

Tese de
Mestrado

**Algoritmos para a Identificação
dos Componentes Primários
dos Raios C3smicos de Altas Energias**

Fernando Joel Vizcarra Siguas

Centro Brasileiro de Pesquisas F3sicas

Rio de Janeiro, Janeiro de 2000.

Para minha esposa,

Violeta

Agradecimentos

- Aos que contribuíram e contribuem na minha formação profissional e pessoal:
- Em primeiro lugar gostaria de agradecer ao CBPF por ter me permitido ser um dos seus alunos e à CAPES pelo apoio financeiro.
- Ao meu orientador Ronald Cintra Shellard pelo conhecimento transmitido e pela grande motivação pela pesquisa .
- A Luiz Mundim pela sua ajuda.
- A minha família, que sempre me deram o seu apoio.
- Aos meus amigos que de alguma forma me apoiaram neste trabalho.
- Ao pessoal do CFC, e do LAFEX.

Índice

1	Introdução	1
1.1	Anatomia dos Raios Cósmicos	5
1.1.1	Aceleração e Propagação dos Raios Cósmicos	6
1.1.2	Mecanismos de aceleração	7
2	Chuveiros Atmosféricos	10
2.1	Características Básicas das Cascatas	10
2.2	Propriedades dos Chuveiros	13
2.2.1	Estrutura Espacial do Chuveiro	14
2.2.2	Estrutura Temporal da Frente do Chuveiro	15
2.2.3	Flutuações no Desenvolvimento do Chuveiro	16
2.3	Função de Distribuição Lateral	18
2.4	Determinação da Função Lateral de Distribuição	20
3	Composição dos Raios Cósmicos Primários de $E > 10^{17}$eV	25
3.1	Conteúdo de Partículas dos Chuveiros Atmosféricos	25
3.1.1	Massa Primária	28
3.1.2	Componentes Muônica e Eletromagnética	29
3.1.3	Os Múons nos Chuveiros Atmosféricos	30
4	Técnicas para a Medida de Chuveiros Atmosféricos	34
4.1	Radiação Cerenkov	34
5	Observatório Pierre Auger	38
5.1	Rede de Detectores de Superfície	38
5.2	Descrição do Detector Cerenkov	39
6	Identificação das Componentes Primárias	42
6.1	Programas Usados na Simulação	43
6.1.1	Aires: Um sistema para a Simulação de Chuveiros Atmosféricos	43
6.1.2	O Programa Sample	48
6.2	Análise	51
6.3	Processo de Simulação	52
7	Resultados	54
7.1	Análise	55

8 Conclusões**68**

Lista de Figuras

1.1	Detector Híbrido dentro do Projeto Auger	3
1.2	Tamanho e Força do Campo Magnético de possíveis lugares para a Aceleração de Partículas. Objetos debaixo as linhas diagonais não podem acelerar partículas até 10^{20} por aceleração de choque	9
2.1	Modelo Esquemático dos Processos de Geração de Partículas numa Cascata. Uma partícula de alta energia entra na atmosfera, produzindo um chuveiro, o qual basicamente se divide em três categorias; a Cascata Nucleônica que consiste do próprio primário ao qual chamaremos de Núcleon líder, a cascata piônica, e a cascata eletromagnética. Nesta figura se mostra os processos numa forma muito simplificada.	11
2.2	Tabela2.	21
2.3	Dados de 8 ângulos zênites, para a determinação da Função de Distribuição Lateral.	22
2.4	Função de Distribuição Lateral.	23
2.5	Variação da função de distribuição ρ_r entre valores extremos do ângulo zênite θ	24
3.1	Modelo Esquemático para a Cascata Eletromagnética	27
3.2	Perfil esquemático dum chuveiro para pequenos chuveiros atmosféricos. As linhas ininterruptas mostram e^\pm ; as linhas curtadas mostram os múons ($E_0 \sim N_\mu$ é multiplicada por 20 relativa ao N_e sobre uma escala lineal arbitrária).	30
4.1	Efeito Cerenkov.	35
4.2	Modelo Geométrico do Efeito Cerenkov.	37
5.1	Modelo de Detector de Superfície Detector Cerenkov	41
6.1	Sistema de Coordenada de AIRES.	45
7.1	Número de fotoelétrons produzidos num total de 100 chuveiros gerados tanto por núcleos de ferro assim como por prótons	57
7.2	Número de fotoelétrons para uma <i>dcore</i> maior que 1000m tanto para chuveiros produzidos pelos prótons assim como pelos núcleos de ferro	58
7.3	(<i>st</i> versus <i>dcore</i>) é o número de fotoelétrons versus a distância do core do chuveiro, (<i>st</i>) é o número total de fotoelétrons acumulados	59
7.4	valores de s_1, s_2, \dots, s_{10} , para <i>dcore</i> > 100m para um chuveiro produzido por um núcleo de ferro	61

7.5	valores de s_1, s_2, \dots, s_{10} , para $d_{core} > 100m$ para um chuvaireo produzido por um núcleo de próton	62
7.6	valores medios para os diferentes $si(i=1,10)$ para os chuvaireos gerados pelo próton	63
7.7	valores medios para os diferentes $si(i=1,10)$ para os chuvaireos gerados pelo núcleos de ferro	64
7.8	Número de fotoelétrons acumulados durante os tres primeiros intervalos do tempo de chegada tanto para o próton como para o ferro	66
7.9	Diferencia entre o espectro de ferro(linhas ininterruptas) com o espectro de próton(linhas curtadas)	67

Capítulo 1

Introdução

A história dos raios cósmicos começa há oitenta anos quando Victor Hess descobriu a natureza da radiação cósmica ionizante que banha a Terra. Trinta anos depois, no início da década de 40, Pierre Auger observou que chuvas de partículas secundárias são produzidas a grande alturas pela interação de raios cósmicos com a atmosfera. Tendo como base o tamanho desses chuviros atmosféricos, Auger concluiu que o espectro de energia das partículas se estende até energias maiores do que 10^{15} eV. Já em 1962, John Linsley observou um chuviro atmosférico com uma energia da ordem de 10^{20} eV [34], num experimento realizado em Volcano Ranch, nos Estados Unidos, usando cintiladores espalhados por uma grande área.

Mesmo com o grande progresso atingido neste século na interpretação da natureza dos raios cósmicos, sua explicação consistente ainda elude os físicos e, em particular, a compreensão da natureza daqueles de energia mais alta, aqueles com energia maior do que 10^{15} eV. Vários problemas dificultam a formação de um quadro sobre estes raios cósmicos. Por um lado, o fluxo de raios cósmicos acima de 10^{19} eV é muito baixo, $\sim 1/\text{km}^2/\text{século}$, de modo que para poder detectar estas partículas são necessários detectores com dimensões da ordem de centenas de quilômetros quadrados, ou ainda maiores, como na geração de

detectores agora em construção.

A compreensão dos fatos teóricos que descrevem a produção e a propagação de partículas primárias com energias maiores do que 10^{20} eV é muito difícil. Os raios cósmicos com essa energia têm um caminho livre menor do que 50 Mpc (150 milhões de anos luz), uma distância pequena em escala cosmológica, devido ao efeito GKZ [9]. Os raios cósmicos com carga elétrica não nula, não importa a natureza deles, perdem energias quando interagem com a radiação de fundo cosmológico, que banha o Universo à temperatura de 2.7 K. Os prótons foto- produzem píons, os núcleos se fotodesintegram via a ressonância de dipolo gigante e os fótons produzem pares $e^+ e^-$, somente os neutrinos propagam-se livremente. Portanto, a fonte das fontes deve estar relativamente perto, ao redor de 50-100 Mpc, para que sua energia não seja degradada. Os modelos da aceleração de prótons e dos núcleos nessas energias extremas ainda são muito difíceis de construir. Poucos entornos astrofísicos energéticos cumprem este requisito de distância.

Uma questão chave no estudo destes raios cósmicos é a identificação da sua natureza primária. Ela pode ser inferida das propriedades dos chuveis atmosféricos associados, para o qual as duas técnicas mais usadas são:

- Amostras de uma rede de superfície do perfil da densidade lateral do múon e as componentes eletromagnéticas na frente do chuva.
- Detectores de fluorescência observam a evolução dos chuveis atmosféricos, o crescimento e a subsequente atenuação de desenvolvimento.

Na figura 1.1 pode-se ver em forma esquemática tanto o arranjo de superfície assim como o detector de fluorescência trabalhando juntos

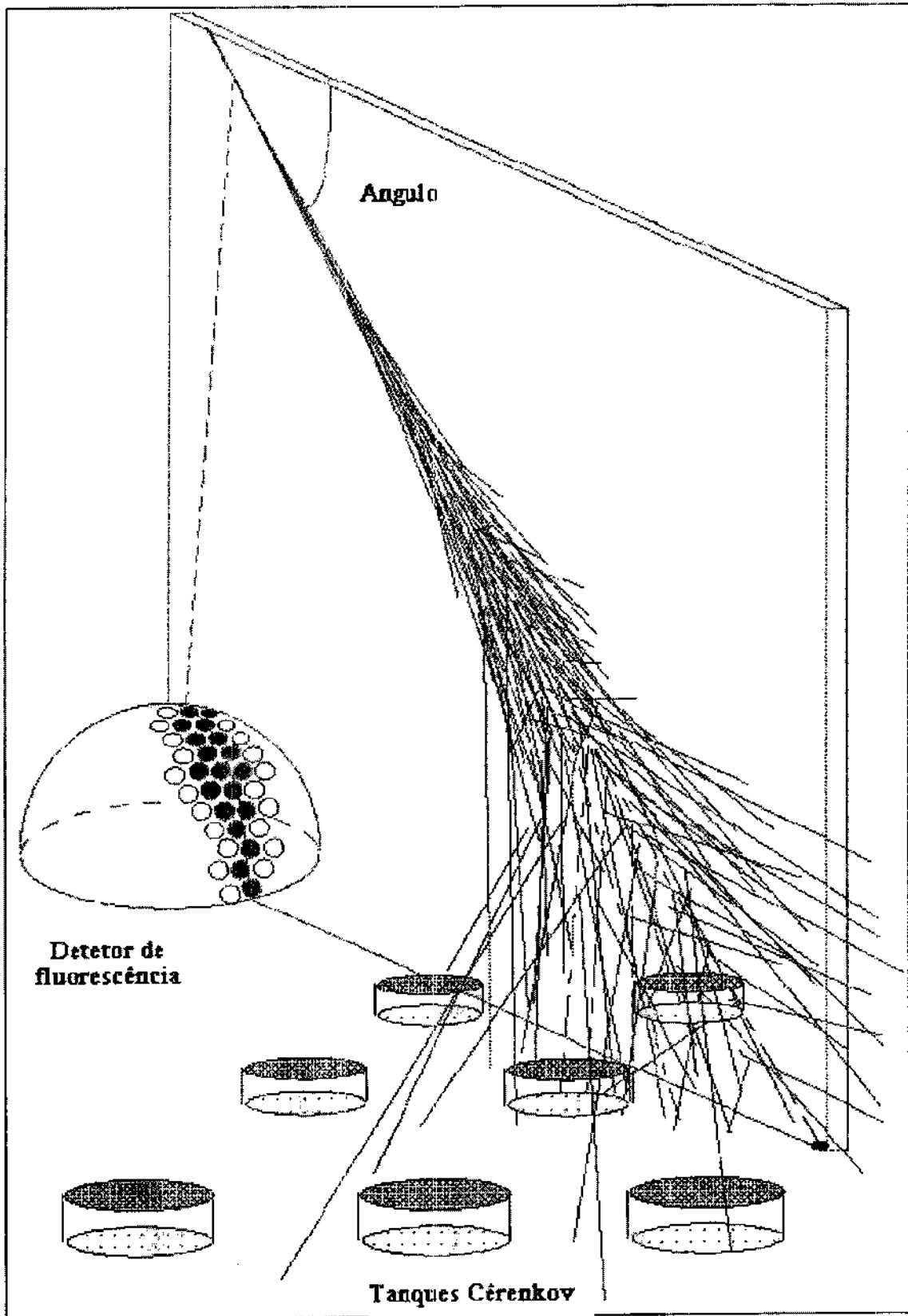


Figura 1.1: Detetor Híbrido dentro do Projeto Auger

A existência desses raios cósmicos energéticos é um enigma, e a solução deve conduzir a novos descobrimentos em Astrofísica, Física Fundamental ou em ambos. O projeto para construir um observatório de raios cósmicos, sensível às energias extremas, o Observatório Pierre Auger, tem como objetivo principal resolver este mistério.

Este observatório, composto por dois módulos, um cobrindo o céu no Hemisfério Sul e outro cobrindo no Norte, está otimizado para medir a direção de chegada, a energia e a composição de raios cósmicos com energias superiores a 10^{18} eV. O conteúdo de múons que induz ao grande chuveiro atmosférico, e para um subconjunto de eventos, o desenvolvimento longitudinal do chuveiro na atmosfera, também serão medidos. As análises destes parâmetros do chuveiro guiados pelas simulações de Monte Carlo, podem ser usadas para selecionar amostras de eventos enriquecidos, seja com núcleos primários leves, ($A < 16$) ou pesados, ($A > 16$). As correlações entre os muitos parâmetros como a energia, direção de chegada e massa, podem revelar um número de componentes que contribuem para o fluxo total dos raios cósmicos observados. Por exemplo é possível que uma fração significativa de primários pesados com energias ao redor de 10^{19} sejam produzidos em nossa galáxia. Se isso acontecer então a direção de chegada deve de estar em correlação com a distribuição de massa em nossa galáxia.

Atualmente não se tem informação sobre a natureza fundamental dos raios cósmicos de alta energia. Não se sabe se são prótons, núcleos ou objetos de natureza exótica nem onde eles são acelerados a energias tão altas o se eles mostram alguma anisotropia direcional. Se isso acontecer, então poderiam ser um dos produtos criados no decaimento dos defeitos topológicos. Estas e muitas outras perguntas ainda são um mistério.

O observatório Pierre Auger é um detector híbrido, que utiliza duas técnicas comple-

mentares para observar os grandes chuveis atmosféricos. Uma rede gigante de contadores de partículas vai medir a distribuição lateral e temporal do chuva de partículas ao nível do solo. Um detector de luz fluorescente produzida na atmosfera, vai medir o desenvolvimento do chuva na atmosfera sobre a rede da superfície. A rede de superfície e o detector de fluorescência quando estão juntos, caracterizam chuveis com um alto grau de certeza. Este resultado não é obtido da mesma maneira quando um deles trabalha só. Ambos métodos já foram estabelecidos por experimentos prévios.

1.1 Anatomia dos Raios Cósmitos

A medida detalhada do espectro de energia oferece informações valiosas em relação aos raios cósmitos de altas energias. Logo após o descobrimento da radiação de fundo cósmita, na região de micro-ondas (*Cosmic Microwave Background Radiation* – CMBR), Greisen, Zatsepin e Kusmin [33] independentemente, assinalaram que esta radiação faria que o universo se tornar opaco aos raios cósmitos de energia suficientemente alta. Isto acontece, por exemplo, para os prótons quando a energia deles supera o umbral para a fotoprodução de píons (via a ressonância Δ^+) quando se encontram com um fóton da CMBR. A energia do próton é efizcamente degradada pelo efeito da reação $p + \gamma \rightarrow \Delta^+ \rightarrow \pi N$. Quando a energia do próton é maior do que 10^{20} eV, o comprimento característico da atenuação é menor do que 50 Mpc¹. Um fenômeno similar de degradação da energia também acontece nos núcleos devido aos procesos de fotodesintegração. Esta é uma pequena fração do tamanho do Universo e tem as seguintes implicações:

- Se os raios cósmitos de alta energia são universais em origem, então o espectro da energia observada, não deveria se estender, exceto em intensidade fortemente

¹50 megaparsecs(Mpc) é a distância que a luz viaja em 150 milhões de anos

reduzida, além de aproximadamente 5×10^{19} eV. Este fenômeno é conhecido como efeito de corte Greisen-Zatsepin-Kuzmin (GZK).

- As partículas com energia superior ao corte GZK (*cut off*) devem vir de muito perto. Em distâncias modestas, as partículas carregadas tais como aquelas partículas de alta energia atravessariam os campos cósmicos magnéticos com um pequeno desvio. Desta forma, as suas trajetórias observadas indicariam a direção às suas fontes. Portanto, seria possível identificar as fontes dessas partículas em objetos astrofisicamente conhecidos, ou se não estabelecer a existência de novas fontes que não são visíveis em baixas energias. A identificação deste tipo de fontes precisa de que muitos eventos de raios cósmicos sejam detectados individualmente.

1.1.1 Aceleração e Propagação dos Raios Cósmicos

As duas principais perguntas sobre os raios cósmicos de alta energia são como, e onde eles são acelerados. A partícula mais energética que ainda foi detectada, provavelmente um próton único ou um núcleo, tinha uma energia macroscópica de 50 joules mais ou menos a energia cinética de uma bola de tênis a 100mph!. A sua energia, 3×10^{20} eV, é maior do que oito ordens de magnitude, e é mais elevada para poder ser alcançada pelo mais poderoso acelerador feito pelo homem. Durante anos, poucos eventos com energias próximas a 10^{20} eV foram registrados.

Recentemente têm sido observados dois eventos com energias convenientemente acima do atalho GZK e como resultado têm atraído muita atenção e pesquisa. Cada um dos grupos envolvidos tem dedicado trabalhos de revisão crítica destes eventos assim como as análises conduzentes à designação de energia deles. Como será mostrado, por causa do intervalo limitado e a elevada rigidez destas partículas, um detector com suficiente poder

de coleção será capaz de determinar as suas fontes.

1.1.2 Mecanismos de aceleração

A aceleração em conjuntos astrofísicos acontece quando a energia de movimento na grande escala macroscópica é transferida a partículas individuais. Por exemplo o movimento macroscópico pode estar associado com turbulência ou com ondas de choque em plasmas, assim também existem outros modelos de mecanismos de aceleração.

Aceleração de Fermi

Em 1949 Fermi desenvolveu um modelo onde as partículas podem atingir altas energias através de encontros repetidos com plasmas magnetizados e móveis. Este processo (a aceleração de Fermi) refere-se frequentemente a uma aceleração estocástica ou difusa, posto que as altas energias resultam de partículas espalhadas aleatoriamente muitas vezes dentro duma região limitada e com alguma probabilidade de escapar desta região permanentemente. O campo magnético, B , embutido no plasma desempenha um papel decisivo.

