao longo dos eixos x e y .

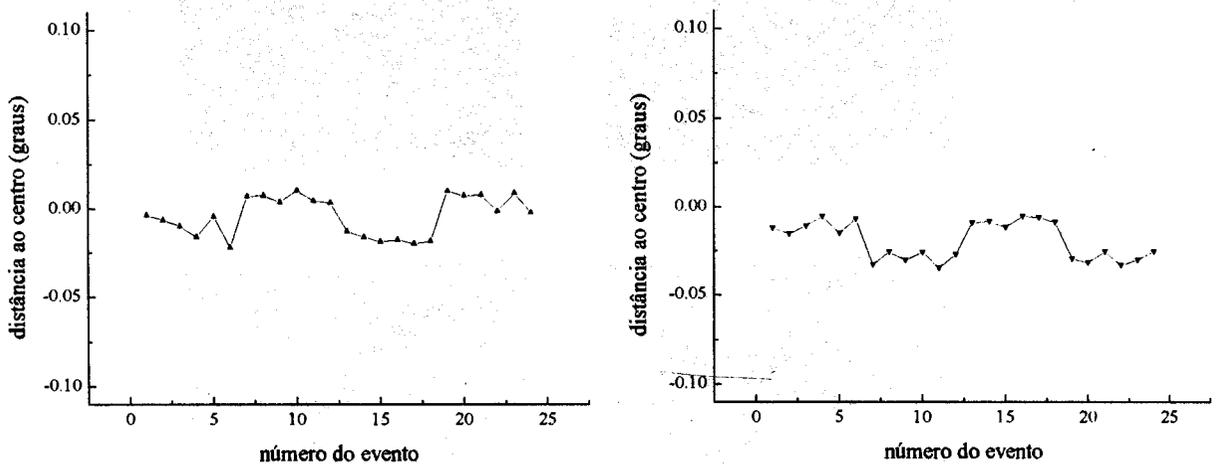


Figura 4.7: Valores obtidos, evento a evento, das distâncias medidas entre o baricentro e o centro do fotocátodo (respectivamente ao longo dos eixos x e y).

4.3 Análise dos dados com o telescópio parado

A última linha no arquivo de dados com os movimentos do telescópio indica o último movimento feito pelo mesmo e o respectivo momento. A partir daí, se o programa de aquisição (que é completamente independente do programa que movimenta o telescópio) continua em funcionamento, pode-se observar a mudança na posição da imagem da estrela, à medida em que esta se afasta do centro do campo de vista do fotocátodo. A figura 4.8 apresenta as curvas de nível de uma sequência de 4 imagens feitas com 1 minuto de intervalo entre elas, a partir do momento em que o movimento do telescópio foi interrompido.

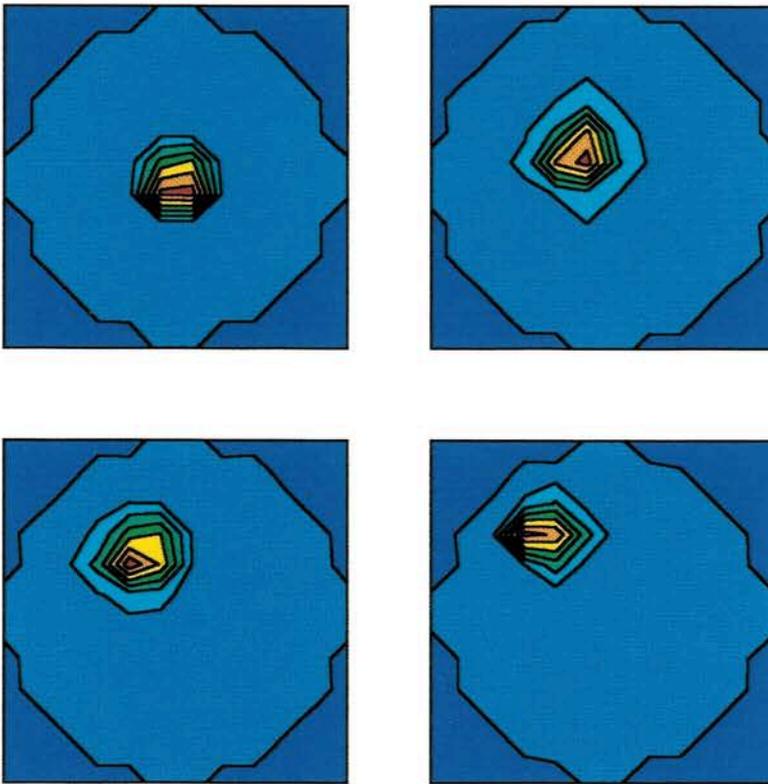


Figura 4.8: Curvas de nível da imagem de uma estrela, obtidas respectivamente 0, 1, 2 e 3 minutos após a parada do telescópio.

A análise das imagens de uma estrela que se afasta do centro do campo do fotocátodo é necessária à determinação da orientação da matriz de *pixels* em relação ao telescópio³. A figura 4.9 apresenta o esquema da montagem do telescópio, com seus eixos de referência destacados. Obviamente a escolha de como será medida a rotação relativa entre o fotocátodo e a estrutura do telescópio é arbitrária. No caso, escolheu-se medir o ângulo α entre o eixo θ_2 do telescópio e o eixo x do fotocátodo (definido na figura 4.5).

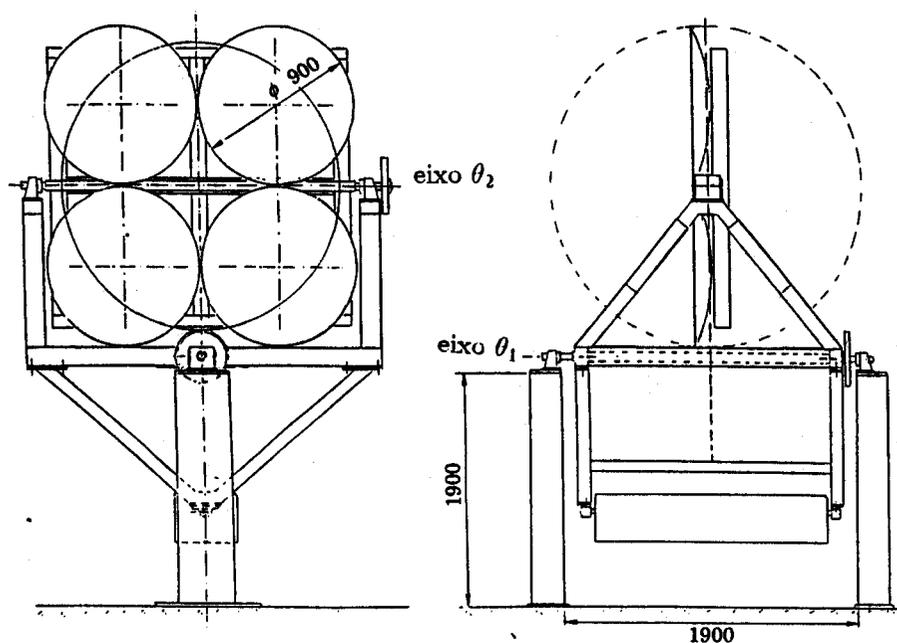


Figura 4.9: Esquema da montagem dos telescópios com os eixos de referência θ_1 e θ_2 destacados.

O procedimento para se determinar o ângulo α é executado para cada evento e ao final é determinado o valor médio (e o respectivo

³A orientação relativa entre a matriz de *pixels* e a estrutura do telescópio deve ser determinada para que se possa saber a direção de cada *pixel* em função da direção do eixo do telescópio.

desvio padrão) das medidas obtidas. O procedimento consiste em:

1. determinar, a partir do instante do evento e das coordenadas equatoriais da estrela, suas coordenadas locais (z e Az);
2. sabendo-se a direção do eixo do telescópio em coordenadas locais, determinar a posição esperada da imagem da estrela para o caso de $\alpha = 0$;
3. determinar o baricentro da imagem do evento no fotocátodo; e
4. as duas posições determinadas (em coordenadas polares) devem possuir a mesma distância radial R ao centro do fotocátodo e ângulos em relação ao eixo x que se diferenciam pelo valor de α .

A determinação da posição esperada da imagem da estrela no fotocátodo deve levar em conta os movimentos feitos pela montagem escolhida para se obter aquela direção. As transformações necessárias para se passar do referencial local do telescópio ao referencial fixo no fotocátodo (e *vice-versa*) são apresentadas no Apêndice A.

A tabela 4.1 apresenta os valores de α determinados por esta técnica, para os três telescópios utilizados neste trabalho. Nem todos os eventos disponíveis são utilizados nesta medida, mas apenas aqueles que satisfazem um certo número de condições:

- mais de 80 % da luz medida em todo o fotocátodo deve estar contida dentro da área de 4×4 *pixels* utilizada na determinação do baricentro da imagem;
- a imagem deve estar entre 0.4° e 0.9° do centro do fotocátodo (com a imagem ao centro não é possível determinar o ângulo α e a mais de 0.9° a imagem não pode ser completamente observada por estar à periferia do fotocátodo); e
- as distâncias radiais, ao centro do fotocátodo, da imagem observada e daquela esperada devem coincidir em até 0.2° (1 *pixel* corresponde a $0.22^\circ \times 0.22^\circ$).

telescópio	$\langle\alpha\rangle$	σ_α	N. eventos
I	3.31°	1.97°	41
Z	0.57°	0.95°	281
U	115.8°	4.40°	5

Tabela 4.1: Valores encontrados para o ângulo de rotação do fotocátodo de cada telescópio, em relação ao eixo θ_2 . A última coluna apresenta o número de eventos utilizados em cada medida.

Observa-se que o erro é bem maior para o telescópio U do que para os outros, em razão do reduzido número de eventos disponíveis para aquele telescópio. O conseqüente erro na determinação de uma direção pode ser estimado pela comparação entre as coordenadas reais da estrela e aquelas determinadas efetuando-se o procedimento inverso ao descrito acima:

1. determina-se o baricentro da imagem no fotocátodo;
2. conhecendo-se a direção do eixo do telescópio (em coordenadas locais) determina-se a direção do baricentro usando-se as transformações descritas no Apêndice A (e o ângulo α encontrado);
e
3. determina-se, a partir do instante do evento e das coordenadas locais do baricentro, as respectivas coordenadas equatoriais.

Neste caso são utilizados todos os eventos e não apenas aqueles selecionados para a determinação de α (a única exigência feita é que mais de 80% da luz esteja na área de 4×4 *pixels* que define a posição da estrela). As distribuições dos valores obtidos para a estrela β Aries (de ascensão reta 28.59° e declinação 20.78°) são apresentadas na figura 4.10. As distribuições apresentadas se referem ao único arquivo de dados disponível para o telescópio U (aquele com a maior incerteza na determinação de α). A figura 4.11 apresenta os valores de ascensão reta e declinação obtidos em função da posição radial da estrela no fotocátodo. Observa-se que a posição determinada da estrela é correta até as proximidades da periferia do fotocátodo (onde a falta de *pixels*

4.3. ANÁLISE DOS DADOS COM O TELESCÓPIO PARADO 55

em torno da imagem completa faz com que o baricentro seja determinado de forma errada). Observa-se também que em alguns momentos não ficou caracterizada a imagem de uma estrela. Isto pode ser devido à passagem de uma nuvem sobre o campo do fotocátodo. Os eventos mal localizados à periferia do fotocátodo explicam os valores de ascensão reta e de declinação fora dos picos das distribuições apresentadas na figura 4.10.

O mesmo procedimento utilizado acima para se determinar a direção de um ponto do fotocátodo será utilizado na análise das imagens Cherenkov em coincidência com o detector da componente eletromagnética.

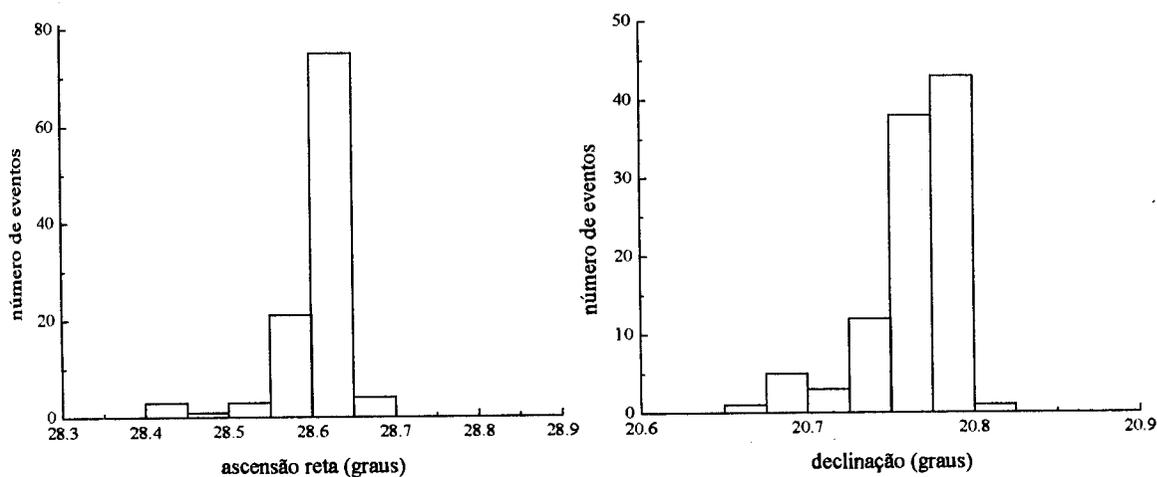


Figura 4.10: Distribuição dos valores obtidos para as coordenadas equatoriais da estrela β Aries.

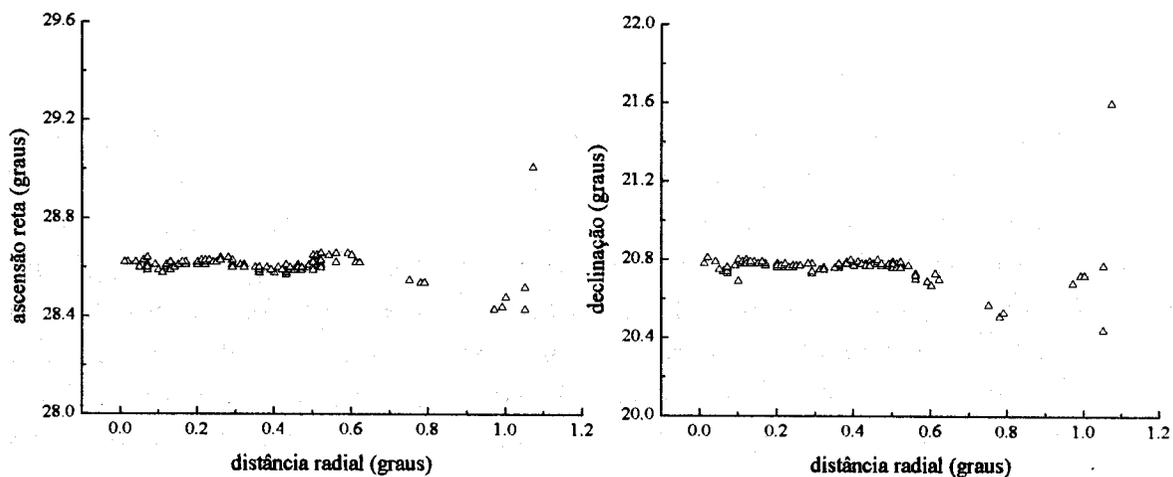


Figura 4.11: Valores obtidos para ascensão reta e declinação da estrela β Aries (ascensão reta 28.59° e declinação 20.78°) em função da distância ao centro do fotocátodo.

Capítulo 5

Pré-análise dos dados

Este capítulo é dedicado à pré-análise dos dados usados neste trabalho. São descritas as técnicas utilizadas para se determinar o valor dos pedestais dos ADC's de cada *pixel* e os coeficientes de normalização que igualam os ganhos dos diferentes *pixels*. Estes valores são determinados com base nos espectros de carga dos sinais de cada *pixel*. A identificação de eventuais *pixels* que não estejam funcionando também é feita com base nestes espectros. Inicialmente é descrita a aquisição dos dados disponíveis, para então se passar à pré-análise propriamente dita.

5.1 Aquisição dos dados

Os dados disponíveis para este trabalho foram obtidos nas noites de 27/12/94 a 30/12/94, em medidas que tinham como principal objetivo a astronomia γ . A fonte de radiação γ escolhida foi a Nebulosa do Caranguejo (Crab), da qual existem registros de emissão de γ 's na faixa de energia acima de poucos TeV.

