

TESE DE
MESTRADO

Os Neutrinos no
Observatório Pierre Auger

JOHANA MARIA CHIRINOS DIAZ

ORIENTADOR:
RONALD CINTRA SHELLARD

À minha família:
meu pai Pablo e minha mãe Ana Maria,
meus avós, meu irmão Pablo
e meu esposo Gino.

AGRADECIMENTOS

Ao meu orientador Ronald Cintra Shellard pelo apoio e prestativa orientação.

Á Marcia Gonçalves do Amaral pela ajuda e discussões proveitosas.

Aos meus 4 professores dos cursos básicos: José Abdalla Helayël-Neto , Marcelo Chiapardini, Alfredo Ozório e novamente a meu orientador.

Aos membros da colaboração do Projeto Pierre Auger, especialmente a Luis Masperi, Giorgio Matthiae, Paolo Privitera, Antoine Lettesier e Vo Van Thuan.

Aos meus amigos e a todas as pessoas que me ajudaram direta ou indiretamente.

Á CFC pelo apoio nas atividades realizadas.

Á CAPES pelo inestimável suporte financeiro.

Ao meu esposo Gino pela sua companhia, compreensão e ajuda durante tudo o desenvolvimento da tese.

Ao meu pai e meu irmão pela presença da minha mãe na defesa da tese e pelo grande apoio e carinho em qualquer momento apesar da distância.

Á minha mãe por fazer-me sentir *em casa* com seus enormes *e-mails*.

Resumo

Os neutrinos altamente energéticos são partículas muito especiais para fazer astronomia, eles chegam quase direto desde a fonte até o detector e não sofrem o GZK cut-off.

Nesta tese examinamos a possibilidade de observar os neutrinos altamente energéticos nos detectores de fluorescência do Observatório Pierre Auger.

Os neutrinos altamente energéticos podem induzir chuveis atmosféricos extensos, com a diferença que eles podem interagir em qualquer parte da atmosfera, inclusive profundamente na atmosfera onde é muito improvável que outras partículas induzam chuveis. Para ângulos $> 60^\circ$ o que uma partícula atravessa é geralmente suficiente para que seja uma partícula penetrante.

Nos estudamos a passagem dos neutrinos pela atmosfera e pela Terra. Analisamos os chuveis de $> 60^\circ$, que denominamos chuveis quase horizontais e chuveis horizontais para 90° . Medimos a aceitação dos detectores de fluorescência para estes chuveis para diferentes energias. Obtivemos uma aceitação similar à dos detectores de superfície.

Índice

Dedicatória	i
Agradecimentos	ii
Resumo	iii
Índice	iv
Lista de figuras	vi
Lista de tabelas	ix
1 Introdução	1
2 O Observatório Pierre Auger	3
3 Chuveiros Atmosféricos Extensos	6
3.1 Cascata Hadrônica	6
3.2 Cascata Eletromagnética	7
3.3 Propriedades dos Chuveiros	8
4 Detectores de Fluorescência	11
4.1 O Fenômeno de Fluorescência	12
4.2 Detectores	16
4.3 Razão Sinal-Ruído	21
5 Neutrinos Ultraenergéticos.	23
5.1 Características	25
5.2 Grandes Chuveiros de Neutrinos	26

5.3	Fontes de Neutrinos UHE	27
5.4	Interações dos Neutrinos	32
5.5	Deteção de Neutrinos UHE.	39
6	Resultados Preliminares	41
6.1	Passagem dos Neutrinos pela Atmosfera	41
6.2	Passagem dos Neutrinos pela Terra	49
7	FD_SIM	59
8	Estudo de Simulação	62
8.1	Simulação com ponto de interação máxima χ_{\max} fixo	63
8.2	Simulação com ponto de interação máxima χ_{\max} randômico	70
8.3	Simulação com ponto da primeira interação χ_0 randômico	77
9	Conclusões	84
A	Apêndice	87
	Referências	89

Lista de Figuras

2.1	O Projeto Pierre Auger	5
3.1	Chuveiro atmosférico extenso	7
3.2	Modelo esquemático para a cascata eletromagnética.	8
3.3	Desenvolvimento longitudinal: parametrização de Gaisser-Hillas ajustada a dados experimentais de um chuveiro.	10
4.1	Espectro das bandas de emissão da luz de fluorescência.	12
4.2	Produção de fluorescência vs. altura.	13
4.3	Configuração de El Nihuil.	18
4.4	Configuração Superman.	19
4.5	Configuração Hexagonal.	20
4.6	Plano Chuveiro-Detector.	21
5.1	GZK cut-off.	24
5.2	Fluxos de neutrinos (ATM:...,AGN:---,TD:—,CR:---- .)	32
5.3	Seções de choque segundo MRS, EHLQ, CTEQ.	38
5.4	Seção de choque do neutrino via CC, NC e total segundo CTEQ4-DIS.	39
5.5	Seção de choque do antineutrino via CC, NC e Total segundo CTEQ4-DIS.	40
6.1	Perfil χ_v (\dot{s}/cm^2) vs H(km) segundo a parametrização de Linsley.	43
6.2	Perfil de densidade segundo a parametrização: Linsley(---) - atmosfera isotérmica (...).	44
6.3	Geometria do chuveiro levando em conta a curvatura da Terra.	45

6.4	Geometria do chuveiro horizontal.	46
6.5	Neutrino horizontal : χ_s total vs altura.	48
6.6	Comprimento de interação para neutrinos CTEQ-DIS4 via CC (...), NC (- - -) e total (---).	50
6.7	Comprimento de interação para Antineutrinos CTEQ-DIS4 via CC (...), NC (- - -) e total (---).	50
6.8	Perfil de densidade da Terra.	51
6.9	Geometria da passagem do Neutrino pela Terra.	52
6.10	Valores de χ_s na passagem pela Terra como função do ângulo de emergência dos neutrinos	52
6.11	Ampliação da figura (6.10) com os comprimentos de interação para energias de 10^{17} eV, 10^{18} eV, 10^{19} eV, 10^{20} eV e 10^{21} eV em forma descendente. . . .	54
6.12	Distâncias da Terra (em km) atravessadas para ângulos de emergência altos. .	55
6.13	Coeficiente de penetração vs ângulo de emergência para diversas energias (10^{16} eV, 10^{17} eV, 10^{18} eV, 10^{19} eV , 10^{20} eV e 10^{21} eV de esquerda a direita). . .	56
6.14	Energia máxima em GeV para atravessar a Terra vs o ângulo de emergência. .	57
6.15	Valores de χ_v em função da altura para neutrinos ascendentes.	57
8.1	Número de eventos detectados para os diferentes HD(km) vs YD(km) (de- tecção tipo B) para 10^{18} , 10^{19} , 10^{20}	69
8.2	Volume de simulação e de detecção do χ_{\max} para 10^{18} , 10^{19} , 10^{20} (Simulação do χ_{\max}).	72
8.3	Volume 3D do χ_{\max} e χ_0 para 10^{18} , 10^{19} , 10^{20} (Simulação do χ_{\max}).	73
8.4	Volume de simulação e de detecção do χ_0 para 10^{18} , 10^{19} , 10^{20} (Simulação do χ_{\max}).	74
8.5	Aceptância para 10^{18} , $10^{18.5}$, 10^{19} , $10^{19.5}$, 10^{20} , $10^{20.5}$ para os diferentes tipos de gatilhos (A, B, C, D) e para ângulos zenitais $> 60^\circ$ (I), $> 70^\circ$ (II) e $> 80^\circ$ (III). Simulação do χ_{\max}	75

8.6	Acceptância para ângulos maiores de 60, 70 , 80 para as diferentes energias 10^{18} (I), $10^{18.5}$ (II), 10^{19} (III), $10^{19.5}$ (IV), 10^{20} (V), $10^{20.5}$ (VI). As 4 curvas para cada energia correspondem aos 4 tipos de gatilho na seguinte ordem A, B, C, D. Simulação do χ_{\max}	76
8.7	Volume de simulação e de detecção do χ_{\max} para 10^{18} , 10^{19} , 10^{20} (Simulação do χ_0).	79
8.8	Volume 3D do χ_{\max} e χ_0 para 10^{18} , 10^{19} , 10^{20} (Simulação do χ_0).	80
8.9	Volume de simulação e de detecção do χ_0 para 10^{18} , 10^{19} , 10^{20} (Simulação do χ_0).	81
8.10	Acceptância para 10^{18} , 10^{19} , e 10^{20} para os diferentes tipos de gatilhos (A, B, C, D) e para ângulos zenitais $> 60^\circ$ (I), $> 70^\circ$ (II) e $> 80^\circ$ (III). Simulação do χ_0	82
8.11	Acceptância para ângulos maiores de 60, 70 , 80 para as diferentes energias 10^{18} (I), 10^{19} (II), 10^{20} (III). As 4 curvas para cada energia correspondem aos 4 tipos de gatilho (A, B, C, D). Simulação do χ_0	83
A.1	χ_v e χ_s	88

Lista de Tabelas

5.1	Coeficientes da parametrização CTEQ4-DIS	38
6.1	Coeficientes da parametrização de Linsley.	43
6.2	Neutrinos que atingem a superfície da Terra. χ_s total para diferentes ângulos zenitais	47
6.3	Coeficientes das camadas do modelo da Terra.	51
8.1	Porcentagem de eventos detectados para cada energia e diferentes tipos de gatilho no volume de estudo.	65
8.2	Porcentagem de eventos detectados para $E = 10^{18}$ para diferentes HD(km) e YD(km). O primeiro dado corresponde a detecção A, o segundo a B, o terceiro a C e o quarto a D.	65
8.3	Porcentagem de eventos detectados para $E = 10^{19}$ para diferentes HD(km) e YD(km). O primeiro dado corresponde a detecção A, o segundo a B, o terceiro a C e o quarto a D.	66
8.4	Porcentagem de eventos detectados para $E = 10^{20}$ para diferentes HD(km) e YD(km). O primeiro dado corresponde a detecção A, o segundo a B, o terceiro a C e o quarto a D.	68

Capítulo 1

Introdução

Os observatórios de neutrinos oferecem uma janela promissora para a investigação de fenômenos que ocorrem no interior de estrelas ou mesmo de galáxias. Exemplos disto foram as observações de neutrinos de baixas energias ($\approx M$ eV) correlacionados com a supernova SN1987A [1] ou a detecção de neutrinos solares [2].

Nesta tese vamos examinar a possibilidade do Observatório Pierre Auger (PAO¹) observar neutrinos com energias extremas, ou neutrinos UHE². Os neutrinos UHE abrem uma nova janela para a astronomia, que terá com certeza um impacto relevante, já que os neutrinos não sofrem desvios devido ao campo magnético interestelar ou intergalácticos e nem são atenuados pelo efeito GZK [3], chegando ao detector quase sem modificação das condições de sua origem.

Os neutrinos UHE estão envolvidos na interação dos raios cósmicos altamente energéticos com a Radiação Cósmica de Fundo, e são produzidos com sinais característicos em alguns dos modelos de origem dos raios cósmicos altamente energéticos. Os neutrinos e os raios gama cósmicos poderiam ter origem em fontes comuns e seria, portanto, muito interessante um estudo conjunto deles através de observatórios de neutrinos e de raios gama [4]. Há vários observatórios de raios gama sensíveis às altas energias [5] em

¹Vamos usar neste trabalho a sigla PAO para representar o Observatório Pierre Auger, a mesma usada em inglês para *Pierre Auger Observatory*.

²Usamos a sigla UHE para representar Ultra Energéticos, a mesma usada em inglês para *Ultra High Energy* ($> 10^{18}$ eV).

operação, e já há evidências de fontes pontuais cosmológicas associadas à sua origem. Por outro lado, nos observatórios para os neutrinos de altas energias só permitem estabelecer limites superiores da sua luminosidade. Ainda não há evidências sobre a natureza das fontes de neutrinos de altas energias devido à escala dos detectores atuais, pois para isto são necessários equipamentos de dimensões quilométricas [6].

O objetivo principal do PAO é a observação de raios cósmicos com energias acima de 10^{18} eV, medindo sua energia, direção e composição [7]. No entanto suas dimensões permitirão seu uso como um detector de neutrinos UHE.

Capítulo 2

O Observatório Pierre Auger

A radiação cósmica foi observada pela primeira vez por Victor Hess em 1908, em vôos de balão. Muito tempo depois, em 1938, Pierre Auger observou que os raios cósmicos não eram partículas individuais, mas estavam correlacionados em chuveis extensos, gerados na atmosfera. Baseado no tamanho dos chuveis ele estimou a energia integrada deles, o que seria a energia do raio cósmico primário, em valores de até cerca de 10^{15} eV [8]. Chuveis com energias mais altas do que esta foram posteriormente observados. Em 1962, J. Lindsay [9] observou um chuva atmosférico gigante no *Volcano Ranch Extensive Air Shower Array*, cuja energia primária foi estimada em 10^{20} eV, ou seja, 16 joules, uma energia macroscópica! Esta descoberta passou quase despercebida pela comunidade científica na época. Hoje, passados mais de 35 anos desta descoberta, foram observados menos do que uma dezena de chuveis atmosféricos com energias acima de 10^{20} eV [10]. Porém, estas observações foram feitas por grupos distintos: *Volcano Park* [9], *Yakutsk* [11], *Fly's Eye* [12], *Agasa* [13], usando métodos diferentes (por exemplo detectores Cerenkov, cintiladores ou detectores de fluorescência), confirmando a existência destes extraordinários raios cósmicos. O fluxo de raios cósmicos primários com estas energias tão elevadas, é extremamente baixo, menor do que uma partícula por século, por quilômetro quadrado, por esferorradiano.

A origem dos raios cósmicos e, em particular, daqueles de altas energias ainda não

é muito bem conhecida [14]. A existência de partículas primárias na radiação cósmica, qualquer que seja sua natureza, possuindo energias macroscópicas da ordem de dezenas de joules, confronta-nos com uma série de enigmas relativos as suas fontes, mecanismos de aceleração e propagação desde a fonte até a Terra. O mais notável é que, devido à inevitável interação destas partículas com a radiação cósmica primordial de fundo, as possíveis fontes devem estar nas vizinhanças (numa escala cosmológica) da nossa própria galáxia, devido ao efeito de atenuação descoberto por K.Greisen, G. Zatsepin e V. Kuzmin [3]. Por outro lado, os campos magnéticos intergalácticos não são intensos o suficiente para modificar significativamente a direção de movimento delas, indicando a possibilidade de se fazer astronomia baseada na sua observação.

A construção do PAO é o resultado de um amplo esforço internacional para realizar um estudo detalhado dos raios cósmicos com energias acima de 10^{18} eV. O Observatório será formado em realidade por gigantescos detectores de chuveiros atmosféricos, localizados um na Argentina (na província de Mendoza) e o outro nos Estados Unidos (no estado de Utah). Os dois observatórios cobrirão toda a esfera celeste. Cada instalação será formada por dois componentes, uma rede de 1600 detectores de superfície espalhados por uma área de 3000 quilômetros quadrados e, detectores que medem a fluorescência atmosférica induzida pelos chuveiros. Estas duas técnicas juntas formam um instrumento híbrido poderoso para buscar a origem dos raios cósmicos de energia ultra alta ($> 10^{18}$ eV) [7]. Uma vista esquemática dos dois modos de observação está exibida na figura (2.1).

O PAO será capaz de medir a direção de chegada, a energia e a composição química de cerca de 60 eventos por ano com energias acima de 10^{20} eV e 6000 eventos por ano com energias acima de 10^{19} eV. A colaboração tem como meta colocar em operação o Observatório Pierre Auger por volta de 2001. No último encontro da colaboração internacional Pierre Auger, realizada em Itacuruçá (Brasil), em maio de 1998, foi decidido iniciar a construção dos observatórios pelo detector do hemisfério Sul, na região chamada de *El Nihuil*, na província argentina de Mendoza.

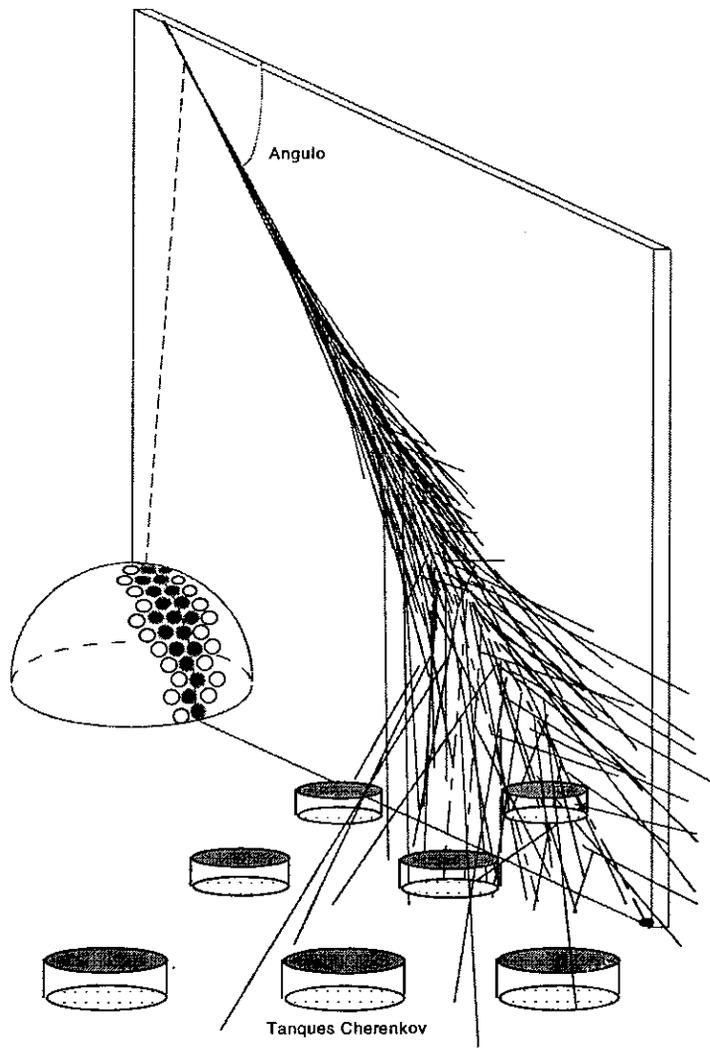


Figura 2.1: O Projeto Pierre Auger

Capítulo 3

Chuveiros Atmosféricos Extensos

Os raios cósmicos de altas energias ($> 1E$ eV) tem um fluxo muito baixo ($< 10^4/\text{cm}^2/\text{s}/\text{sr}$), sendo impossível sua detecção direta. Eles são detectados indiretamente através dos chuveis atmosféricos extensos (EAS)¹ que produzem.