Fermi demonstrou que a geometria das nuvens de plasma móvel é tal que o câmbio de energia média por encontro é positiva e proporcional à energia de partículas $\Delta E = \alpha E$. Logo de k encontros, a partícula inicialmente com uma energia E_0 obterá uma energia $E = E_0(1 + \alpha)^k$. Se supõe que P_{esc} é a probabilidade por encontro que tem a partícula para escapar da região que contém o plasma não sendo mais acelerada. O número de partículas as quais subsistem o suficiente para atingir alguma energia E é dado, sumando a k , para que $N(> E) \propto E^{-\gamma}$, onde $\gamma \approx P_{esc}/\alpha$. Se P_{esc} e α são cada um pequenos. Desta forma, a aceleração de Fermi produz naturalmente um espectro de energia que obedece a uma lei de potência para as energias das partículas.

A aceleração Fermi segundo as ondas astrofísicas de choque é um paradigma atrativo para construir modelos de raios cósmicos. Os raios cósmicos exibem um espectro de energia não térmico que obedece uma lei de potência. Pode ser mostrado que o índice espectral γ [9] do espectro de energia integral da aceleração Fermi, no limite de choques fortes tem um valor ligeiramente maior do que $\gamma \approx 1$ e não é dependente sob os detalhes do meio. Como as partículas passarão por processos dependentes de energia durante o transporte à terra se espera que o espectro observado seja mais íngreme do que aquele em produção. O espectro integral, experimentalmente observado varia de $E^{-1.1}$ a $E^{-2.1}$ em vários regimes de energia, assim as previsões da aceleração de Fermi são razoavelmente de acordo com os dados. Em situações onde a aceleração Fermi poderia se apresentar desde os movimentos do plasma os quais não são choques fortes, o índice do espectro é muito sensível aos detalhes geométricos e podem ser bastante grande. Geralmente a energia máxima possível é determinada pelo comprimento do tempo durante o qual as partículas são capazes de interagir com o plasma. Em certos casos, a região de aceleração existe só por um tempo limitado, como é o caso das ondas de choque das **supernovas** as quais se dissipam aproximadamente depois de 10^3 anos. De outro modo, se as perturbações do plasma persistem por períodos maiores, o máximo de energia poderia ser limitada por uma probabilidade de escape da região. O último caso é relativo em energias extremas observadas nos raios cósmicos. Como as partículas atingem a energia extrema, se torna muito difícil limitá-las magneticamente em direção à região de aceleração.

O modelo mais simples da aceleração Fermi por ondas de choque oferece a energia máxima adquirida por uma partícula de carga Ze :

$$E_{max} \approx \beta c \times Ze \times B \times L \quad (1.1)$$

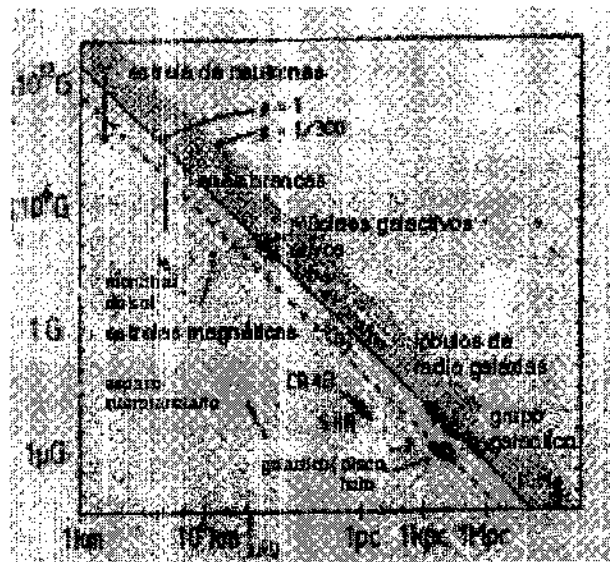


Figura 1.2: Tamanho e Força do Campo Magnético de possíveis lugares para a Aceleração de Partículas. Objetos debaixo as linhas diagonais não podem acelerar partículas até 10^{20} por aceleração de choque

Onde L representa o tamanho característico da região de aceleração e βc é a velocidade de choque ($\beta \approx 1$) para supernovas. No entanto, debaixo de certas configurações de choque e do campo magnético embutido, β é substituído por um fator muito maior da ordem 1-3 a equação 1.1 expõe essencialmente que o rádio de giro da partícula que esta sendo acelerada, deve estar contida dentro da região de aceleração, como em um acelerador terrestre. Realistamente, não é razoável assumir que os aceleradores astrofísicos terão quase 100% da eficiência requerida para atingir energias como aquelas na equação 1.1; é mais provável que o valor superior da E_{max} seja reduzida por talvez um fator de dez, dependendo dos detalhes do choque e seu meio.

A figura 1.2 mostra onde alguns aceleradores astrofísicos potenciais se encontram no plano B-L. Os objetos de abaixo das linhas diagonais derivadas da equação 1.1 não podem acelerar partículas a 10^{20} eV através da aceleração de choque. A linha quebrada é para os núcleos de ferro e a linha ininterrupta para os prótons, cada caso para $\beta = 1/3000$, um valor mais típico para muitos choques astrofísicos.

Capítulo 2

Chuveiros Atmosféricos

Um Chuveiro atmosférico é uma cascata de partículas geradas pela interação de um simples núcleo de raio cósmico primário ou um fóton perto do topo da atmosfera. O número de partículas se multiplica inicialmente até atingir um máximo e depois se atenua na medida que cai por debaixo do umbral para a produção de partículas adicionais.

Na figura 2.1 podemos ver em forma esquemática o desenvolvimento de um chuveiro.

2.1 Características Básicas das Cascatas

O modelo simples de Heitler (1944), mostra algumas características gerais dos chuveiros atmosféricos. Heitler descreveu o modelo no seu livro sobre a Teoria de Radiação Quântica desde o ponto de vista de uma discussão só de cascatas eletromagnéticas, mas a estrutura básica desse modelo também pode-se aplicar a chuveiros atmosféricos gerados por hádrons.

Considere-se o processo de ramificações mostrados na figura a. Cada segmento de linha pode ser considerado como uma partícula ou como um pacote de energia. Em cada vértice a energia sobre uma linha é dividida em duas. As ramificações acontecem depois de uma colisão de comprimento λ , para qualquer processo de divisão. Após $n = X/\lambda$

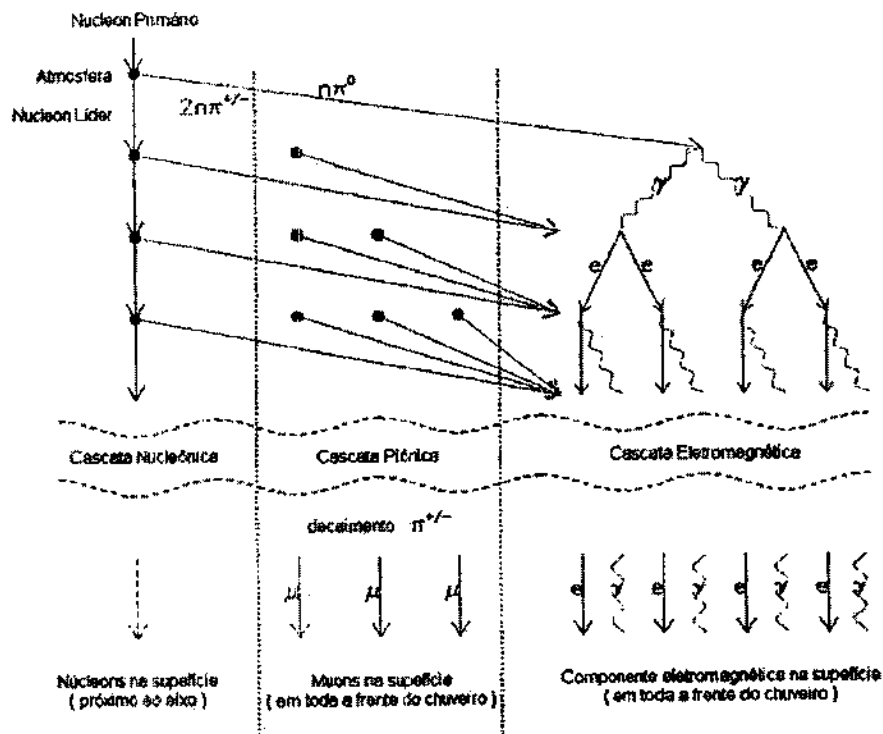


Figura 2.1: Modelo Esquemático dos Processos de Geração de Partículas numa Cascata. Uma partícula de alta energia entra na atmosfera, produzindo um chuveiro, o qual basicamente se divide em três categorias; a Cascata Nucleônica que consiste do próprio primário ao qual chamaremos de Núcleon líder, a cascata píônica, e a cascata eletromagnética. Nesta figura se mostra os processos numa forma muito simplificada.

ramificações, o número de segmentos é:

$$N(X) = 2^{X/\lambda} \quad (2.1)$$

Onde X é a profundidade de inclinação ao longo do eixo do chuveiro. Para uma profundidade X a energia por partícula é:

$$E(X) = \frac{E_0}{N(X)} \quad (2.2)$$

As divisões continuam até $E(X) = E_c$, onde E_c é a energia crítica para o processo das divisões. Depois dessa energia crítica as partículas só perdem, absorvem energia e decaem (dependendo da física no processo). O número máximo de partículas no chuveiro máximo nesse modelo é:

$$N(X_{max}) = \frac{E_0}{E_c} \quad (2.3)$$

$$X_{max} = \lambda \frac{\ln(E_0/E_c)}{\ln 2} \quad (2.4)$$

As características básicas de (2.3) e (2.4) estão definidas para cascatas eletromagnéticas e também aproximadamente, para cascatas hadrônicas, chame-se:

$$N_{max} \propto E_0 \text{ e } X_{max} \propto \ln(E_0) \quad (2.5)$$

Cascata Eletromagnética

Quando um fóton, vem do decaimento de um píon neutro, cria um par elétron-pósitron, o qual gera outros fótons por *bremstrahlung* e assim por diante, repetindo o processo muitas vezes.

Podemos ter uma ideia do número de partículas geradas, através de um modelo simples. A energia inicial do fóton E_0 é compartilhada pelo par de léptons criados no processo, tendo então $E_0/2$ cada um deles e continuam assim ver figura 3.1. Após este processo acontecer n -vezes e avançar uma distância x o número de partículas é $N = 2^n$ ou

$N(X)$ ou $N(X) = 2^{X/\lambda}$, com uma energia média $E(n) = E_0/2^n$. O processo continua até as partículas atingirem a energia crítica E_c . Debaixo desta energia o processo mais importante para a perda da energia para os léptons passa a ser a ionização e não o *bremstrahlung*, enquanto que para os fótons, o processo *Compton* passa a ser mais importante que a produção de pares. Debaixo desta energia o número de partículas passa a diminuir. Existe assim uma profundidade máxima X_{max} , onde quase todas as partículas têm uma energia perto de E_c , sendo o número de partículas $N(X_{max}) = E_0/E_c$ e a profundidade $X_{max} = \lambda(\ln(E_0/E_c)/\ln 2)$

Cascata Hadrônica

Quando a partícula primária do raio cósmico é um núcleon ou um núcleo, ela gera uma cascata hadrônica, onde se geram mais núcleons e píons carregados e neutros

Os píons neutros decaem gerando uma cascata eletromagnética, carregando cerca de 30% da energia da partícula inicial e dissipando 90% desta energia na sua passagem pela atmosfera por ionização, enquanto os píons carregados decaem em múons. A cascata eletromagnética e muônica se espalha, chegando ao solo numa área relativamente grande ao redor do eixo do raio cósmico. Os núcleons por sua vez geram uma cascata adicional de outros núcleons, que tendem a se aglomerar ao redor do eixo do raio cósmico e a induzir novas subcascatas muônicas e eletromagnéticas.

2.2 Propriedades dos Chuveiros

A meta do Observatório Auger é o estudo da direção de chegada, energia e composição da massa primária dos raios cósmicos. O detector de fluorescência e o detector de superfície fornecem métodos para extrair estas informações dos chuveiros. Cada uma tra-

balha baseada na combinação dos sinais temporais e a amplitude de medida para caracterizar a geometria do chuveiro.

A energia é medida calorimetricamente com o detector de fluorescência, e por amostragem a densidade de partículas, no nível do solo no detector de superfície.

A profundidade máxima do chuveiro e a forma do perfil longitudinal fornece um diagnóstico da composição para os dados de fluorescência. No detector de superfície, a informação da composição é extraída de um número de chuveiros característicos os quais vão refletir a profundidade do chuveiro máximo e o conteúdo de múons no chuveiro.

2.2.1 Estrutura Espacial do Chuveiro

Um chuveiro é um disco amplo e fino viajando à velocidade da luz na atmosfera. As partículas ionizam e excitam as moléculas de N_2 no ar, produzindo uma radiação de fótons perto do UV.

A profundidade máxima de um chuveiro X_{max} é o lugar na atmosfera onde o chuveiro tem desenvolvido o maior número de partículas. X_{max} depende da energia total e a massa do núcleo primário. Com a mesma energia total, um chuveiro atmosférico proveniente de um núcleo pesado se desenvolve mais rápido do que um chuveiro produzido pelos prótons. Uma razão para isto acontecer é o fato que um núcleo pesado tem uma seção transversal maior pelo que interage muito antes que um próton. Mais importante ainda, o núcleo pesado se comporta como uma superposição de núcleons. O modelo de superposição é um método bom e simples para estimar o comportamento médio de muitas propriedades do chuveiro. Um núcleo de ferro produz um chuveiro o qual pode ser considerado aproximadamente como a superposição de chuveiros produzidos por 56 núcleons; cada um com 1/56th da energia do núcleo do ferro. X_{max} para chuveiros de prótons aumenta pelo

menos $55\text{gr}/\text{cm}^2$ por cada década de energia, então reduzindo a energia em $1/56$ diminui o X_{max} em aproximadamente $100\text{gr}/\text{cm}^2$. Por conseguinte, um chuveiro de ferro tem um X_{max} ao redor de $100\text{gr}/\text{cm}^2$ menor que o X_{max} de um chuveiro produzido por prótons da mesma energia.

O cúmulo de partículas se espalha do eixo do chuveiro devido aos efeitos combinados do espalhamento múltiplo de Coulomb e o momento transversal em interações e decaimentos. As partículas se espalham lateralmente desde o eixo do chuveiro onde a frente do chuveiro toma a forma de um *pancake* o que pode ser detectado quando atinge o nível do solo. A maior densidade de partículas está perto do eixo, ela decresce com a distância numa escala determinada pelo rádio de Molière no ar (80 m ao nível do solo). Fora da região do *core* a distribuição de partículas é axialmente simétrica ao redor do *core*. Outra característica é o fato que a densidade de partículas decresce rapidamente com o aumento da distância ao *core* do chuveiro. Então é costume caracterizar a função lateral dos chuveiros observados no nível do solo com uma função de distribuição lateral.

2.2.2 Estrutura Temporal da Frente do Chuveiro

As partículas se espalham desde a região do eixo do chuveiro enquanto se desenvolvem. O *core* do chuveiro se movimenta como um ponto fonte de fóton de fluorescência e de partículas. O plano tangente à frente do chuveiro no eixo é o plano do chuveiro. A frente do chuveiro é ligeiramente curvada, semelhante a um cone. As partículas longe do *core* do chuveiro chegarão depois do plano do chuveiro devido à simples geometria.

Geralmente, aquelas partículas que chegam ao nível do solo primeiro em algum ponto a uma distância do *core* originada antes e depois, na cascata (o qual pode-se ver considerando a geometria das diferenças de longitude de caminho). Os elétrons e os fótons

são difusos longe do eixo do chuveiro. Portanto, longe do *core* as partículas são espalhadas no tempo, com um espalhamento temporal aproximadamente proporcional à distância do eixo. Este espalhamento temporal ajuda para diferenciar os grandes chuveiros distantes de aqueles pequenos e próximos, e por conseguinte é muito útil no *triggering* da rede de superfície. O espalhamento temporal aumenta enquanto a profundidade do chuveiro também aumenta.

Em geral os múons chegam antes do que os elétrons e os fótons, porque eles sofrem menor espalhamento e portanto têm o caminho mais direto ao solo. Os chuveiros de ferro, aqueles que apresentam maior quantidade de múons e desenvolvimento na atmosfera relativa aos chuveiros de prótons, têm por conseguinte um sinal o qual chega num intervalo de tempo mais curto que um chuveiro produzido por um próton com a mesma energia total. As medições baseadas neste efeito estão dentro dos mais completos diagnósticos de composição para uma rede de superfície.

2.2.3 Flutuações no Desenvolvimento do Chuveiro

A fonte mais importante das flutuações no desenvolvimento do chuveiro inclui: a profundidade e as características das primeiras interações. As médias sobre um grande número de partículas foram tiradas em flutuações de interações posteriores e não são importantes. A profundidade da primeira interação tem um efeito direto sobre a profundidade do chuveiro máximo. Além do mais, as flutuações no número relativo de píons carregados versus píons neutros nas primeiras gerações da cascata afetam a taxa de desenvolvimento da cascata eletromagnética e o conteúdo muônico do chuveiro.

Essas flutuações no chuveiro observadas no nível do solo foram calculadas usando as simulações do MOCCA. A altas energias flutuações na componente muônica é ao redor

do 15%, enquanto as flutuações na componente electromagnética é ao redor do 5%. A flutuação da densidade de partículas ao nível do solo é aproximadamente independente do rádio, acima de 100 metros do *core* do chuveiro. Nos detectores Cerenkov, onde as componentes muônicas e eletromagnéticas fazem contribuições comparáveis aos sinais, as flutuações físicas no sinal total são ao redor de 10%.

Para uma energia primária dada, as flutuações no tamanho da medida dum chuveiro para uma profundidade particular na atmosfera, surge tanto das flutuações no ponto de início como das flutuações na forma do desenvolvimento do chuveiro. Um fóton incidente interage com a probabilidade $dp/p = -\sigma_0 dt$, portanto : $P(t_1) = \sigma_0 \exp[-\sigma_0 t_1]$ é a distribuição dos pontos iniciais para chuveiros foto-induzidos. Para esta distribuição:

$$\delta t = \sqrt{\langle t^2 \rangle - \langle t \rangle^2} = \frac{1}{\sigma_0} = \frac{9}{7} \quad (2.6)$$

desde que $N(t) \propto \exp[\lambda_1(s)t]$, a medida da correspondente flutuação em $\ln N$ é :

$$\delta \ln N \sim \lambda_1(s) \delta t \sim \frac{9}{14(s-1-3 \ln s)} \quad (2.7)$$

As flutuações no tamanho do chuveiro são proporcionais a N e são pequenas perto do chuveiro máximo. Para um chuveiro de $(10^{15})\text{eV}$ de energia γ -induzido, no nível do mar, exemplo, $s \sim 1.4$ e $\delta N \sim 0.4N$. Quando as flutuações no desenvolvimento são inclusas o total das flutuações são um pouco maiores. As flutuações dos chuveiros próton-induzidos podem ser maiores, pelo menos na faixa de baixas energias para que $\lambda_N > X_0$. Em resumo, as flutuações numa amostra de chuveiros da mesma energia observados no mesmo nível de profundidade são aproximadamente "log-normal" refletindo o carácter multiplicativo do processo de cascata. Isto é uma propriedade geral dos processos de ramificações a qual será também responsável pelos chuveiros hádron-induzidos.