Para se fazer uso da técnica *on-off*, os dados foram coletados alternadamente nas direções “*on*” e “*off*”, em intervalos de 30 minutos cada. A direção “*on*” é a própria direção da Nebulosa do Caranguejo, enquanto que a direção “*off*” é definida, a cada instante, como a direção da Nebulosa do Caranguejo 30 minutos antes. Como o intervalo entre as medidas “*on*” e “*off*” também é de 30 minutos, nas medidas

“*off*” os telescópios refazem exatamente os mesmos movimentos feitos durante as medidas “*on*”.

A seqüência de operações realizadas durante as medidas é, resumidamente:

- durante o dia:
 1. teste de funcionamento de toda a parte mecânica responsável pelo movimento dos telescópios;
 2. testes possíveis da eletrônica de aquisição (enquanto há clareza as fotomultiplicadoras não podem ser ligadas).

- após o crepúsculo:
 1. determinação dos ângulos de correção dos telescópios, a partir da aquisição de dados de estrelas (capítulo 4);
 2. aquisição de dados de pedestais (descrita a seguir) para as medidas “*on*”;
 3. orientação dos telescópios na direção da Crab;
 4. aquisição de dados Cherenkov com todos os telescópio seguindo a Crab, por meia hora;
 5. aquisição de dados de pedestais para as medidas “*off*”;
 6. orientação dos telescópios na direção “*off*”;
 7. nova aquisição de dados Cherenkov por meia hora, seguindo a direção “*off*”.

A seqüência “pedestais, medidas *on*, pedestais, medidas *off*” é repetida enquanto for possível. Geralmente as medidas são interrompidas por um dos seguintes fatores:

- condições atmosféricas desfavoráveis;
- nascer da Lua; ou
- amanhecer.

5.2 Determinação dos pedestais

5.2.1 Aquisição de dados de pedestais

A aquisição de dados de pedestais se dá através do uso de um *trigger* assíncrono no sistema de aquisição. Desta forma, são lidos os valores dos ADC's em eventos completamente "vazios", sem qualquer relação com eventos Cherenkov. Estes valores são então definidos como os pedestais da aquisição que se segue.

5.2.2 Técnica alternativa

Uma maneira alternativa de se determinar os valores dos pedestais consiste em se analisar o espectro de carga (canais de ADC) de cada *pixel*, nos próprios dados obtidos nas medidas Cherenkov. A frequência com a qual um determinado *pixel* faz parte da imagem produzida por um evento Cherenkov é baixa o suficiente para que se possa dizer que na maioria dos eventos o que se mede é o pedestal de cada *pixel*. Desta forma, o valor do canal de ADC que ocorre com maior frequência no espectro de cada *pixel* corresponde ao seu valor de pedestal. A figura 5.1 apresenta um exemplo de espectro de carga de um *pixel* (com o valor de pedestal destacado). A figura 5.2 compara os valores determinados pelas duas técnicas, para todos os *pixels* do telescópio I. Os valores apresentados se referem ao primeiro arquivo de dados, "C94056". As respectivas distribuições podem ser comparadas na figura 5.3.

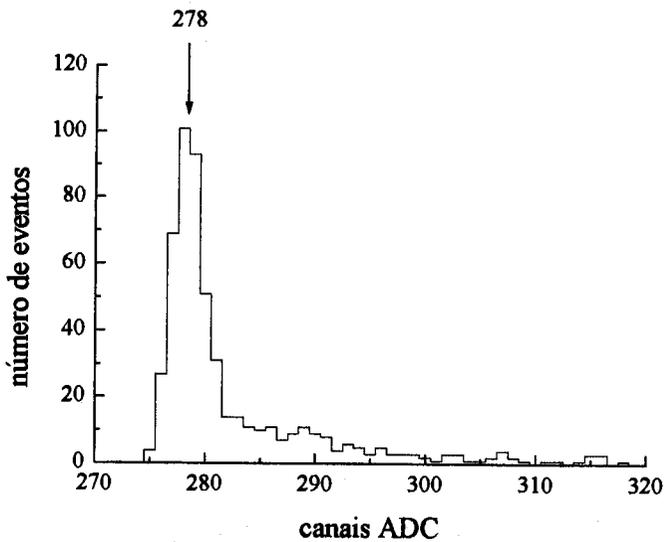


Figura 5.1: Espectro de carga (canais de ADC) do *pixel* 2 do telescópio I, para o arquivo C94056. O pico da distribuição, destacado, corresponde ao valor de pedestal do *pixel*.

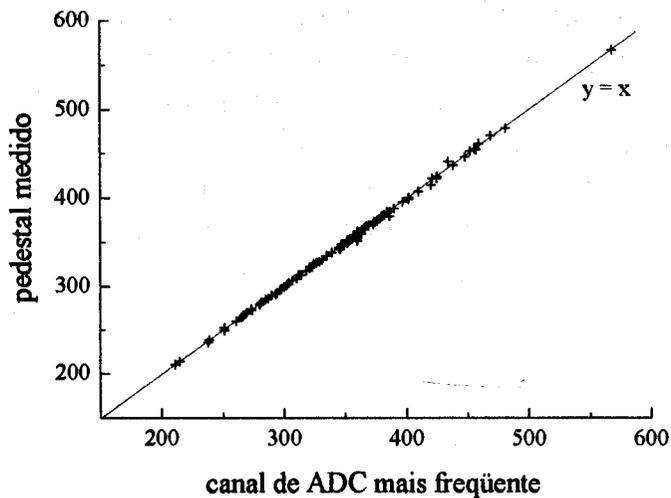


Figura 5.2: Relação entre os 96 valores de pedestal determinados pelas duas técnicas (telescópio I, arquivo C94056). A reta $y=x$ mostra a equivalência entre as duas técnicas.

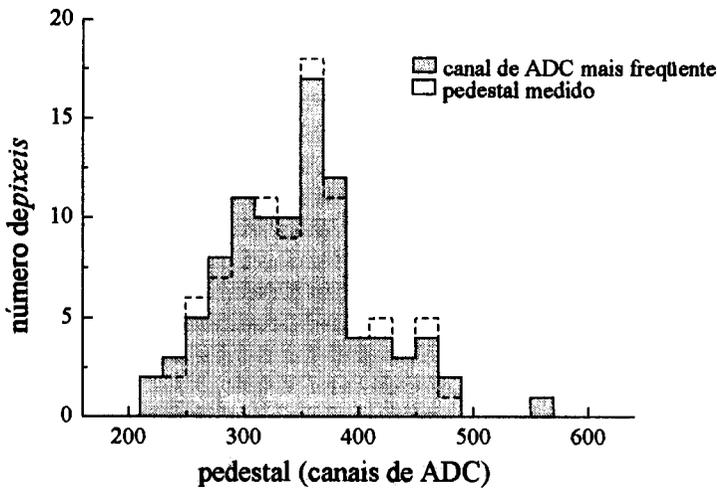


Figura 5.3: Distribuição dos pedestais determinados pelas duas técnicas (mesmos dados da figura anterior).

5.2.3 Variação dos pedestais

A vantagem de se utilizar os próprios dados da aquisição na determinação dos valores de pedestal está na possibilidade de se avaliar a eventual variação destes valores no decorrer da aquisição de dados, devida por exemplo à variação da claridade do céu. Tal estudo foi realizado, determinando-se os pedestais de todos os *pixels* a cada 100 eventos (cada arquivo tem aproximadamente 1500 eventos). A figura 5.4 apresenta a variação do valor médio dos pedestais dos 96 *pixels*, para cada telescópio (também para o arquivo C94056). A figura 5.5 apresenta os valores máximos e mínimos das médias dos pedestais para cada arquivo de dados. Os valores apresentados mostram que para todos os dados pode-se considerar como estáveis os valores de pedestais obtidos. Observa-se que para alguns arquivos o telescópio Z não estava em aquisição.

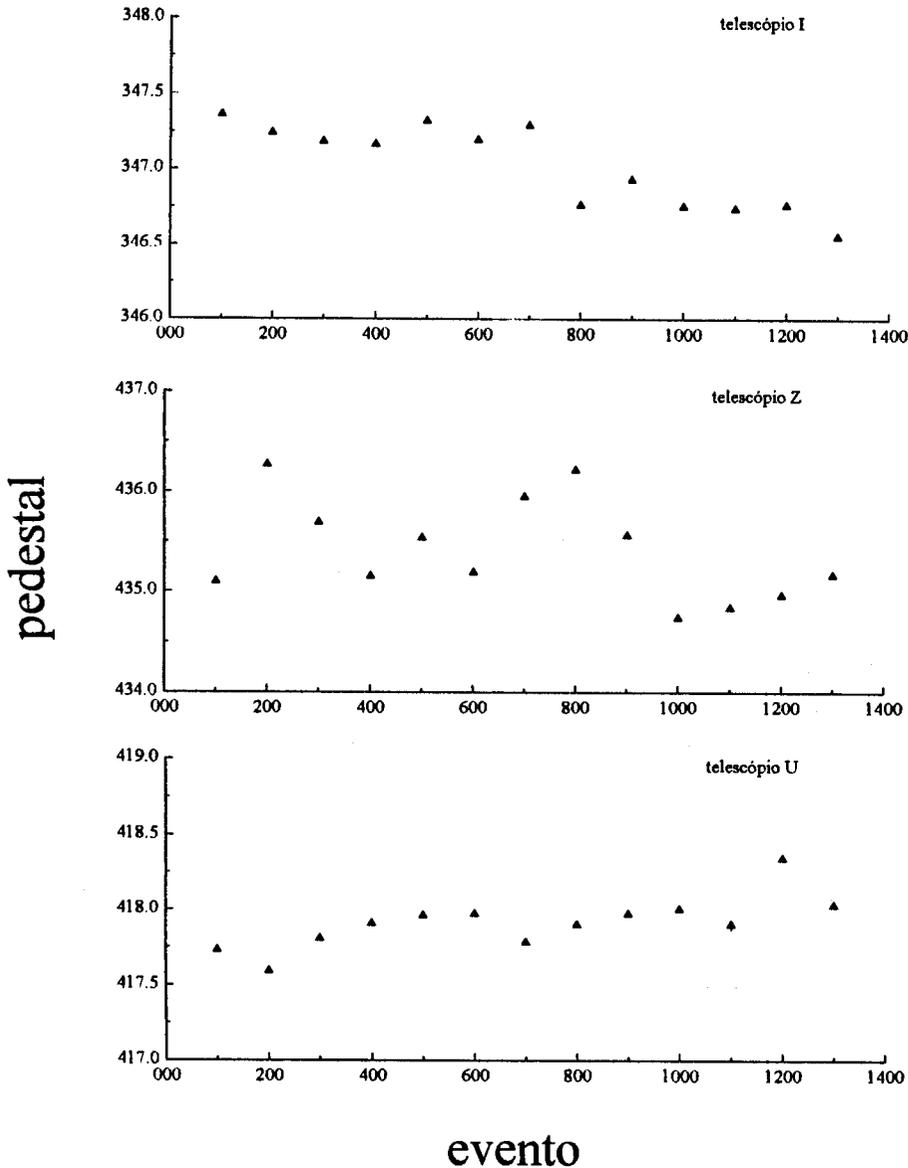


Figura 5.4: Média dos pedestais dos 96 *pixels*, determinada a cada 100 eventos, para os 3 telescópios (arquivo C94056). Observa-se que a variação dos pedestais é inferior à largura das distribuições dos próprios pedestais (da ordem de 3 canais de ADC).

FILE: C94056.DAT			
TELESCOPE	MIN. PED.	MAX. PED.	
I	346.55	347.36	
Z	434.24	435.77	
U	417.59	418.34	

FILE: O94056.DAT			
TELESCOPE	MIN. PED.	MAX. PED.	
I	346.19	346.98	
Z	433.20	434.61	
U	416.81	417.83	

FILE: C94057.DAT			
TELESCOPE	MIN. PED.	MAX. PED.	
I	346.13	346.89	
Z	434.90	436.57	
U	417.35	418.28	

FILE: O94057.DAT			
TELESCOPE	MIN. PED.	MAX. PED.	
I	346.16	347.36	
Z	433.31	436.18	
U	417.27	417.97	

FILE: C94058.DAT			
TELESCOPE	MIN. PED.	MAX. PED.	
I	346.38	346.98	
Z	435.14	436.70	
U	417.28	418.98	

FILE: O94058.DAT			
TELESCOPE	MIN. PED.	MAX. PED.	
I	346.21	347.02	
Z	433.96	435.45	
U	416.93	417.53	

FILE: C94059.DAT			
TELESCOPE	MIN. PED.	MAX. PED.	
I	346.00	346.94	
Z	434.07	436.23	
U	418.54	419.44	

FILE: O94059.DAT			
TELESCOPE	MIN. PED.	MAX. PED.	
I	346.26	347.09	
Z	433.28	435.13	
U	417.75	418.29	

FILE: C94060.DAT			
TELESCOPE	MIN. PED.	MAX. PED.	
I	346.06	347.45	
Z	434.40	435.71	
U	418.09	418.59	

FILE: O94060.DAT			
TELESCOPE	MIN. PED.	MAX. PED.	
I	346.02	347.20	
Z	434.01	436.18	
U	417.83	418.51	

FILE: C94061.DAT			
TELESCOPE	MIN. PED.	MAX. PED.	
I	345.67	346.17	
Z	433.64	434.94	
U	418.32	418.61	

FILE: O94061.DAT			
TELESCOPE	MIN. PED.	MAX. PED.	
I	345.93	347.70	
Z	433.15	434.67	
U	418.32	418.72	

FILE: C94064.DAT			
TELESCOPE	MIN. PED.	MAX. PED.	
I	349.08	349.90	
Z	.00	.00	
U	415.64	416.20	

FILE: O94064.DAT			
TELESCOPE	MIN. PED.	MAX. PED.	
I	348.73	349.36	
Z	.00	.00	
U	415.73	416.04	

FILE: C94065.DAT			
TELESCOPE	MIN. PED.	MAX. PED.	
I	348.71	349.68	
Z	.00	.00	
U	415.29	416.47	

FILE: O94065.DAT			
TELESCOPE	MIN. PED.	MAX. PED.	
I	348.78	349.54	
Z	.00	.00	
U	415.35	415.99	

FILE: C94066.DAT			
TELESCOPE	MIN. PED.	MAX. PED.	
I	348.85	349.76	
Z	435.74	437.28	
U	415.80	416.89	

FILE: O94066.DAT			
TELESCOPE	MIN. PED.	MAX. PED.	
I	348.61	349.51	
Z	435.41	436.67	
U	415.25	415.80	

FILE: C94067.DAT			
TELESCOPE	MIN. PED.	MAX. PED.	
I	348.61	349.49	
Z	435.36	437.14	
U	415.91	417.05	

FILE: O94067.DAT			
TELESCOPE	MIN. PED.	MAX. PED.	
I	349.14	349.92	
Z	434.18	435.88	
U	415.56	416.09	

FILE: C94068.DAT			
TELESCOPE	MIN. PED.	MAX. PED.	
I	348.83	349.38	
Z	436.54	437.67	
U	416.89	417.36	

FILE: O94068.DAT			
TELESCOPE	MIN. PED.	MAX. PED.	
I	348.51	349.29	
Z	435.49	436.95	
U	415.77	417.22	

Figura 5.5: Valores máximo e mínimo das médias dos pedestais dos 3 telescópios, para todos os arquivos disponíveis.

5.3 Identificação inicial de *pixels* não funcionantes

O funcionamento de cada *pixel* é verificado a partir do seu espectro de carga, que tem a forma apresentada na figura 5.6a. A diferença entre esta e a figura 5.1 está na subtração que foi feita do valor de pedestal do *pixel* em questão (o pico da distribuição corresponde agora ao valor nulo para a carga). Como explicado no ítem 5.2.2, este espectro contém tanto a distribuição de carga dos pedestais (em torno do valor nulo) quanto aquela dos sinais do *pixel* em questão. A figura 5.6b mostra as duas distribuições separadamente. Apenas aquela referente aos sinais é utilizada na identificação de *pixels* não funcionantes.