Um chuva atmosférico é formado por uma cascata de partículas produzidas pela interação de um raio cósmico primário de alta energia que colide com os átomos da atmosfera. O chuva pode ser visualizado na sua dimensão transversal como um disco de partículas que atravessa a atmosfera na sua dimensão longitudinal à velocidade da luz.

3.1 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 (Fig. 3.1). 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 que os píons carregados decaem em múons. A cascata eletromagnética e muônica se espalham, chegando ao chão numa ampla área ao redor do eixo do raio cósmico. Os núcleons por sua vez geram uma cascata adicional de outros

¹Estamos usando aqui a sigla EAS para representar Chuveiros Atmosféricos Extensos, a mesma usada em inglês para *Extensive Air Shower*.

núcleons, que tendem a se aglomerar em torno do eixo do raio cósmico e a induzir novas subcascatas eletromagnéticas e muônicas.

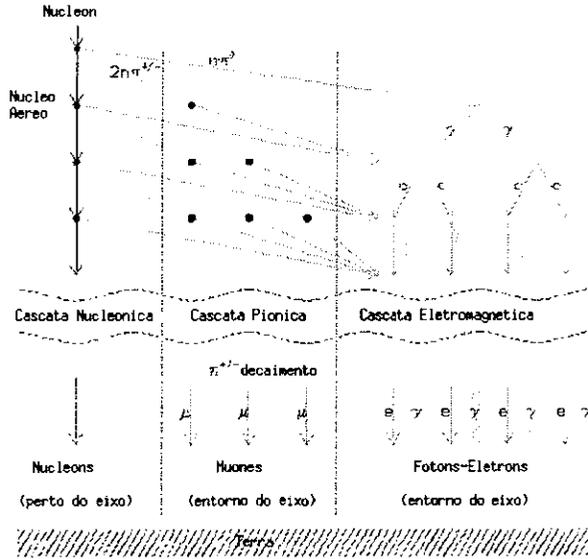


Figura 3.1: Chuveiro atmosférico extenso

3.2 Cascata Eletromagnética

A cascata eletromagnética se produz quando um fóton, que pode vir por exemplo do decaimento de um pión neutro, cria um par elétron-pósitron, os quais criam, por sua vez, outros fótons por *bremstrahlung* e assim por diante, repetindo o processo muitas vezes. Podemos fazer uma estimativa do número de partículas geradas, através de um modelo simples. A energia inicial do fóton E_0 é compartilhada por igual pelo par de léptons criados, tendo então $E_0/2$ cada um deles e assim sucessivamente (Fig. 3.2).

Depois do n -ésimo passo, depois de avançar uma distância x teremos o seguinte número de partículas $N = 2^n$ ou $N(x) = 2^{x/\lambda}$, com uma energia média $E(n) = E_0/2^n$ ou $E(x) = E_0/2^{x/\lambda}$, onde λ é o caminho livre médio no ar. O processo continua até que as partículas tem sua energia reduzida à energia crítica E_c . Esta energia é tal que abaixo dela o processo mais importante para a perda de 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. Abaixo desta energia o número de partículas passa a diminuir. Existe assim uma profundidade máxima (χ_{\max}), onde quase todas as partículas tem uma energia perto de E_c , sendo o número de partículas $N(\chi_{\max}) = E_0/E_c$ e a profundidade $\chi_{\max} = \lambda \frac{\ln(E_0/E_c)}{\ln 2}$.

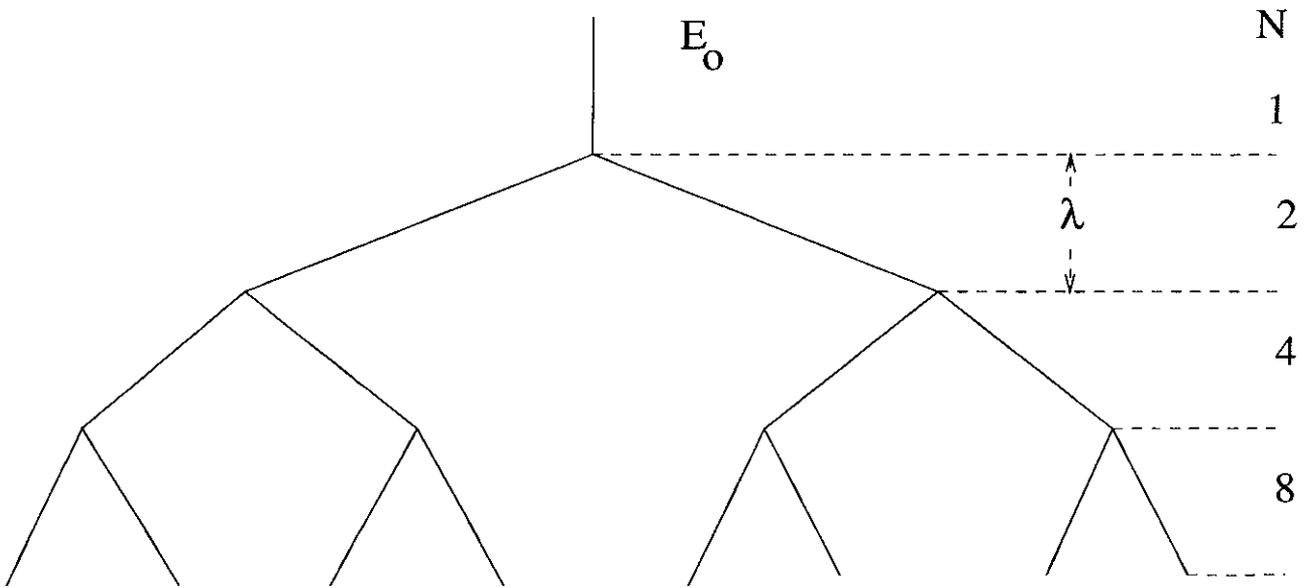


Figura 3.2: Modelo esquemático para a cascata eletromagnética.

3.3 Propriedades dos Chuveiros

As partículas das cascatas dos chuveiros ionizam e excitam moléculas de N_2 no ar, induzindo fluorescência, a qual pode ser detectada de longe como uma fonte de luz movendo-se ao longo de um eixo. Sua intensidade está associada ao desenvolvimento longitudinal do chuveiro, e sua integral é proporcional à energia dissipada na atmosfera. Ao caracterizar o chuveiro por uma linha, há dois pontos importantes a considerar: o ponto inicial χ_0 , onde se dá a primeira colisão com os átomos da atmosfera e χ_{\max} , o ponto onde o número de partículas gerado é máximo.

O ponto χ_0 depende da secção de choque de interação da partícula com a atmosfera. O ponto χ_{\max} depende da energia do chuveiro e da massa da partícula primária. Para núcleons de número atômico $A > 1$, o chuveiro desenvolve-se com maior rapidez do que

o chuveiro de prótons, pois eles se comportam como uma superposição de chuveiros de A prótons com energias E/A . Além disto o núcleon pesado tem uma secção de choque maior e um χ_0 menor e, conseqüentemente, um χ_{max} menor.

Os parâmetros importantes dos chuveiros são a direção do eixo, a energia e a natureza da partícula primária. Os chuveiros podem ser caracterizados pelo seu desenvolvimento longitudinal e lateral.

Desenvolvimento longitudinal – O número de partículas secundárias produzidas a cada profundidade na dimensão longitudinal do chuveiro é parametrizada pela função de desenvolvimento longitudinal eletromagnético de Gaisser e Hillas[15]:

$$N_e(x) = N_{max} \left(\frac{\chi - \chi_0}{\chi_{max} - \chi_0} \right)^{(\chi_{max} - \chi_0)/\lambda} e^{(\chi_{max} - \chi)/\lambda} \quad (3.1)$$

onde $\lambda = 70 \text{ g/cm}^2$ (Fig. 3.3). A energia total da partícula primária é obtida pela integração desta expressão,

$$E = \epsilon_0/\chi_0 \int N_e(\chi) d\chi$$

onde ϵ_0/χ_0 é a razão da energia crítica de um elétron pelo comprimento de interação no ar ($\epsilon_0 = 81 \text{ MeV}$ e $\chi_0 = 37.1 \text{ g/cm}^2$).

Desenvolvimento lateral – As partículas secundárias formam um disco na direção perpendicular ao eixo do raio cósmico. A densidade de partículas no disco cai exponencialmente com a distância ao núcleo do chuveiro, o qual reproduz o eixo do raio cósmico original. A distribuição lateral de partículas para um chuveiro eletromagnético pode ser parametrizado, segundo Nishimura e Kamata [16], pela expressão:

$$\rho(r) = \frac{N}{(r_1)^2} f(s, \frac{r}{r_1}) \quad (3.2)$$

$$f(s, \frac{r}{r_1}) = \left(\frac{r}{r_1}\right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{r_1}\right)^{s-4.5} \Gamma(4.5 - s) / [2\pi \Gamma(s) \Gamma(4.5 - s)], \quad (3.3)$$

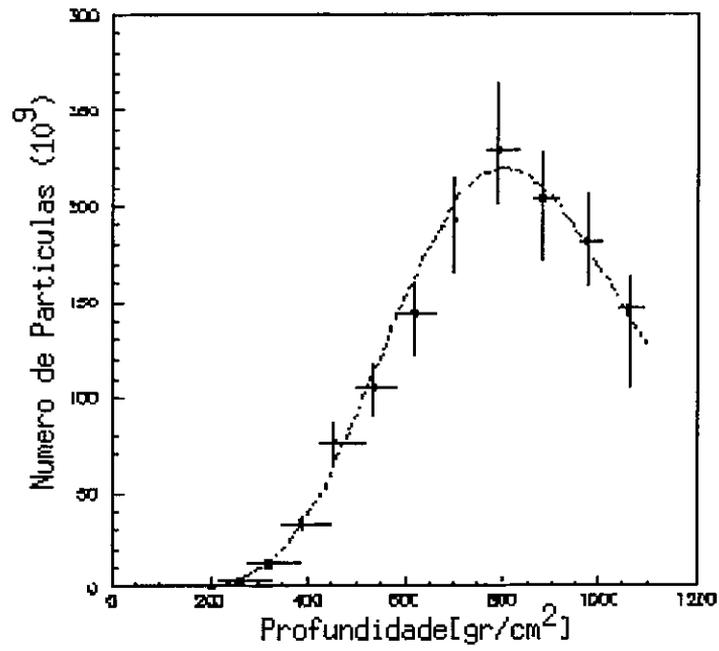


Figura 3.3: Desenvolvimento longitudinal: parametrização de Gaisser-Hillas ajustada a dados experimentais de um chuveiro.

onde N é o número de elétrons do EAS, τ_1 o raio de Molière e s a idade do chuveiro.

Capítulo 4

Detectores de Fluorescência

Chudakov na Union Soviética e Suga no Japão (1960) foram os pioneiros na idéia de usar a fluorescência do nitrogênio atmosférico para medir EAS. Greisen e Bunner [17] fizeram estudos e experiências relevantes na detecção da fluorescência atmosférica, porém não chegaram a obter um bom resultado. O grupo de Utah que construiu o *Fly's Eye* (1976) foi o primeiro em obter a medição de um chuveiro com esta técnica.

No PAO esta técnica será usada junto com os detectores de superfície, como podemos apreciar na figura (2.1). Estes são tanques de água que registram a chegada de partículas, medindo a radiação de Cerenkov emitida ao passarem pelo meio. Este modo híbrido [19, 20] de operação permitirá a medida do perfil longitudinal e lateral dos chuveiros atmosféricos, de forma complementar, permitindo um sistema de calibração mútua. Os detectores de luz fluorescente só podem operar em noites claras sem lua, fazendo com que seu período de operação seja apenas de 10% do tempo total, em contraste com os detectores de superfície, capazes de operar em 100% do tempo. O maior refinamento das medidas dos detectores de luz fluorescente, é compensado pelo período de operação mais extenso dos detectores de superfície.

4.1 O Fenômeno de Fluorescência

A luz de fluorescência é emitida isotropicamente, podendo-se vê-la de todos os lados e de grandes distâncias. Assim podemos medir o desenvolvimento longitudinal dos chuveiros, *i.é.*, o número de partículas secundárias em função da profundidade atmosférica.

Uma cascata dissipa muita energia na atmosfera, excitando e ionizando moléculas de ar ao longo da trajetória. Da perda de energia de ionização por as partículas carregadas da atmosfera, podem ser excitadas as moléculas de N_2 e ions de N_2^+ . Devido a excitação, se a energia não for perdida em outros processos, como colisões, será transformada em luz fluorescente.

O espectro das bandas de emissão (Fig. 4.1) concentra-se em grande parte (88 %) na região entre 300 e 400 nm, grande parte ultravioleta.

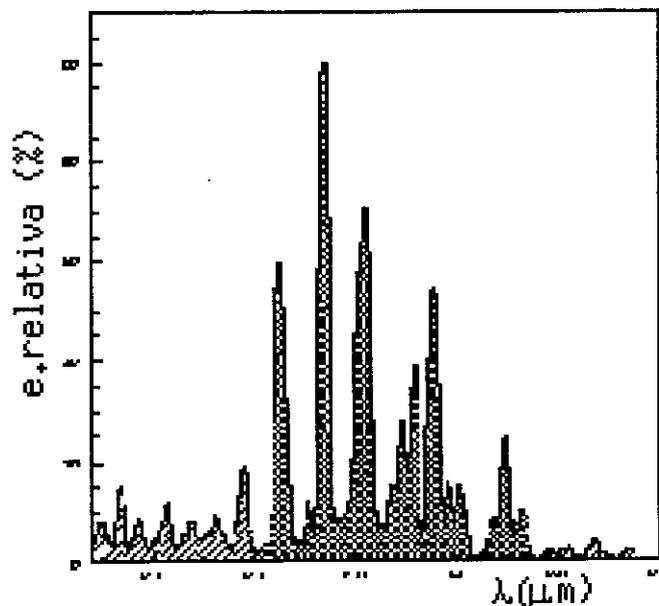


Figura 4.1: Espectro das bandas de emissão da luz de fluorescência.

O fenômeno de produção de luz de fluorescência tem uma eficiência muito baixa, mas como o número de partículas secundárias num chuva é muito grande o resultado final é significativo. A fluorescência de outras moléculas nesta região é desprezível. Na atmosfera, as moléculas de N_2 tem perdas de energia por colisões com as moléculas de Oxigênio, o

que reduz a eficiência de fluorescência por um fator cinco com respeito ao N_2 puro.

A intensidade da luz de fluorescência é proporcional ao número de partículas carregadas no chuvaeiro:

$$\frac{dN_\gamma}{dl} = N_f N_e \quad (4.1)$$

onde N_f é o campo de fluorescência (fótons/partículas carregadas/metro), que é quase constante ao longo da atmosfera, como podemos ver na figura (4.2), em media 4.8 fótons/elétron. Quando a pressão e a temperatura aumentam, a excitação de nitrogênio aumenta, mas também a probabilidade de desexcitação por colisão com as moléculas de Oxigênio. Assim esta técnica dá uma medida da quantidade de partículas carregadas (eletromagnéticas) ao longo da dimensão longitudinal.

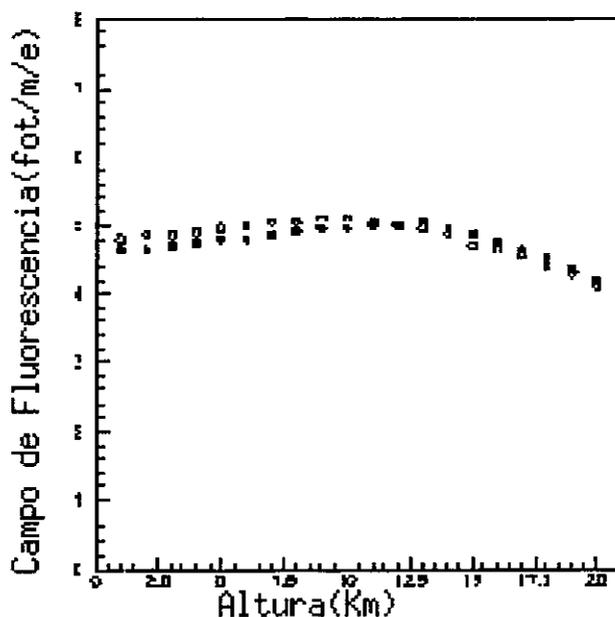


Figura 4.2: Produção de fluorescência vs. altura.