2.3 Função de Distribuição Lateral

Para reconstruir um grande chuveiro atmosférico das medidas espalhadas no nível de superfície, originadas por um chuveiro atmosférico convencional, é preciso conhecer a média da estrutura lateral ou função de distribuição lateral (fdl). A forma da fdl é uma função das características reais do chuveiro, relacionada com a resposta do meio detector, as múltiplas componentes do chuveiro. Os detectores Cerenkov de grande profundidade, são altamente sensíveis aos chuveiros muônicos de alta energia $> 1\text{GeV}$, os quais produzem grandes comprimentos de rastros radiantes, e a grandes distâncias do centro do chuveiro, os sinais observados têm uma componente muônica muito significativa. Por enquanto a fdl aparente, medida por uma rede de tanques Cerenkov, é diferente à medida feita por uma rede de Scintillators.

A fdl calculada a partir das medidas feitas numa rede de tanques Cerenkov foi representada pela função de potencia (modificada) e derivada empiricamente

$$\rho(r) = kr^{-(\eta+(r/r_0))} \quad (2.8)$$

onde ρ_r é a densidade a uma distância r_m , e $r_0 = 4,000$ m. Se observou que o parâmetro pendente η dependia fortemente do ângulo de chegada desta maneira:

$$\eta = 3.78 - 1.44\sec(\theta) \quad (2.9)$$

(2.8) e (2.9) são válidas para $100 < r < 1000\text{m}$ e $\theta < 60^\circ$. Durante O período 79-81 um sistema de detectores de $30 \times 1\text{m}^2$ foram estabelecidos na parte central da rede (foi chamado de "infill experiment"). Estabeleceu-se um grande número de detectores não muito separados da posição do *core*. Então os resultados da variação de η com o tamanho

do chuveiro foram determinados com a seguinte equação :

$$\eta = 3.52 - 1.22 \sec(\theta) + 0.15 \log(\rho_\lambda(500)) \quad (2.10)$$

$\rho_\lambda(500)$ é um parâmetro de tamanho do chuveiro(energia) a combinação de (1) e (3) é chamada a fdl de coy e foi determinada para o intervalo $50 < r < 800$ m $\theta < 45^\circ$ e $2 \times 10^{17} < E < 4 \times 10^{18}$. O uso da equação (2.10) para predizer ρ para chuveiros de maior energia deve ser interpretado como uma extrapolação. As fdl são só descrições médias da estrutura lateral. Existem flutuações (variações) de chuveiro a chuveiro produzidas pelas variações da profundidade das interações iniciais dos primários na atmosfera e também pelas flutuações no subsequente desenvolvimento da cascata. σ_n aumenta de 0.12° $\theta = 0$ até 0.21° $\theta = 45$. Embora a equação (2.10) seja semi-empírica é fácil de entender em termos do comportamento do chuveiro. Como o chuveiro de partículas penetra através da atmosfera, ele se espalha lateralmente por efeito de dispersão múltíplice Então η decresce quando θ (ângulo zênite) aumenta. Pelo contrário quando a energia do chuveiro cresce a região da cascata máxima a qual é a fonte do volume do chuveiro de partículas que chegam à superfície penetra mais ao fundo da atmosfera, isto causa que η aumente quando a energia do chuveiro aumenta. Os dois efeitos são expressados pela equação (3) Neste sentido η pode ser chamado de parâmetro "idade" do chuveiro porque está relacionado com a espessura do material atmosférico através do qual o chuveiro atravessou desde que alcançou o máximo desenvolvimento. Embora as variações de η com a energia sejam pequenas, só poderão ser observadas se o core do chuveiro puder ser localizado com exatidão independente de η .

2.4 Determinação da Função Lateral de Distribuição

Para analisar os chuveiros selecionados pode-se empregar duas formas, já seja usando uma função lateral de distribuição derivada empiricamente ou uma função predita de modelos de cálculo. Existem importantes razões para usar a primeira: A natureza da partícula primária para cada um desses chuveiros não é conhecida, nem o modelo mais correto tem sido identificado. É por isso, que uma função empírica foi determinada e usada. Os chuveiros selecionados foram divididos em 8 faixas no ângulo zênite: $0^{\circ} - 20^{\circ}$, $20^{\circ} - 30^{\circ}$ e em faixas de 5° entre 30° e 60° então a função lateral de distribuição foi determinada para cada banda na seguinte forma.

A subseleção de chuveiros foi feita de tal forma que a posição do *core* e ρ_{600} pudesse ser determinada usando 3 o 4 das medidas de densidade disponíveis. Tais chuveiros são aqueles nos quais muitas das medidas de densidade são quase iguais, e elas são derivadas nos pontos ao redor do *core*. Esses chuveiros foram analisados usando só essas densidades, então as medidas de densidade selecionadas foram normalizadas numa divisão entre ρ_{600} e a função lateral determinada de uma re-análise de um conjunto completo de chuveiros o qual se encontrou que convergia rapidamente. Este método de usar uma parte dos dados de alguns dos chuveiros para analisá-los, e analisar os dados restantes destes chuveiros junto com os dados dos outros chuveiros, para determinar a média da função de distribuição lateral de um grupo completo de chuveiros é conhecido como o método de "densidade redundante". Neste método estão implícitas as suposições que o grupo completo pode ser analisado usando uma função simples de chuveiro a chuveiro de um tamanho particular e sobre um conjunto completo de tamanhos dos chuveiros. Para este cálculo foi usada uma função da forma $f_r = r^{-(\eta+(r/r_0))}$ com alguns valores empíricos dos parâmetros η e r_0 , esta

	$\rho(50)$	$\rho(100)$	$\rho(300)$	$\rho(1000)$	$\rho(1500)$
$f(r) = r^{-(\eta + r/r_0)}$	754	143	8.4	0.14	0.02
$f(r) = \frac{1}{r} \left(1 + \frac{r}{r_0'} \right)^{-(\eta' - 1)}$	479	141	9.4	0.15	0.03

Figura 2.2: Tabela2.

função ajusta-se aos dados experimentais no intervalo de distâncias $50 < r < 1500\text{m}$. Esta função foi usada em lugar da forma $f_r = (1/r)(1 + (r/r'))^{-(\eta'-1)}$ porque pode ser ajustada com os dados experimentais sobre um intervalo grande de distâncias. Para $r \ll r'_0$ $f_r = (1/r)(1 + (r/r'))^{-(\eta'-1)}$ se reduz a $1/r$, esta função é mais achatada do que os resultados experimentais mostram, mas sobre um intervalo de distâncias $100 < r < 1000\text{m}$, de maior importância para a determinação do tamanho do parâmetro ρ_{600} , as duas funções não são muito diferentes.

Por exemplo, para um chuveiro vertical de tamanho $\rho_{600} = 1.0\text{m}^{-2}$ os sinais mostrados nas figuras (2.2) foram obtidos para muitas outras distâncias usando valores de η e r_0 respectivamente: $r_0 = 4,000 \text{ m}$, $\eta = 2.3$; $r'_0 = 243\text{m}$, $\eta' = 4.51$. Os valores das médias dos parâmetros η e r_0 obtidos do modo de análise indicados para as faixas de 8 ângulos zênite, na fig (2.2).

Os valores desses parâmetros sobre uma série de faixas definidas arbitrariamente devem variar suavemente, r_0 foi considerado como independente do ângulo zênite dentro das incertezas das medidas, com o valor $r = 4,000\text{m}$, e usando este valor se determinou o melhor ajuste de valores de η . isto é representado por

$$\eta = 3.78 - 1.44\text{sec}\theta \tag{2.11}$$

Os valores de r_0 e η foram usados na seguinte forma. figura 2.4 e figura 2.5 dos exemplos de

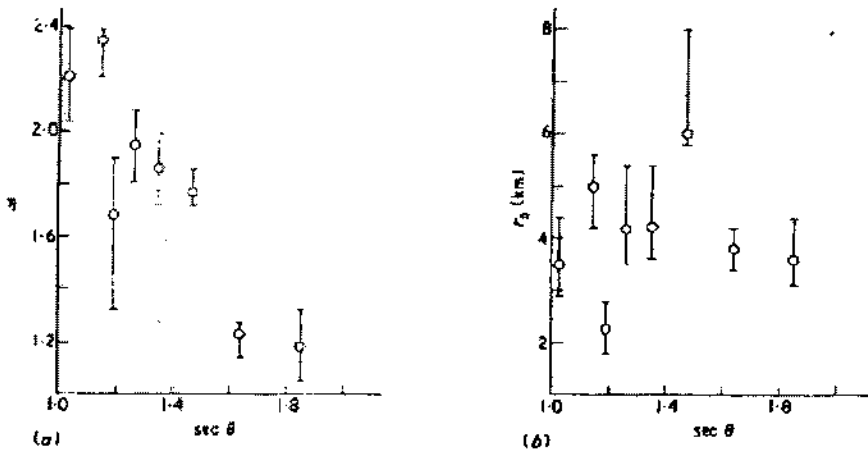


Figura 2.3: Dados de 8 ângulos zênites, para a determinação da Função de Distribuição Lateral.

aplicação desta função estrutura num amplo intervalo de tamanhos dos chuveiros quase-verticais figura 2.4 e da diferença da função estrutura para um chuveiro quase-vertical comparado com aqueles na região limitada do ângulo zênite perto dos 60° figura 2.5.

As variações da função lateral de distribuição com o ângulo zênite foram comparadas com aquelas preditas por Hillas usando o modelo preferido dele (próton primário) "modelo $E^{1.7}$ " (Hillas et al 1971b). Para todos os ângulos o acordo é bom para $200 < r < 800$ mas para todos os ângulos zênite as pequenas distâncias, as distribuições observadas são mais achatadas e as distâncias mais longas são mais íngremes do que as distribuições teóricas.

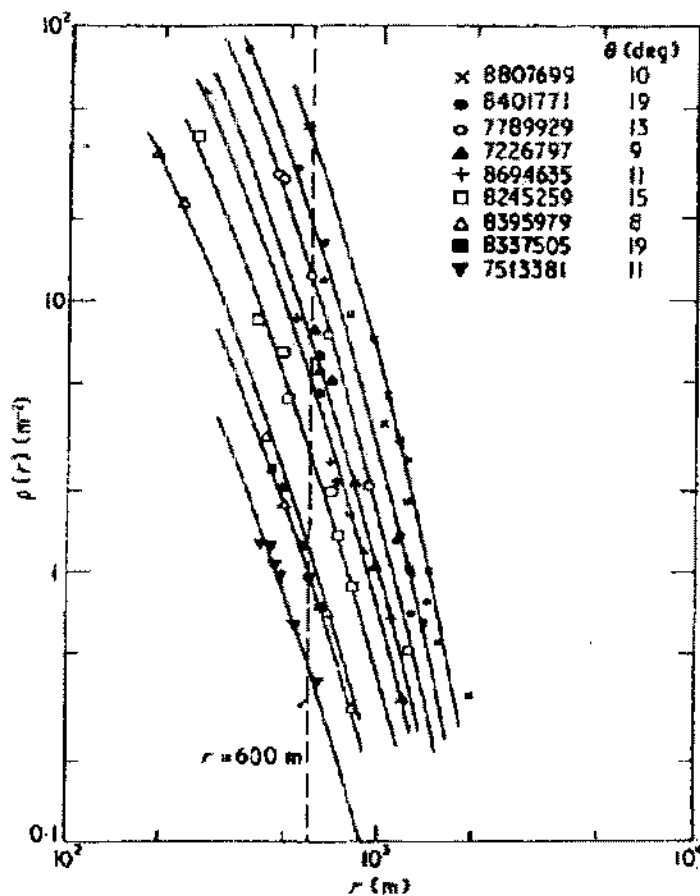


Figura 2.4: Função de Distribuição Lateral.

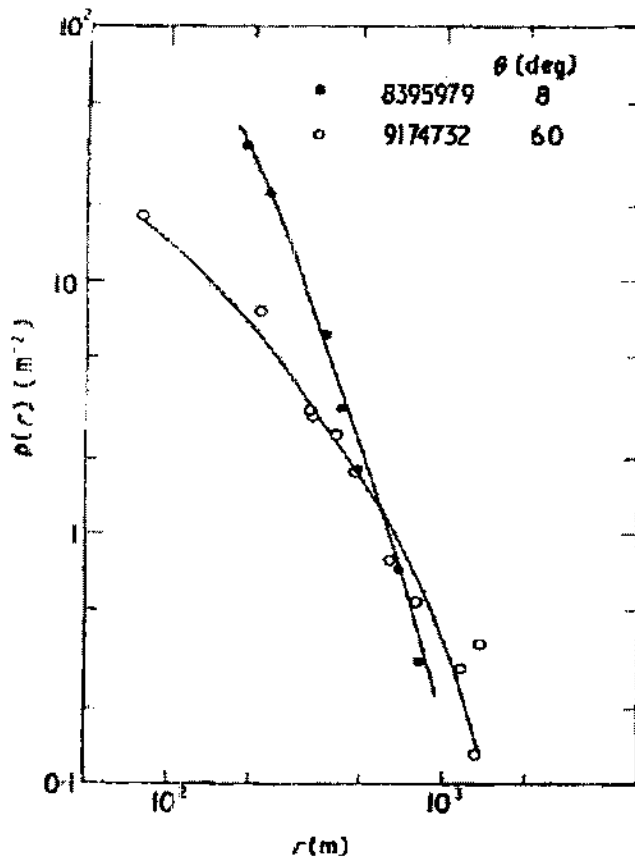


Figura 2.5: Variação da função de distribuição ρ_r entre valores extremos do ângulo zênite θ .

Capítulo 3

Composição dos Raios Cósmicos Primários de $E > 10^{17}$ eV

3.1 Conteúdo de Partículas dos Chuveiros Atmosféricos

Um chuvaire induzido por um raio cósmico tem três componentes: eletromagnética, muônica e hadrônica. O chuvaire consiste de um *core* de hádrons de alta energia que continuamente alimentam a parte eletromagnética do chuvaire, primariamente por fotóns provenientes do decaimento dos píons neutros e das partículas eta. Cada fotón de alta energia gera um subchuvaire eletromagnético alternando a produção de pares e o início do bremsstrahlung no ponto de injeção. Os núcleons e outros hádrons de alta energia também contribuem à cascata hadrônica. Os píons carregados de baixa energia e káons decaem para alimentar a componente muônica (a competição entre o decaimento e a interação depende da energia e a profundidade na atmosfera).

Quando um raio cósmico de alta energia cósmica entra na atmosfera produz uma cascata de partículas chamada de "grandes chuvairos atmosféricos". A energia da partícula primária é dividida entre as diferentes partículas secundárias que foram criadas na primeira interação, o que geralmente acontece numa altitude de 20 Km. Aquelas partículas secundárias também interagem mais profundamente com a atmosfera, além disso subdivi-

dem a energia. Muita da energia dessas partículas secundárias é carregada pelos elétrons e fótons; o produto final do decaimento de píons.

Este processo de avalanche continua até a energia do chuvaire de partículas cair de baixo de um valor crítico chamado de umbral de energia E_c para a produção inelástica de partículas (ao redor de 100 Mev). Depois, as partículas podem perder energia somente ionizando as moléculas do ar, e seu número começa a decair exponencialmente. A profundidade na atmosfera onde a maioria das partículas caem debaixo de E_c é X_{max} , nesta profundidade o chuvaire obtém sua densidade máxima de partícula. Se toda a energia primária E_c fosse convertida em elétrons e fótons, o número N_{max} de partículas do chuvaire nestes máximos, seria proporcional à energia incidental já que nesse caso teríamos $N_{max} = E_c$. No caso da energia primária, X_{max} depende do número atômico do núcleo incidente. Nos núcleos pesados, X_{max} é maior na atmosfera do que nos prótons.

Uma pequena fração da energia num chuvaire é carregada pelos múons e neutrinos desde o decaimento dos píons carregados. Os múons tipicamente atingem intatos o solo. Sua multiplicidade nos níveis básicos depende do número da distribuição dos píons carregados em momentum e altitude, tudo isso depende por sua vez se a partícula primária é um próton ou um núcleo pesado. No entanto, a multiplicidade do múon pode-se empregar para estimar a composição dos raios cósmicos.

Em cada interação hadrônica, apenas um pouco mais da terceira parte parte da energia vai para a parte eletromagnética. Desde que a maioria dos hádrons interagem novamente, muita da energia primária vai ser entregue à componente eletromagnética. Além do mais, devido à rápida multiplicação das cascatas eletromagnéticas, os elétrons e os pósitrons serão as partículas mais numerosas nos chuvaires. Portanto, muita da energia do chuvaire é

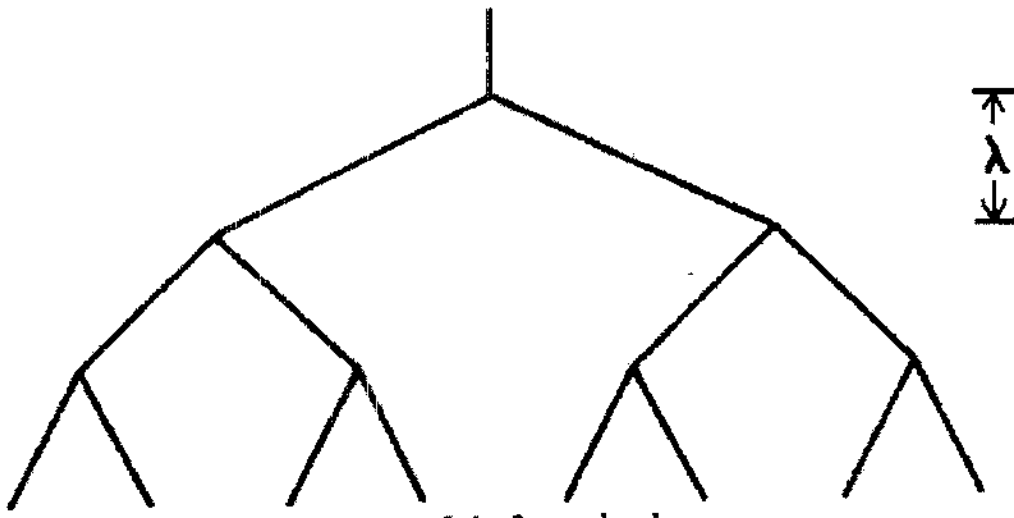


Figura 3.1: Modelo Esquemático para a Cascata Eletromagnética

finalmente dissipada em perdas por ionização dos elétrons e dos pósitrons. Então é correto pensar na atmosfera como um calorímetro a ser testado por um detector de chuueiros atmosféricos. Portanto além da pequena fração da energia $F(E_0)$ perdida por causa dos neutrinos, a energia primária E_0 é dada pelo "track length integral"

$$(1 - F)E_0 = \alpha \int_0^\infty dx N(x) \quad (3.1)$$

Onde $N(x)$ é o número de partículas carregadas no chuueiro à profundidade x (medida ao longo do eixo do chuueiro) e α é a energia perdida por unidade de comprimento do caminho na atmosfera.