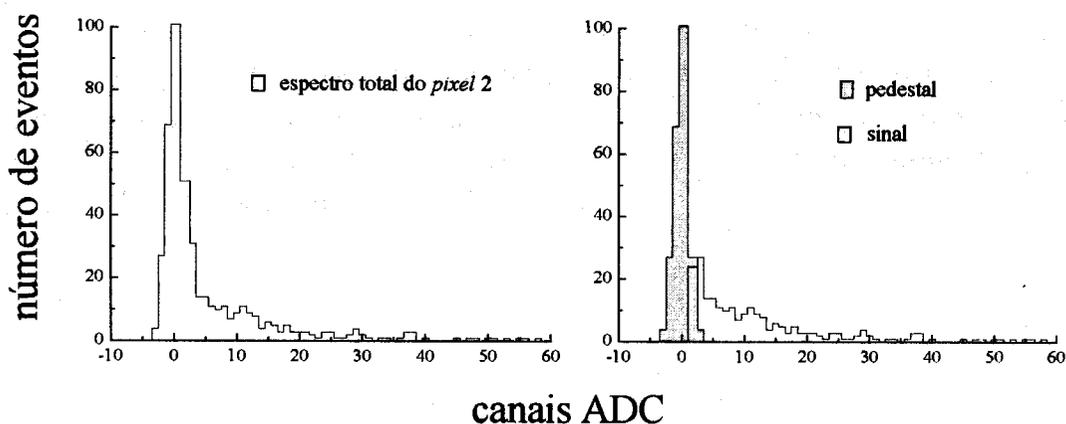


Figura 5.6: Espectro do *pixel* 2 do telescópio I após subtração do pedestal. Em *b* são mostradas as distribuições de pedestal e de sinal que compõem o espectro total (*a*).

A distribuição de sinais obtida acima é a “assinatura” de um *pixel* em bom estado. Aqueles em mau estado, na maioria das vezes, possuem apenas a distribuição de pedestais e são portanto facilmente identificáveis. Na prática, são inicialmente definidos como *pixels* não funcionantes aqueles que não possuem nenhum sinal acima de 10 canais de

ADC. Este primeiro critério identifica quase todos os *pixels* em mau estado. Após a determinação dos coeficientes de normalização de cada *pixel* (a seguir), é feita uma nova busca por *pixels* não funcionantes (com base na própria distribuição dos coeficientes de normalização).

5.4 Normalização dos ganhos dos *pixels*

O ganho de uma fotomultiplicadora é determinado pelo valor da sua tensão de alimentação. Assim, as várias fotomultiplicadoras de um experimento são geralmente colocadas nas mesmas condições de ganho através da escolha da tensão de alimentação de cada uma. No caso de uma fotomultiplicadora *multipixel*, porém, isto não é possível. Existe somente uma tensão de alimentação para a fotomultiplicadora, comum aos 96 *pixels*.

Os coeficientes de normalização dos *pixels* de uma fotomultiplicadora *multipixel* podem ser determinados com base nos espectros de carga dos sinais de cada *pixel* (separados das distribuições de pedestal, como explicado acima). O coeficiente de normalização de um determinado *pixel* é definido como:

$$n_i = \frac{\langle ADC \rangle}{\langle adc \rangle_i} \quad (5.1)$$

onde $\langle adc \rangle_i$ é o valor médio do espectro de sinais do *pixel* i , e $\langle ADC \rangle$ a média destes valores sobre todos os 96 *pixels* da fotomultiplicadora. Com isto, o valor final de carga de um *pixel* é dado pela expressão:

$$c_{pixel} = (c_{adc} - p_i) \times n_i \quad (5.2)$$

onde c_{adc} é a carga lida, p_i é o valor de pedestal daquele *pixel* e n_i o seu fator de normalização. A normalização de cada *pixel* à média de todos os *pixels* não altera esta média.

O procedimento descrito acima é realizado somente para aqueles *pixels* que superaram o critério de funcionamento explicado no ítem anterior. Caso não tivessem sido já excluídos, estes alterariam o valor da média $\langle ADC \rangle$. Para aqueles que foram identificados como não funcionantes, faz-se $n_i = 0$.

A figura 5.7 apresenta a distribuição dos fatores de normalização dos *pixels* obtidos para os 3 telescópios funcionantes, para o arquivo C94056. Claramente, estas distribuições fornecem um segundo critério de avaliação do funcionamento dos diferentes *pixels*, permitindo identificar aqueles com ganhos fora da distribuição. A distribuição dos fatores de normalização entre os *pixels* concorda com o valor fornecido pelo fabricante de uma diferença de ganho de até 1:3 entre *pixels* do mesmo fotocátodo.

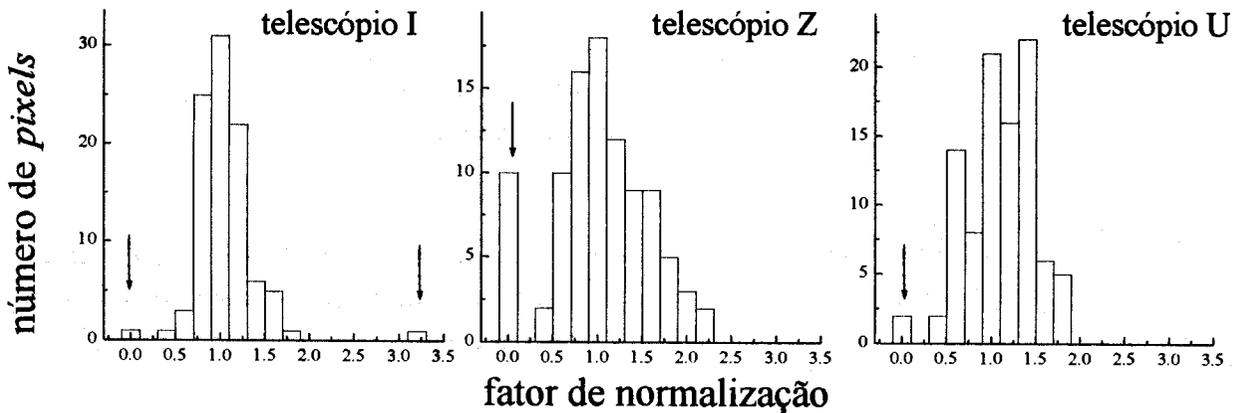


Figura 5.7: Distribuição dos fatores de normalização obtidos para os 96 *pixels* dos 3 telescópios (arquivo C94056).

Como explicado no capítulo 3, os 64 *pixels* centrais do fotocátodo sofrem diferentes atenuações, para que tenham a mesma frequência individual na geração de *trigger*. O efeito desta atenuação sobre os fatores de normalização pode ser observado na figura 5.8, onde são apresentadas as distribuições dos fatores de normalização separadamente para *pixels* centrais e periféricos. Como esperado, os *pixels* periféricos (não atenuados) possuem fatores de normalização menores do que aqueles centrais. A distribuição apresentada se refere ao telescópio I (primeira distribuição da figura 5.7).

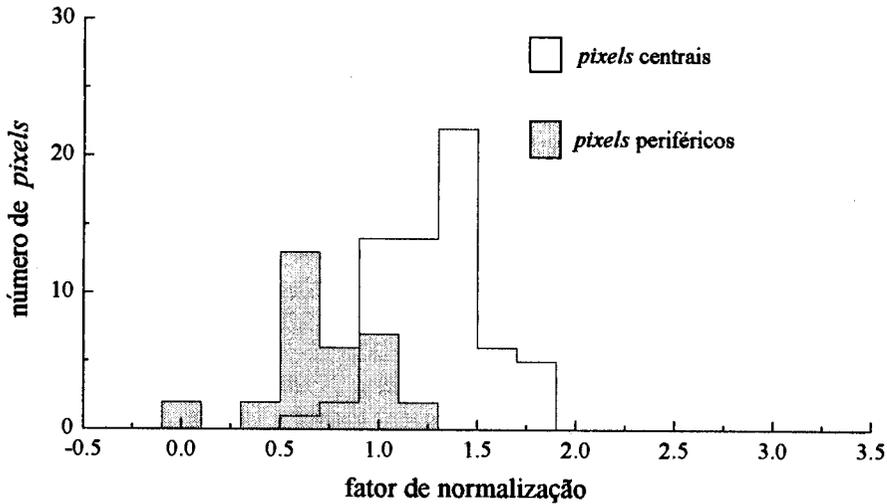


Figura 5.8: Distribuição dos fatores de normalização correspondente à primeira distribuição da figura anterior, onde são separados os *pixels* centrais (atenuados) daqueles periféricos.

Como exemplo, foram escolhidos 6 *pixels*, alinhados da periferia ao centro do fotocátodo. As figuras 5.9 e 5.10 apresentam os espectros destes 6 *pixels*, antes e depois da normalização. Pode-se observar que os espectros estão mais semelhantes após a normalização.

Os fatores de normalização são escritos em um arquivo de dados (juntamente com os valores de pedestal) que posteriormente subsidiará a análise física dos dados disponíveis, permitindo a observação de imagens Cherenkov produzidas por *pixels* com ganhos equivalentes.

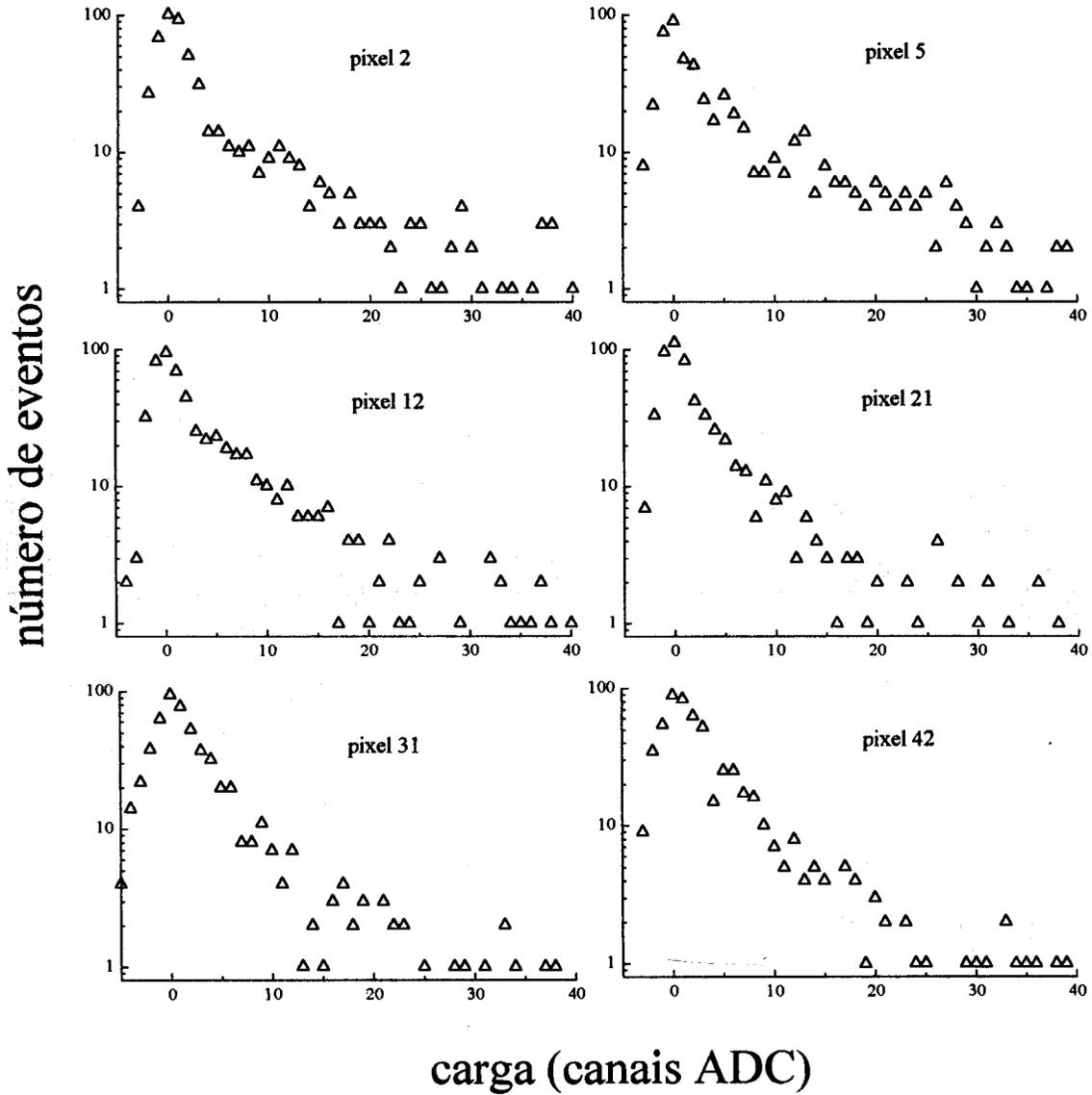


Figura 5.9: Espectro de carga dos *pixels* 2, 5, 12, 21, 31, e 42 do telescópio I, arquivo C94056, antes da normalização. Os *pixels* escolhidos se localizam progressivamente da periferia ao centro do fotocátodo.

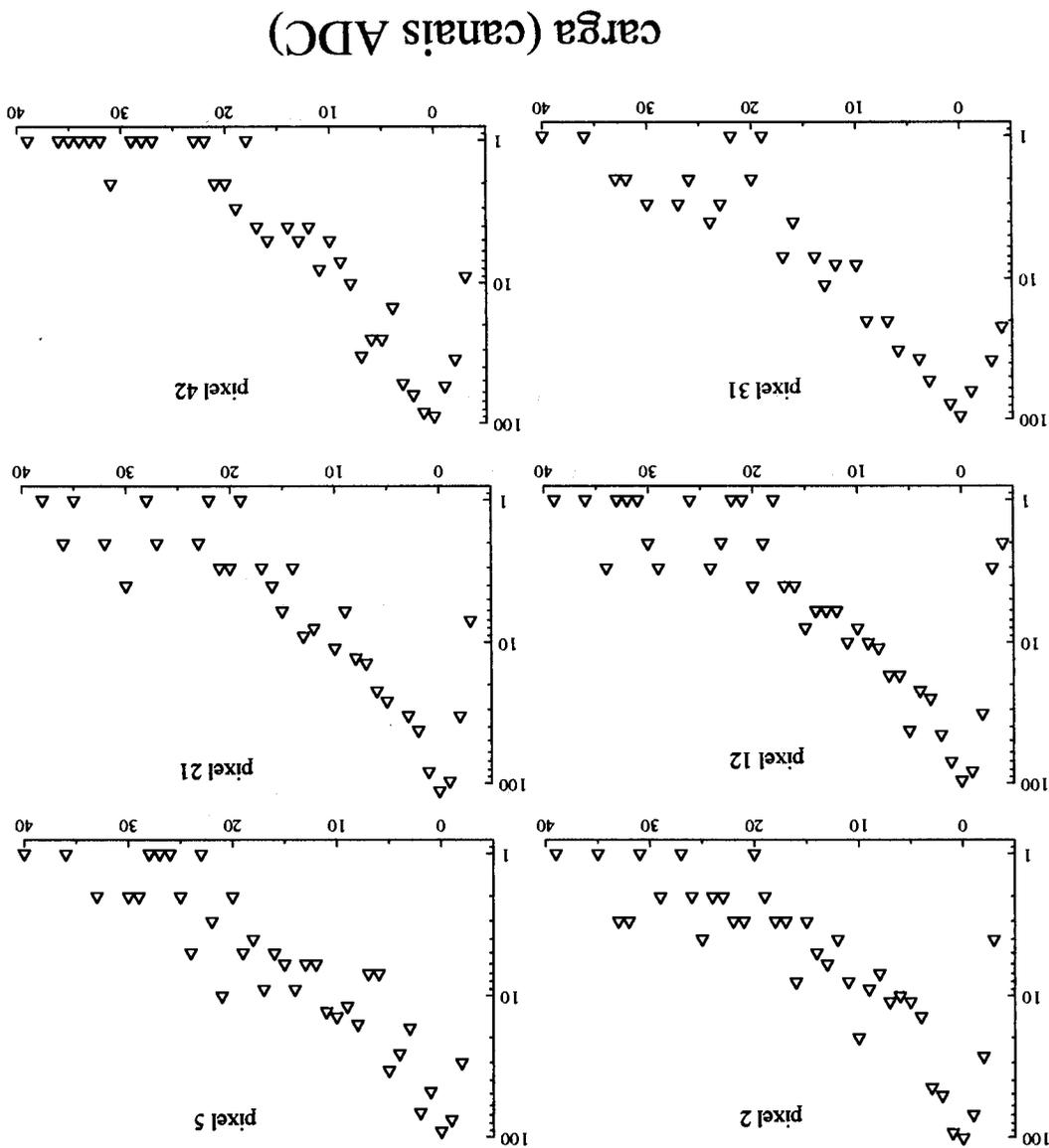


Figura 5.10: Mesmas distribuições da figura anterior, após a normalização dos pixels.