O chuvaeiro atmosférico produz também numerosos fótons Cerenkov na direção ao longo da trajetória. A luz Cerenkov não é exatamente proporcional ao número de partículas no chuvaeiro. Para chuvaeiros vistos de pequenos ângulos ($< 25^\circ$), esta luz Cerenkov pode ofuscar a luz fluorescente. A luz Cerenkov pode gerar luz por espalhamento na camada de

mistura¹ da atmosfera, relevante a pequenas alturas, complicando a observação do final do desenvolvimento dos chuviros. Esta contaminação pode ser importante para chuviros a distâncias da ordem de 1 km do detector, pois nestas geometrias o ângulo de emissão é geralmente menor do que 25°. Assim não podemos ter certeza dos dados do detector de fluorescência para distâncias menores do que 1 km.

A atenuação da luz durante a passagem pela atmosfera é devido a absorção e ao espalhamento, o qual dispersa a luz para fora da direção de detecção. A absorção atmosférica é pequena, mas o espalhamento é significativo. Temos dois tipos de espalhamento:

Espalhamento de Rayleigh (molecular) : As moléculas da atmosfera são os centros de espalhamento. O processo está caracterizado por uma secção de choque que varia como λ^{-4} (comprimento de onda). Este é um fenómeno relativamente estável e depende do perfil de densidade da atmosfera, tendo assim um perfil exponencial e sendo possível de ser simulado. A quantidade de luz de Rayleigh espalhada de um feixe de N_γ fótons é:

$$\frac{dN_\gamma}{dl} = -\rho \frac{N_\gamma}{\chi_R} \times \left(\frac{400}{\lambda}\right)^4 \quad (4.2)$$

onde $\chi_R = 2974 \text{ g/cm}^2$ é o caminho livre médio à 400 nm.

A quantidade de luz de Cerenkov espalhada numa direção θ até o detector num ângulo sólido $d\Omega$ é dada por:

$$\frac{d^2 N_\gamma}{dl d\Omega} = \frac{dN_\gamma}{dl} \frac{3}{16\pi} (1 + \cos^2(\theta)) \quad (4.3)$$

Com esta distribuição angular proporcional a $(1 + \cos^2 \theta)$, o espalhamento é quase homogêneo para todos os ângulos.

Espalhamento de Mie (aerosol) : As partículas aerosol naturais e as produzidas pelo homem são os centros de espalhamento. Este fenómeno é altamente variável, mas constitui menos do que 20 % do espalhamento produzido pelo processo de Rayleigh,

¹Mixing layer

em um dia claro no deserto. O efeito depende da distribuição, do tamanho e da composição das partículas suspensas no ar e o perfil da densidade vertical. Os três fatores mudam muito no espaço e no tempo, mas tipicamente as partículas se encontram a alturas baixas.

A secção de choque associada depende levemente do comprimento de onda ($\propto \lambda^{-1}$ ou independente) e é mais pronunciada na direção frontal. O perfil do espalhamento também varia muito e pode ser desde exponencial até uniforme. Sendo assim, é difícil de simular e requer um monitoramento permanente da atmosfera.

Em lugares onde não temos muito aerossol como nos desertos ou nas montanhas, podemos fazer uso de um modelo simplificado de Elterman [22], onde assumimos que o espalhamento diminui exponencialmente com a altura h . Para um feixe de N_γ fótons, a quantidade de luz de Rayleigh espalhada é dada por:

$$\frac{dN_\gamma}{dl} = -\frac{N_\gamma}{L_M} \times \exp\left(-\frac{h}{H_M}\right) \quad (4.4)$$

onde $H_M = 1.2$ km, e o caminho livre médio, L_M , é 14km à 360nm. Uma aproximação para a distribuição angular para ângulos menores do que 60° é dada por:

$$\frac{d^2N_\gamma}{dl d\Omega} = 0.8 \exp\left(-\frac{\theta}{\theta_M}\right) \times \frac{dN_\gamma}{dl} \quad (4.5)$$

onde $\theta_M = 26.7^\circ$.

A atenuação [18] da luz que passa de um ponto com um $\chi = \chi_1$ e altura H_1 até o ponto com $\chi = \chi_2$ e altura H_2 , devido a estes espalhamentos é:

$$T_{Rayl} = \exp\left[-\frac{\chi_1 - \chi_2}{\chi_R} \times \left(\frac{400}{\lambda}\right)^4\right] \quad (4.6)$$

$$T_{Mie} = \exp\left[-\frac{h_M}{l_M \cos(\theta)} \times \left(\exp\left(\frac{h_1}{h_M}\right) - \exp\left(\frac{h_2}{h_M}\right)\right)\right] \quad (4.7)$$

$$T = T_{Rayl} T_{Mie}, \quad (4.8)$$

onde χ_R já foi definido em (4.2).

Estes fatores de atenuação, unidos aos problemas de visibilidade, dificultam esta técnica, podendo ela ser utilizada somente durante noites obscuras, limpas e sem lua.

4.2 Detectores

Os detectores de fluorescência já foram testados, com êxito, no experimento Fly's Eye, instalado em Dugway no estado de Utah, nos EUA. Há outros projetos onde esta técnica será utilizada, como o HiRes, um detector construído pelo mesmo grupo do Fly's Eye, que está agora em fase de testes, o projeto do Telescope Array, um projeto japonês, que será instalado próximo ao HiRes, nos EUA.

Nós temos interesse nos detectores de fluorescência do PAO, onde será medido o perfil do desenvolvimento longitudinal dos chuviros na atmosfera. A integral deste perfil nos dá uma medida direta da energia depositada na atmosfera pela componente eletromagnética do chuviro. A profundidade onde o chuviro atinge o número máximo de partículas secundárias nos permite fazer uma estimativa da massa da partícula primária que deu início ao chuviro. Os detectores no PAO são desenhados para poder medir eficientemente todos os chuviros com energias acima a 10^{19} eV, que caem dentro da área coberta pelos detectores de superfície, com uma resolução de 20 g/cm^2 [7].

Uma boa reconstrução da energia, da direção e do χ_{max} do chuviro pode ser obtida mesmo quando são observados apenas por um olho. Porém, para chuviros distantes dos olhos, as incertezas no monitoramento atmosférico e portanto na reconstrução deles, tornam necessário uma visão estereoscópica, ou seja, por mais de um olho. No PAO a ser construído na Argentina haverá três olhos periféricos à rede de detectores de superfície e um no centro dela. Mas antes de discutir a configuração dos olhos vamos descrever os principais componentes do detector, a saber:

- **Telescópio** - O telescópio do PAO consiste num espelho esférico que projeta a luz coletada numa câmara situada na superfície focal ou na sua vizinhança. Há várias

configurações diferentes sendo estudadas, sendo a proposta mais provável a de fazer um telescópio do tipo Schmidt, com um diafragma no centro de curvatura do espelho, destinado a diminuir as aberrações no plano focal. Os espelhos cobrem um campo de visão de $30^\circ \times 30^\circ$. O raio de curvatura do espelho, $R_M = 3,0$ m, e o raio do diafragma, $R_d = 0.83$ m, correspondendo uma área efetiva de coleta de luz de $1,54$ m². Outra proposta é a de construir espelhos com 1.5 m de diâmetro, com um campo de visão de $15^\circ \times 15^\circ$, correspondendo a uma área efetiva idêntica à proposta anterior. Nesta proposta o problema que se apresenta são as aberrações no plano focal do espelho, mas em compensação há uma coleta maior de luz, quando comparada com o telescópio de Schmidt. Há ainda uma outra proposta em consideração, que consiste em construir espelhos duais, que cobrem a mesma direção no céu, mas com os ângulos dos pixels das câmaras defasados de um pequeno ângulo. A vantagem deste esquema advém do uso de pixels maiores e a resolução melhor do que o ângulo dos pixels devido à superposição de uma parte do cone de visão [23].

Em qualquer uma das propostas os telescópios cobrem a região de 2° até 32° de elevação. Esta escolha limita os chuveiros visíveis a uma certa distância, mas por outro lado, limita a quantidade de luz Cerenkov que atinge os olhos.

- **Câmaras** - A câmara dos telescópios é composta por fotomultiplicadoras (PMT²) localizadas na superfície focal dos espelhos projetando um ângulo sólido no céu, de acordo com sua abertura. Na proposta atual os pixels tem um campo de visão de $1,5^\circ \times 1,5^\circ$. Esta escolha de pixel é guiada pela resolução projetada em termos da medida do ponto máximo de desenvolvimento do chuveiro e da sensibilidade (razão sinal ruído) dos pixels.
- **Plano focal** - O casamento das PMTs com a superfície focal exigirá provavelmente a instalação de cones Winston, uma vez que a janela da PMT é menor do que a área de incidência de luz.

²Usamos a abreviação em inglês, de *Photo Multiplier Tube*.

- **Filtros ópticos** - Filtros ópticos serão instalados para reduzir a razão sinal-ruído, permitindo a passagem apenas da banda fluorescente de 300 a 400 nm.
- **Gatilho** - O sistema de gatilho para o detector de fluorescência ainda não teve seu desenho finalizado. Mas poderá ser tanto acionado por um sinal vindo dos detectores de superfície ou então quando um padrão mínimo de pixels for iluminado por sinais. Tipicamente um possível padrão para o gatilho seriam a iluminação de três pixels contíguos. O gatilho deverá ser dinâmico de modo que possa se adaptar às condições de operação.

O configuração dos olhos no PAO depende das condições topográficas do sítio escolhido. Várias configurações foram extensivamente estudadas:

El Nihuil : A topografia da zona onde será instalado o observatório no sul está definida e a configuração mais adequada contempla a instalação de quatro olhos, três em pequenas colinas, na periferia do sítio, olhando para dentro, com uma abertura de 180° e um olho central com campo de visão de 360° (Fig. 4.3).

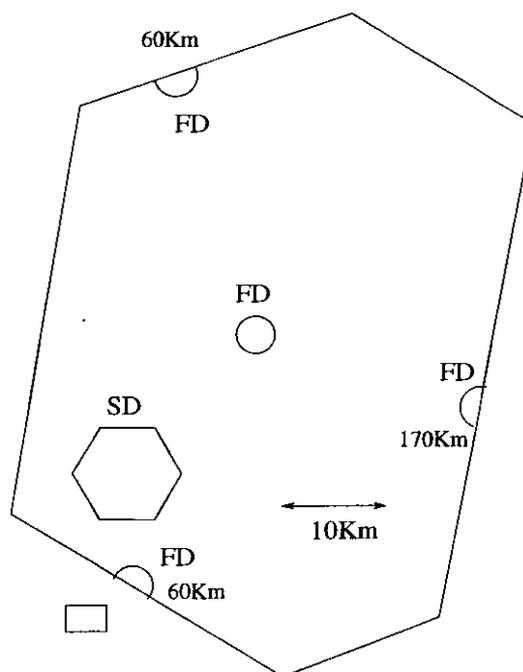


Figura 4.3: Configuração de El Nihuil.

Superman : Esta configuração [24] possui 3 olhos com campo de visão de 360° , separados por 32.74 km. Eles cobrem toda a área da rede de detectores de superfície (2970 km^2 com 1596 detectores). Ela inclui na sua abertura chuveiros fora da área da rede (Fig. 4.4).

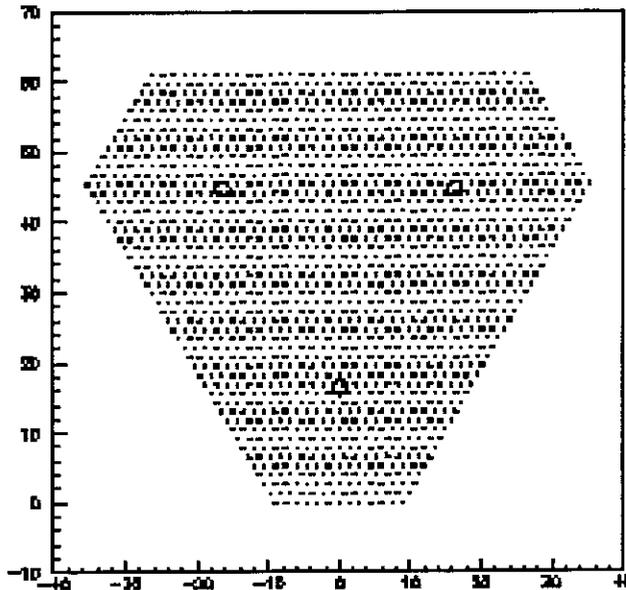


Figura 4.4: Configuração Superman.

Hexagonal : É formada por 7 detectores, um completo, com campo de visão de 360° no centro do um hexágono, e seis cobrindo um campo de 120° azimutais nos vértices do hexágono, olhando para dentro do sítio. Os olhos tem uma separação de 32.74 km. A vantagem é que se tem mais eventos que são vistos por mais do que um detector. Os chuveiros de altas energias poderiam ser vistos por todos os 7 detectores. A configuração hexagonal apresenta uma melhor eficiência para observações multi-oculares (muito melhor para chuveiros mas energéticos). O custo dos espelhos é igual às outras configurações, mas o custo operacional de 7 sítios (hexagonal) em comparação com os 3 sítios da Superman deve ser levado em conta também.

A razão sinal-ruído (S/N) é proporcional ao tamanho do espelho e inversamente proporcional ao tamanho do pixel. Assim, para podermos obter a reconstrução geométrica

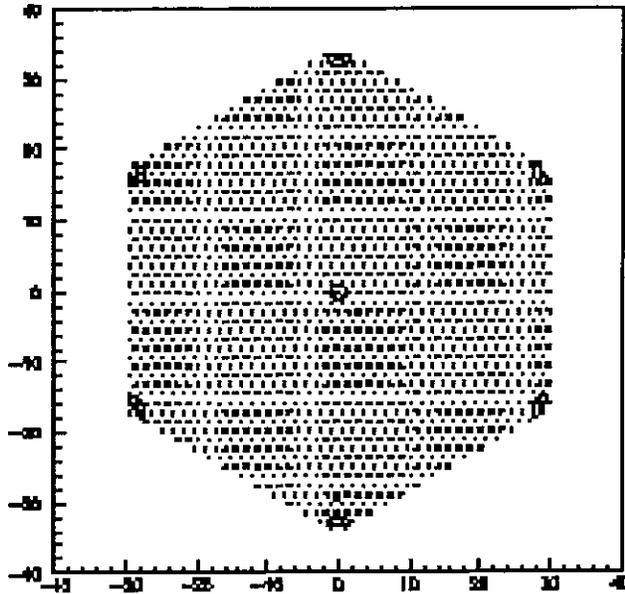


Figura 4.5: Configuração Hexagonal.

do perfil longitudinal, é preciso que o pixel não seja maior que 1.5° . No entanto, com o intuito de minimizar os custos, serão utilizados pixels com o maior tamanho possível (1.5°). Caso fossem utilizados pixels muito pequenos, a luz estaria cruzando constantemente sobre diferentes pixels, não permanecendo muito tempo sobre cada pixel, o que tornaria a eletrônica mais complicada.

Cada pixel medirá o sinal recebido a cada 100 ns, que é o adequado para a reconstrução. A energia total é obtida pelo tamanho dos pulsos dos fototubos em forma calorimétrica. A luz observada pelos fototubos é proporcional ao número total de partículas ionizadas que atravessam o campo de visão do tubo. Então a distribuição de pulsos pode ser convertida numa distribuição de número de partículas eletromagnéticas ao longo do eixo do chuveiro (desenvolvimento longitudinal). A energia total do chuveiro é determinada pelo número de partículas do chuveiro no máximo ou integrando a curva de número de partículas vs. profundidade. Assim este tipo de detector olha diretamente o desenvolvimento longitudinal. A parametrização de Gaisser e Hillas, que é uma expressão analítica aproximada do desenvolvimento longitudinal, foi baseada em cálculos de Montecarlo e corresponde

adequadamente aos dados reais do Fly's Eye [18]. Uma monitoramento da atmosfera é muito importante, para medir as condições de atenuação do ar.

4.3 Razão Sinal-Ruído

Um chuveiro é visto como uma luz fluorescente que avança pela atmosfera com um movimento angular que depende da distância e da orientação do eixo do chuveiro. O movimento deste chuveiro fará com que uma série de PMT sejam acionadas, definindo, então, o plano Chuveiro - Detector (Fig. 4.6).

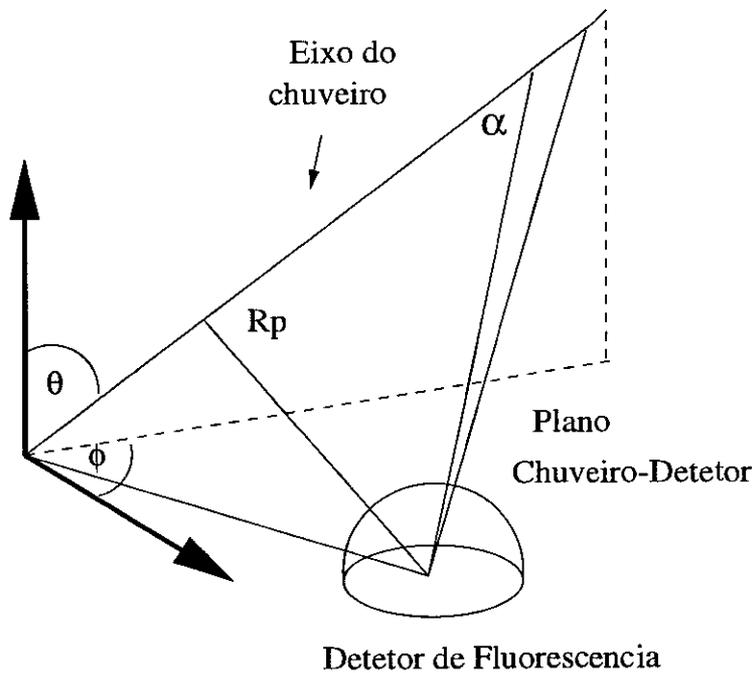


Figura 4.6: Plano Chuveiro-Detector.