O número de múons de baixa energia (1-10 GeV) cresce ao mesmo tempo que o desenvolvimento do chuueiro atinge o plateau porque múons raramente interagem catastroficamente, no entanto perdem energia relativamente baixa por ionização do meio.

Pelo contrario, o número dos elétrons e dos pósitrons decae rapidamente depois do máximo porque a radiação e a produção de pares subdivide a queda da energia à energia crítica $E_c \sim 80$ MeV depois da qual os elétrons perdem a energia restante rapidamente por ionização.

3.1.1 Massa Primária

O conteúdo de múons num chuvaire atmosférico é um bom indicador da massa do primário. A superposição de um núcleo pesado pode ser a explicação de porque um chuvaire produz mais múons que um chuvaire de próton. A energia é dividida entre os núcleons que fazem parte do núcleo pesado, por conseguinte toma poucas gerações para distribuir a energia hadrônica entre os píons de baixa energia os quais podem cair antes de interagir. O qual significa que menor energia é perda na cascata eletromagnética, o qual resulta em mais píons de baixa energia do que num chuvaire de prótons da mesma energia. Este é um argumento que pertence a todos os modelos de interação hadrônica. Para avaliar quantitativamente a produção relativa de múons num chuvaire de núcleo pesado versus chuvaire de prótons; por exemplo a produção de múons num chuvaire de prótons aumenta com a energia da seguinte maneira $E^{0.85}$. O número de múons não aumenta linealmente com a energia porque precisa-se de muitas gerações a altas energias para reduzir a média do promedio da queda de energia até onde começa o decaimento. As gerações extras, o que significa que uma fração grande da energia é perdida na cascata eletromagnética, por conseguinte uma pequena fração da energia original vai para esses píons de baixa energia os quais decaem. Se um chuvaire produzido por um núcleo é considerado como a superposição de A chuvaire, cada um deles com energia E/A , encontraremos então, que o número total de múons é :

$$N_{\mu}^A \propto A(E/A)^{0.85} \quad (3.2)$$

dos quais comparando com chuvaire de prótons dá:

$$N_{\mu}^A = A^{0.15} N_{\mu}^P \quad (3.3)$$

Por conseguinte a probabilidade que um chuva de ferro $A = 56$ produza maior quantidade de múons que um chuva de prótons da mesma energia é maior.

3.1.2 Componentes Muônica e Eletromagnética

Um chuva atmosférico é uma cascata de partículas produzidas pela interação de um raio cósmico de alta energia com a atmosfera, se a partícula primária do raio cósmico é um nêutron ou um núcleo, a cascata começa com uma interação hadrônica. O número de Hádrons aumenta devido às seguintes gerações de interações de partículas. Em cada geração ao redor de 30 % da energia é transferida para a cascata eletromagnética, através de um rápido decaimento dos mésons π^0 . Além disso a cascata eletromagnética dissipa ao redor de 90 % da energia da partícula primária devido à ionização. Então o resto da energia é transportada pelos múons e neutrinos provenientes do decaimento do pión. A energia dissipada pela componente eletromagnética do chuva, e por conseguinte o número total de partículas eletromagnéticas de baixa energia na cascata é proporcional à energia do chuva.

Entanto, o número total de múons que atingem o solo aumenta mais lentamente com a energia primária, principalmente devido à transferência de energia nos chuvas eletromagnéticos. Este efeito é importante para distinguir chuvas atmosféricos produzidos por primários pesados de aqueles de prótons ou de núcleos ligeiros. As simulações predizem que o número total de múons que atingem o solo num chuva induzido por prótons aumenta com a energia primária da seguinte maneira $E^{0.85}$. Como consequência se pode ver um núcleo atômico A como uma coleção de núcleons individuais cada um deles com energia E/A , o número de múons num chuva induzido por esses núcleons está relacionado

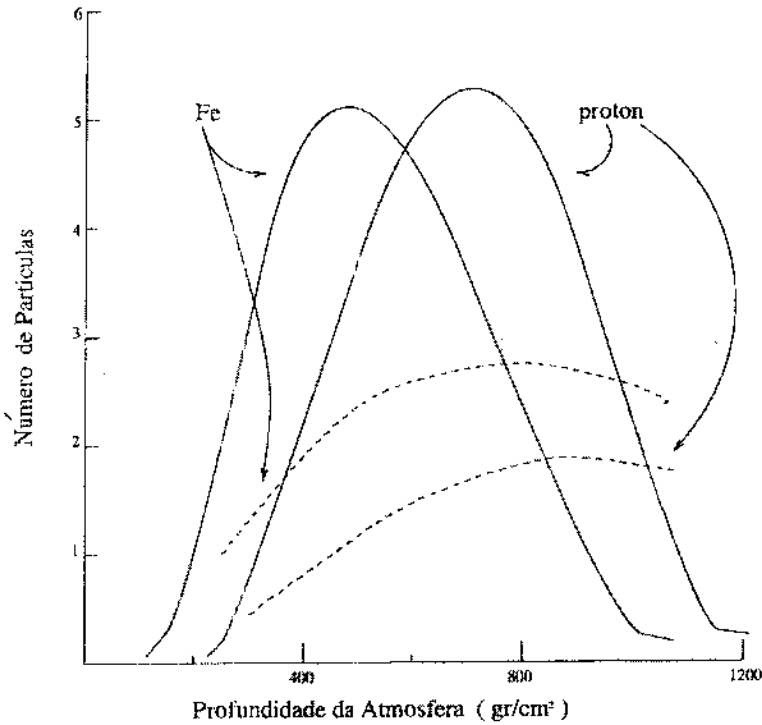


Figura 3.2: Perfil esquemático dum chuveiro para pequenos chuveiros atmosféricos. As linhas ininterruptas mostram e^\pm ; as linhas curtadas mostram os múons ($E_0 \sim N_\mu$ é multiplicada por 20 relativa ao N_e sobre uma escala lineal arbitrária).

com o número de múons num chuveiro de prótons (da mesma energia total) por:

$$N_\mu^A = A^{0.15} N_\mu^P \tag{3.4}$$

Por conseguinte um chuveiro de ferro ($A = 56$) terá ao redor do 80 % mais múons do que um chuveiro produzido pelos prótons da mesma energia E .

3.1.3 Os Múons nos Chuveiros Atmosféricos

Os múons são partículas quase-estáveis que possuem uma seção eficaz pequena para as interações, portanto têm maior penetração na atmosfera. Certamente os múons são chamados de "penetrating component" dos raios cósmicos; devido a que estão carregados, então eles são mais fáceis para detectar. Assim, os múons dão o sinal profundo dominante na "atmosfera e na terra".

Devido a que os múons não se multiplicam e só perdem energia lentamente por ion-

ização, enquanto atravessam a atmosfera, o conteúdo de múons dum chuva se acumula até um máximo e depois se atenua muito devagar; esta é uma diferença com a componente eletrônica, a qual se atenua relativamente rápido depois de atingir o valor máximo. O contraste é mostrado na figura 3.2.

Uma consequência é que a medida do conteúdo muônico é uma melhor medida da energia primária porque o perfil achatado do chuva reduz as flutuações. Outra consequência do comportamento ilustrado na figura é o fato que a taxa N_μ/N_e poderia ser sensível à composição primária, porque num nível de observação fixo, N_e é menor para um chuva produzido por um núcleo pesado que para um chuva produzido por um próton da mesma energia, enquanto N_μ é comparavel ou de alguma maneira maior para primários pesados.

Finalmente devido a que os múons são originados dum decaimento dos hádrons, a medida dos múons será uma boa forma para ressaltar o sinal em relação aos chuvas induzidos pelos fótons. Isto acontece porque os chuvas produzidos pelos fótons produzem uma menor quantidade de hádrons. Contudo, muitos problemas aparecem ao tentar aplicar essas idéias tão simples na teoria. Um desses problemas vem do fato que os múons não se multiplicam, então existe uma menor quantidade de múons que do elétrons e pósitrons num chuva típico.

Para cada GeV múon proveniente dum pión carregado, existe um GeV fotón (porque $\pi^0/\pi^\pm \sim 1/2$ e $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$). Mas cada GeV fotón dá $\sim 10e^\pm$ acima da energia crítica. Fazendo uma primeira aproximação esperamos que $N_\mu/N_e \sim 0.1$.

Além disso, o número de múons é relativamente pequeno, a detecção não é tão fácil como para a componente eletromagnética devido à blindagem requerida. Portanto, as

amostras de múons não são muito boas. Como resultado, a vantagem das pequenas flutuações no desenvolvimento tende a ser compensada pelas flutuações por amostragem.

Outra dificuldade é o fato que num arranjo de chuveiros atmosféricos, os chuveiros são classificados por tamanho em lugar de serem classificados pela energia primária deles, uma vez definida a profundidade.

Distribuição Lateral dos Múons

Greisen (1960) deu a parametrização da distribuição lateral dos múons com energias acima de 1 GeV em chuveiros quase-verticais, baseados em experimentos prévios perto do nível do mar. Ele descreveu a densidade dos múons como:

$$\rho_{\mu}(m^{-2}) = 18 \left(\frac{Ne}{10^6} \right)^{3/4} r^{-0.75} \left(1 + \frac{r}{320m} \right)^{-2.5} \quad (3.5)$$

Esta equação descreve duas observações experimentais. A primeira é:

$$N_{\mu}(> 1 \text{ Gev}) \approx 0.95 \times 10^5 \left(\frac{Ne}{10^6} \right)^{3/4} \quad (3.6)$$

Onde Ne é o número total de partículas carregadas na frente do chuveiro a maioria das quais são elétrons e pósitrons. A segunda é o fato que a distribuição lateral de múons é aproximadamente independente do tamanho do chuveiro dado por:

$$\rho_{\mu}(m^{-2}) = \left(\frac{\Gamma(2.5)}{2\pi\Gamma(1.5)\Gamma(1.5)} \right) \left(\frac{1}{320} \right)^{1.25} N_{\mu} r^{-0.75} \left(1 + \frac{r}{320} \right)^{-2.5} \quad (3.7)$$

A fórmula de Greisen é baseada em observações experimentais e por conseguinte relaciona N_{μ} to N_e mais do que N_{μ} a E_0 . Isto acontece porque o número total de partículas carregadas esta relacionado diretamente às quantidades medidas, e não à energia primária. Devido a que os pequenos chuveiros são seleccionados após o chuveiro máximo. Por ex-

em uma profundidade fixa de observação, teremos:

$$N_e \propto (N_e(\text{max}))^{1+\epsilon} \alpha (E_0/E_c)^{1+\epsilon} \quad (3.8)$$

Onde ϵ é uma quantidade pequena que depende um tanto do tamanho do chuveiro e da altitude do experimento. Isto acontece devido ao fato que o chuveiro máximo está mais perto do nível de observação para chuveiros de maior energia o qual explica que $N_e \propto E_0^{p_\mu}$ onde $p_\mu \sim 0.83$

Capítulo 4

Técnicas para a Medida de Chuveiros Atmosféricos

4.1 Radiação Cerenkov

Efeito Cerenkov: Suponhamos que um elétron passa através de uma seção de vidro ou qualquer outro meio transparente.

A figura 4.1 mostra uma seção do vidro perto do caminho do elétron, os círculos representam átomos individuais do vidro. Na região perto do caminho do elétron, a qual num instante do tempo t está no ponto p ; o campo elétrico da partícula causa uma desordem no átomo do meio, então as cargas negativas do átomo são deslocadas para um lado enquanto, as cargas positivas pesadas do núcleo do átomo são deslocadas para o lado oposto. Assim, o meio se polariza ao redor do ponto p , quando o elétron desloca-se no outro ponto p' os átomos em p voltam a sua forma normal. Quando os átomos são tirados de sua posição normal eles comportam-se como dipolos elementares, com os pólos negativos na direção oposta do caminho que percorre o elétron, se a partícula que passou foi um elétron ou viceversa para o caso contrário (pósitron ou próton). Por conseguinte quando uma partícula viaja através de um meio cada região do vidro (ao longo do caminho) vai receber um pequeno pulso eletromagnético ao redor do elétron; não haverá nenhuma

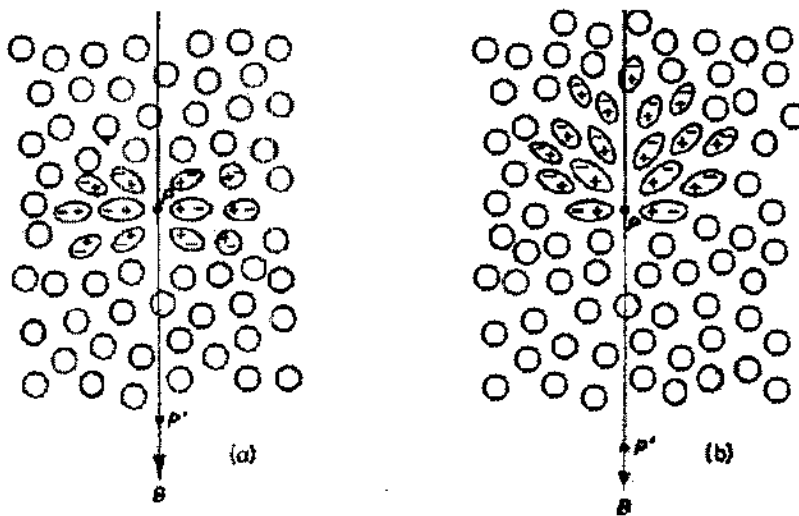


Figura 4.1: Efeito Cerenkov.

resultante ao longo da distância que percorre; e por conseguinte não existirá radiação.

Neste caso existe simetria tanto no plano azimutal como ao longo do eixo.

A situação é diferente quando o elétron se movimenta rápido numa velocidade comparável com aquela da luz no meio. Aqui o campo da polarização deixa de ser completamente simétrico. No plano azimutal a simetria se conserva, ver fig(4.1b) mas ao longo do eixo há um dipolo resultante inclusive a grandes distâncias do caminho da partícula. O elétron estabelecerá momentaneamente este campo do dipolo para cada elemento, por vez, ao longo do caminho da partícula; assim, cada elemento emitirá pequenas radiações (pequenos pulsos eletromagnéticos). A radiação será espalhada sobre uma banda de frequências correspondentes às diversas componentes de Fourier deste pulso. Geralmente as *wavelets* radiadas ao longo do caminho da partícula interferem destrutivamente de modo que a certa distância a intensidade do campo resultante é ainda zero. Entretanto, se a velocidade da partícula é maior que a velocidade da fase da luz no meio, então em algumas partes do caminho percorrido pelo elétron é possível que as *wavelets* estejam em fase com alguma outra, assim a certa distância de um ponto de observação, haverá então um campo

resultante. Na figura 4.2 se observará que esta radiação pode ser observada num ângulo particular θ , com respeito ao caminho da partícula, o ângulo onde as *wavelets* de certos pontos tais como P_1, P_2, P_3 ao longo do caminho AB são coerentes e combinan para formar uma frente de onda que nós chamaremos BC. Esta coerência acontece quando uma partícula atravessa AB no mesmo tempo que a luz toma para viajar AC. Se a velocidade da partícula é $\beta.c$, onde c é a velocidade da luz no vácuo e n o índice refrativo do meio, num tempo ΔT a partícula viajará uma distância então $AB = \beta.c. \Delta T$, e a luz uma distância $AC = \Delta T.(c/n)$; destas relações obteremos:

$$\cos \theta = 1/(\beta.n) \quad (4.1)$$

o qual é conhecido como a Relação Cerenkov, assim :

i) Para um meio de índice de refração n , há um umbral de velocidade $\beta_{min} = (1/n)$; sob essa velocidade não existe radiação Cerenkov

ii) Para uma partícula Ultra-relativística, onde $\beta = 1$, existe um ângulo máximo de emissão, $\theta_{max} = \cos^{-1}(1/n)$

iii) A radiação acontece principalmente nas regiões de espectro visível e perto do visível para o qual $n > 1$. Para raios X e impossível porque n teria que ser menor que a unidade o qual não tem sentido na física.

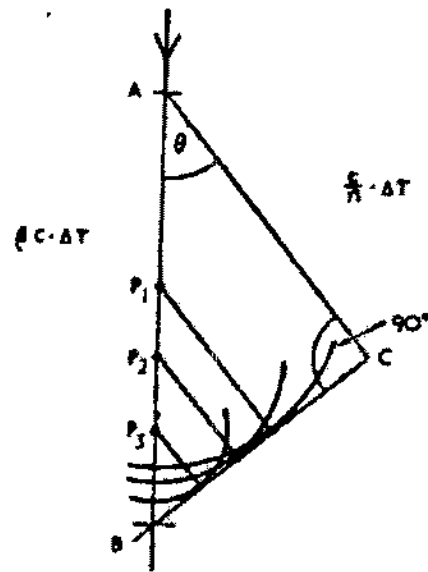


Figura 4.2: Modelo Geométrico do Efeito Cherenkov.

Capítulo 5

Observatório Pierre Auger

5.1 Rede de Detectores de Superfície

Os detectores Cerenkov foram selecionados para o Projeto Auger. Uma rede de tanques Cerenkov tem os requerimentos físicos básicos para a detecção de partículas produzidas pela interação de partículas primárias com a atmosfera.