5.5 Ganhos entre fotomultiplicadoras

O espectro total de uma fotomultiplicadora é definido como o espectro da soma dos sinais de todos os *pixels* daquela fotomultiplicadora. Em se tratando de sistemas idênticos, alimentados a tensões bastante próximas (escolhidas de modo a se obter a mesma frequência de eventos de todos os telescópios), espera-se que não existam grandes diferenças de ganhos entre as fotomultiplicadoras dos diferentes telescópios. A figura 5.11 apresenta os espectros finais obtidos pelas fotomultiplicadoras dos três telescópios, para o arquivo C94056. Observa-se que os espectros são semelhantes, dispensando-se qualquer tipo de normalização entre telescópios. Este fato é também decorrência de se ter normalizado os *pixels* de cada fotomultiplicadora ao valor médio dos *pixels* funcionantes daquela fotomultiplicadora, e não a um valor arbitrário.

Usando-se o ganho nominal da fotomultiplicadora XP1704, fornecido pelo fabricante, e as características da eletrônica de aquisição do detector, estima-se que a calibração dos ADC's seja de aproximadamente 1 canal de ADC por fotoelétron produzido no fotocátodo. Este valor é determinado a partir da expressão

$$N_{ADC} = N_f \times q_e \times G \times A \times C_{ADC} \quad (5.3)$$

onde

N_{ADC} = número de canais de ADC;

N_f = número de ftons que atingiram o fotocátodo;

$q_e = 1.6 \times 10^{-7}$ pC;

G = ganho da fotomultiplicadora ($\sim 10^6$, fornecido pelo fabricante);

A = atenuação dos cabos de sinal (~ 0.2 , medido);

C_{ADC} = fator de conversão do ADC (30 canais/pC)

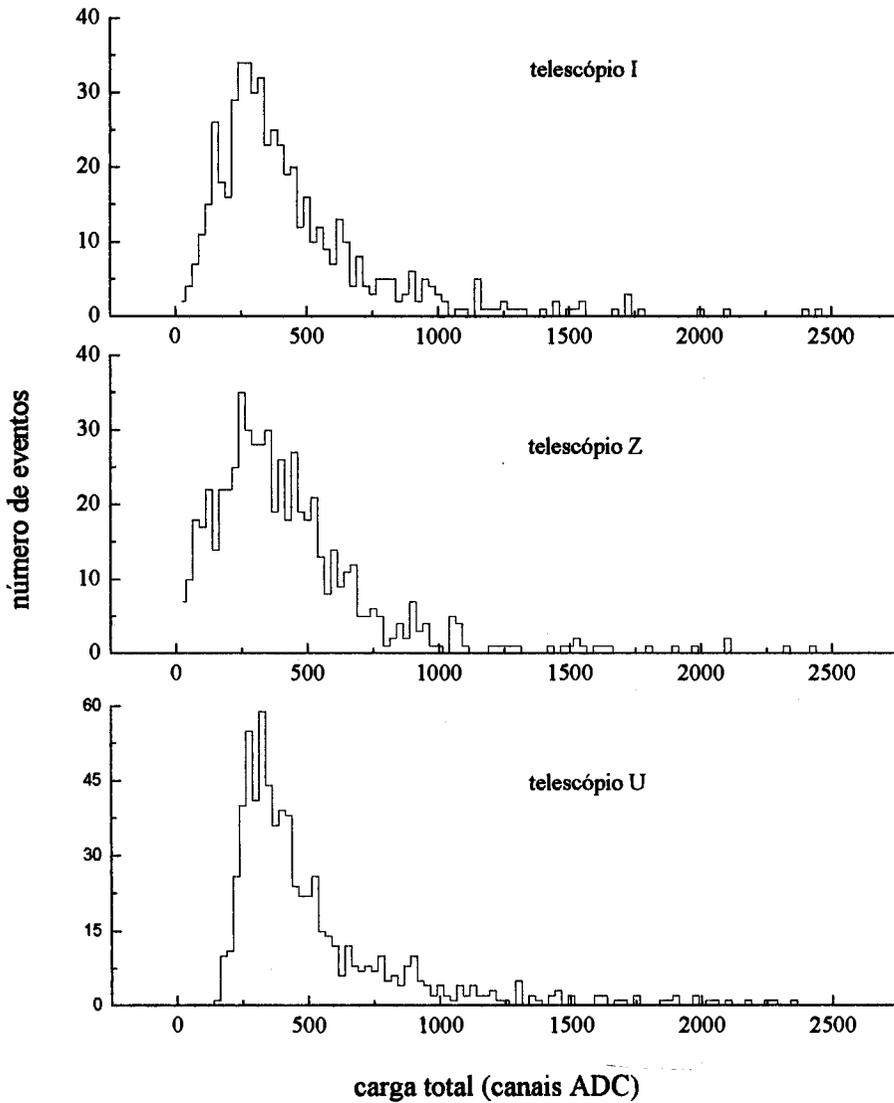


Figura 5.11: Espectro total de carga dos telescópios I, Z e U (arquivo C94056).

quanto na determinação da direção do eixo das imagens (como será visto adiante).

Para que um *pixel* artificialmente “zerado” não comprometa as imagens obtidas, é atribuído a este o valor de carga da média aritmética dos 8 *pixels* que o circundam. O valor médio de carga dos *pixels* vizinhos é a melhor estimativa possível da carga de um *pixel* não funcionante (sem a necessidade de se atribuir uma forma à imagem).

As figuras 6.1 e 6.2 apresentam exemplos de imagens obtidas pelo detector. Cada imagem é apresentada respectivamente antes e depois do tratamento dos *pixels* não funcionantes¹.

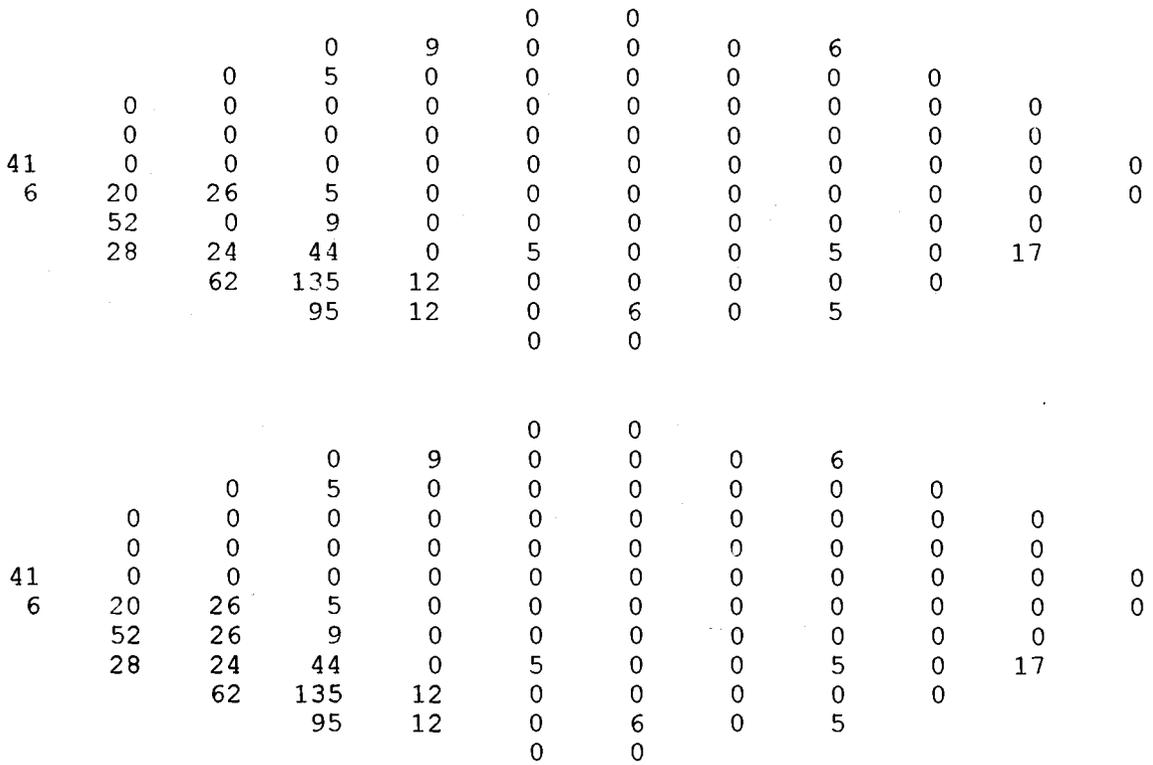


Figura 6.1: Exemplo de imagem obtida por um telescópio respectivamente antes e depois da correção dos *pixels* não funcionantes.

¹Nas imagens apresentadas é atribuído o valor nulo a *pixels* com carga inferior a 5 canais de ADC.

				0	26							
			0	13	18	32	134	477				
		0	0	10	13	13	72	249	43			
	10	0	0	20	0	27	37	0	0	6		
	0	0	0	21	21	11	0	14	8	46		
0	26	6	6	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	16	0	0	0	0	0	0	0	0
	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
	0	0	17	0	0	0	0	0	0	0	0	
		0	0	0	9	0	0	0	5			
			0	0	0	6	12	9				
					9	0						
				23	26							
			0	13	18	32	134	477				
		0	0	10	13	13	72	249	43			
	10	0	0	20	17	27	37	71	61	6		
	0	0	0	21	21	11	13	14	8	46		
0	26	6	6	0	0	0	0	0	12	0	0	0
0	0	0	0	16	0	0	0	0	0	0	0	0
	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
	0	0	17	0	0	0	0	0	0	0	0	
		0	0	0	9	0	0	0	5			
			0	0	0	6	12	9				
					9	0						

Figura 6.2: Outro exemplo de imagem Cherenkov.

6.2 Dados disponíveis

6.2.1 Estatística dos dados

A tabela 6.1 apresenta o número de eventos obtidos pelo detector Cherenkov para cada configuração de coincidência possível entre os telescópios e o detector da componente eletromagnética (EMD). Os eventos em coincidência com o EMD são apresentados também em função do ângulo entre o eixo do chuveiro (determinado pelo EMD) e o eixo óptico dos telescópios do detector Cherenkov.

	I	Z	U	IZ	IU	ZU	IZU
s/EMD	8855	4276	11616	1875	632	3813	1931
c/EMD	180	85	103	45	28	73	62
$\leq 20^\circ$	173	82	102	45	28	73	62
$\leq 10^\circ$	169	77	97	45	27	70	61
$\leq 5^\circ$	104	40	66	33	25	52	55
$\leq 2.5^\circ$	27	5	19	14	17	13	38

Tabela 6.1: Dados obtidos pelo detector Cherenkov. Colunas: diferentes possibilidades de coincidência entre os telescópios I, Z e U; linhas: coincidência com o detector da componente eletromagnética (EMD). As últimas quatro linhas se referem ao ângulo entre o eixo dos telescópios e o eixo do chuveiro (fornecido pelo EMD).

6.2.2 Seleção inicial de eventos

Para que se possa fazer a análise das imagens obtidas pelos fotocátodos *multipixel*, é necessário que estas tenham um baricentro (carga mínima de 20 canais de ADC no quadrado de 2×2 *pixels* com maior concentração) e um mínimo 100 canais de ADC de carga total sobre o fotocátodo (caso contrário não é possível que exista uma imagem bem definida)².

Além destas condições, que se referem unicamente à existência de uma imagem, é necessário que o baricentro não seja periférico ao campo do fotocátodo. É o caso da imagem apresentada na figura 6.2, da qual claramente apenas uma pequena parte é visível. Este tipo de imagem não pode ser utilizado na determinação da direção de proveniência do máximo de luz Cherenkov (pois a esta direção corresponde um *pixel* inexistente, fora do campo do fotocátodo). A condição de se ter uma imagem não periférica é imposta na rotina de determinação do baricentro da imagem (utilizada na análise de dados de estrelas, capítulo 4), pela exigência de que o baricentro esteja limitado a uma certa distância máxima do centro do fotocátodo.

Do ponto de vista prático, a reconstrução da imagem é impossível

²Estas são condições iniciais, pouco restritivas, somente para garantir a existência de uma imagem a ser analisada. Mais tarde condições mais severas serão adotadas para que se possa proceder à análise tridimensional.

quando o baricentro se encontra a mais de 0.88° (4 *pixels*) do centro do fotocátodo. Para que se possa ter uma idéia do efeito deste corte sobre os dados, foram testados três valores diferentes para este limite: 0.88° (4 *pixels*), 1.0° e 1.1° (5 *pixels*).

A última condição (ainda inicial) imposta para que se possa tentar a reconstrução espacial de um evento é que o ângulo entre o eixo do chuveiro (determinado pelo detector da componente eletromagnética) e o eixo óptico dos telescópios esteja no limite $\theta \leq 2.5^\circ$. Para valores maiores a imagem obtida depende mais da geometria envolvida (posição relativa entre telescópios e eixo do chuveiro) do que das características longitudinais do chuveiro detectado.

Eventos sem coincidência com o EMD não são considerados. Os dados do EMD são necessários à determinação do ponto de impacto do eixo do chuveiro, da direção deste e da energia do evento³.

A tabela 6.2 apresenta a estatística dos eventos “sobreviventes” aos cortes realizados (inclusive o de $\theta \leq 2.5^\circ$ entre telescópios e eixo do chuveiro).

	I	Z	U	IZ	IU	ZU	IZU
$R_{bari} \leq 0.88^\circ$	12	6	10	3	2	3	0
$R_{bari} \leq 1.00^\circ$	26	10	16	8	7	5	1
$R_{bari} \leq 1.10^\circ$	29	11	10	18	17	12	17

Tabela 6.2: Eventos sobreviventes aos cortes impostos (ver texto).

6.2.3 Efeitos dos cortes realizados

Das tabelas 6.1 e 6.2 se observa que é relativamente baixo o número de eventos que satisfazem as condições mínimas impostas para que se possa tentar a reconstrução do desenvolvimento longitudinal. O principal responsável por esta redução é a necessidade de que todo o desenvolvimento longitudinal do chuveiro se dê dentro do campo de um telescópio

³Além da necessidade prática das informações do EMD, eventos sem coincidência com o EMD correspondem a uma energia inferior a $\sim .5 \times 10^{14}$ eV (limiar do EMD). A faixa de energia para a qual é interessante o estudo do desenvolvimento longitudinal de chuveiros é em torno de $\sim 5 \times 10^{15}$ eV, onde se situa o “joelho” do espectro.

para que a imagem deste possa ser analisada. Tal necessidade se reflete na escolha do ângulo máximo entre o eixo do chuveiro e a direção dos telescópios (com ângulos superiores a 2.5° não existe a possibilidade geométrica de que o evento esteja totalmente contido no campo de vista de um telescópio), assim como na imposição de que $R_{bari} \leq 0.88^\circ$ (isto é, de que a imagem esteja de fato totalmente contida no campo do fotocátodo). A tabela 6.2 mostra que o critério $R_{bari} \leq 0.88^\circ$ é o principal responsável pela redução do número de eventos com coincidências (duplas e triplas) entre telescópios. Isto compromete a análise do desenvolvimento longitudinal dos chuveiros, por não permitir o estudo do mesmo chuveiro a partir de diferentes pontos de observação. A redução no número de eventos com coincidência é devida à altitude de superposição dos campos de vista dos diferentes telescópios, como será visto a seguir.

6.2.4 Profundidade atmosférica das coincidências

Embora a configuração geométrica de cada evento seja função da direção de chegada do chuveiro, da orientação dos eixos dos telescópios e da posição relativa entre estes, os dados da tabela 6.2 podem ser interpretados sob a óptica da profundidade atmosférica correspondente às diferentes condições de coincidência.

Para tanto, a posição geográfica de cada telescópio e os diferentes ângulos de abertura (no caso 0.88° , 1.00° e 1.11°) são utilizados na determinação da altura mínima de intersecção entre os campos de cada par de telescópios. Claramente estes valores são função da direção de observação. Somente para se ter uma idéia do alcance típico das coincidências para os dados utilizados, considera-se o caso específico de uma direção com distância zenital de 30° e azimutal de 0° (direção Sul).