O tempo que um chuveiro gasta para atravessar uma PMT é dado por:

$$\Delta T = \frac{dR_p \sec^2\left(\frac{\alpha}{2}\right)}{2c} \quad (4.9)$$

onde R_p é a distância mínima do detector ao chuveiro (parâmetro de impacto do chuveiro), α é o ângulo que a reta que liga a PMT a um ponto do chuveiro faz com o eixo do chuveiro no plano SDP, d é a abertura angular do campo de visão e c a velocidade da luz.

A expressão que nos fornece o sinal detectado por um detector é dada por :

$$S = \frac{A_{mir} N_e Q}{4\pi r^2} E(r) N_f cT \quad (4.10)$$

onde A_{mir} é a área do espelho, N_e é o número de elétrons em um determinado intervalo de comprimento cT do chuveiro, $E(r)$ é o espalhamento na atmosfera, N_f é o sinal de fluorescência (4.8 fótons por metro por elétron), Q é a eficiência quântica da PMT e r a distância desde a PMT até o ponto do chuveiro.

O ruído de fundo N é decorrente primordialmente das flutuações na corrente DC das PMT causadas pelas luzes de estrelas, planetas, asteróides ou da luz causada pela poluição luminosa de centros urbanos e tem a forma

$$N = \sqrt{4A_{mir} Q T N_b \Omega} \quad (4.11)$$

onde Ω é ângulo sólido e N_b , a contribuição devida a quantidade de luz de fundo, aproximadamente igual a 40 fótons/m²/deg²/μs). Com isto a razão sinal/ruído fica:

$$S/N = \frac{N_f N_e c E(r)}{4\pi r^2} \sqrt{\frac{A_{mir} Q T}{4N_b \Omega}} \quad (4.12)$$

Para obtermos as expressões para $E(r)$ faremos uso das equações (4.7) e (4.6).

Uma vez tendo calculado o sinal e tendo levado em conta os processos de atenuação, juntamente com a contaminação da luz Cerenkov, e após termos determinado o volume com o qual o detector olha um chuveiro podemos calcular a aceitação do detector. A eficiência do detector melhora com o aumento de luz recebida, então chuveiros mais energéticos são vistos num volume maior. O $R_p^{m.c.}$ (distância do chuveiro ao olho) com o qual ainda pode se detectar chuveiros aumenta com a energia do chuveiro [25].

Capítulo 5

Neutrinos Ultraenergéticos.

Neutrinos são partículas muito especiais, particularmente os neutrinos com energias extremamente altas ($E > 10^{12}\text{eV}$). Detectores de neutrinos altamente energéticos certamente constituirão uma nova janela ao Universo e darão informações complementares a outros telescópios, podendo ainda ajudar na pesquisa sobre a origem dos raios cósmicos altamente energéticos.

Para que seja possível realizar uma boa astronomia, é preciso que as partículas apresentem as seguintes características [26]:

- Não devem ser afetadas por campos magnéticos.
- Devem chegar a Terra.
- Deve ser possível distinguir partículas de antipartículas.
- Devem ser altamente penetrantes para poderem fornecer informação sobre o interior dos objetos astronômicos.
- Não podem ser absorvidas no caminho.

Neutrinos são partículas que apresentam todas as características acima citadas. Como os neutrinos têm uma secção de choque pequena e são altamente penetrantes, telescópios de neutrinos poderão nos fornecer informações sobre estrelas e galáxias. Por outro lado, neutrinos são partículas neutras altamente estáveis, sendo capazes de chegar ao detector em linha reta desde sua fonte, sem desvios causados pela presença de campos magnéticos.

Além disso, neutrinos possuem um raio de interação muito grande, muito maior do que a dos fótons altamente energéticos, que são totalmente absorvidos após algumas centenas de g/cm^2 (um neutrino de 1 TeV tem um raio de interação de aproximadamente $2,50 \times 10^{11} g/cm^2$). A principal consequência deste fato é que neutrinos não são afetados pelo corte de GZK¹, em contraste com as outras partículas (Fig. 5.1), podendo, portanto, trazer informações astrofísicas importantes sobre objetos muito distantes. A propósito, os poucos eventos observados até hoje com energias em torno de 10^{20} eV, acima do corte de GKZ (5×10^{19} eV), poderiam ter sido induzidas por neutrinos altamente energéticos [27].

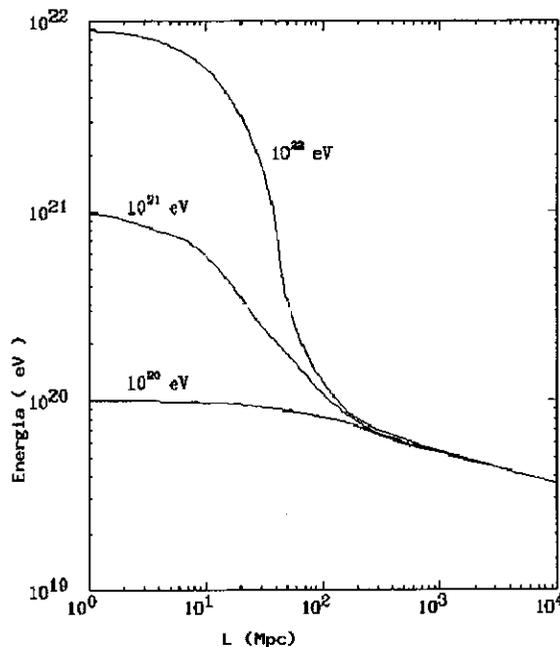


Figura 5.1: GZK cut-off.

Embora a baixa interação dos neutrinos possa ser uma vantagem, ela também traz problemas, pois além de sua detecção ser muito difícil, o fluxo de neutrinos altamente energéticos é muito baixo. Conseqüentemente, para medi-los são necessários detectores de grandes dimensões. Por exemplo, a secção de choque total neutrino-núcleon a 4 GeV é de $3 \times 10^{-38} cm^2/núcleon$, valor este que é pelo menos 10^{15} vezes menor do que o de qualquer outra partícula.

¹A expressão GZK representa o corte proposto por Greisen, Zatsepin e Kuzmin.

5.1 Características

Partículas energéticas profundamente penetrantes, tais como os múons e os neutrinos, iniciam chuveis atmosféricos horizontais que podem, em princípio ser detectados. Múons e neutrinos podem interagir em qualquer ponto da atmosfera, pois como veremos nos cálculos a seguir, seus comprimentos de interação são maiores que a largura da atmosfera. Veremos, também, que o número de chuveis atmosféricos induzidos pelas partículas hadrônicas decrescem rapidamente com o ângulo zênital, pois a quantidade de matéria que devem atravessar aumenta com o ângulo, de 1000 g/cm^2 para os chuveis verticais até cerca de $36\,000 \text{ g/cm}^2$ no caso dos chuveis horizontais.

Na nossa procura por eventos de neutrinos, iremos estudar chuveis atmosféricos extensos que apresentem grandes ângulos zenitais ($> 60^\circ$), isto é, estaremos lidando com chuveis horizontais (HAS²) e chuveis quasi-horizontais. Chuveis com ângulos zenitais maiores de 80° atravessam mais do que $30\,000 \text{ g/cm}^2$ de atmosfera, não podendo corresponder a chuveis induzidos por interações hadrônicas, já que esta distância é equivalente a muitos comprimentos de interação (como exemplo, o comprimento de interação do próton é aproximadamente 45 g/cm^2). Neste trabalho investigamos também eventos que estão se afastando dos detectores ($\theta > 90^\circ$), sendo originados na superfície da Terra. Como consequência destas escolhas, a componente eletromagnética dos chuveis iniciadas por elétrons, fótons e hádrons serão absorvidas muito antes destes chuveis atingirem a superfície da Terra, restando somente as componentes muônicas. Consequentemente, somente a componente eletromagnética destas partículas altamente penetrantes irá sobreviver perto da superfície da Terra.

Múons constituem um fundo importante para os neutrinos em chuveis quase horizontais, mas não para neutrinos altamente energéticos, pois o fluxo dos múons cai rapidamente com a energia e a seção de choque dos neutrinos aumenta com a energia.

²Abreviação de *Horizontal air showers*

5.2 Grandes Chuveiros de Neutrinos

Neutrinos produzem chuueiros na maioria de suas interações com a atmosfera. Cada chuueiro, no entanto, é diferente dependendo da interação a que está sujeito. Temos dois tipos de interação, a elástica e a inelástica. A interação que é importante para nós é a interação inelástica (espalhamento inelástico profundo), onde o neutrino pode interagir com os núcleons e com os elétrons.

Nas interações com os núcleons, estes se desintegram e se comportam como um grupo de hádrons fazendo com que o chuueiro resultante seja similar aos induzidos por raios cósmicos hadrônicos. Estes chuueiros são produzidos via interações de correntes neutra e carregada.

Os chuueiros produzidos por interações de corrente carregada, nas quais o neutrino é do tipo eletrônico, são formados por uma superposição de chuueiros gerado pela fragmentação do núcleo e pela interação posterior do elétron com a atmosfera. Para interações de neutrinos de alta energia, a fração média de energia transferida ao núcleo no referencial de laboratório (y) é $\langle y \rangle \simeq 0.2$, ficando o chuueiro electromagnético com 80% da energia do neutrino.

As interações dos neutrinos com os elétrons tem seções de choque pequenas comparadas com a com núcleons e podem ser desprezadas, exceto a componente de interação ressonante elétron-antineutrino eletrônico, importante para energias perto de 6.3 PeV. Mas esta região de energia está abaixo daquela para qual o Observatório Pierre Auger é sensível.

Os chuueiros atmosféricos horizontais não se diferenciam muito dos outros chuueiros, só que eles se desenvolvem numa atmosfera mais uniforme (pois atravessarão regiões de mesma densidade). As distribuições laterais e longitudinais são exatamente iguais às parametrizações de referência se as medidas de longitudinais forem feitas em g/cm^2 . Por isto trabalharemos sempre nestas unidades.

5.3 Fontes de Neutrinos UHE

Na maioria de mecanismos os neutrinos aparecem do decaimento de píons carregados (ou às vezes káons carregados), os quais são produzidos em diferentes tipos de interações de altas energias:

$$\begin{aligned}\pi^\pm &\rightarrow \nu_\mu + \mu \\ \mu &\rightarrow \nu_\mu + \nu_e + e\end{aligned}$$

Os píons podem ser produzidos em interações próton-próton, fóton-próton ou às vezes na fragmentação de quarks:

$$\begin{aligned}p p &\rightarrow \pi + X \\ p \gamma &\rightarrow \pi + X\end{aligned}$$

Podemos separar os neutrinos em classes diferentes [28]:

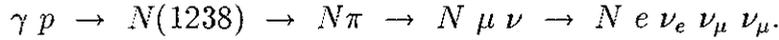
a) Neutrinos atmosféricos produzidos na atmosfera como resultado do decaimento dos píons gerados no chuveiro induzido pelos raios cósmicos. O fluxo destes neutrinos é dependente do ângulo zenital. Estes neutrinos constituem um background para os neutrinos que provem de fontes até energias de TeV, mas para as energias do Observatório Pierre Auger, o fluxo é desprezível. O fluxo dos neutrinos muônicos, onde é usado a média do ângulo, calculado por Volkova [29], foi parametrizado por Gandhi na seguinte forma:

$$\frac{dN_{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}}{dE_\nu} = 7.8 \times 10^{-11} \left(\frac{E_\nu}{1 \text{ TeV}} \right)^{-3.6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ GeV}^{-1} \quad (5.1)$$

b) Neutrinos GZK, produzidos nas interações dos raios cósmicos extragalácticos com a Radiação de Micro-ondas de Fundo (CMB³) no fenómeno do GZK, por isso são denominados neutrinos GZK. São uma fonte importante de neutrinos UHE, assumindo que provém

³ *Cosmic Microwave Background.*

dos raios cósmicos de altas energias. Para energias de prótons $> 10^{19}$ eV, os fótons podem sofrer a seguinte reação:



Como consequência, o caminho livre médio para os prótons é reduzido, induzindo um corte do tipo GKZ para os raios cósmicos com energias a partir de $E = 5 \times 10^{19}$ eV. Neste processo a proporção de neutrinos produzida, $\nu_e/\nu_\mu = 1/2$. Dependendo do modelo são diferentes os fluxos produzidos. Para calcular este fluxo, precisamos fazê-lo no local de produção, assumindo alguns parâmetros de evolução dos raios cósmicos, como o valor do desvio para o vermelho para diferentes tempos de evolução. O fluxo de neutrinos devido a este processo fica entre 10^{-17} a $10^{-18} \mu/cm^2 s sr$ para energias do neutrino de 10^{19} eV. CR-2 ($z_{max} = 2, m = 0$) e CR-4 ($z_{max} = 4, m = 4$) [30] são fluxos de neutrino das interações dos raios cósmicos com a Radiação Cósmica de Fundo para diferentes parâmetros de evolução.

c) Neutrinos de fontes pontuais, as fontes de neutrino podem ser convencionais, de origem galáctica como a criação em sistemas binários, ou remanentes de supernovas, podem ser ainda extra-galáctica como Núcleos Ativos de Galáxias ou Pulsos de Radiação Gama. Há ainda a possibilidade de fontes não convencionais, fontes exóticas como Buracos Negros Primordiais, defeitos topológicos, aniquilação de WIMP, etc. As fontes extragalácticas ou as exóticas são as que poderiam produzir neutrinos de mais altas energias. A seguir vamos discutir as fontes principais:

c.1) Núcleos Ativos de Galáxias (AGN⁴) são propostos como lugares com grande capacidade de aceleração, podendo ser origem dos raios cósmicos das mais altas energias. São as fontes individuais de maior luminosidade (10^{42} a 10^{48} erg/s) já observadas no universo. Estes potentes aceleradores são alimentados pela força gravitacional de acreação de matéria ao redor de buracos negros supermassivos, embora não se entenda como a ener-

⁴Neste caso AGN tem o mesmo significado que a expressão em inglês *Active Galactic Nuclei*.

gia gravitacional pode se converter em energia luminosa. Recentemente foram observados fótons provenientes dos AGN a altas energias (de GeV a TeV) tanto pela colaboração Whipple quanto na EGRET [5]. Se estes fótons forem provenientes do decaimento dos píons neutros produzidos no disco que rodeia o AGN, então o AGN também seria produtor de neutrinos. Na verdade os fótons devem ser produto de cascatas hadrônicas produzidas por prótons gerados no AGN em seu disco de acreação de gasoso, ou nos jatos que estão interagindo com matéria (pp) ou a radiação (p γ) no disco do AGN. Estes prótons produzem píons que decaem em fótons e neutrinos que são acelerados no AGN a altas energias. A estrutura da cascata hadrônica é dada por:

$$p p \rightarrow \pi + X$$

$$p \gamma \rightarrow \pi + X$$

$$n p \rightarrow \pi + X$$

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

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

$$\mu \rightarrow \nu_\mu + \nu_e + e$$

Se os π^+ , π^- e π^0 são produzidos em iguais proporções temos 2γ , $2\nu_\mu$, $2\bar{\nu}_\mu$, $1\nu_e$, $1\bar{\nu}_e$, isto é, o fluxo dos neutrinos eletrônicos é a metade do para neutrinos muônicos. Segundo que parte da cascata é mais importante temos diferentes fluxos. Segundo Nellen *et al.* [31], a fonte dominante dos neutrinos provém das colisões pp :

$$\frac{dN_{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}}{dE_\nu} = 1.13 \times 10^{-12} (E_\nu/\text{TeV})^{-2} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{GeV}^{-1}. \quad (5.2)$$

A parametrização destes autores é boa para $E_\nu \leq 4 \times 10^4$ GeV. Acima de $E_\nu > 10^6$ GeV, segundo Szabo *et al.* [32] temos:

$$dN/dE_\nu \sim E^{-3.5} \quad (5.3)$$

onde os prótons necessitam de energias maiores para produzir neutrinos. O fluxo de Stecker e Salamon [33] tem contribuições de interações de pp e $p\gamma$ e tem uma seção quase constante para dN/dE_ν , até $E_\nu \sim 10^5$ GeV.

Segundo alguns modelos [34] os neutrinos podem chegar a energias na região do EeV, quando são AGN tipo ativos em bandas de rádio (*radio-loud*), pois os tipo passivos em bandas de rádio (*radio-quiet*) não podem gerar estes neutrinos, chegando a um fluxo de $6 \cdot 10^{-33} \text{m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{sec}^{-1} \text{eV}^{-1}$ para energias de 10 EeV. Outros modelos que descrevem o fluxo de neutrinos de AGN podem ser encontrados na referência [35].

c.2) Pulsos de Raios Gama (GRB)⁵, descobertos recentemente, embora já fossem conhecidos pelos físicos teóricos, estão associados a fontes que podem produzir neutrinos UHE. Segundo a teoria, os pulsos são gerados quando duas ou mais camadas sofrem uma colisão hiper-relativística. O choque relativístico forma-se e os elétrons não termalizados são acelerados e logo dissipam a energia por radiação síncrotron e possivelmente pelo fenômeno Compton inverso. Depois da primeira colisão a camada relativística que foi gerada colide com o meio interestelar gerando um segundo choque relativístico, o qual se expandirá neste meio. Os prótons são acelerados pela interação com os fótons emitidos por os elétrons devido a radiação síncrotron, chegando a ter energias da ordem de 10^{20} eV, e produzindo píons, que decaem em neutrinos eletrônicos e muônicos. Os neutrinos carregam tipicamente cerca de 0.05 da energia dos prótons, e assim os neutrinos UHE são produzidos *in situ*. Segundo Vietri [36], o fluxo dos neutrinos produzidos *in situ* no GRB é:

$$\dot{n}_\nu = 2.2 \times 10^{-11} \frac{f_\pi^{(0)}}{0.03} \text{h}^{-1} \text{Kyr}^{-1} \text{cm}^{-2}. \quad (5.4)$$

onde $f_\pi^{(0)}$ é a probabilidade total para produção photopíon, e estão contidas todos os fatores físicos dos bursts e K é um fator que contém o redshift do GRB e a distribuição de luminosidade e detalhes do modelo cosmológico. Segundo o modelo de Waxman e Bahcall

⁵GRB é a sigla da expressão em inglês *Gamma Ray Burst*.