Durante 20 anos uma rede de 12 Km usando mais de 200 unidades (tanques) Cerenkov em Haverah Park(UK) trabalhou no estudo dos grandes chuviros atmosféricos. A experiência ganha nesse experimento forneceu muita informação para o Projeto Auger em particular mostrou que uma rede baseada nesta técnica pode trabalhar por longos períodos de tempo com muita estabilidade e baixa manutenção. Alternativas à técnica Cerenkov foram consideradas para a rede de detectores de superfície. No entanto, os detectores Cerenkov foram selecionados devido à sua simplicidade, confiança nas medidas feitas anteriormente, e também porque a resposta do detector à componente do chuviro oferece maiores vantagens que as demais.

A altura dos lugares selecionados para o observatório Auger é aproximadamente de 1400m sobre o nível do mar, o que deixa à rede de detectores debaixo de $880g/cm^2$ da atmosfera, o qual está perto do chuviro máximo para rastros verticais no intervalo de en-

ergia na qual estamos interessados. Posto que a quantidade de atmosfera que o chuveiro atravessa antes de atingir a superfície aumenta com o ângulo zênite, a maior parte dos chuveiros, chegarão depois de atingir o chuveiro máximo. Neste regime a população das partículas do chuveiro pode aproximadamente decair em forma exponencial, neste decaimento as componentes eletromagnéticas, atenuam-se mais rápido do que as componentes muônicas. Como resultado, diferentes tipos de detector, produzem diferentes comprimentos de atenuação do chuveiro dependendo da sensibilidade relativa às duas componentes do chuveiro. No Haverah Park o coeficiente de atenuação para a densidade da sinal dos tanques Cerenkov a 600m do *core* do chuveiro foi $760 \pm 40 \text{ g/cm}^2$ e para a rede de scintillator Yakust foi encontrado um valor de $500 \pm 40 \text{ g/cm}^2$. Estes resultados sugerem que a rede Cerenkov tem menor sensibilidade à profundidade da atmosfera e por conseguinte ao ângulo zênite da rede do scintillator.

Um detector com taxa muito grande entre a profundidade e o tamanho lateral como é o detector Cerenkov, apresenta outra vantagem: a área projetada no plano perpendicular ao eixo do chuveiro cai muito mais devagar com o incremento do ângulo zênite que para um detector mais fino. Este efeito geométrico, misturado com a redução na sensibilidade, dá como resultado uma potência maior na coleção por unidade de detector e uma maior visão uniforme do firmamento em termos do ângulo de inclinação.

5.2 Descrição do Detector Cerenkov

Os detectores Cerenkov foram selecionados como a tecnologia adequada de detectores para a rede de superfície do Observatório Auger. O aparelho está composto dum volume de água que atua como um radiador Cerenkov visto por um o mais fotomultiplicadores.

Este é um detector cilíndrico de 1.2 m de profundidade com uma área de superfície superior a $10m^2$ (rádio de 1.8m). A profundidade pode ser uma escolha que permita uma comparação direta com os dados experimentais do Haverah Park. Além disso, a profundidade do tanque deve ser de tal forma que permita a identificação dos múons. Na figura 5.1

O volume da água é visto da parte superior por tres grandes tubos fotomultiplicadores(PMT). Os PMTs são colocados em intervalos de 120° sobre um círculo de rádio 1.2m ($2/3$ do rádio do detector). As paredes interiores do tanque têm a superfície refletiva branca e difusa. Os detectores são colocados numa grelha triangular com 1.5 km entre cada estação e seus vizinhos mais próximos.

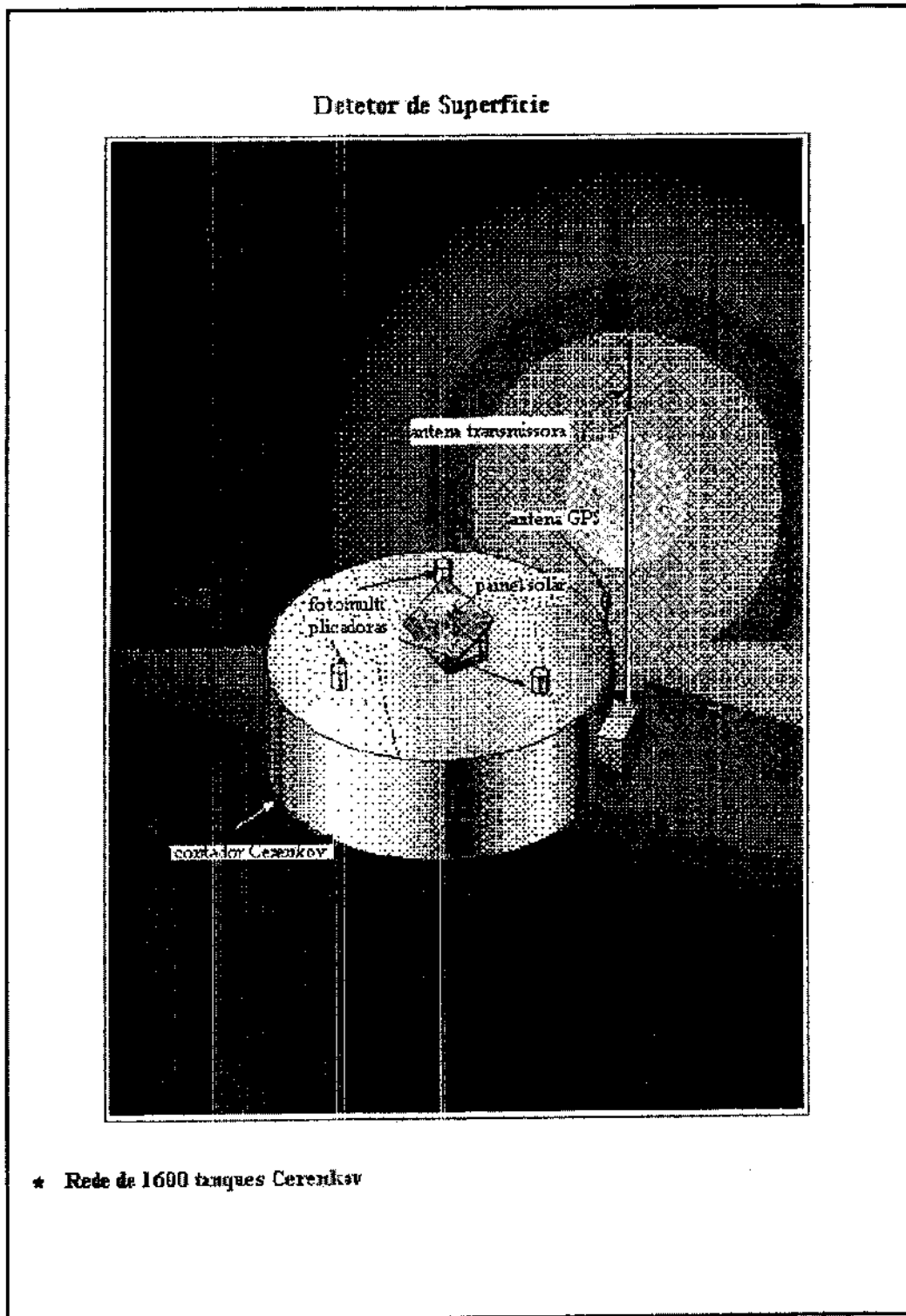


Figura 5.1: Modelo de Detector de Superfície Detector Cerenkov

Capítulo 6

Identificação das Componentes Primárias

Os Raios Cósmicos com energias acima dos 100 Tev são estudados mediante aparelhos localizados sobre a superfície da Terra. O qual significa que os raios cósmicos com essa energia não podem ser detectados em forma direta; para o qual é preciso medir os produtos das cascatas de partículas atmosféricas, geradas por uma astropartícula incidente. Um chuva de partículas atmosféricas começa quando a partícula cósmica primária interage com a atmosfera. Isto é em geral uma Colisão Nuclear Inelástica que gera um número de partículas secundárias as quais interagem em forma similar ao anterior. Este processo de multiplicação continua até que o máximo é atingido; então o chuva se atenua mais e mais cada vez que mais partículas caem por debaixo do limiar da produção de partículas.

O processo da simulação envolve muitos aspectos: interações de partículas de alta energia, propriedades da atmosfera e o campo geomagnético, etc. No caso de chuvas atmosféricas gerados por astropartículas de ultra alta energia $E \geq 10^{19}$, as partículas primárias têm energias que são por várias ordens de magnitude maiores do que a máxima energia atingida nos experimentos de colisão. O qual significa que os modelos usados como regra para ver o comportamento dessas partículas têm que ser feitos de extrapolações dos

dados disponíveis calculados a baixa energia, mas até agora não existe concordância de qual é o modelo aceito entre muitos deles.

6.1 Programas Usados na Simulação

6.1.1 Aires: Um sistema para a Simulação de Chuveiros Atmosféricos

O sistema Aires é um conjunto de programas feitos para simular os chuveiros atmosféricos. Um dos objetivos básicos considerados durante o desenvolvimento do software é o desenho do programa, para facilitar e ser flexível entre os diferentes modelos disponíveis, sem ter que tomar algum em particular. "The Mocca Program" foi usado como a referência primária quando foi desenvolvida a primeira versão do Aires.

É importante comentar, que a presente versão do Aires inclui modificações aos algoritmos originais, os quais podem alterar os outputs do programa com respecto ao Mocca. O que implica que ambos não são estritamente equivalentes, apesar de que os algoritmos físicos de Aires estejam baseados no Mocca. Outra característica das simulações de ultra alta energia que foi tomada em conta no desenvolvimento de Aires é o alto número de partículas envolvidas. Por exemplo um chuveiro com energia de 10^{20} eV contém ao redor de 10^{11} partículas secundárias.

Existem muitas quantidades que definem as condições gerais e o contorno, para um chuveiro atmosférico, por exemplo, a identidade da partícula primária, a energia, a posição da superfície, a quantidade de energia mínima que a partícula deve ter para ser considerada na simulação, a intensidade e orientação do campo geomagnético, etc. Além disso, é possível definir muitas observações que são úteis para caracterizar o chuveiro de partículas, a saber, distribuições longitudinais e laterais, distribuições de energia, posição do chuveiro

máximo.

O Aires fornece um ambiente cômodo para dirigir todos os inputs e outputs. "The Aires summary Program e o Aires Object Library representam um conjunto de ferramentas para controlar os dados de saída (outputs). Existe uma compressão dos dados de saída; os quais podem ser processados com a ajuda de algumas rotinas auxiliares que estão inclusas na biblioteca de Aires. Na versão de Aires que foi usada para a simulação se considerou o seguinte.

- A forma esférica da Terra foi tomada em conta, isto junto com a melhora dos algoritmos da geometria do chuveiro permite operações mais cuidadosas para todos os ângulos zênite.
- O campo geomagnético foi considerado durante a propagação de partículas carregadas, se pode mudar a força do campo e a orientação em forma manual ou com ajuda de um modelo auxiliar (The international Geomagnetic Reference Field).
- O Aires a diferença do Mocca apresenta o Modelo de Interação Hadrônica QGSJET.
- Os procedimentos para o bremsstrahlung e produção de pares foram melhorados.

Características Gerais do Aires

O Contorno de um chuveiro

- Sistema Coordenado:

O Sistema Coordenado de Aires é um sistema cartesiano onde a origem está localizada ao mesmo nível do que o mar numa localização geográfica específica. O plano xy está localizado horizontal sobre o nível do mar com o eixo z positivo para cima. O eixo x aponta ao longo do norte magnético local, que é a direção local da componente horizontal do campo geomagnético enquanto o eixo y aponta ao longo do Oeste.

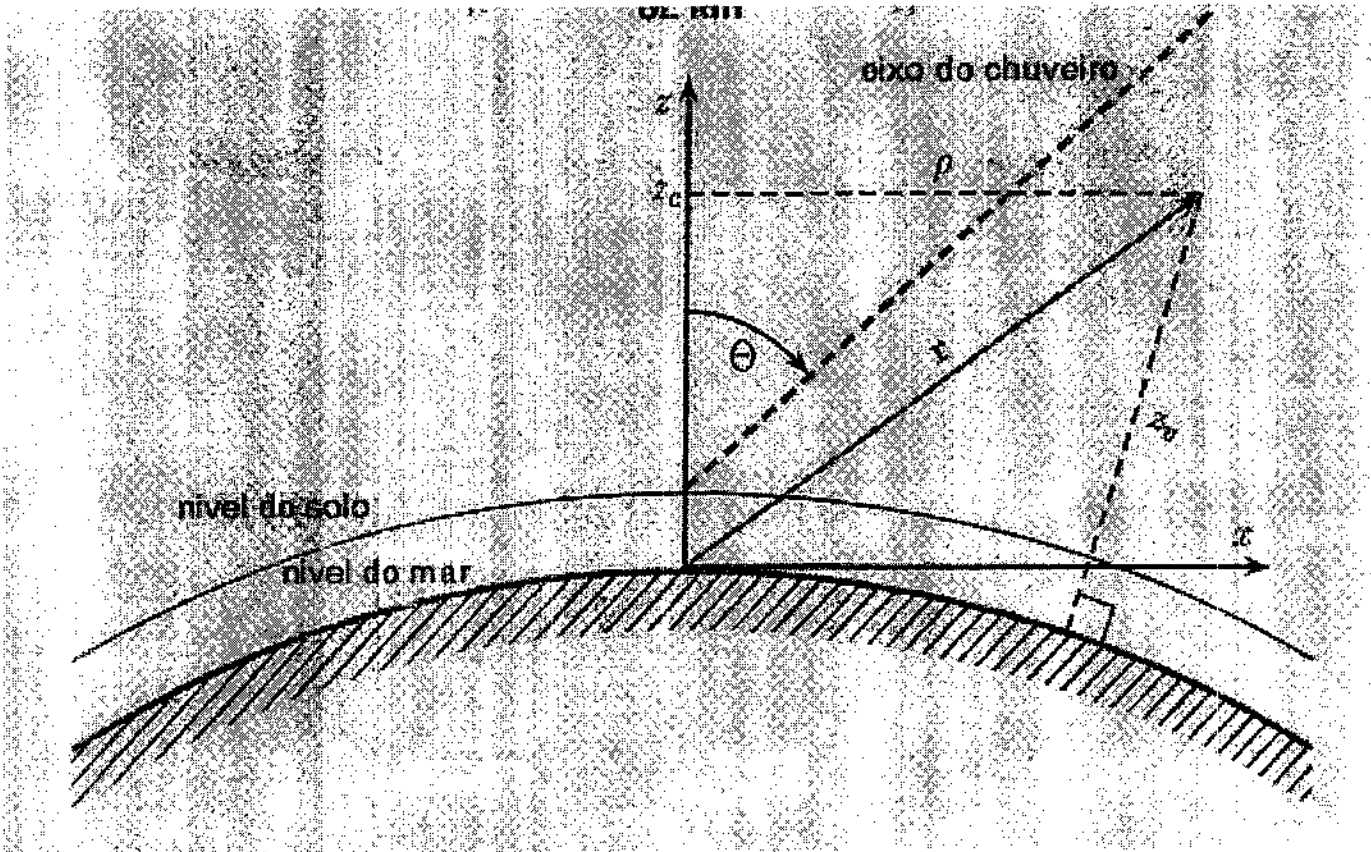


Figura 6.1: Sistema de Coordenada de AIRE.

A figura 6.1 mostra uma representação do sistema coordenado usado pelo Aires. $R_e = 6370949$. O nível do solo, é o nível de injeção e está referido a superfícies esféricas concêntricas ao nível da superfície do mar e cruza o eixo z em $z = z_g$ ($z_g \geq 0$) e $z = z_i$ ($z_i \geq z_g$). O eixo de um chuvaireiro com ângulo zênite Θ é definido como a linha reta que passa pelo ponto de intersecção entre o nível do solo e o eixo z , e faz um ângulo Θ com o eixo z ($0 \leq \Theta \leq 90^\circ$). O ângulo azimutal Φ é o ângulo entre a projeção horizontal do eixo do chuvaireiro e o eixo x ($0 \leq \Phi < 360^\circ$).

Todas as superfícies esféricas mencionadas são aproximadamente planas. Esta aproximação é justificada cada vez que as distâncias horizontais envolvidas são pequenas comparadas com o rádio da Terra R_e . Este é o caso para chuvaireiros com ângulo zênite pequeno, mas não para aqueles com ângulos zênite maiores.

Nesta versão de Aires a curvatura da Terra é tomada em conta para fazer possível a simulação com ângulos zênite no intervalo ($0 \leq \Theta < 90^\circ$).

- Atmosfera:

A atmosfera tem sido estudada e medida durante as últimas décadas. Os resultados dos muitos modelos e parametrizações de dados medidos foram publicados. O modelo chamado "US standar atmosphere" é o modelo mais usado baseado em dados experimentais. Este modelo foi escolhido para o Aires porque dá uma aproximação realista da atmosfera média.

Uma característica da atmosfera média é a falta de homogeneidade. Por exemplo a densidade diminui seis ordens de magnitude quando a altitude sobre o nível do mar passa de zero a 100 km e outro seis ordens de magnitude para o intervalo 100-300 Km. A atmosfera é por conseguinte uma capa esfericamente simétrica com alguns quilômetros

de espessura, onde o rádio interno é o rádio da Terra. A composição química do ar esta definida pelo peso molecular médio o qual é aproximadamente invariável (ver página 13 do manual) na região $0 \leq h \leq 90$ km e diminui progressivamente para grandes valores de h . O valor constante $M = 28.966$ corresponde ao peso molecular médio correspondente a mistura de 78.09 de N_2 , 20.95 de O_2 , 0.93 de Ar e 0.03 de outros gases.

Outra aproximação que pode ser feita quando se precisar dela é assumir que o ar é uma "substância pura" feita de átomos de ar os quais possuem carga Z_{ar} e número de massa A_{ar} .

A quantidade que descreve naturalmente a variação da densidade do meio atmosférico é chamada de profundidade atmosférica vertical X_v definida como:

$$X_v(h) = \int \rho_z dz \quad (6.1)$$

O caminho de integração é a linha vertical que vai desde uma altitude h , até o infinito. A unidade comum para expressar X_v é gr/cm^2

Interações que foram consideradas na versão do Aires

• Processos Electrodinâmicos

- Produção de pares e aniquilação e^+e^-
- Bremsstrahlung (elétrons e pósitrons)
- Emissões do Elétrons ("Knock-on" Raios(δ))
- Efeito Compton e Fotoelétrico
- Efeito LPM e Supressão Dielétrica

• Processos Hadrônicos

- Colisão Inelástica Nucleus-Hádrón

- Reações Fotonucleares
- Fragmentação nuclear, elástica e inelástica
- Decaimentos de Partículas Instáveis
- Propagação de Partículas
- Perda de Energia Média (Ionização)
- Espalhamento Múltiplo e de Coulomb

6.1.2 O Programa Sample

O *sample.f*: Este programa lê os arquivos de saída do Aires e constrói as amostras das partículas que têm entrado nos tanques. Para executar o Programa Sample, precisa-se de mais dois arquivos: o *station.coord* e o *sample.req*.