Como citado no capítulo anterior, os dados utilizados foram obtidos em medidas de astronomia γ na direção da Nebulosa do Caranguejo. Nestas medidas, o ângulo zenital de observação variava de $\sim 20^\circ$ a $\sim 40^\circ$ e o azimutal não se afastava de mais de $\sim 40^\circ$ da direção Sul, de modo que os valores obtidos para o alcance das coincidências são

representativos do conjunto de dados⁴.

Sob as condições citadas acima, a altura mínima de coincidência entre os diferentes pares de telescópios é apresentada na tabela 6.3. Estes são valores mínimos, determinados somente por uma condição geométrica de existência de superposição dos campos dos diferentes telescópios (figura 6.3).

	$H_{IZ}(m)$	$H_{IU}(m)$	$H_{ZU}(m)$
$R_{bari} \leq 0.88^\circ$	4600	6615	4161
$R_{bari} \leq 1.00^\circ$	4256	6029	3870
$R_{bari} \leq 1.10^\circ$	4026	5638	3675

Tabela 6.3: Altura mínima de intersecção entre os campos de cada par de telescópios relativos a um ângulo zenital de 30° na direção normal à linha que liga os dois telescópios. As alturas se referem ao nível do mar.

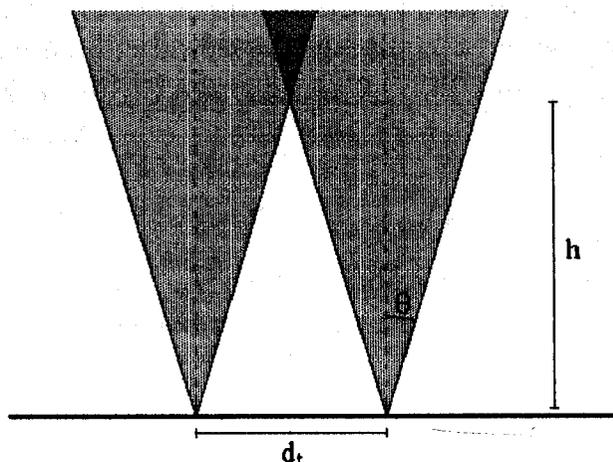


Figura 6.3: Esquema da determinação da altura mínima de superposição dos campos de dois telescópios. d_t : distância entre os telescópios; θ : abertura do telescópio; e h : altura mínima de superposição.

⁴Reafirma-se que a análise de cada evento é feita segundo suas exatas características geométricas. Os valores aqui obtidos são apenas indicativos da possibilidade de reconstrução da geometria do desenvolvimento longitudinal dos chuviscos detectados.

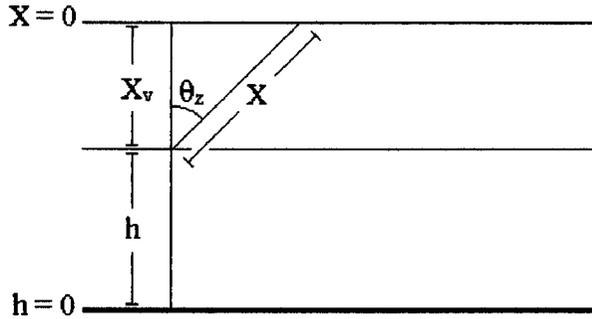


Figura 6.4: Definição das variáveis utilizadas na descrição da atmosfera: h : altitude; X_v : profundidade vertical correspondente; X : profundidade real, considerando-se o ângulo de incidência.

Para se determinar a profundidade atmosférica correspondente a cada altura determinada, faz-se referência à figura 6.4. A profundidade atmosférica X na direção escolhida θ_z está relacionada àquela vertical X_v pela expressão⁵:

$$X = X_v \sec \theta_z \quad (6.1)$$

válida para $\theta_z \leq 60^\circ$. A correspondência entre uma altitude e uma profundidade atmosférica pode em princípio ser determinada pela expressão:

$$X_v = X_0 \exp(-h/h_0)$$

onde X_0 é a profundidade ao nível do mar ($X_0 = 1030 \text{ g/cm}^2$) e $h_0 = 8.4 \text{ km}$. O valor de h_0 , porém, numa atmosfera não isotérmica, não é constante. Uma expressão que representa bem a atmosfera a partir da profundidade de $X = 230 \text{ g/cm}^2$ é dada por:

$$X_v = \left(\frac{44.34 - h}{11.861} \right)^{5.26} \quad (6.2)$$

⁵As expressões referentes à atmosfera são encontradas na referência [1].

Assim, usando-se as expressões 6.1 e 6.2 (com $\theta_Z = 30^\circ$) pode-se determinar a profundidade atmosférica de cada configuração apresentada na tabela 6.3. Estes valores são apresentados na figura 6.5. A configuração referente a uma coincidência tripla entre os telescópios tem praticamente a mesma faixa de profundidade que a configuração "IU", já que os três telescópios são aproximadamente colineares.

Desta forma, a grande redução no número de coincidências entre dois ou mais telescópios e o EMD é devida principalmente à restrita superposição dos campos dos telescópios. Somente o chuvaire que se desenvolva completamente dentro da região de superposição dos campos de dois telescópios (que é nula a partir das profundidades determinadas acima) tem a possibilidade de ser completamente reconstruído em coincidência.

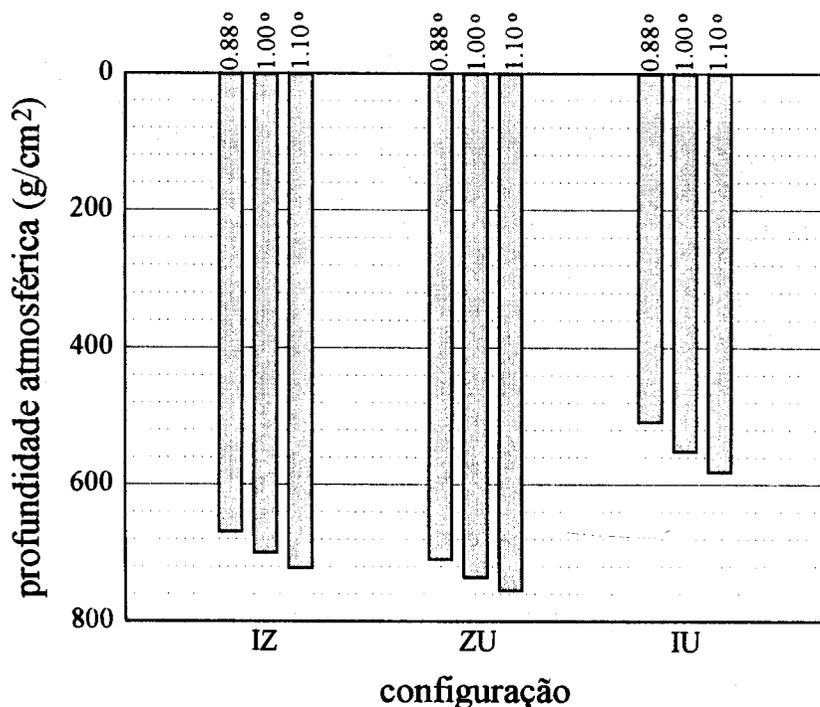


Figura 6.5: Profundidades atmosféricas compreendidas no campo de observação para as três possíveis condições de coincidência dupla entre os telescópios. Os valores se referem a um ângulo zenital de observação de 30° , para os três limites impostos à posição do baricentro.

6.3 Análise bidimensional

6.3.1 Plano normal ao eixo do chuveiro

A análise bidimensional dos dados que passaram pela seleção inicial (isto é, das 44 imagens correspondentes à primeira linha da tabela 6.2) permite que se determine a possibilidade ou não de reconstrução espacial. Toda a geometria envolvida é projetada no plano normal ao eixo do chuveiro, obtido pelo detector da componente eletromagnética. A figura 6.6 apresenta um esquema desta operação.

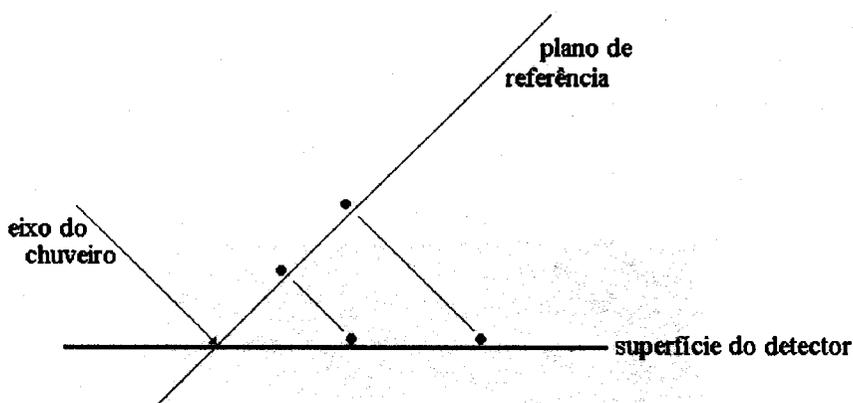


Figura 6.6: Esquema da análise bidimensional. Os telescópios são projetados no plano normal ao eixo do chuveiro, determinado pelo detector da componente eletromagnética.

6.3.2 Reconstrução bidimensional dos chuveiros

A reconstrução bidimensional dos chuveiros é realizada no plano de referência determinado acima, em relação ao qual o evento é zenital. Nestas condições, a imagem esperada no fotocátodo é “alongada” na direção do eixo do chuveiro (como visto no capítulo 2). Cada *pixel* ao longo do “traço” formado no fotocátodo corresponde a uma direção que intercepta uma diferente parte do eixo do chuveiro. Assim, só será possível a reconstrução tridimensional daquelas imagens nas quais o

“traço” no fotocátodo esteja de fato orientado na direção do eixo do chuveiro. Caso contrário (inexistência de uma direção preferencial na imagem ou uma direção que não seja aquela do eixo do chuveiro), a imagem obtida não permite o estudo do desenvolvimento longitudinal do chuveiro.

A orientação de cada imagem é determinada por uma regressão linear na qual se usa o valor de carga de cada *pixel* como o peso relativo à posição daquele *pixel* no fotocátodo. As figuras 6.7 e 6.8 apresentam as curvas de nível de duas imagens de um mesmo evento, com as respectivas retas obtidas⁶. O sistema de referência apresentado é o mesmo utilizado na análise dos dados de estrelas e, portanto, o mesmo em relação ao qual foram determinados os ângulos de rotação da matriz de *pixels* em relação ao sistema de referência fixo nos eixos do telescópio. O conhecimento destes ângulos permite então a reconstrução da geometria de cada evento, no plano de referência escolhido.

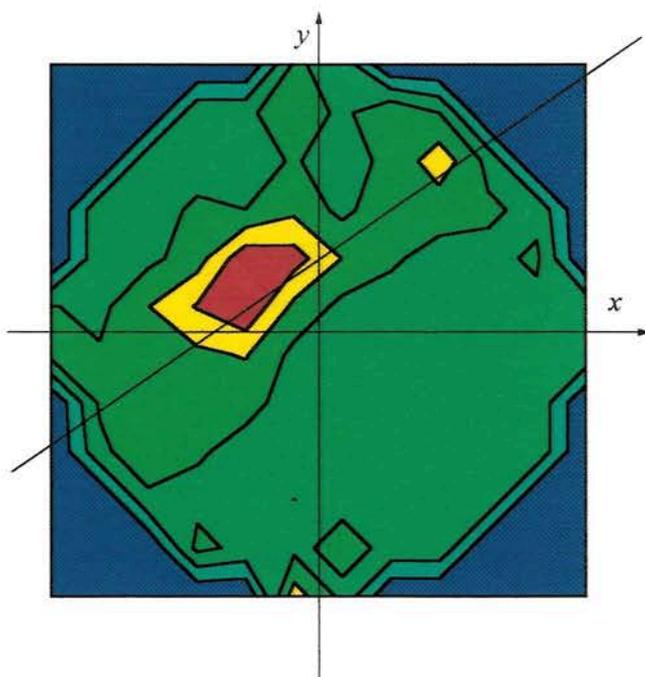


Figura 6.7: Curva de nível de uma imagem Cherenkov e o resultado da regressão linear realizada.

⁶A largura das imagens Cherenkov reflete a distribuição lateral dos elétrons em relação ao eixo do chuveiro.

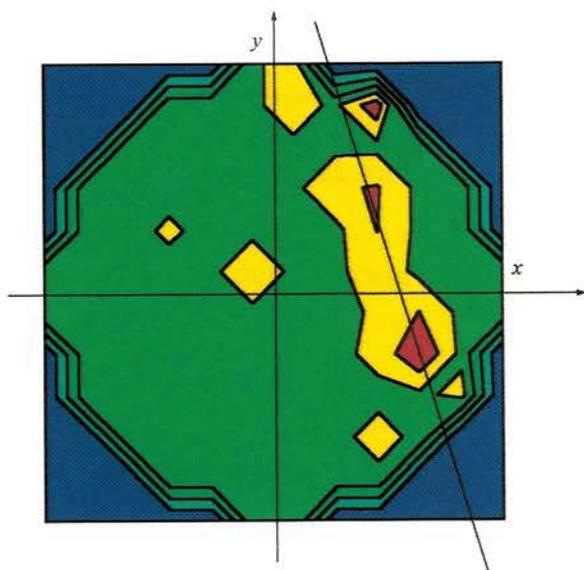


Figura 6.8: Outro exemplo de imagem e da respectiva regressão linear.

A título de exemplo, a figura 6.9 apresenta o esquema da geometria do evento acima, projetada no respectivo plano de referência. A direção determinada por cada telescópio é aquela obtida pela regressão linear da imagem e pela respectiva rotação do campo do fotocátodo. As imagens relativas ao evento em questão são as mesmas apresentadas nas figuras 6.7 e 6.8. No caso, trata-se de um dos poucos eventos em coincidência dupla que passaram pelos cortes feitos até aqui. Observa-se que, como afirmado acima, as imagens estão aproximadamente orientadas na direção do eixo do chuveiro⁷.

⁷Propositadamente foi escolhido um evento com coincidência entre dois telescópios para que se possa visualizar a possibilidade de se determinar o ponto de impacto do chuveiro com os dados Cherenkov.

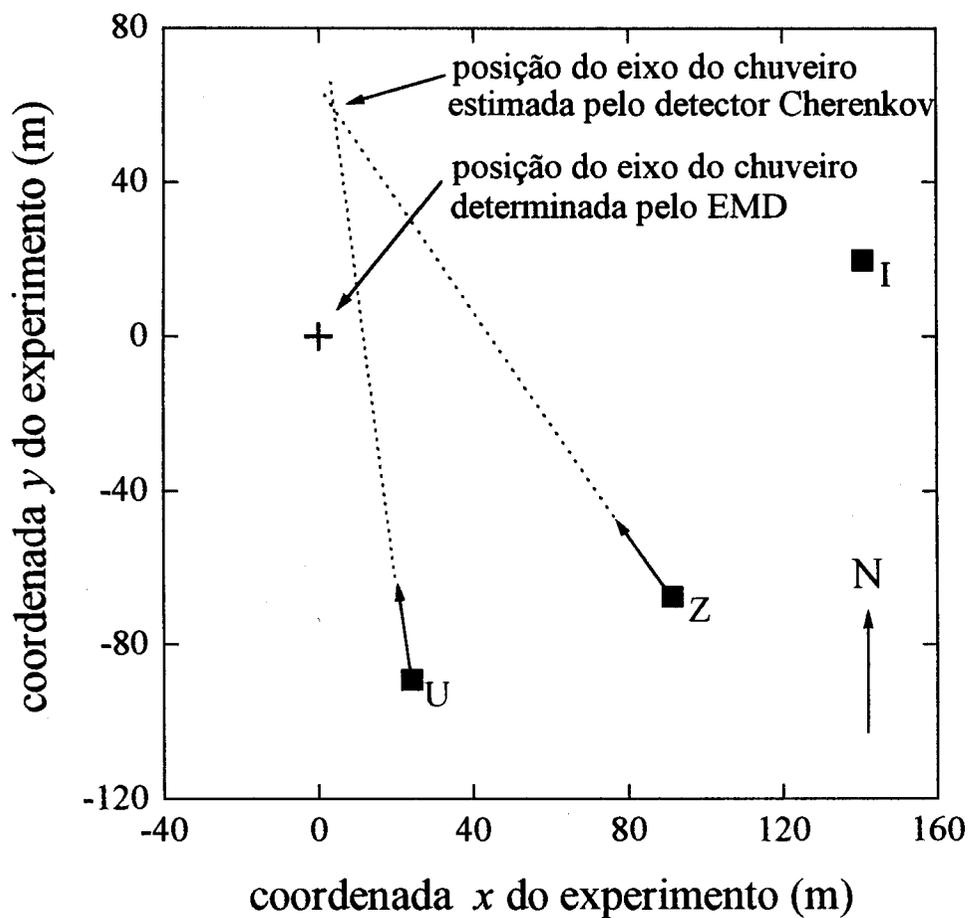


Figura 6.9: Esquema da configuração geométrica de um evento, projetada sobre o plano normal ao eixo do chuveiro. As direções indicadas são aquelas obtidas pela regressão linear das imagens.