[37], o fluxo é dado por:

$$\frac{dN_{\nu_\mu+\bar{\nu}_\mu}}{dE_\nu} = \mathcal{N} \left(\frac{E_\nu}{1\text{GeV}} \right)^{-n} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ GeV}^{-1} \quad (5.5)$$

onde ($\mathcal{N} = 4.0 \times 10^{-13}$, $n=1$) para $E_\nu < 10^5$ GeV, e ($\mathcal{N} = 4.0 \times 10^{-8}$, $n=2$) para $E_\nu > 10^5$ GeV.

Os GRB aceleram muito bem os raios cósmicos UHE, mas eles levam muito mais tempo para chegar à Terra com respeito aos fótons, então não podem ser associados, mas os neutrinos UHE gerados *in situ* no GRB chegam quase junto aos fótons. se medimos simultaneamente os fótons dos GRB e os neutrinos poderemos testar a hipótese de que os neutrinos foram gerados *in situ* no GRB. Este é um dos casos onde a astronomia com neutrinos está associada com a astronomia gama.

c.3) Defeitos topológicos, são estruturas que aparecem na teoria da grande unificação nas transições de fase com quebra espontânea da simetria no Universo primordial. Assim pode se criar defeitos topológicos ao redor de um ponto (monopolo), de uma linha (cordas), de uma superfície (parede de domínio). Estes acumulam energia e quando interagem, se aniquilam ou colapsam, liberando grandes quantidades de energia em forma de partículas X (bósons de gauge e de Higgs com massas de $\approx 10^{16}$ GeV), as quais decaem em quarks, glúons e léptons, formando jatos hadrônicos e leptônicos. Os jatos hadrônicos produziram muitos neutrinos de energias muito altas na região do EeV ou ainda mais altas [38]. A aniquilação dos defeitos topológicos foi proposta ultimamente como uma possível origem dos raios cósmicos de altas energias [39], mas ainda é uma proposta controversa [40]. Os modelos são ainda incertos, pois não conhecemos ainda muitos dos parâmetros, como a massa da partícula X, ou sobre a propagação dos raios cósmicos na evolução do universo. Falta ainda informação sobre o campo magnético extragaláctico. Ajustando-se estes parâmetros consegue-se obter a produção de raios cósmicos altamente energéticos e conseqüentemente dos neutrinos UHE. Estes neutrinos de energias na região do GUT podem colidir com neutrinos do fundo cósmico (neutrinos cósmicos termalizados), iniciando uma cascata de neutrinos que aumenta o fluxo de neutrinos UHE. Dois modelos, um do

Sigl [41] e o outro de Wichoski [42], dão fluxos de neutrinos de energias muito altas.

Apresentamos na figura (5.2) alguns modelos do fluxo de neutrinos altamente energéticos.

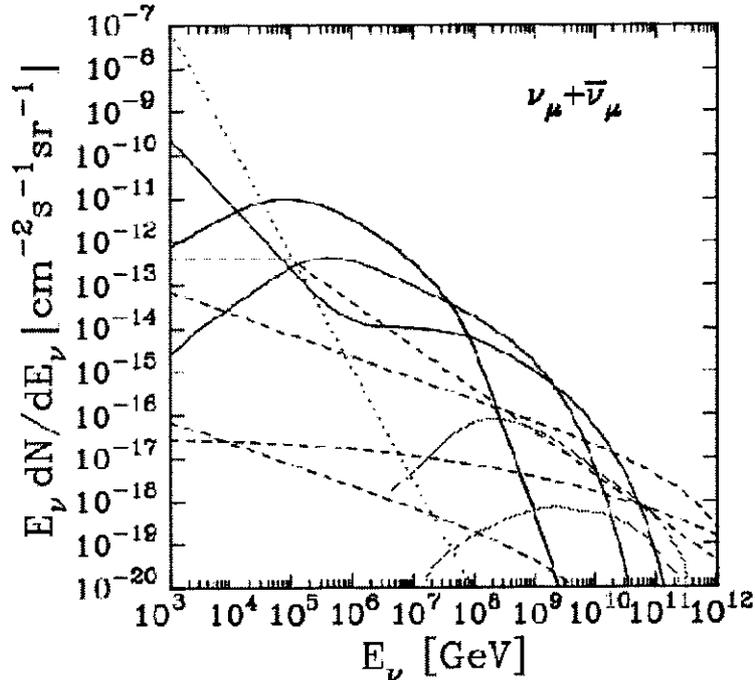


Figura 5.2: Fluxos de neutrinos (ATM:...,AGN:—,TD:—,CR:---- .)

Fontes candidatas para produzir neutrinos altamente energéticos poderiam ser: VELA X1, CRAB, Cyg x3, Cen A, Makarian 421, Quasar 3C273, ou também pulsares binárias, supernovas, AGN [26]. Até agora só foram detectadas fontes de neutrinos de baixa energia (da ordem de MeV) como a SN1987 ou os neutrinos solares [1, 2].

5.4 Interações dos Neutrinos

Os neutrinos sofrem processos elásticos e inelásticos, ambos podendo ser mediados por interações de correntes carregadas ou neutras, com espalhamento por núcleons ou com léptons.

Na interação dos neutrinos com a atmosfera, tais que possam ser observadas, o processo relevante é a interação inelástica com os núcleons, que se dá, como já foi observado via

interações por correntes carregadas e correntes neutras. Vamos, a seguir estudar cada um destes casos separadamente.

Espalhamento inelástico ν -núcleon e $\bar{\nu}$ -núcleon por correntes carregadas

As reações relevantes são:

$$\nu_e + N \rightarrow e^- + \text{hadrons}$$

$$\bar{\nu}_e + N \rightarrow e^+ + \text{hadrons}$$

$$\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + \text{hadrons}$$

$$\bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \mu^+ + \text{hadrons}$$

Os núcleons são misturas de quarks, que interagem eletrofracamente com os léptons. Podemos derivar uma expressão para as secções de choque neutrino-núcleon a partir de expressões mais simples envolvendo o espalhamento de neutrinos e partículas pontuais. As secções de choque de espalhamento entre o neutrino e antineutrino com o quark com componente de isospin oposto é dado por:

$$\frac{d\sigma}{dy}(\nu_\mu d \rightarrow \mu^- u) = \frac{G^2 x s}{\pi} = \frac{G^2 M E}{\pi} 2x \quad (5.6)$$

e

$$\frac{d\sigma}{dy}(\bar{\nu}_\mu u \rightarrow \mu^+ d) = \frac{G^2 x s}{\pi} (1-y)^2 = \frac{G^2 M E}{\pi} 2x(1-y)^2 \quad (5.7)$$

onde $s = 2ME_\nu$ é a energia total ao quadrado do sistema neutrino núcleon e $x = Q^2/2M\nu$, $y = \nu/E_\nu$, $-Q^2$ o 4-momento² transferido entre o neutrino e o múon e ν a perda de energia do lépton no referencial de laboratório, $\nu = E_\nu - E_\mu$.

A secção de choque para um núcleon pode ser integrada a partir das individuais para os quarks, pelo menos quando as energias são suficientemente altas (quando os quarks

estão asintoticamente livres),

$$\frac{d\sigma}{dx dy}(\nu_\mu N \rightarrow \mu X) = \sum_i f_i(x) \left(\frac{d\sigma_i}{dy} \right) \quad (5.8)$$

onde os índices i representam os quarks que compõem o núcleo. As secções de choque para prótons e nêutrons são, então:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dx dy}(\nu_\mu p \rightarrow \mu X) &= f_d(x) \frac{d\sigma}{dx dy}(\nu_\mu \rightarrow \mu^- u) + f_{\bar{u}}(x) \frac{d\sigma}{dx dy}(\nu_\mu \bar{u} \rightarrow \mu^- \bar{d}) \\ &= \frac{G^2 M E}{\pi} 2x (f_d(x) + (1-y)^2 f_{\bar{u}}(x)) \end{aligned} \quad (5.9)$$

$$\frac{d\sigma}{dx dy}(\nu_\mu n \rightarrow \mu X) = \frac{G^2 M E}{\pi} 2x (f_u(x) + (1-y)^2 f_{\bar{d}}(x)). \quad (5.10)$$

Vamos considerar nos nossos cálculos que os núcleos alvos são isoescalares, ou seja, tem o mesmo número de prótons e nêutrons. As funções de distribuição padrão em função das do próton, só que para altas energias precisamos levar em conta também os quarks do vácuo (*sea quarks*), são:

$$q(x, Q^2) = \frac{u_v + d_v}{2} + \frac{u_s + d_s}{2} + s_s + b_s \quad (5.11)$$

$$\bar{q}(x, Q^2) = \frac{u_s + d_s}{2} + c_s + t_s \quad (5.12)$$

A seção de choque para neutrinos é dada por

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{dx dy}(\nu_\mu N \rightarrow \mu^- X) &= f_a(x) \left(\frac{d\sigma_a}{dy} \right) + f_b(x) \left(\frac{d\sigma_b}{dy} \right) \\ &= \frac{2G_F^2 M E_\nu}{\pi} [x q(x, Q^2) + x(1-y)^2 \bar{q}(x, Q^2)], \end{aligned} \quad (5.13)$$

onde contribuem as reações: $\nu_\mu d \rightarrow \mu^- u$ e $\nu_\mu \bar{u} \rightarrow \mu^- \bar{d}$. A expressão correspondente

para antineutrinos, por sua vez é dada por

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{dx dy}(\bar{\nu}_\mu N \rightarrow \mu^+ X) &= f_c(x) \left(\frac{d\sigma_c}{dy} \right) + f_d(x) \left(\frac{d\sigma_d}{dy} \right) \\ &= \frac{2G_F^2 M E_\nu}{\pi} \left[x \bar{q}(x, Q^2) + x(1-y)^2 q(x, Q^2) \right] \end{aligned} \quad (5.14)$$

onde contribuem as reações: $\bar{\nu}_\mu \bar{d} \rightarrow \mu^+ \bar{u}$ e $\bar{\nu}_\mu u \rightarrow \mu^+ d$. Nas secções de choque acima não levamos em conta a massa finita do bóson W . Isto pode ser corrigido incluindo um fator devido ao propagador do W , que tem a forma

$$\frac{M_W^4}{(Q^2 + M_W^2)^2}$$

onde M_W é a massa do W -bóson.

Espalhamento inelástico ν -núcleon e $\bar{\nu}$ -núcleon por correntes neutras

Os neutrinos interagem com os quarks de mesma componente de isospin através da interação de corrente neutra. Analogamente aos cálculos para os processos de corrente carregada:

$$\frac{d\sigma^{NC}}{dy}(\nu q \rightarrow \nu q) = \frac{G_N^2 x s}{\pi} \left((g_L^q)^2 + (g_R^q)^2 (1-y)^2 \right) \quad (5.15)$$

onde $(g_L^q)^2 = \frac{1}{2}(c_V^q + c_A^q)$ e $(g_R^q)^2 = \frac{1}{2}(c_V^q - c_A^q)$ e c_V^q e c_A^q .

Para os processos neutros como $\nu N \rightarrow \nu X$, a secção de choque para núcleons isoescalares toma a forma:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{NC}}{dx dy}(\nu_\mu N \rightarrow \mu X) &= f_a(x) \left(\frac{d\sigma_a}{dy} \right) + f_b(x) \left(\frac{d\sigma_b}{dy} \right) \\ &= \frac{G_N^2 x s}{2\pi} \left(g_L^2 \left(q(x) + (1-y)^2 \bar{q}(x) \right) \right. \\ &\quad \left. + g_R^2 \left(\bar{q}(x) + (1-y)^2 q(x) \right) \right) \end{aligned} \quad (5.16)$$

onde $g_L^2 = (g_L^u)^2 + (g_L^d)^2$ e

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{NC}}{dx dy}(\bar{\nu}_\mu N \rightarrow \mu^+ X) &= f_c(x) \left(\frac{d\sigma_c}{dy} \right) + f_d(x) \left(\frac{d\sigma_d}{dy} \right) \\ &= \frac{G_N^2 x S}{2\pi} \left(g_R^2 \left(q(x) + (1-y)^2 \bar{q}(x) \right) \right. \\ &\quad \left. + g_L^2 \left(\bar{q}(x) + (1-y)^2 q(x) \right) \right). \end{aligned} \quad (5.17)$$

Nestas expressões devemos levar em conta a massa finita do bóson Z, multiplicando a secção de choque por um fator

$$\frac{M_Z^4}{(Q^2 + M_Z^2)^2}$$

e também os quarks do vácuo.

Quando as energias são baixas, ou seja, menores do que $M_W^2/2M$, as secções de choque diferenciais e totais são proporcionais à energia do neutrino,

$$\sigma_{\nu N} = 0.67 \times 10^{-38} E_{\bar{\nu}} \text{GeV cm}^2 \quad (5.18)$$

$$\sigma_{\bar{\nu} N} = 0.34 \times 10^{-38} E_{\bar{\nu}} \text{GeV cm}^2, \quad (5.19)$$

Para energias maiores (TeV), os propagadores dos bósons vetoriais restringem o momento transferido Q^2 , a valores da ordem de M_W^2 diminuindo a seção de choque. Para valores de energia ultra alta, o propagador limita o intervalo efetivo de x à região perto a $M_W^2/2ME_\nu$, o que significa valores cada vez menores de x quando a energia do neutrino aumenta.

Neste ponto o que falta é saber o comportamento das funções de distribuição padrão para calcular a seção choque para os neutrinos UHE. As seções choque para os neutrinos UHE foram calculadas nos anos 80 detalhadamente [43]. Mas a estas energias a seção choque tem muita incerteza pois não conhecíamos quase nada experimentalmente do comportamento das funções de distribuição para baixos x e altos Q^2 . Mas agora temos um maior conhecimento das funções de distribuição padrão, temos vários sets de distribuições

padrão, e temos pela primeira vez as funções de distribuição padrão ajustadas para x pequenos devido aos resultados experimentais no HERA. Mas ainda precisamos extrapolar em x e Q^2 para x ainda mais pequenos. Os resultados do HERA, mudaram as seções de choque calculadas anteriormente para os neutrinos UHE [44].

Existem duas aproximações teóricas para compreender a evolução do Q^2 de distribuições padrão para pequenos x . Uma é usada para determinar as densidades padrões para $Q^2 > Q_0^2$ resolvendo as equações de Altarelli-Parisi, enquanto que a outra procura resolver a equação BFKL.

A aproximação BFKL prediz uma rápida variação em Q^2 :

$$xq_s(x, Q^2) \sim \sqrt{Q^2} x^{-0.5}. \quad (5.20)$$

enquanto que as equações de Altarelli-Parisi nos levam á seguinte distribuição:

$$xq_s(x, Q^2) \sim \ln(Q^2) x^{-0.5}, \quad (5.21)$$

que tem um crescimento menos rápido para Q^2 . Esta aproximação é aplicável para a região onde os x não são tão pequenos e Q^2 grandes, em quanto a aproximação BFKL e para regiões de pequenos x e Q^2 moderado.

Vários grupos (MRS, EHLQ, CTEQ) [45] tem feito estudos sobre as funções de distribuição padrão, usando diferentes métodos para as extrapolações (como o DLA, etc), dando por resultado diferentes conjuntos de funções de distribuição padrão e assim diferentes seções de choque para as interações dos neutrinos (Fig. 5.3).

Foi publicada recentemente uma versão melhorada do CTEQ3-DIS, a CTEQ4-DIS [46], bastante similar até energias de 10^{16} eV, e com um fator de diferença de 25 para energias de 10^{21} eV.

Usando as funções de estrutura CTEQ4-DIS [46] para interações de corrente neutra e carregada, na energia de 10^{15} eV $\leq E_\nu \leq 10^{21}$ eV, uma parametrização da seção de

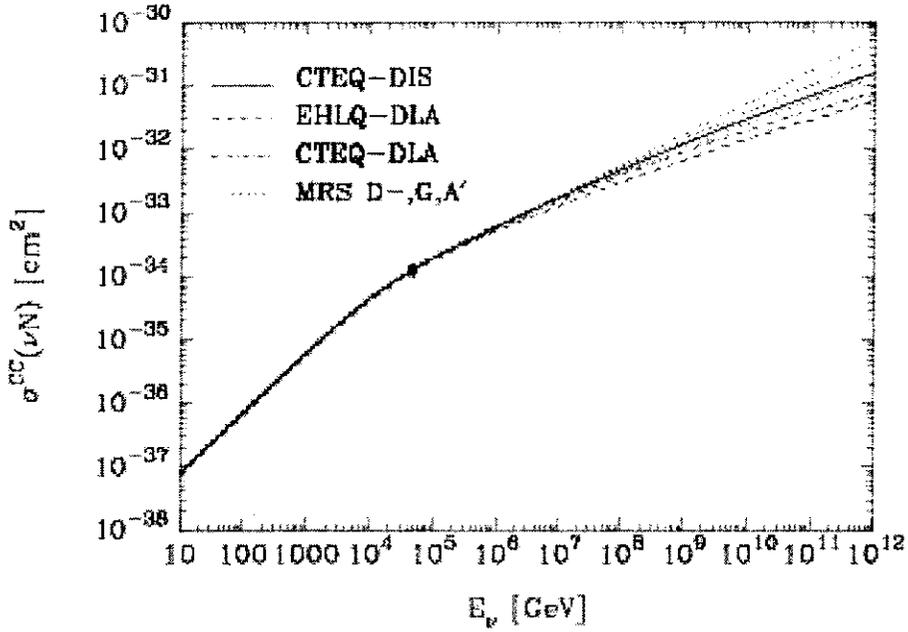


Figura 5.3: Seções de choque segundo MRS, EHLQ, CTEQ.

choque dentro do 10% é dada por

$$\sigma_i = A \times 10^{-36} \text{cm}^2 \left(\frac{E_\nu}{\text{Gev}} \right)^{0.363}, \quad (5.22)$$

onde os valores específicos para cada seção de choque são dados na tabela 5.1.