Opcionalmente: O programa executa uma simulação simplificada da resposta do detector e dá um traço ADC. (i.e. a contagem de fotoelétrons por "time slot"), ou uma análise simples (integral do sinal, tempo de início, tempo de 10, 50 e 90 %). O arquivo *station.coord* dá o número de estações (primeira linha). Precisa-se de uma biblioteca de Aires: assim como das rotinas *rndm* e *rannor* as quais são obtidas do CERNLIB.

As instruções são dadas no arquivo **sample.req**; a seguir se mostra um exemplo deste arquivo:

```

ccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccc.

file_input

aires/data/p_20_100_45_b_pipe.grdples

file.out

```

```

prov.ana
n_cumul      n_repeat      i_outp      i_print      glob_wgt
    0          3          1          2          1.
x_avrg      sprd_x      y_avrg      sprd_y      phi_arr      sprd_ph
    0        5000          0        5000          0          90
rmax      delt_r      delt_azl      n_clone      npe_min      i_blackt
3000       2          30          10          200          1
cccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccc.

```

onde:

file_inp: é o nome do arquivo de entrada (format: .grdpcles do Aires)

file_out: nome genérico dos arquivos de saída (ver os prefixos abaixo)

n_cumul: número de chuueiros a serem acumulados ...

0: não se acumulam

-1: todos os chuueiros do arquivo

N.B. o arquivo de saída é sempre normalizado a um chuueiro

n_repeat: Número de simulações de um chuueiro dado com diferentes posições

i_outp: 1 : arquivos de saída no formato de entrada DETSIM

2 : arquivos de saída os quais mostram um *ADC Trace*;

um por cada chuueiro (o prefixo é nnn) para cada

posição:

a primeira linha : número de estações atingidas (nb),

posição do chuveiro

(x_cent,y_cent, rot_angle)

para cada estação : número de série, tempo_de_chegada

distância ao eixo, phi (plano do chuveiro),

tabela com o conteúdo do ADC Trace,

(Photo-electron counting)

3 : arquivos de saída que mostra um resumo das estações:

da mesma forma que o anterior, a exceção:

só uma linha por cada estação, com:

nb, tempo, número de múons (umu),

n_photo_elec (ph + el), n_photo_elec (tot)

distância do eixo (dist_from_axis),

phi (plano frontal), islot (10%), islot (50%), islot (90%),

islot (start)

i_print: nível da impressão

glob_wgt : fator global (que é aplicado a todos os pesos das partículas)

x_avrg sprd_x y_avrg sprd_y phi_arr sprd_ph :

valores médios e espalhamento do centro de rotação e deslocamento.

rmax : distância máxima ao eixo do chuveiro onde a amostra foi feita

delt_r, delt_azi : definição da zona da amostra ao redor da estação

npe_min : número mínimo de fotoéletrons em cada estação

(só é usado se *i_outp* > 1)

n_clo : número máximo de "clones" de uma partícula numa amostra

i_blackt : se é diferente de 0, black top é assumido.

(só é usado se $i_outp > 1$)

6.2 Análise

A presente análise é feita considerando os seguintes fatos tanto teóricos como experimentais:

Um tanque Cerenkov é diferente dos outros tipos de detectores pela forma que eles respondem às partículas do chuva. Este tipo de detector será mais sensível para o caso de múons. Para entender o porquê disto é preciso considerar algumas características das partículas.

As características das partículas e os tempos de chegada das frentes do chuva são apresentadas primeiro; seguida de uma discussão das diferenças observadas entre chuvas originados por prótons, e os originados por núcleos de ferro.

No nível do solo, longe do *core* de um chuva atmosférico, a frente do chuva consiste de gammas, elétrons e múons. Existe também um fluxo de evaporação de nêutrons os quais são geralmente subrelativísticos e por conseguinte estão retardados com respeito à frente do chuva principal, e aos grandes números de fótons atmosféricos Cerenkov.

Os múons e as partículas eletromagnéticas têm diferentes energias. Um múon típico que chega ao nível do solo tem energia ao redor de 1Gev enquanto muitos dos elétrons e gammas estão debaixo dos 10 MeV.

As partículas eletromagnéticas superam em número aos múons dentro de um rádio de alguns poucos km do *core* do chuva.

As partículas eletromagnéticas sofrem um espalhamento significativo e perda de energia

durante a viagem do chuveiro, resultando num comprimento do caminho efetivo hacia o solo, maior que as trajetórias de linha reta desde o eixo do chuveiro.

Por conseguinte, os múons, além de terem energias maiores também chegam antes e sobre um período de tempo menor que as partículas eletromagnéticas.

6.3 Processo de Simulação

Estudamos neste trabalho algoritmos para a identificação da natureza dos raios cósmicos primários, quando observados por detectores de radiação Cerenkov, como nos que serão usados no Observatório Pierre Auger. Simulamos chuveiros atmosféricos com energias de 10^{19} GeV, usando um programa de simulação desenvolvido por colaboradores do Projeto Auger, o *Aires*. Simulamos uma fonte de prótons primários e uma de núcleos de ferro Fe. A análise é realizada diretamente sobre o número de fotoelétrons que chegam às fotomultiplicadoras, dos tanques de Cerenkov. Usamos estes sinais para extrair a relação entre o número de múons e as partículas eletromagnéticas, usando ainda o tempo de chegada dos sinais. Discutimos as diferentes estratégias para a abordagem deste problema no contexto de dados reais.

O processo de simulação consta dos seguintes passos:

Simulação dos chuveiros

1.- No arquivo `file.inp` estão todas as instruções para a geração dos chuveiros pelo *Aires*.

2.- O *Aires* gera arquivos de saída do tipo `file.grdples` onde estão todas as informações sobre os chuveiros gerados. Esses arquivos são usados como um input file para o `sample.f`.

3.- O arquivo **file.grdpcles** junto com o arquivo **sample.req** e o **station-coord** vão a ser os inputs para o programa **sample.f**

4.-Os arquivos de saída do **sample.f** a serem analisados para o valor de **i_outp = 2** são chamados de **nnn_out2.ana** onde **nnn** varia entre 1 e 100 o qual dá **ADC trace**; um por cada chuva.

Capítulo 7

Resultados

Uma vez gerados os arquivos de saída do programa `sample.f` (os `nnn_out2.ana`) tanto para para os chuveiros produzidos por ferro assim como os produzidos por prótons, a análise dos dados desses arquivos foram submetidos ao programa `analise.f` antes de serem visualizados no PAW(physics Analysis Workstation).

O algoritmo do `analise.f` foi o seguinte:

- 1.- Rearranjo os tanques em função da distância do core do chuveiro.
- 2.- Se definiram as seguintes variáveis para complementar na análise dos dados: `id-tank(ntnk)`(número que identifica aos tanques dentro do arranjo), `t1(ntnk)`(tempo de chegada das partículas aos tanques), `dcore(ntnk)`(distância do core do chuveiro aos tanques), `st(ntnk)` (número total de fotoelétrons), `si(ntnk)`(percentagem do número de fotoelétrons num intervalo de tempo `i` onde `i` varia entre 1 e 10).

Todas estas variáveis estão definidas em função do número de tanques `ntnk`, o que significa que as variáveis podem ser analisadas tanto para um tanque como para um conjunto deles.

- 3.- Uma vez feito 1 e 2 se procedeu a armazenar os dados no file `análise.hb` o qual pode ser visualizado no PAW(Physics Analysis Workstation).

7.1 Análise

A análise vai estar enfocada tanto sobre o número de fotoelétrons que atingiram os PMT dos tanques, assim como as diferenças nos tempos de chegada dos fotoelétrons produzidos por cada um destes primários (ferro e próton).

Esta análise esta feito para um conjunto de 100 chuveiros produzidos por núcleos de ferro assim como de 100 chuveiros produzidos por prótons. Além disso a análise esta feita em forma estatística pois não é possível, estabelecer diferenças claras analisando tanque por tanque.

No primeiro lugar vamos a discutir a quantidade de fotoelétrons que foram gerados tanto em chuveiros produzidos pelo ferro assim como os chuveiros produzidos por prótons.

Estes análises serão feitos seguindo algumas aproximações para poder encontrar alguma diferença entre os espectros do ferro e do próton que nos permita identificar numa primeira aproximação qual partícula produziu o chuveiro.

Na figura 7.1 se apresenta uma distribuição do número total de fotoelétrons produzidos num total de 100 chuveiros gerados por prótons assim como de 100 chuveiros gerados por núcleos de ferro.

As partículas eletromagnéticas superam em número aos múons dentro de un radio de alguns poucos km do core do chuveiro. Na figura7.3 podemos ver a variação do número de fotoelétrons em função da distância do core do chuveiro (o ponto de análise sera à distância do *core* $> 1000m$, em relação à teoria a partir de 1000metros, é possível obter diferenças entre os espectros produzidos pelos chuveiros). Uma das diferenças é o fato que a partir dessa distância é possível reconhecer as características dos pulsos muônicos. O fato de considerar a distância do *core* $> 1000m$, é porque a maior quantidade de

fotoelétrons produzidos é devido aos múons, esta técnica é usada sob a proposta que poucas partículas eletromagnéticas individuais possuem a energia para gerar a mesma quantidade de luz Cerenkov que um múon na figura 7.2 podemos ver a diferença entre o número de fotoelétrons gerados pelos prótons em comparação pelos gerados pelos núcleos de ferro, para distâncias maiores que 1000 metros.

Como resultado das grandes energias (e massas), os múons produzidos pelos chuviros atmosféricos, viajam muito mais que os elétrons na água, o qual produz mais luz Cerenkov no tanque. Embora a relativa pequena contribuição ao número total de partículas no solo, os múons podem dominar os sinais obtidos dos detectores Cerenkov, especialmente se fazemos a análise para distâncias maiores que 1000m, onde se espera ter uma diferença entre os chuviros produzidos por ferro em comparação com os chuviros produzidos por prótons, porque quanto mais longe do core do chuviro é feito o análise, a maioria dos fotoelétrons produzidos são devido aos múons.

Um núcleo de ferro com as mesmas características(chame-se energia, igual *thinning*, etc) na simulação produz uma maior quantidade de múons que o próton. Isto acontece porque o conteúdo nos chuviros é um indicador de massa do primario. O modelo de superposição dos núcleos pesados pode explicar porque um chuviro produzido por um núcleo de ferro produz maior quantidade de múons que os chuviros produzidos por prótons. A energia é dividida entre os núcleons que compõem o núcleo pesado, por conseguintes só acontece em poucas gerações para distribuir a energia Hadronica entre os píons de baixa energia, os quais podem decair antes de interagir. Isto significa que uma quantidade de energia menor é perdida na cascata eletromagnética, o qual resulta numa produção maior de píons de baixa energia, que num chuviro produzido por prótons da mesma energia.

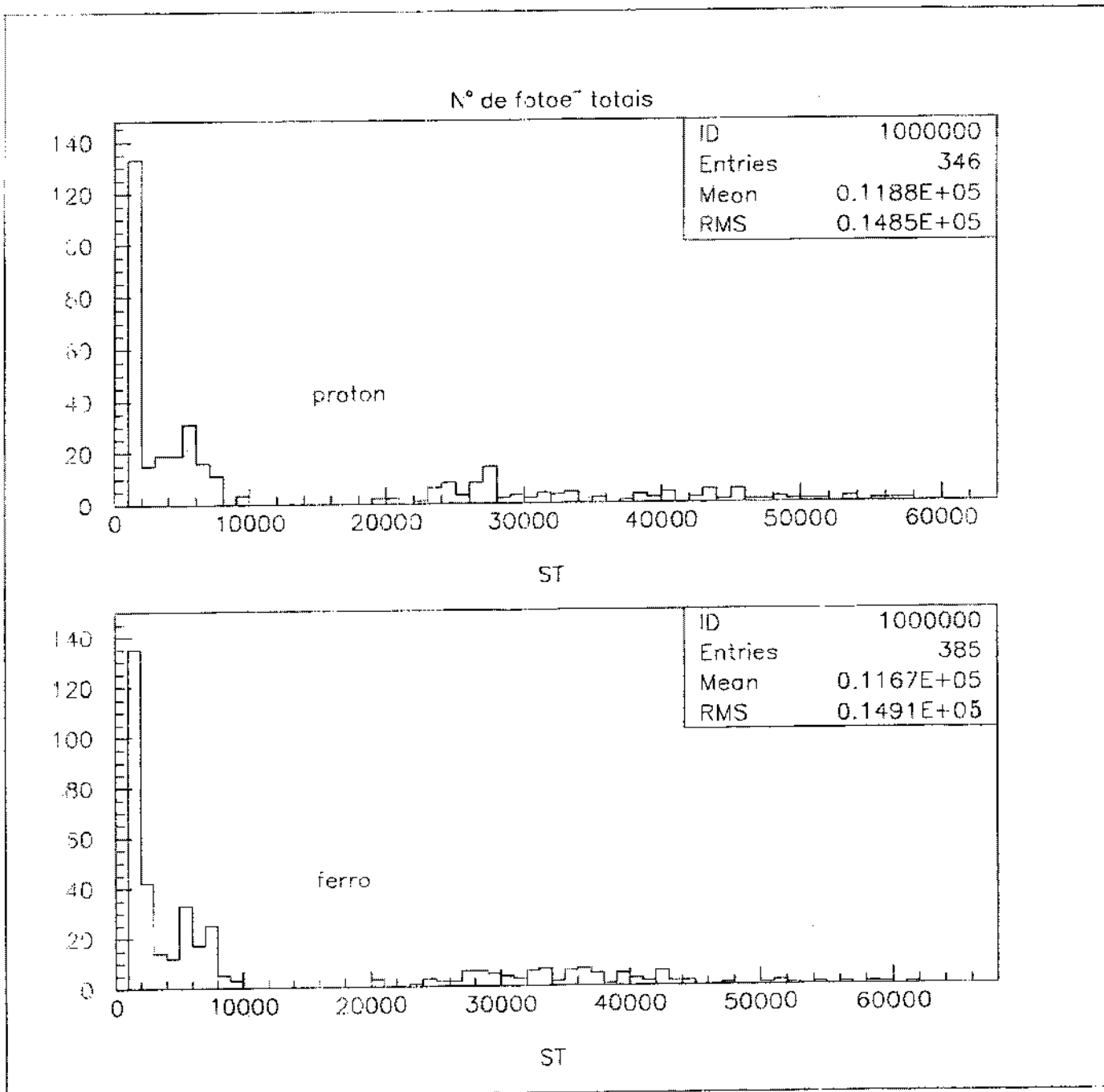


Figura 7.1: Número de fotoelétrons produzidos num total de 100 chuviros gerados tanto por núcleos de ferro assim como por prótons

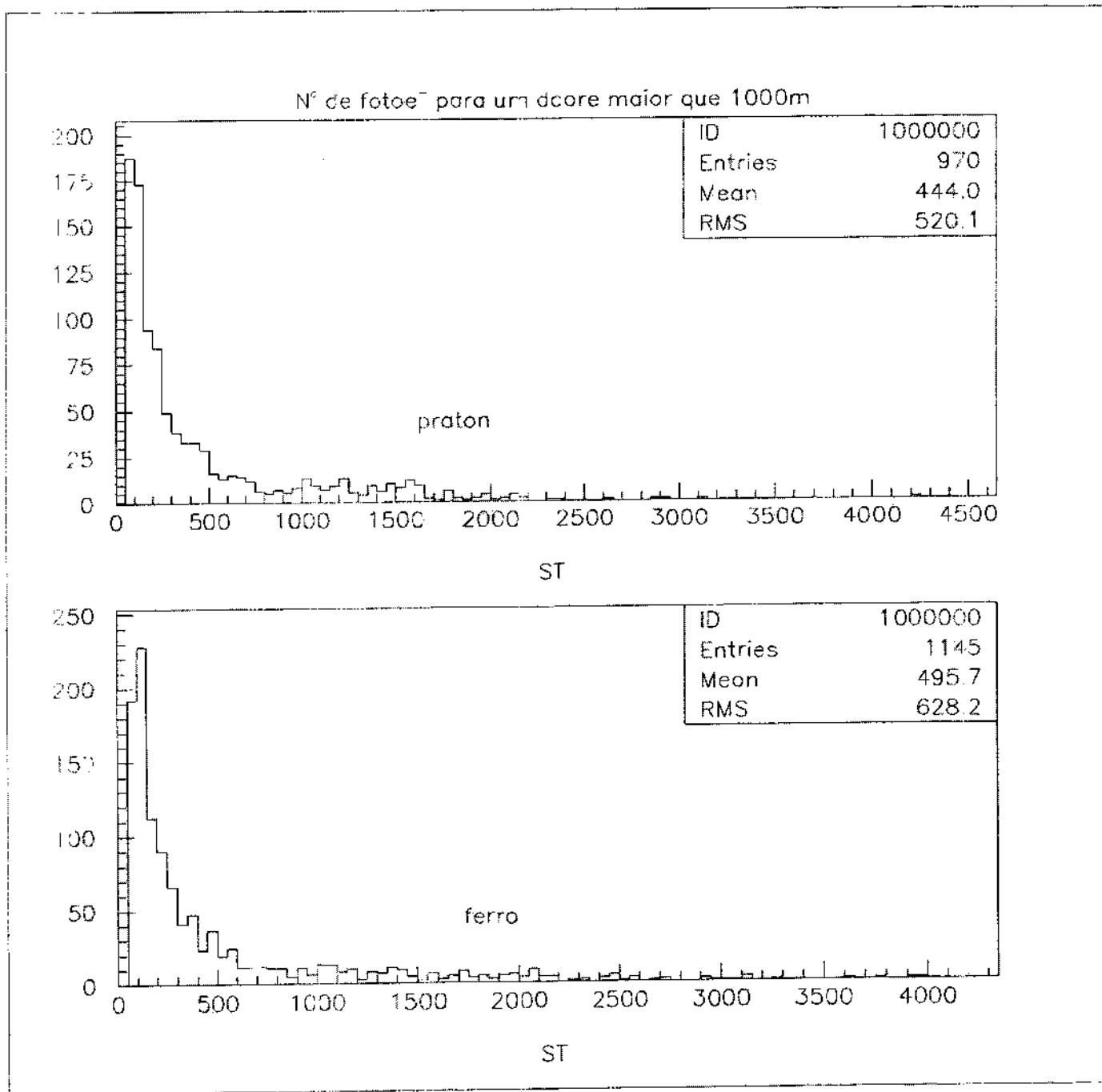


Figura 7.2: Número de fotoelétrons para uma dcore maior que 1000m tanto para chuueiros produzidos pelos prótons assim como pelos núcleos de ferro