6.3.3 Seleção para análise tridimensional

Parâmetros utilizados

Apesar de a reconstrução bidimensional apresentada na figura 6.9 ser próxima ao esperado, este não é o caso para a grande maioria dos eventos selecionados até aqui⁸. Como explicado acima, a possibilidade de reconstrução tridimensional de um evento passa obrigatoriamente pela possibilidade de se obter sua reconstrução bidimensional. Esta possibilidade pode ser verificada através de dois requisitos:

- imagem alongada, definindo um eixo preferencial; e
- eixo da imagem na direção do ponto de impacto do eixo do chuva.

Coefficiente de correlação

Uma maneira de se determinar a existência de uma direção preferencial em uma imagem consiste em se calcular o coeficiente de correlação linear dos pontos que compõem aquela imagem. Obviamente o valor esperado para este coeficiente não é $\rho = 1$, já que as imagens esperadas não são retas. Por outro lado, este coeficiente deve ser suficientemente alto para se garantir a existência de uma direção preferencial. Para se avaliar a significância do parâmetro ρ na seleção de imagens, recorre-se à figura 6.10. A partir das imagens apresentadas fica claro que eventos com coeficiente de correlação linear inferior a ~ 0.4 não possuem uma imagem única, claramente orientada em uma direção.

⁸Os cortes realizados até aqui foram muito “leves”, para não se correr o risco de descartar eventos que possam ser reconstruídos. Nesta fase, porém, é a qualidade da imagem o fator limitante que determina o seu eventual aproveitamento na reconstrução tridimensional.

As figuras 6.11 e 6.12 apresentam as distribuições do valor do coeficiente de correlação em função respectivamente da distância ao eixo do chuveiro e do ângulo de inclinação do eixo do chuveiro em relação àquele dos telescópios. Embora nenhuma correlação apareça evidente, nas distribuições observa-se que as imagens com $\rho \geq 0.6$ estão separadas das demais⁹. Tal fato pode ser melhor observado na figura 6.13, que apresenta a distribuição de frequência dos valores de ρ .

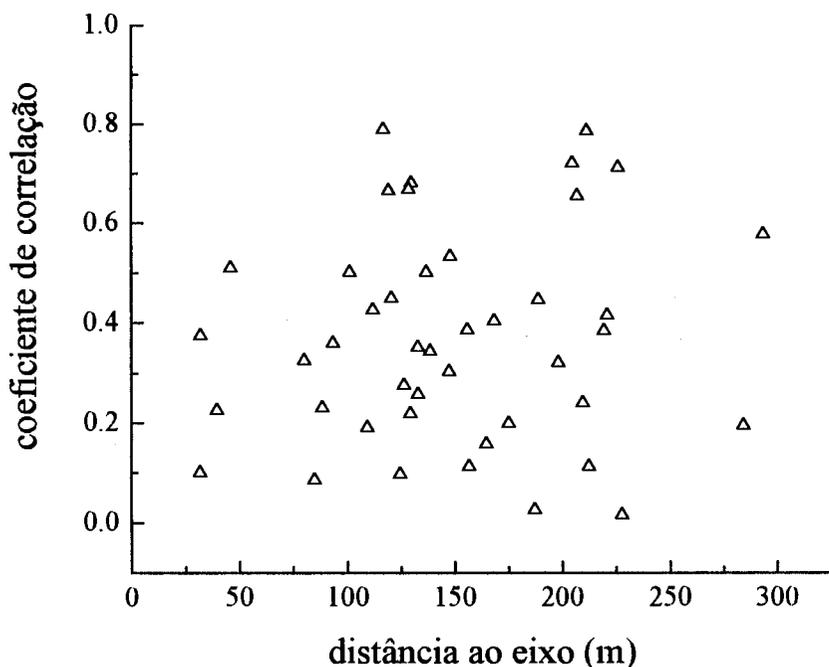


Figura 6.11: Valores do coeficiente de correlação linear de cada imagem disponível em função da distância ao eixo do chuveiro. Cada ponto corresponde a uma única imagem. Embora não exista uma dependência clara, pode-se observar uma separação entre imagens com coeficientes inferiores e superiores a $\rho \sim 0.6$.

⁹Por segurança, somente as imagens com $\rho \leq 0.4$ serão descartadas.

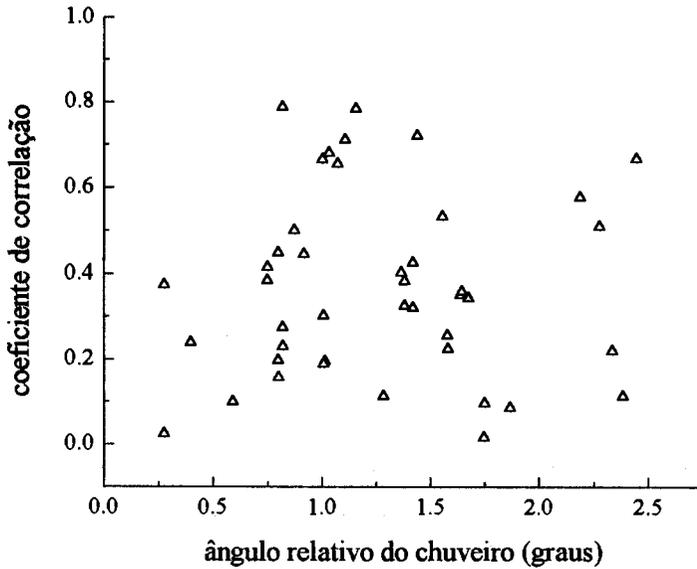


Figura 6.12: Mesmo plot da figura anterior, agora em função do ângulo entre a direção dos telescópios e aquele do eixo do chuvaeiro.

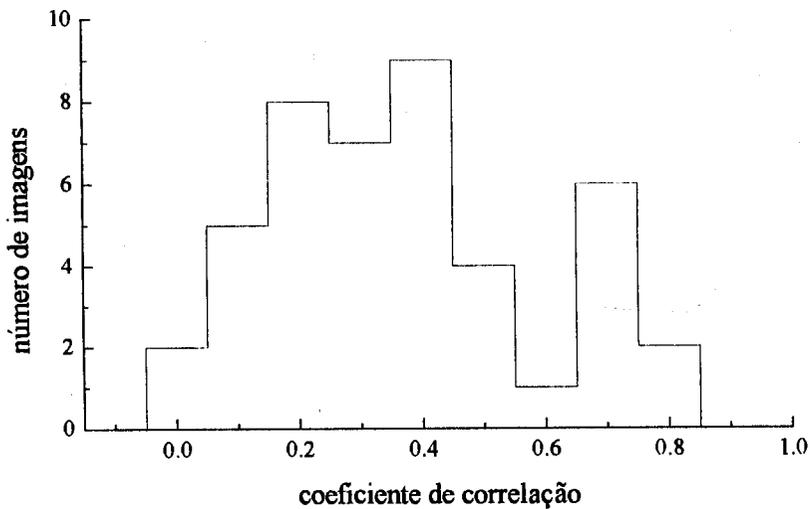


Figura 6.13: Distribuição do número de imagens para cada faixa de coeficiente de correlação, onde se observa uma pequena população de imagens com coeficientes $\rho > 0.6$.

Na figura 6.14 são apresentados os valores de r e de θ para os quais se obteve coeficiente de correlação $\rho \geq 0.4$. Observa-se que a maior parte das imagens com $\rho \geq 0.4$ está na região $100m \leq r \leq 250m$ e $0.7^\circ \leq \theta \leq 1.7^\circ$. A imagem obtida é melhor a partir de uma certa distância ($\sim 100m$) e também a partir de uma certa inclinação ($\sim 0.7^\circ$) entre eixo do telescópio e o do chuvaire pelos seguintes motivos:

- quanto mais próximo o telescópio está do ponto de impacto do eixo do chuvaire, menos nítida é a imagem obtida e, portanto, maior a dificuldade de se extrair alguma informação longitudinal; e
- um chuvaire com eixo paralelo ao do telescópio tem apenas meio fotocátodo (com os cortes feitos, 0.88°) utilizado na sua reconstrução. Ao contrário, uma pequena inclinação entre os dois eixos permite que todo o campo do fotocátodo seja utilizado na reconstrução do evento.

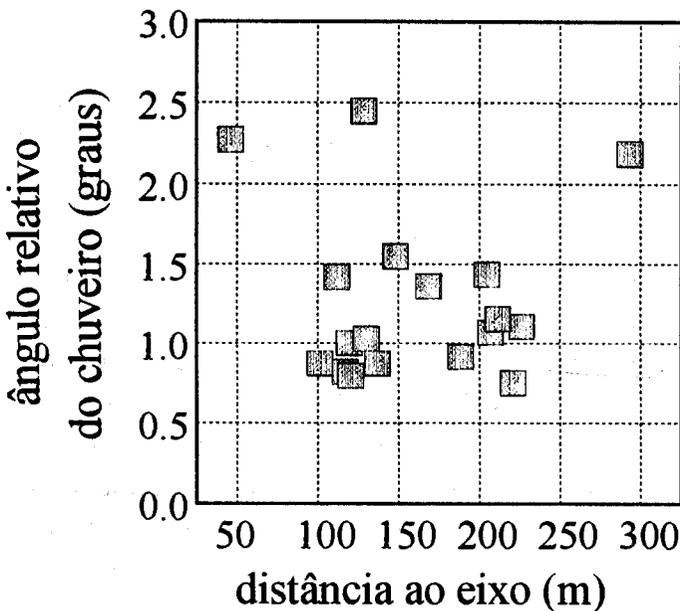


Figura 6.14: Posição no plano r, θ das imagens com coeficiente de correlação linear $\rho \geq 0.4$.

Orientação das imagens

A orientação da imagem de cada fotocátodo é determinante na decisão de se levar ou não um evento à análise tridimensional. Ainda no plano normal ao eixo do chuveiro, são determinadas, para cada telescópio, duas direções: aquela do ponto de impacto do eixo do chuveiro e aquela da regressão linear. O ângulo ϕ entre estas duas direções permite então a verificação de que a imagem do fotocátodo de fato corresponde ao desenvolvimento longitudinal do chuveiro. Claramente, espera-se uma certa correlação entre os parâmetros ϕ e ρ , pois uma imagem alongada ($\rho \geq 0.4$) já é uma forte indicação de que se tem uma boa reconstrução bidimensional.

A figura 6.15 apresenta, para cada telescópio, os valores de ϕ como função de ρ para as imagens (no total, 44) que chegaram a esta fase da análise. Observa-se que, apesar da existência da correlação esperada entre ϕ e ρ , nenhum destes parâmetros isoladamente basta para a seleção das imagens que seguem para a análise tridimensional. Os dois retângulos apresentados em cada gráfico delimitam as regiões $\rho \geq 0.4; \phi \leq 45^\circ$ e $\rho \geq 0.4; \phi \leq 25^\circ$, selecionadas para a análise tridimensional.

Ainda na figura 6.15, a existência de imagens com valores baixos tanto de correlação ($\rho \leq 0.4$) quanto de ângulo ϕ ($\phi \leq 30^\circ$) é devida somente ao fato de que para $\rho \leq 0.4$ a direção obtida é praticamente aleatória (pois não existe uma correlação linear na imagem). Por outro lado, imagens com $\rho \geq 0.4$ (isto é, com boa correlação) mas com direções diferentes do esperado não constituem imagens Cherenkov "autênticas". A figura 6.16 apresenta uma imagem que foi descartada por ter direção diferente da esperada. A figura 6.17, ao contrário, apresenta uma das 4 imagens selecionadas para a análise tridimensional (além das 4 imagens selecionadas, outras 3 com erro maior na direção também serão analisadas para se avaliar os resultados obtidos).

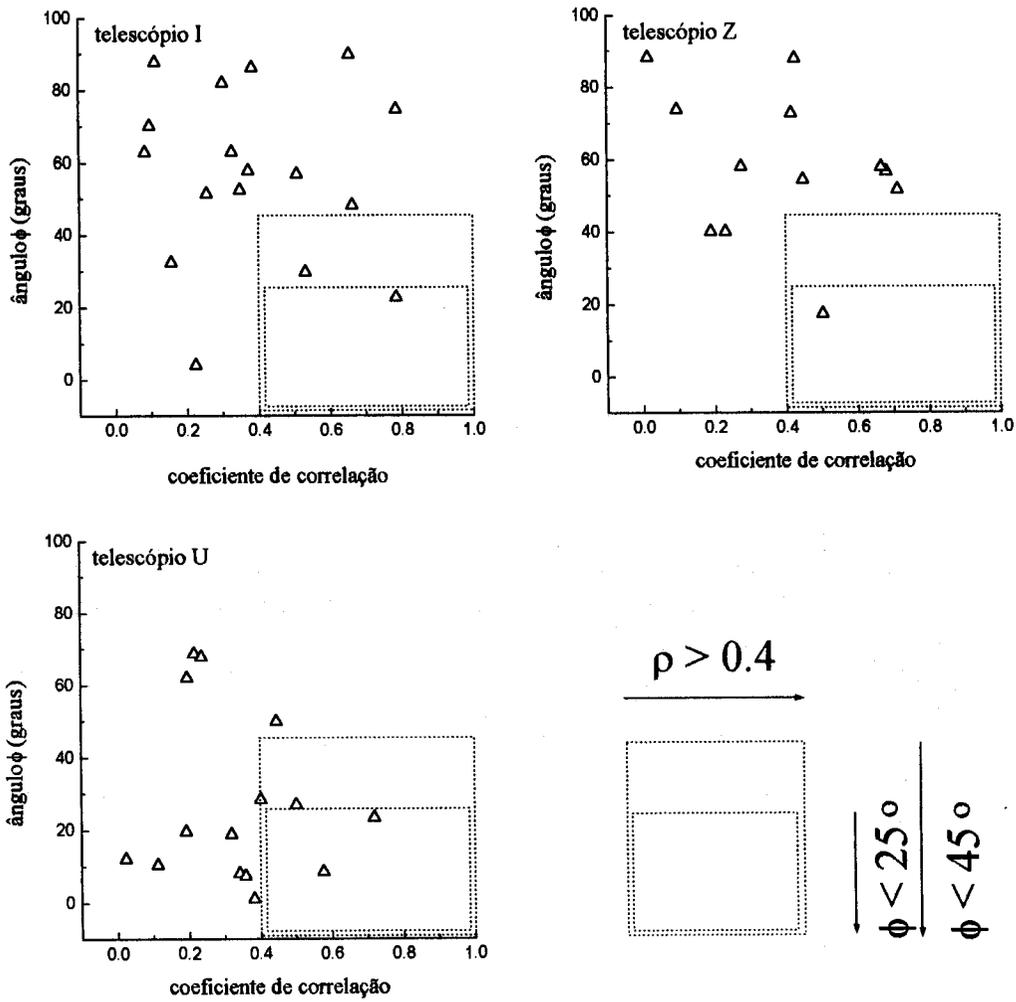


Figura 6.15: Relação entre os parâmetros ϕ (ângulo entre a direção esperada e a obtida) e ρ (coeficiente de correlação linear) para as imagens selecionadas antes da análise bidimensional. Os retângulos correspondem às duas regiões selecionadas para análise tridimensional.

				0	0									
		0	0	0	0	0	0	0						
	0	0	0	0	0	0	0	0	0					
	0	5	8	0	0	0	0	0	0	0				
0	0	6	6	8	0	0	13	6	9	7				
8	0	0	0	0	11	0	13	10	6	0	14			
	7	0	0	0	7	8	10	12	6	13	0			
	9	11	8	7	5	19	29	28	30	10	7			
		21	13	15	5	9	8	22	6	7				
			9	0	21	5	14	0	0					
					0	0								

Figura 6.16: Exemplo de evento descartado pela análise bidimensional. Os parâmetros desta imagem são: $\rho = 0.5$ e $\phi = 57^\circ$.