σ_i	A
$\sigma_{CC}(\nu N)$	5.53
$\sigma_{NC}(\nu N)$	2.31
$\sigma_{tot}(\nu N)$	7.84
$\sigma_{CC}(\bar{\nu} N)$	5.52
$\sigma_{NC}(\bar{\nu} N)$	2.29
$\sigma_{tot}(\bar{\nu} N)$	7.80

Tabela 5.1: Coeficientes da parametrização CTEQ4-DIS

A energias baixas, onde as contribuições dos quarks de valência são predominantes, os antineutrinos tem seções de choque menores que as dos neutrinos. Acima de $E_\nu \approx 10^6 \text{G}$ eV as seções de choque de ambos são quase iguais.

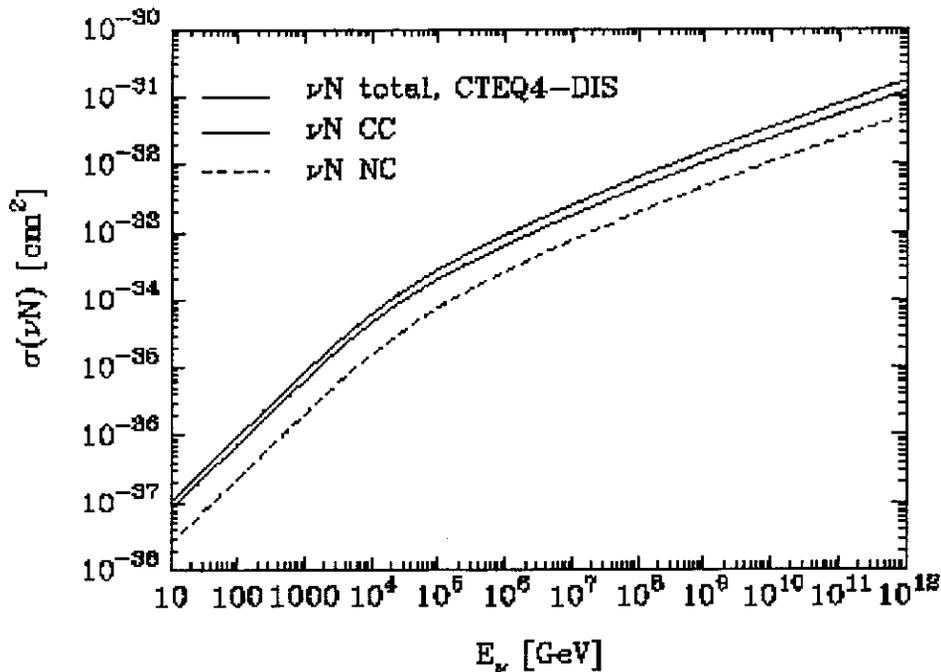


Figura 5.4: Seção de choque do neutrino via CC, NC e total segundo CTEQ4-DIS.

5.5 Detecção de Neutrinos UHE.

Existem várias maneiras de se detectar os neutrinos UHE. A condição comum em todas estas formas é que detectores tenham sempre grandes dimensões, devido à fraca interação dos neutrinos. Verificaremos, adiante, que para energias muito altas não será possível detectar os neutrinos que se atravessam da Terra (ascendentes), só sendo possível detectar neutrinos horizontais e quase horizontais. Há vários tipos de experimentos desenhados para medir neutrinos extraterrenos:

- a) Experimentos no subsolo para detecção de múons produzidos em interações neutrino núcleo do tipo corrente carregada e com a conseqüente redução do fundo de múons atmosféricos. É o caso dos detectores em minas, como o SuperKamiokande, no Japão e os instalados no laboratório Gran Sasso, na Itália.
- b) Detectores imersos na água ou no gelo. Nestes casos, múons originados nas interações via corrente carregada dos neutrinos muônicos ao passarem pela água ou gelo geram uma luz Cerenkov que pode ser detectada pelos detectores imersos. Entre estes tipos de detectores, podemos citar: DUMAND (Havaí), NESTOR (Pylos), AMANDA (Pólo Sul),

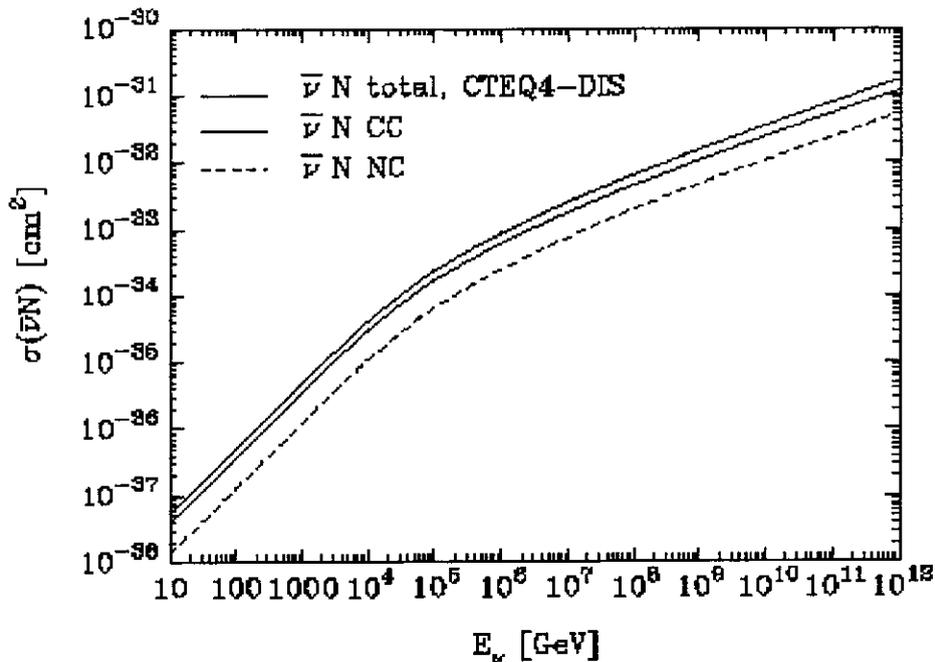


Figura 5.5: Seção de choque do antineutrino via CC, NC e Total segundo CTEQ4-DIS.

Baikal (lago Baikal), Antares (costa sul da França). A presença de gelo ou água também ajuda a reduzir a contagem de múons atmosféricos.

c) Detecção de Chuveiros Atmosféricos Horizontais. Estes chuveiros podem ser detectados por um sistema de detectores de superfície ou pelos detectores de fluorescência.

Chuveiros horizontais ou quase horizontais são produzidos por partículas penetrantes como os neutrinos UHE. No Observatório Pierre Auger existem tanto os detectores de superfície quanto os detectores de fluorescência, havendo assim a possibilidade de que o PAO possa ser utilizado como observatório de neutrinos UHE através de medidas híbridas. Existem recentes estudos sobre a possibilidade de detecção dos neutrinos do tipo UHE pelos detectores de superfície do PAO. Na verdade, estes estudos lidam com a detecção dos chuveiros horizontais ou quase horizontais [47, 48]. Nestes estudos obtém-se a possibilidade de detectar-se neutrinos do tipo UHE, usando-se os detectores de superfície do PAO. Nosso trabalho consiste em estudar a eficiência do detector de fluorescência do PAO para os chuveiros horizontais e quase horizontais.

Capítulo 6

Resultados Preliminares

6.1 Passagem dos Neutrinos pela Atmosfera

Para fazer a simulação da evolução dos chuueiros atmosféricos é necessário o conhecimento do seu perfil de densidade e de sua composição química. A composição química da atmosfera é quase constante até 90 km de altura com uma massa molecular média de $M = 28.966$. Sua densidade muda muito, mas o modelo mais simples é o da atmosfera isotérmica, onde o perfil de densidade tem um comportamento exponencial,

$$\rho(h) = \rho_0 e^{-gMh/RT} \quad (6.1)$$

onde $\rho_0 = 1.225 \text{ g/cm}^3$, $M = 28.966$ e $T = 288 \text{ K}$. Este modelo é muito simplista e há várias parametrizações mais realistas disponíveis na literatura. Descreveremos a seguir algumas delas:

a) A parametrização de Shibata [49] relaciona a altura de um ponto em quilômetros com a profundidade atmosférica que expressa a quantidade de matéria numa coluna vertical acima da altura h . Nesta tese fizemos pequenas mudanças de modo que ao fazer a operação inversa, isto é, ao expressarmos χ_ν com dependência da altura, seja possível obter uma correspondência coerente. A parametrização é dada por:

$$H = \begin{cases} 0 & \text{para } \chi_v \geq 1032.94\text{g/cm}^2 \\ 44.34 - 11.861\chi_v^{0.19} & \text{para } \chi_v \geq 196.2\text{g/cm}^2 \\ 45.47 - 6.36 \ln(\chi_v) & \text{para } \chi_v \geq 1\text{g/cm}^2 \\ 45.47 & \text{para } \chi_v \geq 0\text{g/cm}^2. \end{cases}, \quad (6.2)$$

A parametrização inversa onde χ_v está expresso em g/cm^2 e a altura H em km é dada por:

$$\chi_v = \begin{cases} (3.7383 - 0.0843H)^{5.26316} & \text{para } H \leq 12\text{km} \\ 1302 \times \exp(-0.157729H) & \text{para } H \leq 45.47\text{km} \\ 0 & \text{para } H \geq 45.47\text{km} \end{cases}, \quad (6.3)$$

A atmosfera está limitada a altitudes inferiores a 45.47 km , nesta parametrização, já que consideramos que pontos situados em altitudes superiores a 45.47 km possuem densidade nula. Esta parametrização é bastante satisfatória pois os chuviros raramente são formados acima de 50 km acima do nível do mar.

b) A parametrização de Linsley [50] está baseada em dados experimentais que usam a atmosfera padrão americana. Neste caso a atmosfera limita-se às alturas inferiores a 112.8 km , já que se considera densidade zero para alturas superiores a 112.8 km . Neste caso a atmosfera é dividida em 5 camadas concêntricas:

$$\chi_v = \begin{cases} a(i) + b(i) \times \exp(-H/c(i)) & \text{para } H \leq HV(i)_{i=1,4} \\ a(i) - b(i) \times H/c(i) & \text{para } H \leq H(i)_{i=5}, \end{cases} \quad (6.4)$$

cujos coeficientes estão exibidos na tabela (6.1) onde o χ_v é expresso em gr/cm^2 e a altura em km . Podemos ver o perfil do χ_v para diferentes alturas na figura (6.1).

Para expressar as alturas em função de χ_v temos:

$$H = \begin{cases} -c(i) \times \ln((\chi_v - a(i))/b(i)) & \text{para } \chi_v \leq XV(i)_{i=1,4} \\ -c(i) \times (\chi_v - a(i))/b(i) & \text{para } \chi_v \leq XV(i)_{i=5} \end{cases}, \quad (6.5)$$

onde os coeficientes são os mesmos da tabela (6.1), mas os limites para cada camada são

Camada	HV(km)	a(i)	b(i)	c(i)
1	4	-186.5562	1222.6562	9.9418638
2	10	-94.9199	1144.9069	8.7815355
3	40	0.61289	1305.5948	6.3614304
4	100	0	540.1778	7.7217016
5	112.8	0.01128292	1	10000

Tabela 6.1: Coeficientes da parametrização de Linsley.

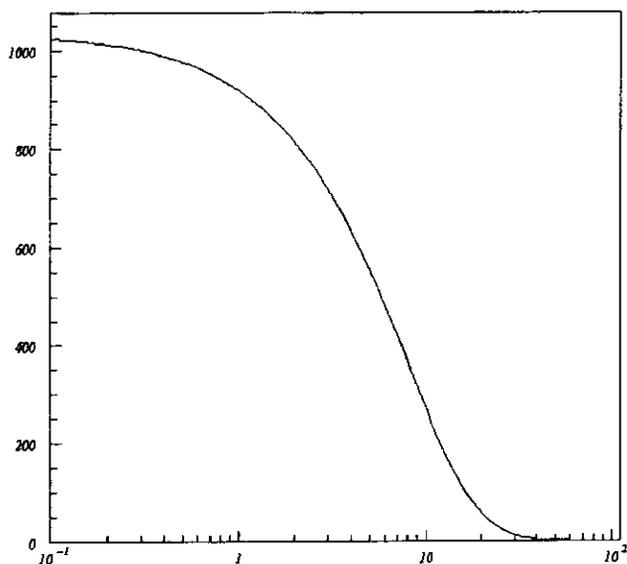


Figura 6.1: Perfil χ_v (g/cm^2) vs $H(\text{km})$ segundo a parametrização de Linsley.

os seguintes:

$$\text{XV1} = 631.1 \text{ gr}/\text{cm}^2$$

$$\text{XV2} = 271.7 \text{ gr}/\text{cm}^2$$

$$\text{XV3} = 3.04 \text{ gr}/\text{cm}^2$$

$$\text{XV4} = 0.00128 \text{ gr}/\text{cm}^2$$

$$\text{XV5} = 0 \text{ gr}/\text{cm}^2$$

Podemos calcular a densidade em função da altura (eq. A.2) a partir da definição da quantidade de matéria vertical (eq. A.1), e assim temos na figura (6.2) o perfil de

densidade segundo a parametrização de Linsley, junto ao perfil de densidade da atmosfera isotérmica. Observamos que a diferença entre as duas parametrizações só são relevantes em grandes altitudes.

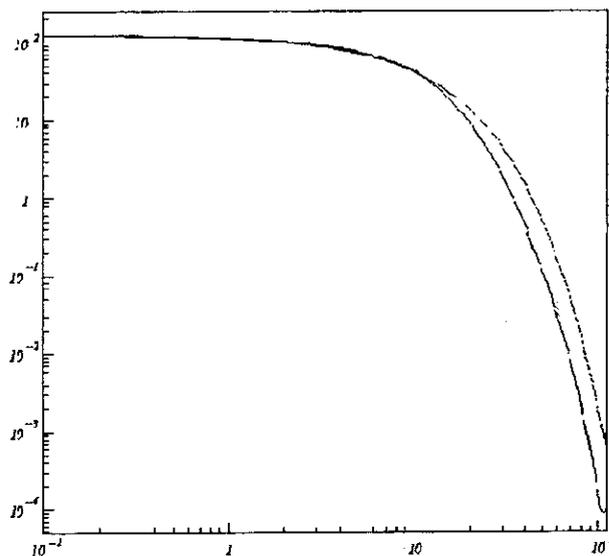


Figura 6.2: Perfil de densidade segundo a parametrização: Linsley(—) - atmosfera isotérmica (...).

Para estabelecer a relação entre a quantidade de matéria atravessada (χ_s) e a quantidade de matéria vertical (χ_v), vamos usar a aproximação da Terra plana ou a correção de curvatura da Terra quando os raios cósmicos são rasantes. de Terra curva.

A aproximação da Terra plana (veja a figura A.1) é usada quando os raios cósmicos fazem um ângulo menor do que 60° com a vertical e χ_s e χ_v podem ser relacionadas segundo a seguinte fórmula simples,

$$\chi_s(h) = \chi_v(h) / \cos \theta \tag{6.6}$$

Para ângulos maiores devemos levar em conta a curvatura da Terra. Para estudar a geometria com a curvatura da Terra mostramos a figura (6.3), onde a atmosfera tem dimensões fora de escala com o raio da Terra. A altura real onde se encontra a partícula que atravessou a atmosfera até o ponto O, a uma distância l da superfície da Terra na

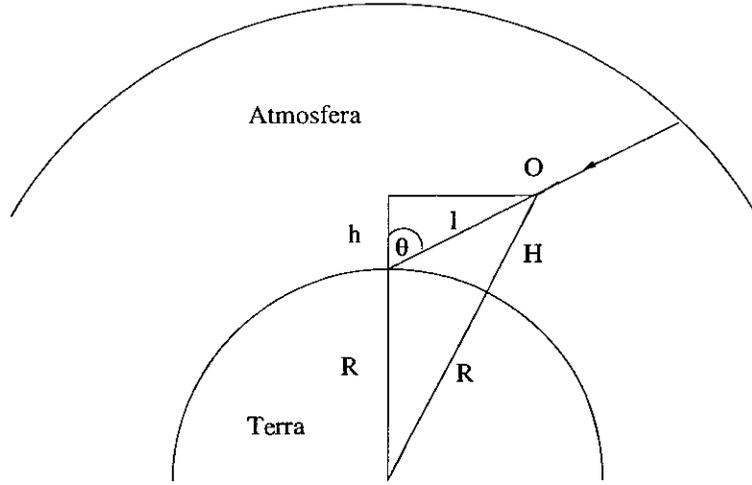


Figura 6.3: Geometria do chuva levando em conta a curvatura da Terra.

direção da trajetória é H :

$$H = R \left((1 + l^2/R^2 + 2 \cos \theta l/R)^{0.5} - 1 \right), \quad (6.7)$$

onde $l \cos \theta$ corresponde à altura h . Quando $l \ll R$, uma aproximação apropriada pois l é pequeno em relação ao raio da Terra (l vai até 110 km), então:

$$H = l \cos \theta + (l \sin \theta)^2 / 2R. \quad (6.8)$$

Para ângulos menores de 60° o segundo termo é desprezível, coincidindo com a aproximação plana, mas respeitando a condição $l \ll R$. Assim para ângulos menores de 60° um cilindro de raio 30 km é uma zona onde ainda podemos considerar a Terra plana, fora deste cilindro devemos levar em conta a equação de correção (6.7).