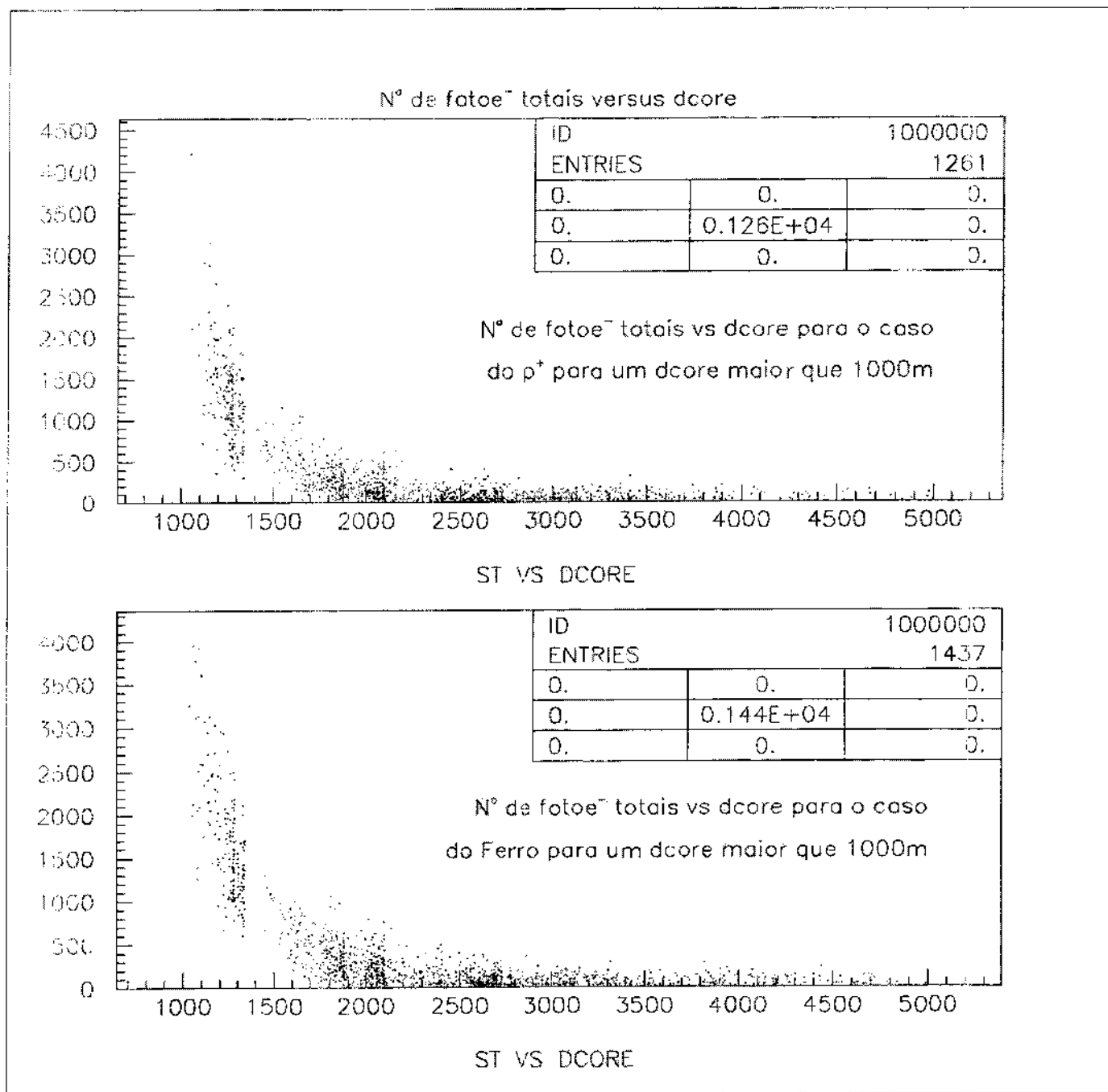


Figura 7.3: (st versus dcore) é o número de fotoelétrons versus a distância do core do chuveiro, (st) é o número total de fotoelétrons acumulados

Este é um argumento geral o qual pertence a todos os modelos de interações hadronicas.

No segundo lugar para fazer uma análise mais detalhada se definiram as variáveis $s_1, s_2, s_3, s_4, s_5, s_6, s_7, s_8, s_9, s_{10}$; cada uma dessas variáveis representam o número de fotoelétrons para os diferentes intervalos de tempo de chegada. Assim por exemplo s_1 significa o número de fotoelétrons acumulados em todos os tanques para o primeiro intervalo de chegada, (lembre-se que o tempo total de chegada de todos os fotoelétrons se subdividiu em 10 intervalos). O argumento que nos leva a fazer esta análise é o fato que os múons produzidos por núcleos de ferros podem chegar aos detectores antes que os múons produzidos por prótons, isto acontece porque os núcleos de ferro interagem na atmosfera antes que os prótons pelo fato de ter maior seção de choque o qual nos leva a pensar que os múons produzidos por ferro são gerados antes que os múons gerados por prótons. na figura 7.4 7.5 podemos ver s_1, s_2, \dots, s_{10} para um $d_{core} < 1000m$, assim também podemos ver $s_1, s_2, s_3, \dots, s_{10}$ para um $d_{core} > 1000m$, tanto para chuviros produzidos por ferros, como aqueles produzidos por prótons. Na tentativa de aperfeiçoar um pouco mais a forma de diferenciar os espectros de ferro e próton foi feita uma media para cada s_i , de todos os tanques atingidos a uma distância do core (d_{core}) maior que 1000 metros. na figura 7.6 e 7.7 podemos ver as diferenças na quantidade de fotoelétrons que atingem nos diferentes intervalos de chegada tanto para os fotoelétrons gerados pelos próton assim como para os gerados pelo ferro

Outra forma de analisar os dados com a finalidade de eliminar as flutuações; é fazendo uma media para o número total de fotoelétrons acumulados durante os 3 primeiros intervalos de chegada o qual é feito sob a hipótese que ao tomar o número de fotoelétrons dos 3 primeiros intervalos, vamos a tomar os primeiros fotoelétrons que atingem os PMT dos

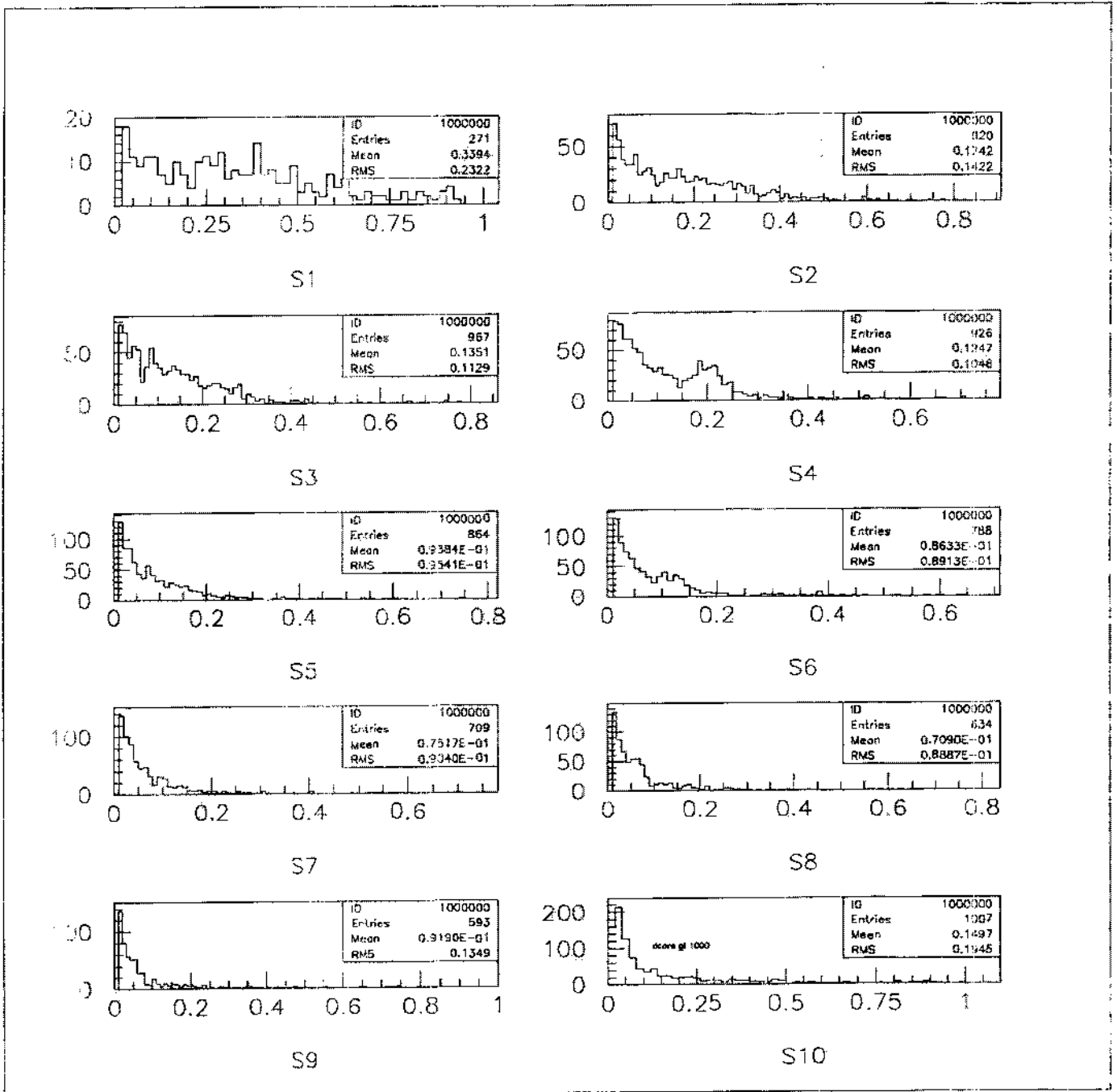


Figura 7.4: valores de s_1, s_2, \dots, s_{10} , para $d_{core} > 100m$ para um chuva produzido por um núcleo de ferro

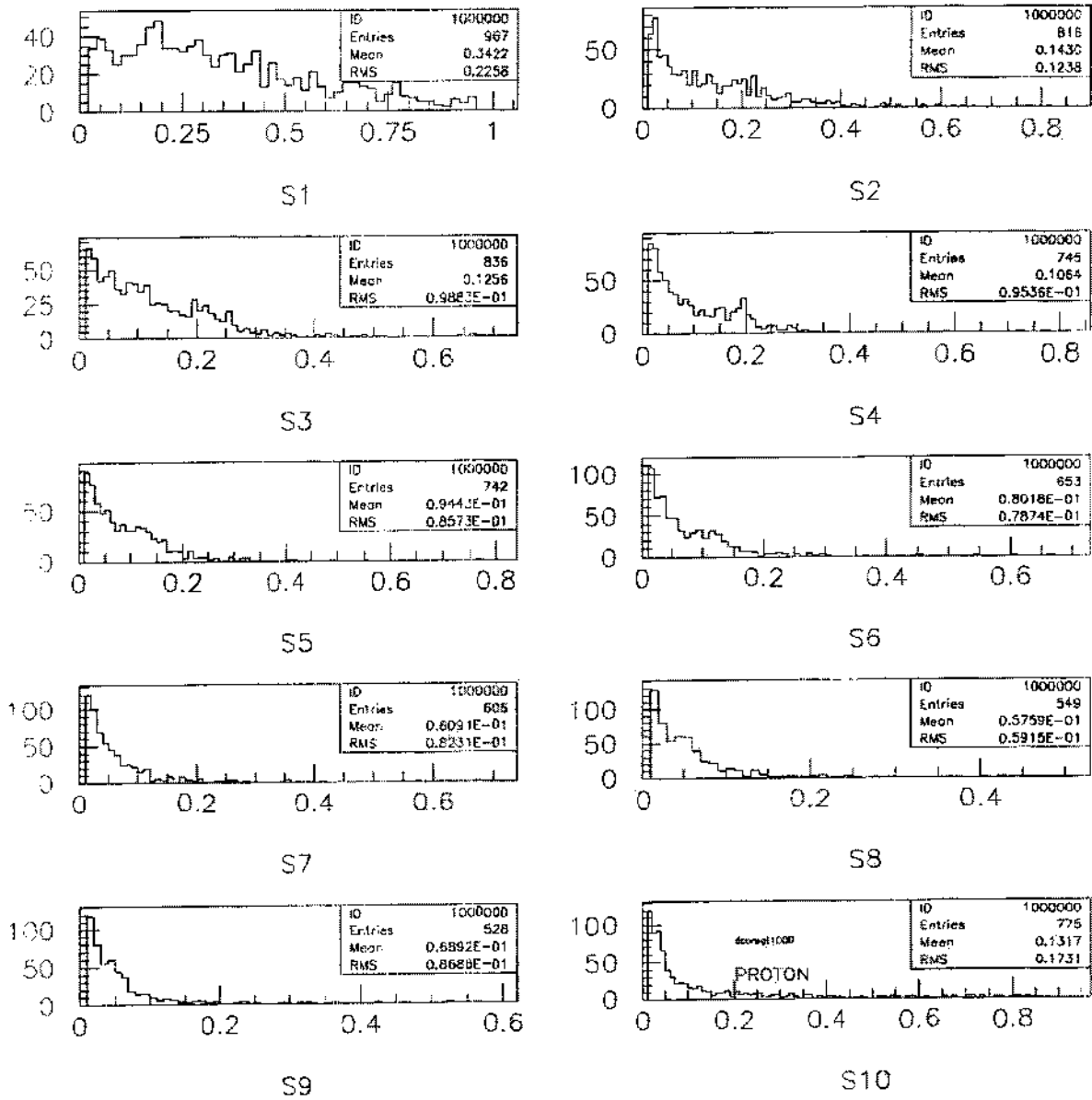


Figura 7.5: valores de s_1, s_2, \dots, s_{10} , para $d_{core} > 100m$ para um chuva produzido por um núcleo de próton

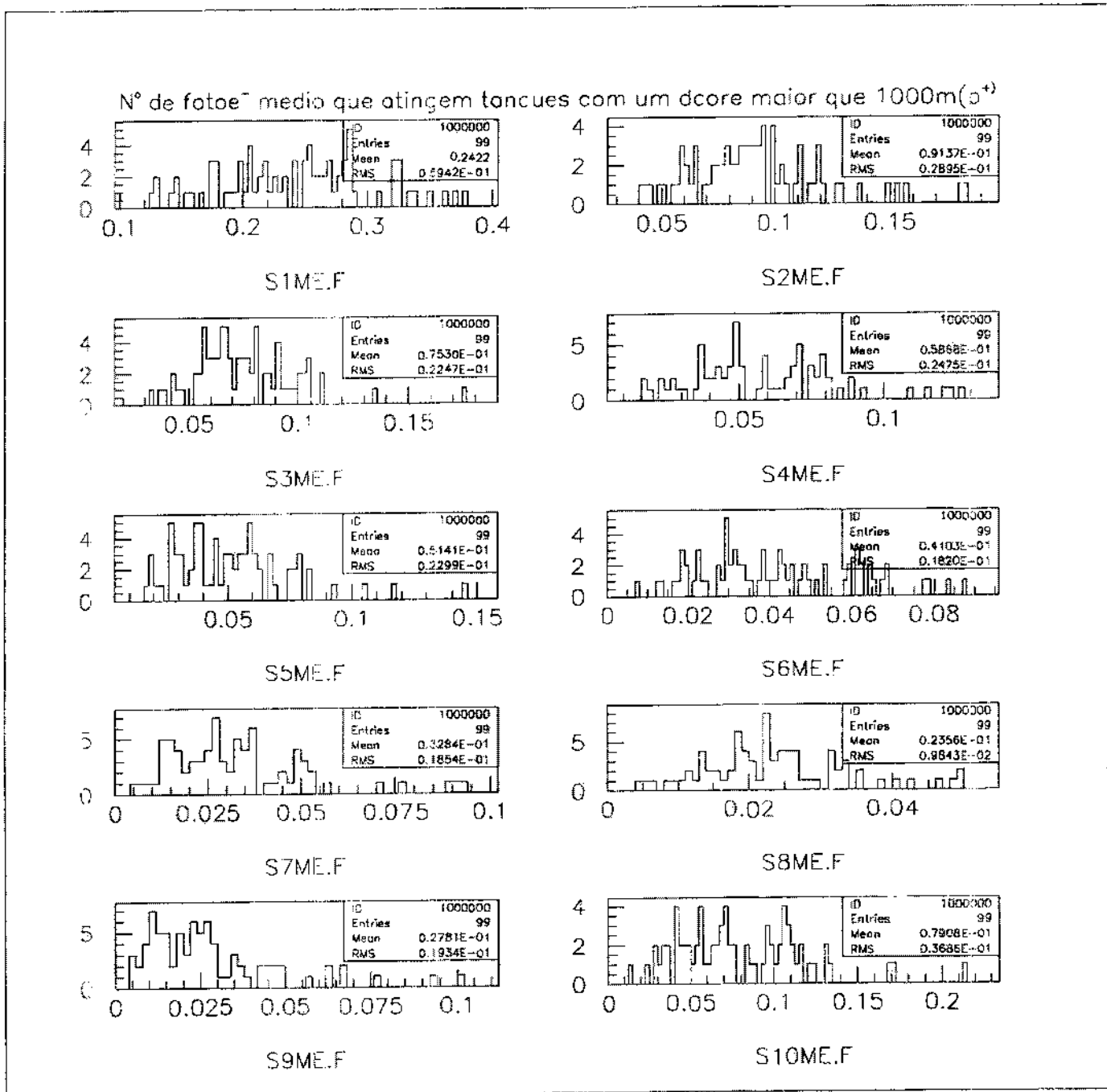


Figura 7.6: valores medios para os diferentes $si(i=1,10)$ para os chuviscos gerados pelo próton