				15	23									
			11	15	18	0	20	40						
		0	6	17	20	38	45	83	88					
	6	0	18	22	26	88	174	107	180	101				
	9	31	34	26	71	82	337	219	193	88				
0	8	49	39	104	307	345	405	143	44	34	7			
0	9	15	44	200	712	150	84	22	28	18	0			
	16	10	89	211	402	97	67	21	76	43				
	8	33	64	122	54	49	49	19	29	18				
		0	23	43	14	30	10	11	7					
			7	0	23	26	0	0						
					0	0								

Figura 6.17: Exemplo de imagem aceita para análise tridimensional. Os parâmetros são $\rho = 0.78$ e $\phi = 22.6^\circ$.

6.4 Análise tridimensional

6.4.1 Profundidade atmosférica do máximo (X_{max})

O objetivo final da análise espacial é a determinação da altura correspondente ao máximo desenvolvimento do chuva e sua respectiva profundidade atmosférica. A altura do máximo é dada pela intersecção da direção do baricentro com o eixo do chuva. A figura 6.18 apresenta um esquema desta operação. A distância d do telescópio ao ponto de impacto do eixo do chuva e o ângulo δ entre as direções do eixo do chuva e do baricentro permitem a obtenção da altura H do máximo (medida em relação ao plano de referência). A partir desta altura é determinada a altura vertical e, finalmente, a respectiva profundidade atmosférica (pelo uso das expressões 6.1 e 6.2, como feito anteriormente).

A distância entre o ponto de impacto e o telescópio é conhecida, e o ângulo entre a direção do eixo do chuva e a direção do baricentro é obtido pela reconstrução espacial de cada imagem selecionada.

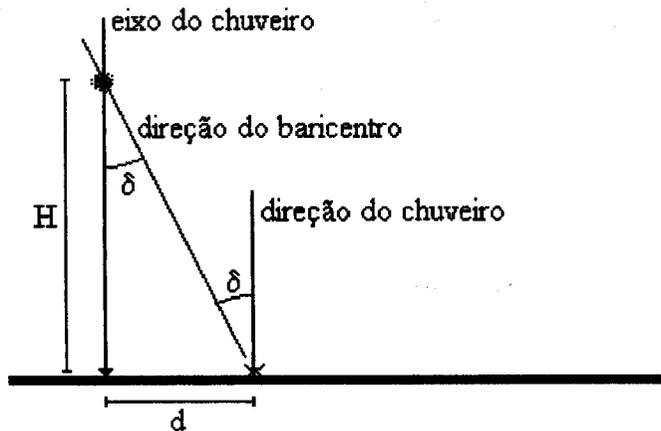


Figura 6.18: Esquema da determinação da altura H do máximo do chuva. O ângulo δ deve ser determinado a partir da análise da imagem obtida.

6.4.2 Informação espacial da imagem

Uma representação simplificada do esquema óptico do telescópio é apresentada na figura 6.19. Esta mostra que uma reta desenhada sobre o fotocátodo define a intersecção de um plano com o centro do telescópio. No caso das imagens Cherenkov, a reta obtida pela regressão linear define o plano que intercepta o telescópio e que contém o eixo do chuveiro.

A distância medida entre dois pontos do fotocátodo é proporcional ao ângulo entre as respectivas direções (a conversão distância \leftrightarrow ângulo é dada pela relação $1 \text{ pixel} = 0.22^\circ$). Assim, para se determinar o ângulo entre as direções do baricentro e do eixo do chuveiro, basta localizá-los no fotocátodo e medir a distância entre eles.

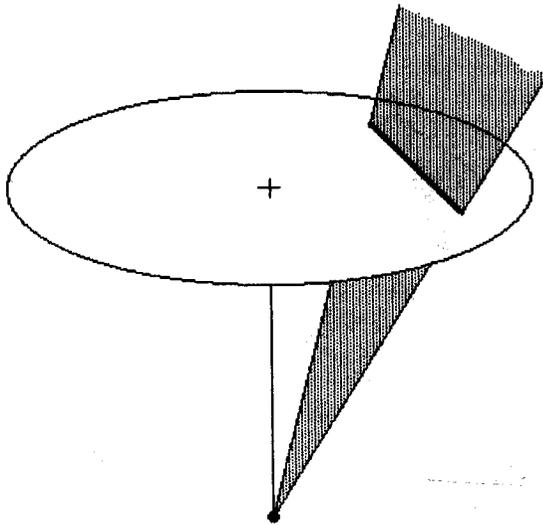


Figura 6.19: Esquema simplificado do sistema óptico dos telescópios, mostrando que *pixels* alinhados correspondem a direções em um mesmo plano.

A reconstrução completa da imagem se dá de acordo com o esquema apresentado na figura 6.20, seguindo o procedimento:

1. obtém-se a reta ao longo da qual está projetado o desenvolvimento longitudinal do chuvaire, por regressão linear, como explicado na análise bidimensional;
2. determina-se, na reta obtida, o ponto correspondente ao baricentro da imagem (ponto b , na figura);
3. determina-se a distância α , que corresponde ao ângulo entre o plano que contém o eixo do chuvaire e o eixo do telescópio;
4. "EMD" é o ponto da reta que tem uma distância γ ao centro do fotocátodo (o valor de γ é o ângulo entre os eixos do chuvaire e do telescópio).

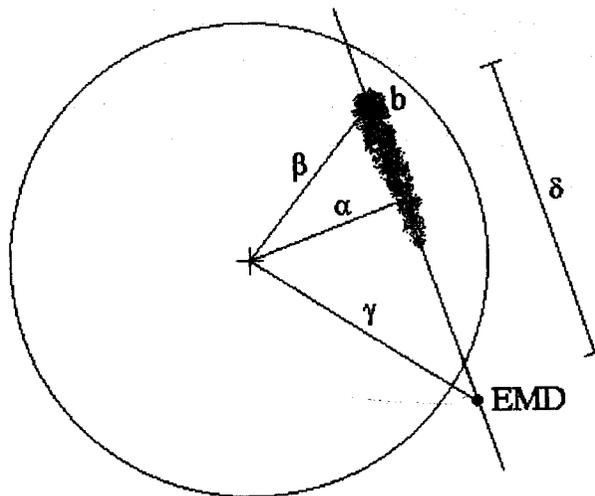


Figura 6.20: Esquema da determinação do ângulo δ entre a direção do eixo do chuvaire e a direção do baricentro da imagem. α : ângulo entre o eixo do telescópio e o plano que contém o eixo do chuvaire; β : ângulo entre o eixo do telescópio e a direção do baricentro; γ : ângulo entre o eixo do telescópio e a direção do eixo do chuvaire.

Assim, com os valores α (distância da reta obtida ao centro do fotocátodo), β (distância do baricentro da imagem ao eixo do fotocátodo) e γ (ângulo entre o eixo do telescópio e o do chuveiro), determina-se a distância δ , que corresponde ao ângulo procurado entre a direção do eixo do chuveiro e a do baricentro. Conhecidos δ e a distância do telescópio ao ponto de impacto do chuveiro, a altura e portanto a profundidade atmosférica correspondentes à posição do baricentro podem ser obtidas, pelo procedimento descrito acima.

6.4.3 Resultados

Aplicando-se os procedimentos descritos acima, obtém-se, para cada imagem selecionada, a profundidade atmosférica do ponto de máximo desenvolvimento do chuveiro. Como explicado no capítulo 2, o dado de interesse nesta medida é a relação entre a profundidade X_{max} determinada e a energia do primário. No caso, o valor da energia do primário é obtida a partir do “tamanho” (*size*, que é o número de elétrons) do chuveiro. Este valor é obtido através do ajuste da função de Nishimura Kamata Greisen à distribuição lateral de elétrons medida pelo detector da componente eletromagnética (capítulo 3).

A relação entre o tamanho N_e do chuveiro e a energia do primário é dada pela expressão E_0 (TeV) = $1.74 \times N_e^{0.8714}$, obtida por simulação por membros da colaboração EASTOP. Na realidade nesta expressão supõe-se que o primário seja um próton. No caso de o chuveiro ter sido iniciado por um núcleo de ferro, a energia correspondente seria aproximadamente o dobro daquela estimada.

Os erros na determinação da profundidade do máximo são obtidos por propagação do erro de ~ 2 *pixels* na medida do ângulo entre a direção do chuveiro e a direção do baricentro.

A figura 6.21 apresenta os valores obtidos de X_{max} para as quatro imagens selecionadas. Na figura são apresentados também os valores obtidos para as três imagens selecionadas pelo critério mais permissivo de $\phi \leq 45^\circ$ na análise bidimensional. Observa-se que estes estão sistematicamente acima dos valores obtidos para as quatro imagens escolhidas. Este efeito não é casual. O fato de uma imagem não apontar na direção correta indica que o evento não está totalmente contido no campo do fotocátodo e que somente uma parte foi detectada. É muito

mais provável que um evento não contido (isto é, com eixo que entra e sai do campo do fotocátodo) seja interceptado pelo campo do fotocátodo na sua parte mais baixa, isto é, a uma maior profundidade atmosférica do que o contrário. Para entrar e sair do campo do fotocátodo a uma baixa profundidade atmosférica seria necessário um grande ângulo de inclinação entre o telescópio e o chuveiro (configuração descartada *a priori*).

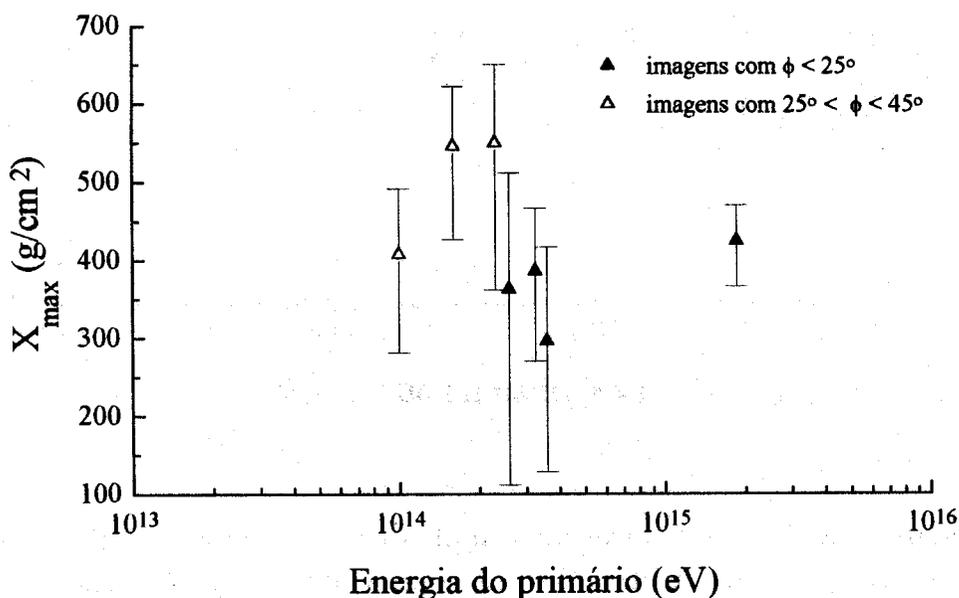


Figura 6.21: *Elongation rate*. Valores obtidos da profundidade do máximo em função da energia do primário. São apresentadas as imagens selecionadas pelos dois critérios descritos no texto.

Na figura 6.22 é apresentado o mesmo gráfico, somente com as quatro imagens selecionadas. A reta desenhada se refere a uma inclinação

$$\frac{\partial X_{max}}{\partial \log(E_0)} = 80 \text{ g/cm}^2 / \log(E_0 \text{ (eV)});$$

que é o valor esperado para o caso de existirem somente prótons na radiação cósmica. A valores maiores de energia, como foi visto no

capítulo 2, o *elongation rate* medido é de $\sim 65 \text{ g/cm}^2 / \log(E_0(\text{eV}))$, o que favorece a hipótese de uma composição mais pesada.

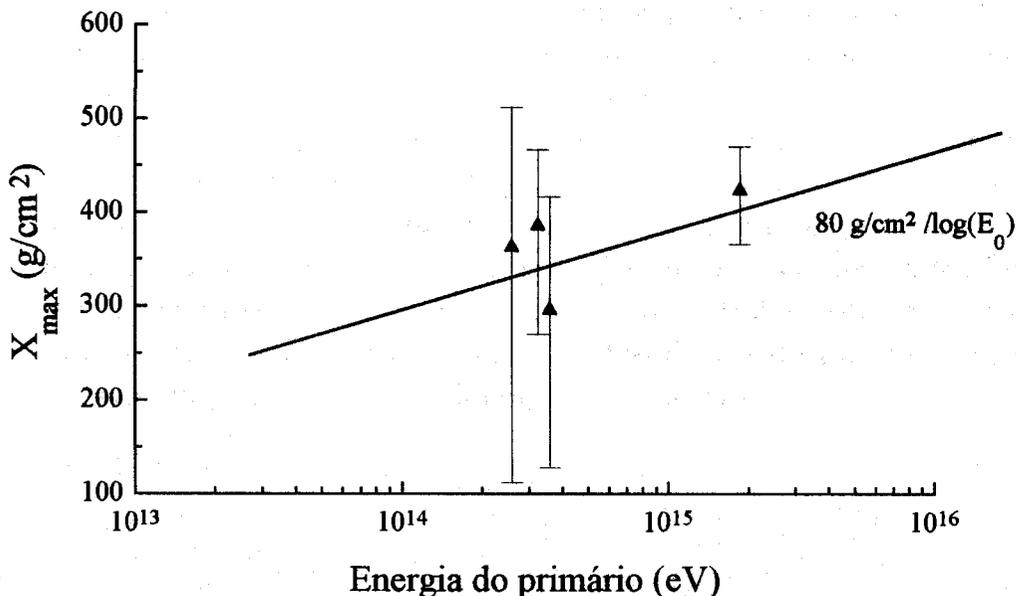


Figura 6.22: Mesmo gráfico da figura anterior, só com as 4 imagens selecionadas. A reta corresponde ao valor $80 \text{ g/cm}^2 / \log(E_0)$ para o *elongation rate*.

Obviamente a concordância entre os pontos apresentados e reta com a inclinação esperada para prótons não pode ser tomada como uma medida da composição. A fração de prótons é tão alta ($\geq 50\%$) que para se medir efeitos devidos a núcleos mais pesados é necessária muito mais estatística do que a utilizada. Além, disso, a alteração no *elongation rate* que se deseja medir é muito pequena (de ~ 80 para $\sim 65 \text{ g/cm}^2 / \log(E_0)$).

Por outro lado, os resultados apresentados na figura 6.22 mostram que o estudo do desenvolvimento longitudinal de chuviros a partir de imagens obtidas por detectores Cherenkov de pequena abertura angular é perfeitamente viável. Três dos quatro eventos selecionados estão na mesma faixa de energia e os respectivos valores de X_{\max} são con-

frontáveis. Para o quarto evento, de energia mais alta, o aumento na profundidade do máximo é consistente com o esperado das medidas a energias mais baixas.

Os resultados obtidos mostram também que para se realizar tal estudo são necessários dados sobre o chuveiro além daqueles obtidos pelo detector Cherenkov (no caso, fornecidos por um detector tradicional de chuveiros extensos). Fica clara também a necessidade de uma seleção criteriosa dos eventos a serem analisados.

No que diz respeito ao experimento EASTOP, o resultado é que em um “turno” mensal de medidas foram obtidos quatro eventos que puderam ser completamente reconstruídos. Como explicado, o detector Cherenkov encontra-se em construção. Na sua configuração final existirão 8 telescópios. Com isso, esperam-se ~ 100 eventos por ano para os quais será possível determinar a profundidade do máximo, numa faixa de energia que contém o “joelho” do espectro.

Bibliografia

- [1] T.K.Gaisser, Cosmic Rays and Particle Physics, Cambridge University Press (1990)

Capítulo 7

Conclusão

Os resultados finais obtidos para o desenvolvimento longitudinal dos eventos selecionados mostram que este tipo de pesquisa pode ser desenvolvido com os detectores Cherenkov de pequena abertura angular usados para a astronomia γ , como os do EASTOP. Os mesmos dados coletados em medidas de astronomia γ foram utilizados no estudo do desenvolvimento longitudinal de chuviros extensos.