Para os raios horizontais, temos uma diferença na geometria. A altura real onde se encontra a partícula que atravessou a atmosfera até o ponto O é:

$$H = ((h + R)^2 + l^2)^{0.5} - R. \quad (6.9)$$

Precisamos conhecer a altura h do ponto onde está passando o chuva, pois agora já não

tem mas relação com o l , como podemos apreciar na figura 6.4, onde esta-se exagerando nas dimensões do chuvaeiro na atmosfera em comparação as dimensões da Terra.

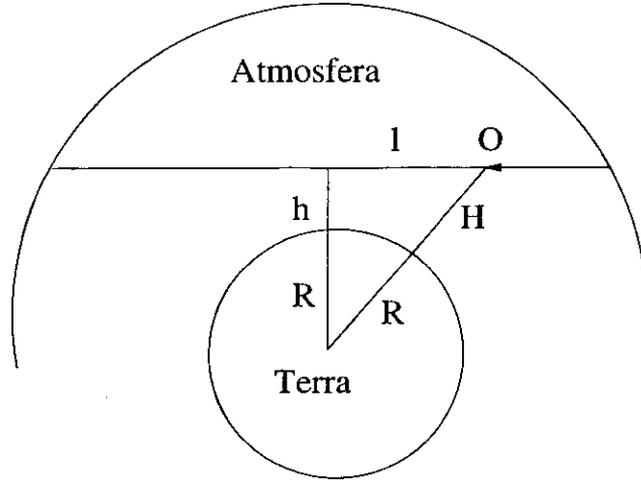


Figura 6.4: Geometria do chuvaeiro horizontal.

Para fazer um cálculo exato de χ_s nestas duas geometrias (horizontal e quase horizontal), construímos uma subrotina em FORTRAN 77 onde simulamos a passagem dos neutrinos pela atmosfera, fazendo cálculos numéricos da quantidade de matéria (χ_s) que o neutrino vai atravessando na atmosfera, usando a parametrização de Linsley para diferentes ângulos zenitais. Esta subrotina também se encontra no programa FD_SIM, que será descrita no capítulo seguinte. Pode-se fazer pequenas mudanças na saída do programa, segundo o cálculo que precisamos. Por exemplo, calculamos χ_s total para diferentes ângulos zenitais, quer dizer, para partículas que atravessam toda a atmosfera e atingem a superfície da Terra como na figura (6.3). Os resultados obtidos coincidem plenamente com os apresentados por Sciuto [51] na tabela (6.1).

Para um neutrino com incidência normal a coluna de matéria que ele atravessa é de $1\ 033\ \text{g/cm}^2$, mas para neutrinos horizontais este valor sobe para $36\ 000\ \text{g/cm}^2$. Para os neutrinos horizontais a quantidade de matéria que é atravessada na atmosfera não é desprezível. Dependendo da altura do neutrino horizontal, o neutrino atravessa diferentes colunas de matéria. Modificamos a saída do programa para calcular os valores de χ_s para neutrinos horizontais que atravessam a atmosfera a diferentes alturas, não só até

Zenith	Curvatura da Terra		Aproximação Plana	
	l (km)	g/cm ²	l (km)	g/cm ²
0	110	1036.1	110	1036.1
30	127	1195.9	127	1196.4
45	154	1463.6	156	1465.3
60	215	2065.1	220	2072.2
70	303	3003.7	322	3029.4
80	518	5765.5	633	5966.7
85	757	10571.7	1262	11887.9
89	1083	25919.3	6303	59367.2
90	1189	36479.9	∞	∞

Tabela 6.2: Neutrinos que atingem a superfície da Terra. χ_s total para diferentes ângulos zenitais

o ponto de interesse mas cruzando-a toda como mostra a geometria da figura (6.4). Os resultados obtidos estão exibidos na figura (6.5), onde para alturas maiores de 30 km, pode se considerar desprezível a quantidade de matéria encontrada pela passagem do neutrino pela atmosfera ($< 10^3 \text{ cmwe}^1 = 10^3 \text{ gr/cm}^2$). Os resultados obtidos com este cálculo coincidem com os de Gandhi [52]. Uma quantidade importante no estudo dos neutrinos é o comprimento de interação,

$$L_{int} = 1/(\sigma_{\mu N}(E_\nu)N_A) \quad (6.10)$$

onde $N_A = 6.022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1} = 6.022 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$. O comprimento de interação dos neutrinos é bem maior que todo o comprimento da atmosfera, como pode ser visto nas figuras (6.6) e (6.7), conseqüentemente os neutrinos tem a probabilidade pequena e constante de interagir em qualquer parte da atmosfera.

O detector de fluorescência poderia detectar as cascatas induzidas pelos neutrinos. Para procurar os neutrinos, que são partículas que penetram profundamente, temos que procurar chuviros com ângulos zenitais $> 60^\circ$, pois nesta região os chuviros oriundos de partículas como hádrons, elétrons ou gamas tem probabilidade extremamente baixa

¹Abreviação de *cm water equivalent*.

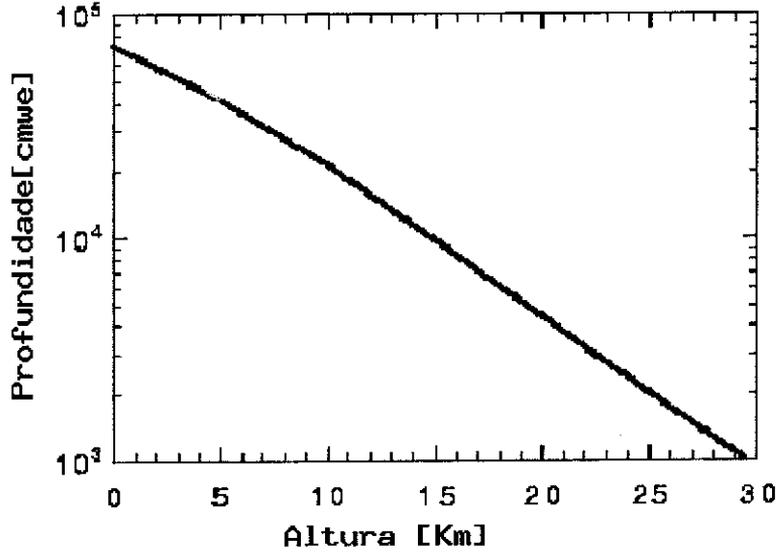


Figura 6.5: Neutrino horizontal : χ_s total vs altura.

de ocorrer. Por exemplo, para $\theta > 80^\circ$, uma partícula já percorreu mais do que 3 000 g/cm^2 de atmosfera. Um próton, que tem comprimento de interação de $\sim 45 \text{ g}/\text{cm}^2$, já terá formado um chuva há muito. Para ângulos perto dos 90° somente as partículas altamente penetrantes, como os neutrinos e os múons, podem atravessar a atmosfera. Os múons constituem um fundo importante para os neutrinos em chuvas horizontais e quase horizontais, mas não para os neutrinos UHE, pois o fluxo dos múons cai rapidamente com a energia e o seção de choque dos neutrinos aumenta com a energia. Assim nestas energias os neutrinos são os únicos que podem interagir profundamente na atmosfera, produzindo um chuva.

Devemos mencionar que recentemente a colaboração *Super Kamiokande* obteve dados experimentais que sugerem a oscilação do neutrino atmosférico muônico a neutrino tauônico na passagem pela atmosfera [53], sendo a probabilidade de oscilação:

$$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau} \approx \sin^2 \left(1.27 \times 10^{-6} \frac{\Delta m^2}{10^{-3} eV^2} \cdot \frac{L}{1 km} \cdot \frac{1 Tev}{E_\nu} \right), \quad (6.11)$$

onde L é a trajetória e Δm^2 do neutrino $\approx 2.2 \cdot 10^{-3} eV^2$. Para energias de interesse

para a detecção de fontes de neutrinos ($> 1T$ eV), a probabilidade de que um neutrino atmosférico oscile na rota do detector é $< 10^{-3}$, mas para neutrinos UHE de fontes distantes pode ser importante.

6.2 Passagem dos Neutrinos pela Terra

Os neutrinos não só atravessam a atmosfera, mas também podem atravessar a Terra e em geral qualquer outro objeto, como a Lua, o Sol, etc. Dependendo da energia e da secção de choque, eles interagem dentro da Terra ou podem atravessá-la totalmente e interagir na atmosfera.

Com as secções de choque das distribuições CTEQ-DIS4 para neutrinos e antineutrinos com interações de corrente neutra e carregada podemos obter os comprimentos de interação, que apresentamos nas figuras (6.6) e (6.7) e estimar a probabilidade dos neutrinos atravessarem o objeto ou interagir dentro do objeto [54].

A atmosfera é muitas vezes menos densa do que a Terra. A Terra é quase uma esfera com estruturas concêntricas com diferentes densidades. A representação do perfil de densidade da Terra que usaremos, é a dada pela Preliminary Earth Model [52]:

$$\rho(r) = A(i) + B(i)X + C(i)X^2 + D(i)X^3 \quad \text{para } r < R(i), \quad (6.12)$$

onde X é r/R (R é o raio da Terra $\approx 6371\text{km}$) e os coeficientes estão descritos na tabela (6.2). O perfil de densidade da Terra é apresentado na figura (6.8). Uma vez conhecido o perfil de densidade pode-se calcular a quantidade de material que atravessa um neutrino que passa através da Terra numa direção ascendente. Dependendo da direção do neutrino ele atravessará diferentes χ_s na Terra como podemos ver na geometria da figura (6.9). Na figura (6.10) podemos ver que para ângulos menores que 0.2π a influência do núcleo da Terra é importante, atravessando o neutrino um χ_s maior de acordo a nossos cálculos e que coincidem plenamente com os resultados de Gandhi [52].

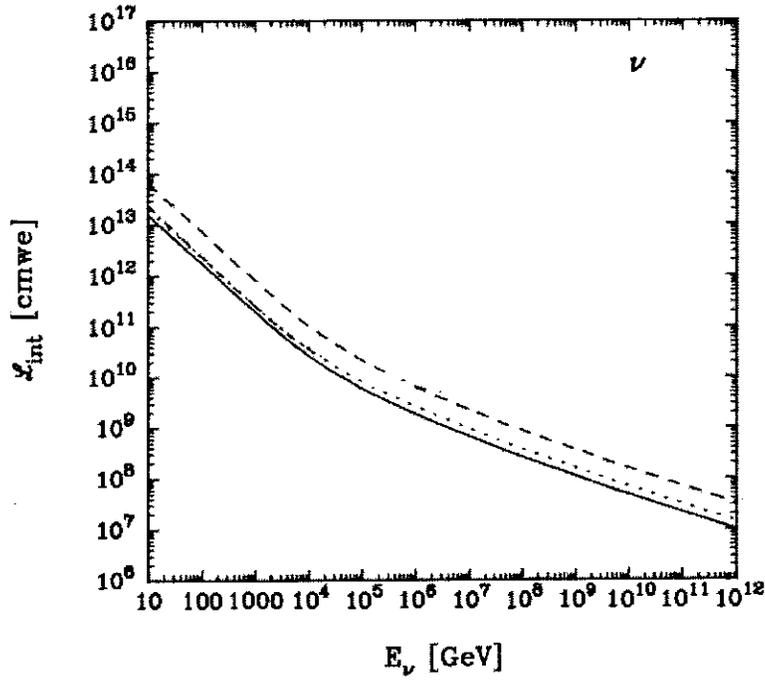


Figura 6.6: Comprimento de interação para neutrinos CTEQ-DIS4 via CC (...), NC (- -) e total (—).

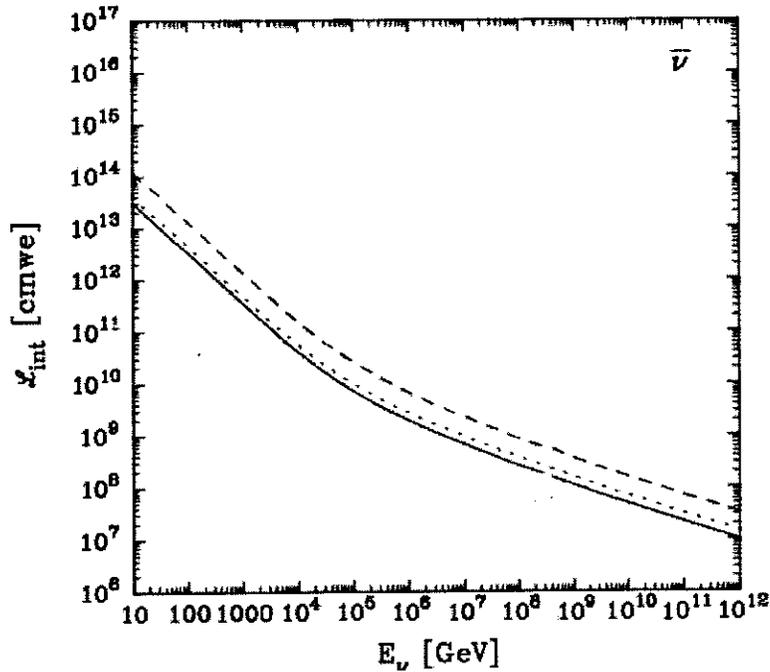


Figura 6.7: Comprimento de interação para Antineutrinos CTEQ-DIS4 via CC (...), NC (- -) e total (—).

Camada	A	B	C	D	R
1	13.0885	0.0	-8.8381	0.0	1221.5
2	12.5815	-1.2638	-3.6426	-5.5281	3480.0
3	7.9565	-6.4761	5.5283	-3.0807	5701.0
4	5.3197	-1.4836	0.0	0.0	5771.0
5	11.2494	-8.0298	0.0	0.0	5971.0
6	7.1089	-3.8045	0.0	0.0	6151.0
7	2.691	0.6924	0.0	0.0	6346.6
8	2.9	0.0	0.0	0.0	6356.0
9	2.6	0.0	0.0	0.0	6368.0
10	1.02	0.0	0.0	0.0	6371

Tabela 6.3: Coeficientes das camadas do modelo da Terra.

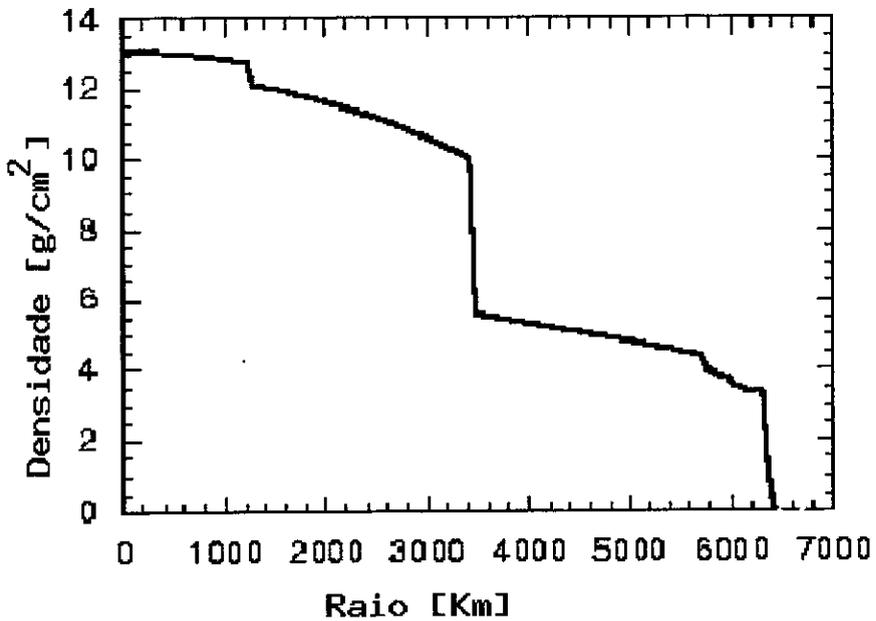


Figura 6.8: Perfil de densidade da Terra.

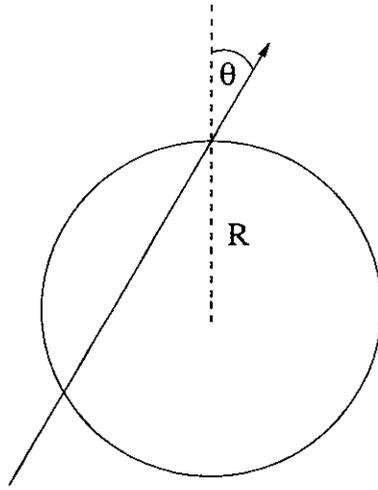


Figura 6.9: Geometria da passagem do Neutrino pela Terra.