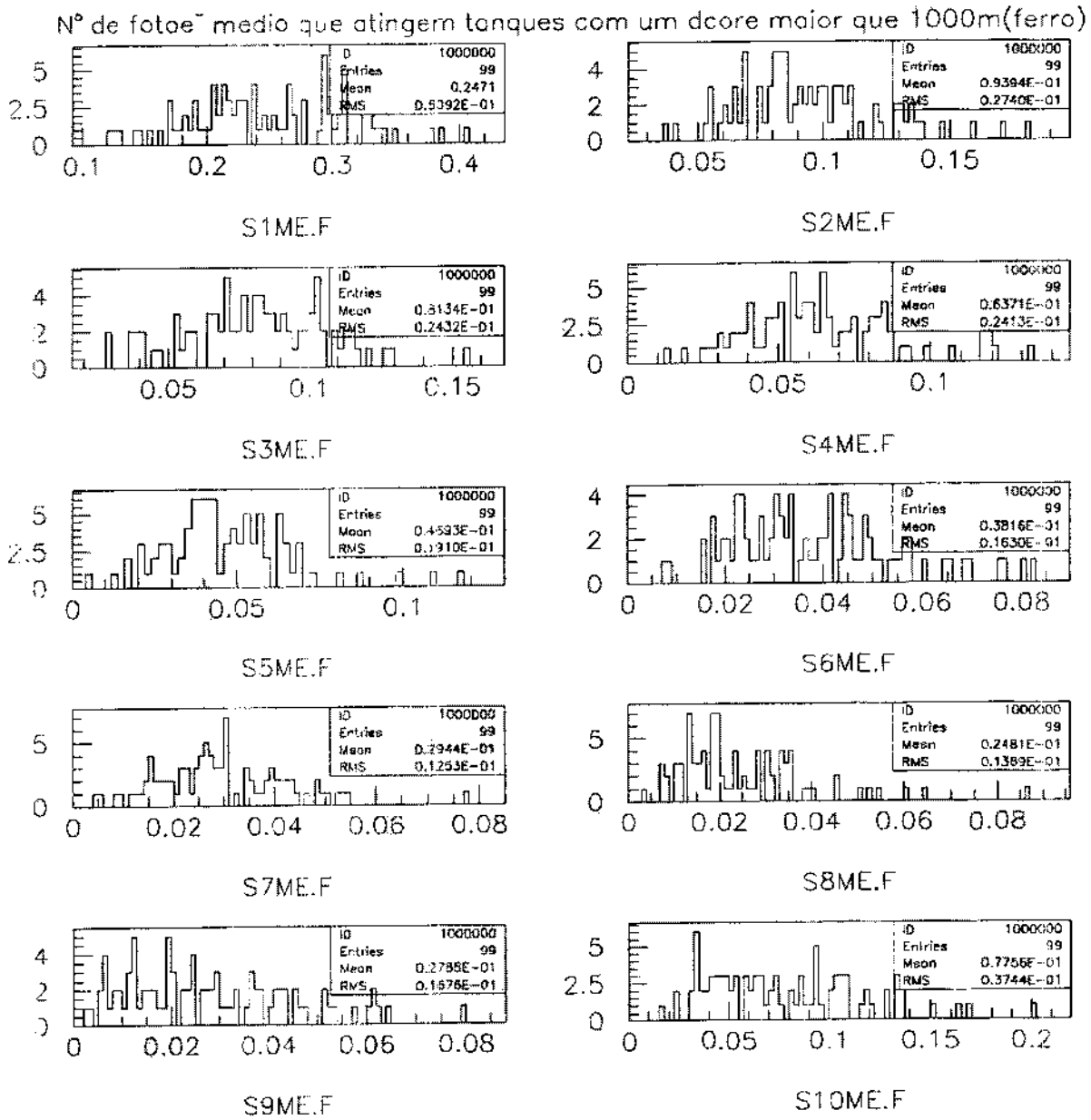


Figura 7.7: valores medios para os diferentes $si(i=1,10)$ para os chuveiros gerados pelo núcleos de ferro

tanques o qual nos poderia conduzir a encontrar uma forma de diferenciar los espectros gerados pelos prótons dos espectros gerados pelos núcleos de ferro, o qual esta baseado em nossa hipotese que os múons gerados pelos núcleos de ferro chegam antes que os múons gerados pelos prótons. Na figura 7.8 e 7.9 podemos ver as diferencias entre o número de fotoelétrons acumulados durante os tres primeiros intervalos de tempo tanto para o caso do próton como do ferro.

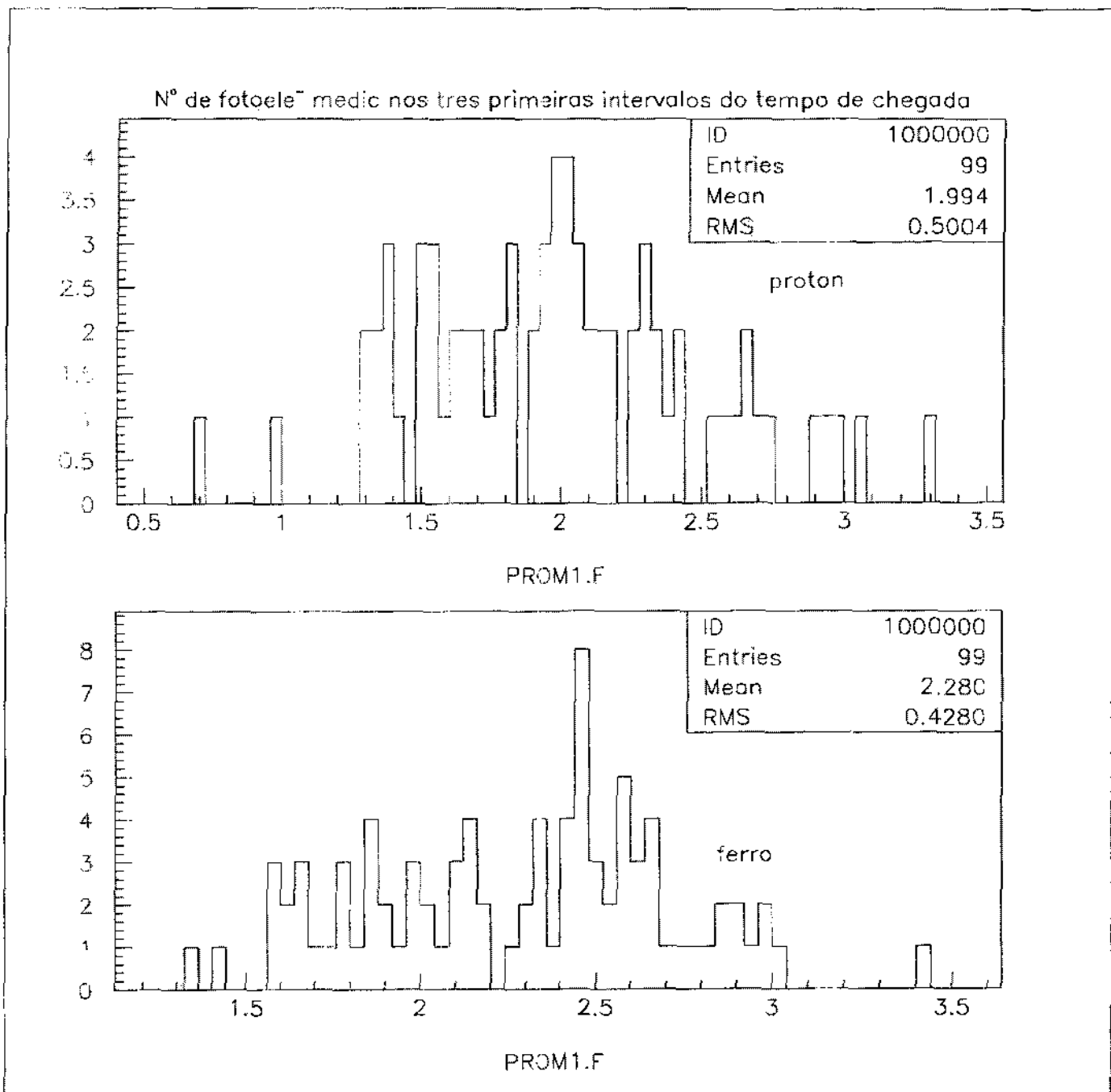


Figura 7.8: Número de fotoelétrons acumulados durante os três primeiros intervalos do tempo de chegada tanto para o próton como para o ferro

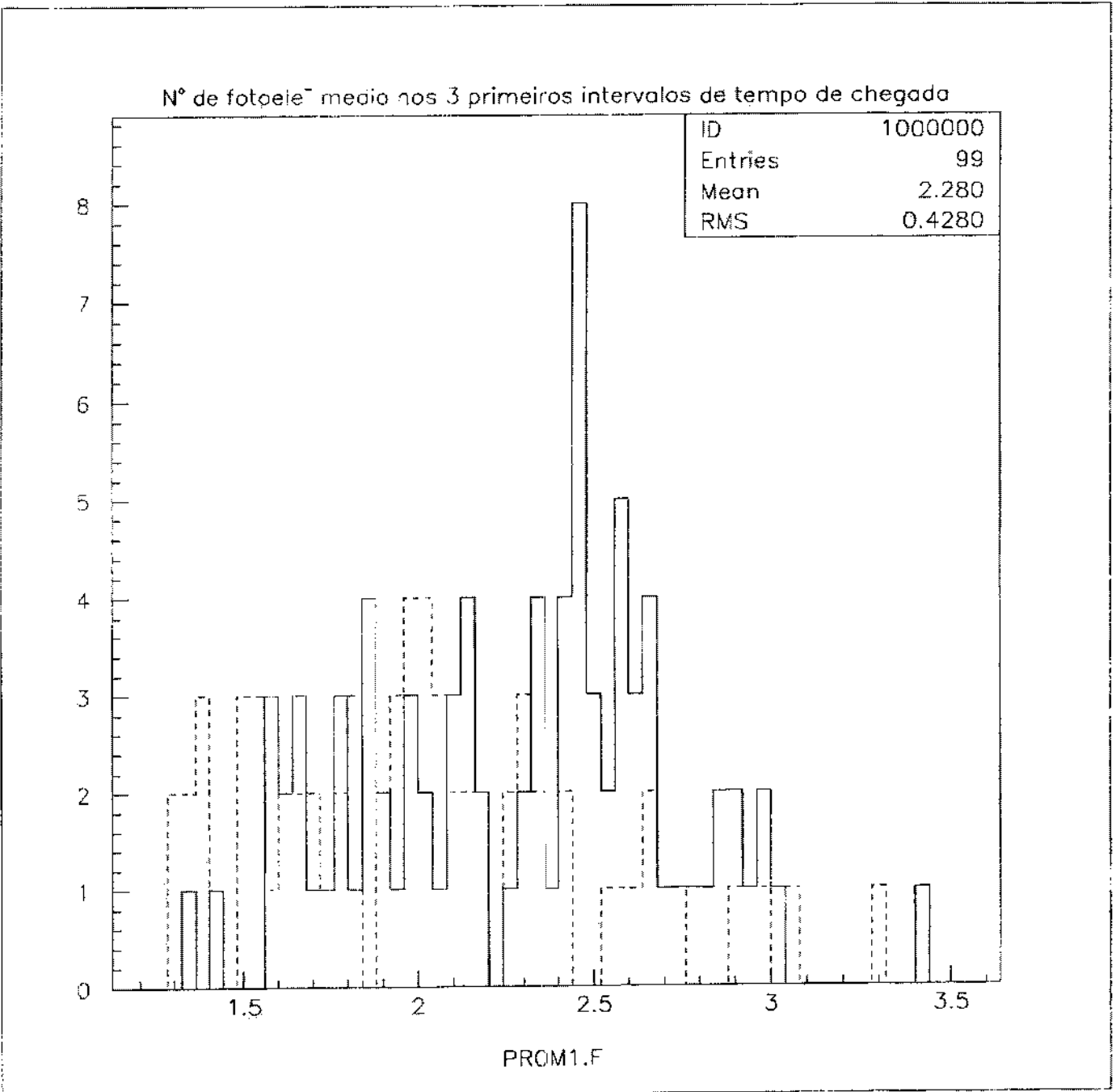


Figura 7.9: Diferencia entre o espectro de ferro (linhas ininterruptas) com o espectro de próton (linhas curtadas)

Capítulo 8

Conclusões

Até agora só temos modelos para partículas na faixa de energia de 10^{15} eV. Por tanto estamos no estágio do desenvolvimento de algoritmos para a identificação das componentes primárias de raios cósmicos de energia muito altas $E > 100$ TeV. Por tanto, a relevância deste trabalho está no fato que se está na procura de modelos para partículas numa faixa de energia ainda desconhecidas, o qual de fato servirá como uma pequena contribuição ao Projeto Auger.

Este trabalho concentrou-se em uma detalhada simulação por ARES de chuviscos atmosféricos, gerados por núcleos de ferro assim como de prótons primários injetados ambos com a mesma energia. Basicamente a análise está feita sobre o número de múons que atingiram a rede o que é visto analisando o número de fotoelétrons, nos tanques.

Foi analisada também o número de fotoelétrons em relação ao tempo de chegada, de modo de obter, uma forma de identificar a qual primário corresponde um determinado chuvisco. A faixa de energia inclui eventos com 10^{19} eV. Esta região de energia é relevante, uma vez que o número total de partículas observadas é muito grande. Por outro lado devido às dificuldades com os tempos de processamento e de espaço de disco disponível não foi feita a simulação com energia ainda maiores, o qual seria desejável.

Para a análise e por tanto a identificação dos componentes primários, se partiu da hipótese que de um conjunto de 100 chuveiros gerados por ferros, assim como de 100 chuveiros gerados por prótons seria possível obter algum modelo padrão numa primeira aproximação, para depois por comparação com dados reais possa ser ajustado e portanto procurar ter um modelo para ser usado dentro do projeto Auger como um identificador de elementos primários.

Referências

- [1] T.K.Gaisser, "*Cosmic Rays and Particle Physics*", Cambridge University Press(1990)
- [2] Clement Pryke. "*Istrumentation development and experimental design for a next generation detector of the highest energy cosmic rays*" Tesis 1996.
- [3] A.M.Hillas. "*The origin of ultra-high cosmic rays*". Annual Reviews of Astronomy and Astrophysics, 22:425-444, 1984.
- [4] S.J.Sciutto.Aires "*A system for airshower simulations*". User's guide and reference manual. June 11, 1998.
- [5] Griffiths, David. "*Introduction to Elementary Particles*". John Wiley & sons. 1987.
- [6] DM Edge, AC Evans, HJ Garmston. "*The cosmic ray spectrum at energies above 10^{17} eV*". J.Phys.A:Math Nucl.Vol6, October 1973".
- [7] L.A. de Carvalho and C. Dobrigkeit. "*A method to estimate primary composition with the Auger Observatory*". 06-GAP-99-022".
- [8] M.T. Dova and S.J. Sciutto. "*Air Shower Simulations: Comparison Between AIRES and MOCCA*". Dpto de Física Universidad Nacional de la Plata. June 20, 1997.
- [9] "*The Pierre Auger Design Report*" February 1997

- [10] B.Rossi, R.Greisen, Rev. Mod. Phys., 13, 243(1941)
- [11] B.Rossi, High-Energy Particles, Prentice Hall Inc.(1952)
- [12] O.Klein, Y.Nishima, Zeits. f.Physik, 52, 853(1929)
- [13] H.A.Bethe, Phys. Rev., 89, 1256(1953)
- [14] J.Altenhofen Ortiz "*Parametrizações para a Distribuição Lateral de Elétrons em Chuveiros Atmosféricos Extensos a energias $E \leq 10^{15}$ eV*" Tesis, Unicamp 1998.
- [15] K. Greisen, Phy. Rev. Lett. 16, 748(1966), G.T. Zapsetin, V. A. Kuzmin, JETP Letters, 4 78(1996).
- [16] Auger Collaboration "*The Pierre Auger Observatory Design Report*".2nd ed. Fermilab.
- [17] J. Lindsay, Phy. Rev. Lett. 10, 146(1963), J. Lindsay, Proc. 8th Int. Cosmic Ray Conf. 4 (1963)
- [18] T.K. Gaisser. Hillas. Proc. 15th Internacional Cosmic Ray Conference,(8), 353 (1997).
- [19] B.R. Dawson and C.L. Pryke Nota interna Auger GAP-97-044
- [20] S.J. Sciutto, Nota interna Auger GAP-98-005.
- [21] B.R Dawson, R. Meyhandan and K.M.Simpson. "*A Comparison of Cosmic Rays Composition Measurements at the Highest Energies*". astro-ph/9801260.
- [22] F. Alcaraz E. Cantoral Nota interna Auger GAP-97-050.

- [23] Pryke, Clement "Simulated Performance of the Auger Observatory Water Cherenkov Arrays".
- [24] Pryke, Clement, Nota interna Auger GAP-97-005.
- [25] Pryke, Clement, Nota interna Auger GAP-98-006.
- [26] CERN-Program Library Office, PAW Physics Analysis Workstation An Introductory Tutorial, 1995.
- [27] CERN-Program Library.
- [28] B.R. Dawson, Nota interna Auger GAP-96-017
- [29] B.R. Dawson, H.Y. Dai, P. Sommers, *Astropart. Phys.* 5 (1996) 239
- [30] B.R. Dawson B.E. Fick, P. Sommers, Nota Interna Auger GAP-97-043.
- [31] E. Zas, astro-ph/9704016, T. K. Gaisser, F. Halzen, T. Stanev, *Phys.Rept.* 253 173, (1995), R.J. Protheroe, astro-ph/9612213.
- [32] K.S. Capelle, J. W. Cronin, G. Parente, E. Zas, *Astropart. phy.* 8, 321(1998), P. Billoir, Nota Interna Auger GAP-97-049.
- [33] G.T Zatsepin and V A. Kuz'min, *JETP Letters* 4, 78 1996
- [34] J. Linsley. "Evidence for a primary cosmic-ray particle with energy 10^{20} " *Physical Review Letters*, 10:146-148, 1963.

“ALGORÍTIMOS PARA IDENTIFICAÇÃO DOS COMPONENTES PRIMÁRIOS DOS RAIOS CÓSMICOS DE ALTAS ENERGIAS”

FERNANDO JOEL VIZCARRA SIGUAS

Tese apresentada no Centro Brasileiro de
Pesquisas Física, fazendo parte da Banca
examinadora os seguintes Professores:

Ronald Cintra Shellard/CBPF

Marcia Gonçalves do Amaral/UFF

Ademarlaudo França Barbosa/CBPF

Suplente-Alfredo Marques de Oliveira/CBPF

Rio de Janeiro, 27 de Janeiro de 2000