Como explicado no texto, a medida da profundidade do máximo na faixa de energia do “joelho” permite avaliar como se comporta a composição naquela faixa e, principalmente, verificar se à brusca mudança no expoente da lei de potência que descreve o espectro corresponde uma igualmente brusca mudança na composição. Os resultados apresentados mostram que o detector Cherenkov do experimento EASTOP pode ser utilizado para este fim.

O pequeno número de eventos em cada turno de medidas se deve à necessidade de se selecionar apenas chuviros se desenvolvam completamente dentro do campo de um telescópio, para que as respectivas imagens possam ser analisadas. Porém, fica também demonstrado que para aqueles chuviros que de fato se desenvolvem dentro do campo de um telescópio, a reconstrução pode ser feita.

Apenas três telescópios foram utilizados. Na configuração final do experimento EASTOP existirão 8 telescópios cobrindo uma circunferência interna à área coberta pelos módulos do detector da componente eletromagnética. Em função da configuração final do detector, uma tentativa de se aumentar o número de eventos aproveitáveis (além

do aumento devido simplesmente ao maior número de telescópios) e de se obter a reconstrução do desenvolvimento longitudinal do mesmo chuveiro com 2 ou mais telescópios pode ser feita. A análise feita neste trabalho permite concluir que para aumentar a eficiência dos telescópios Cherenkov do EASTOP, eles devem ser orientados de forma não paralela, mas ligeiramente inclinados na direção interna ao círculo de telescópios. Uma inclinação de 0.88° (que é a abertura utilizada dos telescópios) faria com que os campos de vista de diferentes telescópios se interceptassem a uma profundidade bem maior do que aquela disponível com os telescópios paralelos. Claramente estas seriam medidas independentes das medidas de astronomia γ mas os resultados aqui obtidos justificam esta opção.

Outra conclusão deste trabalho é que a análise do desenvolvimento longitudinal se torna mais viável com a adição, em cada telescópio, de outro espelho dotado de fotomultiplicadora *multipixel* (como explicado no texto, cada montagem pode suportar até quatro espelhos mas na configuração atual existem somente dois espelhos por telescópio: um com fotomultiplicadora tradicional e outro com fotomultiplicadora *multipixel*). Isso porque o espelho adicional, ligeiramente inclinado na direção interna ao conjunto de telescópios, permitiria realizar de forma eficiente as medidas de desenvolvimento longitudinal dos chuveiros. Assim, as medidas de astronomia γ não seriam prejudicadas. Pelo contrário, poderiam ser feitas de maneira contínua (dobrando o tempo de medidas "on"), com os espelhos inclinados fazendo medidas "off" simultâneas às medidas "on". Obviamente esta possibilidade requer um grande esforço tanto econômico quanto humano. Mas a possibilidade de se obter indicações sobre a variação da composição justamente na região do "joelho" do espectro justifica todo o esforço necessário.

Apêndice A

Orientação dos telescópios

Neste apêndice são determinadas as relações entre o sistema de referência fixo ao fotocátodo e aquele local, fixo à base do telescópio. As transformações obtidas são usadas durante a análise de dados para se determinar a direção correspondente a cada *pixel* do fotocátodo.

A.1 Movimento dos telescópios

A montagem escolhida para os telescópios é aquela apresentada na figura A.1. O eixo θ_1 é orientado ao longo da direção Norte-Sul, paralelamente ao plano de observação. O eixo θ_2 , ao contrário, não é fixo. Ele se mantém ortogonal ao eixo θ_1 mas sua inclinação em relação ao plano de observação varia com a rotação do telescópio em torno de θ_1 .

Como nenhum dos eixos de rotação do telescópio coincide com o eixo de rotação da Terra, a montagem usada deve realizar rotações tanto em torno do eixo θ_1 quanto do eixo θ_2 para manter o telescópio orientado numa direção fixa na esfera celeste¹.

¹A característica principal de uma montagem equatorial (diferente daquela escolhida) é a existência de um eixo de rotação paralelo ao eixo de rotação da Terra. Em tal caso é necessária rotação em torno de um único eixo para manter o telescópio orientado.

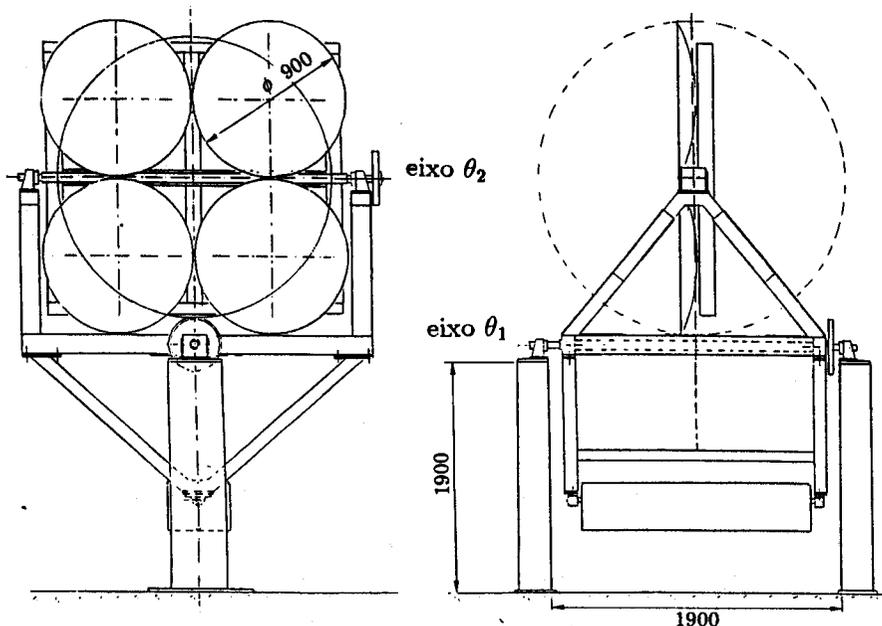


Figura A.1: Montagem utilizada para os telescópios, com os eixos de rotação θ_1 e θ_2 .

A.2 Direção de cada *pixel*

Para se determinar a direção de um determinado *pixel* são necessários dois sistemas de referência: um fixo no solo e outro no fotocátodo. Por conveniência foram escolhidos os seguintes sistemas:

- x_l, y_l, z_l : sistema local, com os versores orientados respectivamente nas direções Norte, Oeste e zênite (este referencial tem a vantagem de ser o mesmo usado na determinação das coordenadas locais de um astro); e
- x_f, y_f, z_f : sistema fixo ao fotocátodo, escolhido de forma a coincidir com o sistema x_l, y_l, z_l quando o telescópio está orientado na direção do zênite (que é o ponto de partida do movimento dos telescópios).

Para se determinar a direção de um determinado *pixel* em função da direção do eixo do telescópio, executa-se o seguinte procedimento²:

1. é determinada a posição de cada *pixel* no sistema x_f, y_f, z_f , o que corresponde a se fazer uma rotação de ângulo α da matriz de *pixels* (que pertence ao plano x_f, y_f)³ em torno do eixo z_f ;
2. levando-se em conta que cada *pixel* equivale a 0.22° , determinam-se os cossenos diretores l_f, m_f, n_f da direção correspondente ao *pixel* em questão, no sistema x_f, y_f, z_f ;
3. conhecendo-se a matriz de transformação (apresentada a seguir) entre os sistemas x_f, y_f, z_f e x_l, y_l, z_l , determinam-se, no sistema local, os cossenos diretores l_l, m_l, n_l da direção correspondente ao *pixel* em questão e, a partir destes, as coordenadas locais (Az e z) daquela direção.

A.3 Relação entre os referenciais

Os cossenos diretores l_f, m_f, n_f , correspondentes à direção de um determinado *pixel*, podem ser levados do referencial do fotocátodo àquele local através da transformação:

$$\begin{pmatrix} l_l \\ m_l \\ n_l \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_{11} & A_{12} & A_{13} \\ A_{21} & A_{22} & A_{23} \\ A_{31} & A_{32} & A_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l_f \\ m_f \\ n_f \end{pmatrix} \quad (\text{A.1})$$

onde os termos A_{ij} são as projeções dos versores do sistema do fotocátodo no sistema local:

$$\begin{aligned} A_{11} &= \cos(x_l, x_f) & A_{12} &= \cos(x_l, y_f) & A_{13} &= \cos(x_l, z_f) \\ A_{21} &= \cos(y_l, x_f) & A_{22} &= \cos(y_l, y_f) & A_{23} &= \cos(y_l, z_f) \\ A_{31} &= \cos(z_l, x_f) & A_{32} &= \cos(z_l, y_f) & A_{33} &= \cos(z_l, z_f) \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

²Já apresentado de forma resumida no capítulo 4.

³O ângulo α é determinado (capítulo 4) a partir da observação da imagem de uma estrela fora do eixo óptico do espelho.

Os termos A_{i3} podem ser obtidos diretamente, já que o eixo z_f é o próprio eixo óptico do espelho e tem portanto direção conhecida (fornecida pelo programa que movimenta os telescópios) em coordenadas locais, as quais em termos de cossenos diretores podem ser facilmente determinadas. Assim:

$$\begin{aligned} A_{13} &= l_t \\ A_{23} &= m_t \\ A_{33} &= n_t \end{aligned} \tag{A.3}$$

Os outros termos podem ser determinados a partir dos movimentos feitos pelo telescópio para se orientar na direção (l_t, m_t, n_t) . A figura A.2 mostra a posição inicial relativa entre os referenciais do fotocátodo e local.

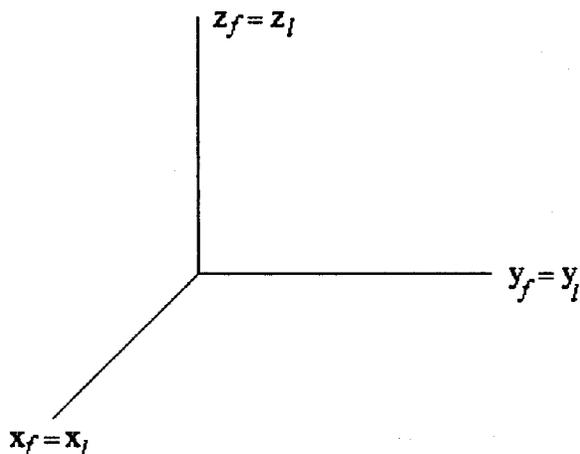


Figura A.2: Representação da posição relativa entre os sistemas x_f, y_f, z_f e x_l, y_l, z_l ao início do movimento do telescópio.

A seqüência de movimentos feitos pelo telescópio para se direcionar é:

1. rotação de ângulo Φ em torno do eixo θ_1 , isto é, em torno do eixo x_l do sistema local. Esta rotação leva do sistema x_l, y_l, z_l ao sistema x_1, y_1, z_1 , como mostra a figura A.3. O valor de Φ é determinado de modo que o objeto celeste escolhido pertença ao plano (x_1, z_1) .
2. rotação de ângulo Ψ em torno do eixo y_1 obtido na rotação anterior. O sistema obtido x_2, y_2, z_2 (figura A.4) tem o eixo z_2 coincidente com a direção desejada, de modo que este sistema é o próprio sistema do fotocátodo, x_f, y_f, z_f .

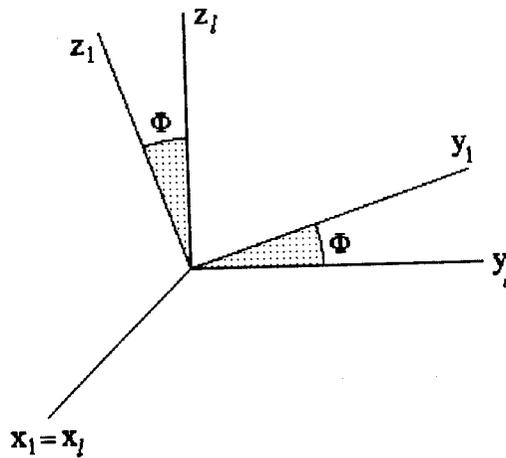


Figura A.3: Posição do sistema do telescópio após a rotação de ângulo Φ em torno do eixo x_l , definindo o novo sistema x_1, y_1, z_1 .

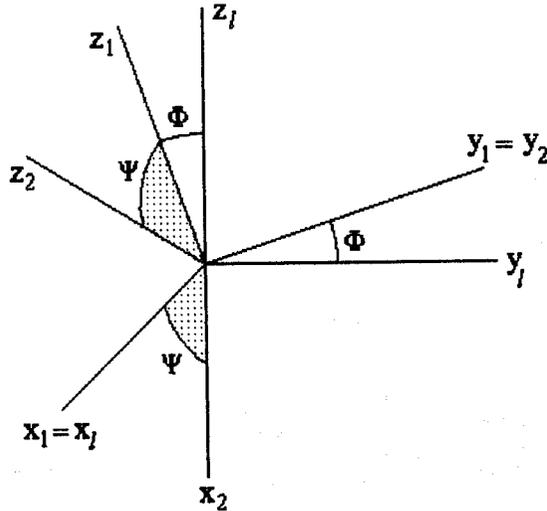


Figura A.4: Orientação do sistema do fotocátodo após rotação de ângulo Ψ em torno do eixo y_1 , definindo o sistema x_2, y_2, z_2 .

Definidas as rotações feitas pela estrutura do telescópio para se orientar numa determinada direção, os termos que faltam à matriz de transformação entre os dois sistemas podem ser determinados:

- o eixo y_f pode ser obtido (figura A.4) a partir do fato de que ele é normal ao eixo x_l (cossenos diretores $1, 0, 0$) e também ao eixo z_f (cossenos diretores l_t, m_t, n_t):

$$\begin{vmatrix} i & j & k \\ l_t & m_t & n_t \\ 1 & 0 & 0 \end{vmatrix} = i \times 0 + j \times n_t + k \times (-m_t) \quad (\text{A.4})$$

de modo que os cossenos diretores do eixo y_f no sistema local são:

$$y_f = \left(0, \frac{n_t}{\sqrt{m_t^2 + n_t^2}}, \frac{-m_t}{\sqrt{m_t^2 + n_t^2}} \right) \quad (\text{A.5})$$

- o eixo x_f pode ser obtido por ortogonalidade com os eixos y_f e z_f :

$$\begin{aligned}
 & \begin{vmatrix} i & j & k \\ 0 & \frac{n_t}{\sqrt{m_t^2+n_t^2}} & \frac{-m_t}{\sqrt{m_t^2+n_t^2}} \\ l_t & m_t & n_t \end{vmatrix} \\
 &= i \times \frac{m_t^2 + n_t^2}{\sqrt{m_t^2 + n_t^2}} + j \times \frac{-m_t \times l_t}{\sqrt{m_t^2 + n_t^2}} + k \times \frac{-(n_t \times l_t)}{\sqrt{m_t^2 + n_t^2}} \quad (\text{A.6})
 \end{aligned}$$

de modo que os seus cossenos diretores são:

$$x_f = \left(\frac{m_t^2 + n_t^2}{\sqrt{m_t^2 + n_t^2}}, \frac{-m_t \times l_t}{\sqrt{m_t^2 + n_t^2}}, \frac{-(n_t \times l_t)}{\sqrt{m_t^2 + n_t^2}} \right) \quad (\text{A.7})$$

Assim, as expressões A.3, A.5 e A.7 determinam todos os termos da matriz de transformação do referencial do fotocátodo para o referencial local:

$$A = \begin{pmatrix} \frac{m_t^2+n_t^2}{\sqrt{m_t^2+n_t^2}} & 0 & l_t \\ \frac{-m_t \times l_t}{\sqrt{m_t^2+n_t^2}} & \frac{n_t}{\sqrt{m_t^2+n_t^2}} & m_t \\ \frac{-(n_t \times l_t)}{\sqrt{m_t^2+n_t^2}} & \frac{-m_t}{\sqrt{m_t^2+n_t^2}} & n_t \end{pmatrix} \quad (\text{A.8})$$

Obviamente, o problema inverso (determinação de uma direção no referencial do fotocátodo, conhecida a direção no referencial local e a orientação do eixo óptico) é resolvido com o uso da matriz inversa à determinada acima. Tal situação ocorre quando se usa a posição esperada de uma estrela no fotocátodo para se determinar o ângulo α de rotação deste em relação à estrutura do telescópio.