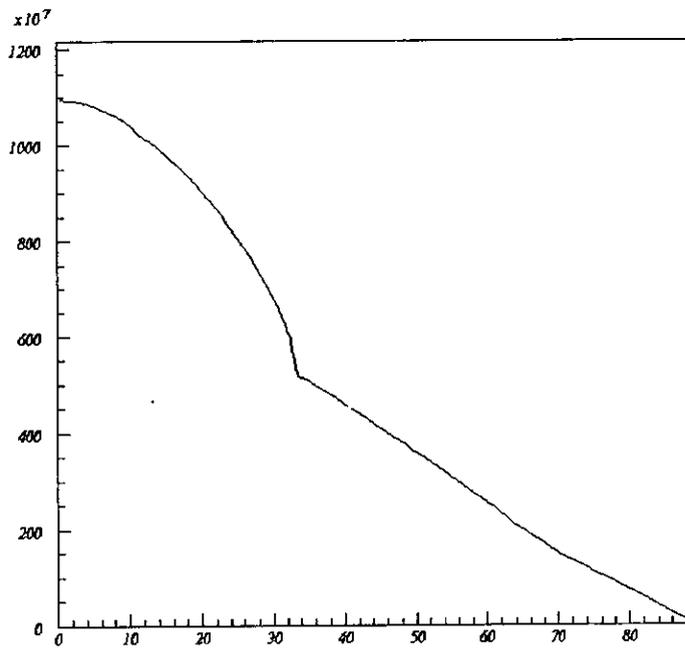


Figura 6.10: Valores de χ_s na passagem pela Terra como função do ângulo de emergência dos neutrinos

Para fazer este cálculo fizemos uma subrotina em FORTRAN 77 onde simulamos a passagem dos neutrinos pela Terra, fazendo cálculos numéricos da quantidade de matéria (χ_s) que o neutrino vê ao atravessar a Terra para diferentes ângulos de emergência e utilizando o modelo de densidade da Terra. Esta subrotina também se encontra no programa FD_SIM, o qual descreveremos no capítulo seguinte.

Assim para neutrinos que atravessam toda a Terra e aparecem no nadir, atravessam uma coluna de matéria da Terra com um valor de χ_s de 11×10^9 gr/cm². Esta coluna de matéria da Terra é maior que o comprimento de interação para neutrinos com interação de corrente carregada com energias maiores a 40 TeV, o que significa que a Terra é opaca para estes neutrinos.

No caso de neutrinos que atravessam a Terra em forma quase rasante (com ângulos perto de 90°), sómente uma pequena quantidade da Terra é atravessada, o que faz com que este neutrino tenha uma maior probabilidade de interagir muito perto das camadas superficiais da Terra ou já fora da Terra, na atmosfera, produzindo um chuveiro que poderia ser observado pelo detector de fluorescência.

Um fluxo de neutrinos que atravessa a Terra, dependendo da energia e do ângulo de incidência, consegue penetrar toda a Terra ou interage dentro dela com os núcleons ou elétrons da Terra. Como sabemos a interação com os elétrons não é muito importante, e com os núcleons só é realmente importante a interação via corrente carregada, pois ela fará que nosso neutrino não saia da Terra, no enquanto a interação via corrente neutra, só fará que o neutrino perca um pouco de energia para o núcleon, mas não necessariamente fará que o neutrino não saia da Terra. Para energias altas, como nas quais estamos trabalhando, a fração de energia cedida para o núcleon é pequena, sendo assim em primeira aproximação que o único fenômeno que não deixa sair os neutrinos é a interação via corrente carregada com os núcleons.

Precisamos calcular o coeficiente de penetração k , que é um parâmetro que define a fração de um fluxo de neutrinos que atravessa a Terra numa determinada situação geométrica e dada certa energia. Assim o coeficiente depende realmente da quantidade

de matéria que atravessa a partícula e da sua seção de choque. Definimos o coeficiente de penetração k de acordo com

$$k(E, \theta) = \exp\left(-\frac{\sigma_{CC}(E)t(\theta)}{m_N}\right), \quad (6.13)$$

onde $t(\theta)$ é a quantidade de matéria atravessada em função do ângulo de emergência θ e m_N é a massa do núcleon. Na verdade temos uma expressão equivalente usando o comprimento de interação:

$$k(E, \theta) = \exp\left(-\frac{t(\theta)}{L_{int}(E)}\right). \quad (6.14)$$

Assim na figura (6.11), que é uma ampliação da figura (6.10), expressamos os comprimentos de interação para diferentes energias podendo assim compará-las com a quantidade de matéria atravessada para cada ângulo de emergência.

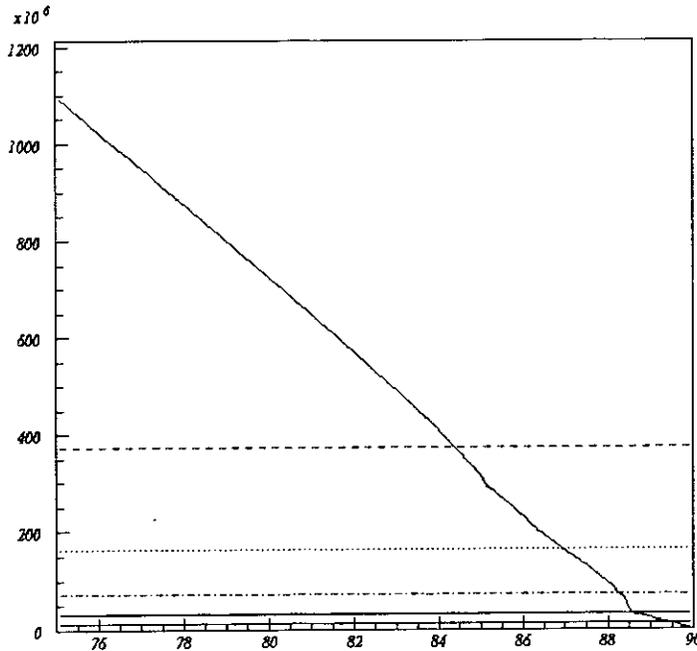


Figura 6.11: Ampliação da figura (6.10) com os comprimentos de interação para energias de 10^{17} eV, 10^{18} eV, 10^{19} eV, 10^{20} eV e 10^{21} eV em forma descendente.

Para neutrinos de energia 10^{17} eV, o comprimento de interação é $\approx 0.4 \times 10^9$ cmwe o que corresponde *grossa modo* á atravessar a Terra com um ângulo de emergência $> 84^\circ$. Para neutrinos de 10^{20} eV, o comprimento de interação é $\approx 0.4 \times 10^8$ cmwe podendo

atravessar a Terra só para ângulos de emergência $> 88^\circ$ pelo menos. Assim para energias maiores já é quase impossível atravessar a Terra. Na verdade ainda podem atravessar a Terra para ângulos maiores do que 89.5 por exemplo para energias de 10^{21} eV, mas que corresponde a uma situação pouco freqüente (um ângulo sólido muito pequeno), e assim de pouca importância. Mas devemos levar em conta que um ângulo perto de 90 corresponde a que um neutrino atravesse vários quilômetros, de fato, isto significa um aumento da área efetiva onde o detector de fluorescência ainda olha um neutrino. Assim apresentamos na figura (6.12) as distâncias da Terra (em km) atravessadas para ângulos de emergência altos. Vemos que não são distâncias desprezíveis apesar dos ângulos de emergência altos, por exemplo para ângulo de emergência $> 88^\circ$ o neutrino atravessa uma distância de 500 km.

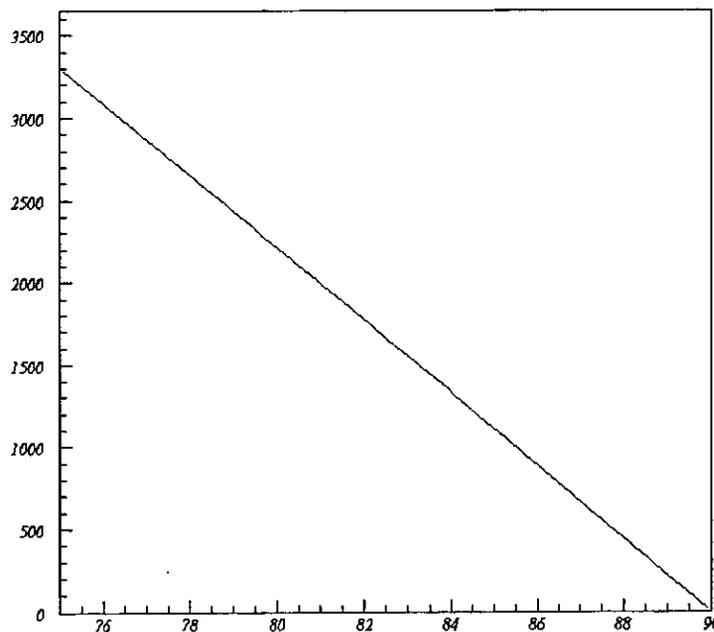


Figura 6.12: Distâncias da Terra (em km) atravessadas para ângulos de emergência altos.

Voltamos novamente para o coeficiente de penetração, Berezinskii [54] calculou o coeficiente para energias, nessa época altas, até 10^4 TeV. Aumentar o cálculo para energias altas é importantes dentro de nosso contexto. Apresento os resultados na figura (6.13): Os resultados para 10^{16} eV coincidem com os apresentados por Berezinskii [54]. Para energias

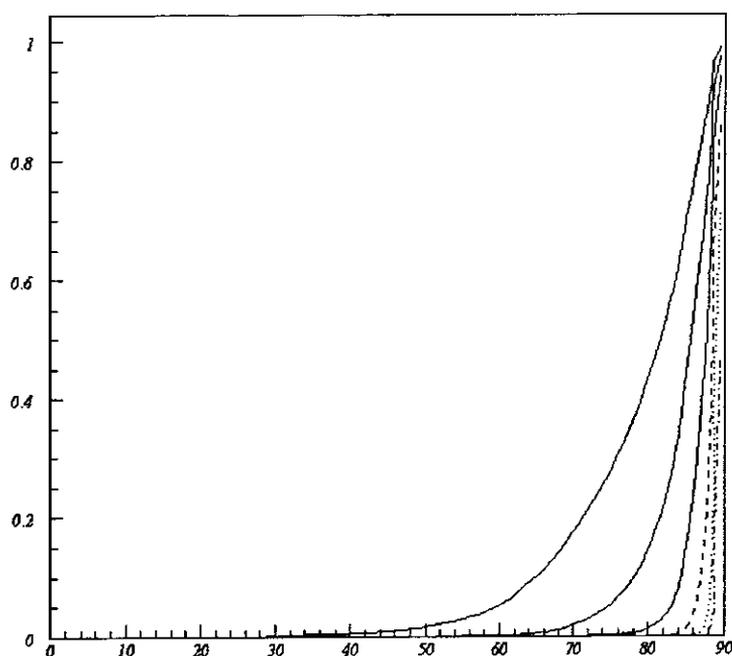


Figura 6.13: Coeficiente de penetração vs ângulo de emergência para diversas energias (10^{16} eV, 10^{17} eV, 10^{18} eV, 10^{19} eV, 10^{20} eV e 10^{21} eV de esquerda a direita).

maiores, como 10^{18} eV vemos que a partir de ângulos maiores de 72° os neutrinos tem probabilidade de atravessar a Terra, mas realmente devido a o coeficiente de penetração ser pequeno, devemos definir realmente a energia máxima na qual pode atravessar a Terra um fluxo razoável de neutrinos, por exemplo, com uma atenuação máxima de e. Na figura (6.14) vemos as energias máximas para cada ângulo de emergência. Este cálculo também foi feito por Berezhinskii para energias até 10^{17} eV, nós apresentamos os resultados para energias maiores.

Assim concluímos que para energias maiores de 10^{20} eV é improvável, que um fluxo de neutrinos atravesse a Terra (sem ter muita atenuação). Mas comprovamos que para energias entre 10^{18} eV e 10^{20} eV temos para um pequeno ângulo sólido (ângulos de emergência $> 84^\circ$) onde um fluxo de neutrinos ainda pode atravessar a Terra.

Neste caso os neutrinos ou .huveiros saem da Terra em direção ascendente, e temos de utilizar os cálculos feitos para a passagem dos neutrinos pela atmosfera, só que em uma direção ascendente. O χ_ν que é atravessado pelo neutrino ascendente na atmosfera a diferentes alturas está exibido na figura (6.15).

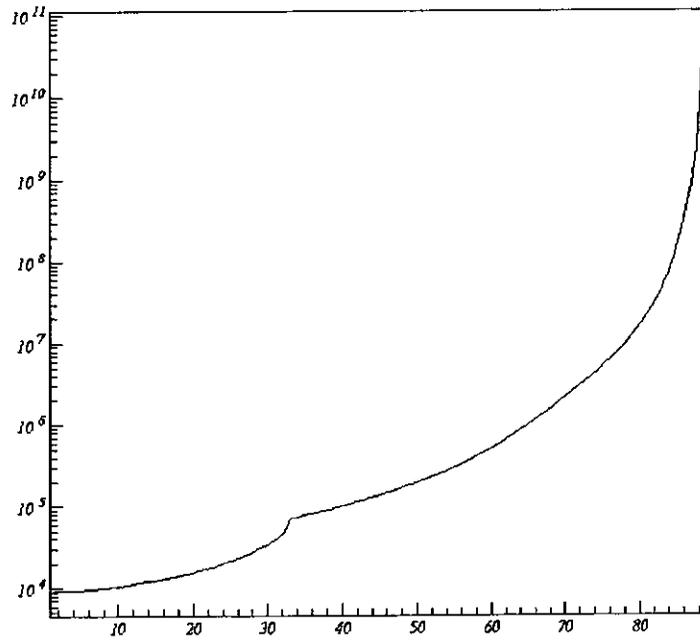


Figura 6.14: Energia máxima em GeV para atravessar a Terra vs o ângulo de emergência.

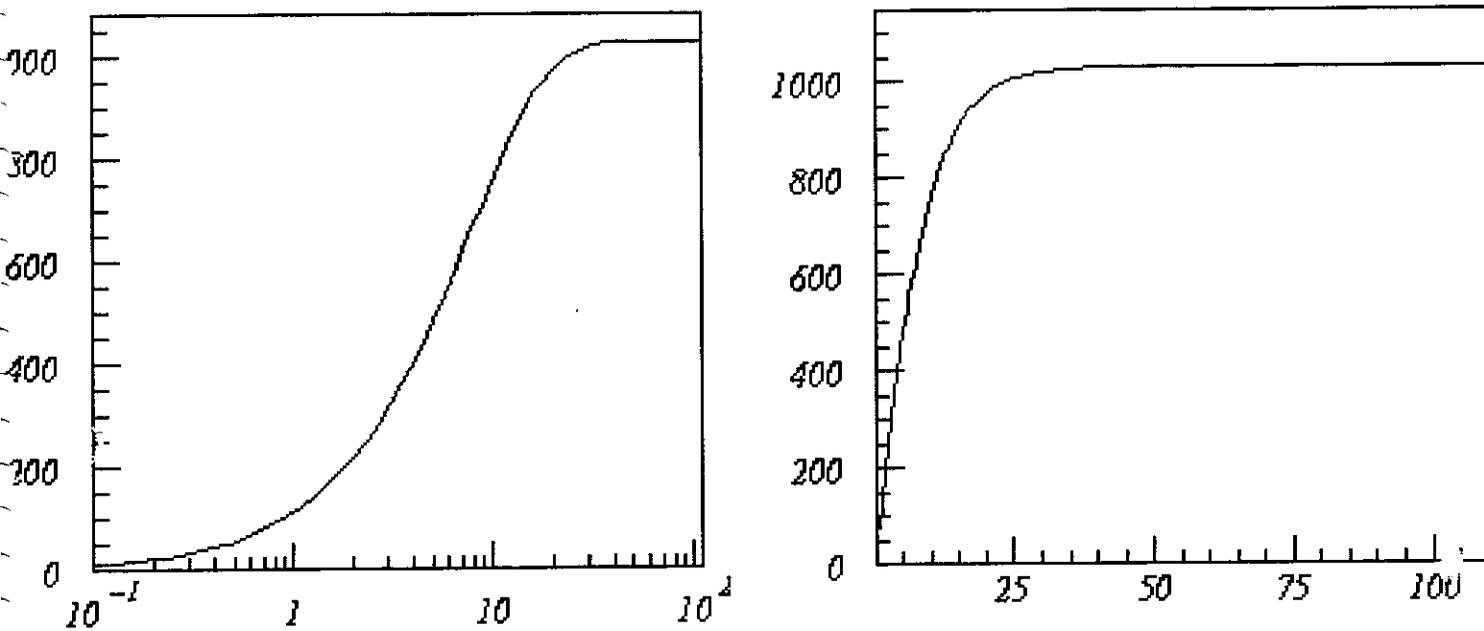


Figura 6.15: Valores de χ_v em função da altura para neutrinos ascendentes.

Como vemos só nos primeiros 10 km o chuveiro atravessa quase toda a atmosfera expressa em termos de g/cm^2 . Sendo assim, um chuveiro ascendente chegaria ao máximo geralmente nestes 10 km de altura. O volume onde poderia ser possível a detecção é menor do que para os neutrinos descendentes. Mas o χ_s total, neste caso seria igual ao atravessado pelos os neutrinos descendentes, claro que agora os neutrinos atravessam primeiro uma atmosfera mais densa que vai diminuindo até desaparecer. Portanto, concluimos que só os neutrinos rasantes poderão atravessar a Terra, e para energias no máximo de $\approx 10^{20}$ eV, restringindo o ângulo de emergência entre 75 e 90°. Além disto teremos que a parte importante do chuveiro se desenvolve só numa pequena altura. Temos uma geometria muito restrita, tendo assim uma aceitação muito pequena, mas devido as dimensões quilométricas do PAO, contribuirá para a abertura significativa para neutrinos UHE. Outro fator que é muito importante é que estes eventos ascendentes, se são detectados, são quase com certeza neutrinos, devido à grande quantidade de matéria que atravessaram.

Capítulo 7

FD_SIM

Nesta tese construímos um programa em FORTRAN 77 chamado *fd.sim.f* para simular o processo de detecção de chuviros pelos detectores de fluorescência do Observatório Pierre Auger para diferentes configurações, incluindo a de El Nihuil. O programa tem um arquivo de entrada (*FD.dat*) e tem um de saída (*qqrnome.hbook*), que pode ser lido e analisado usando-se o *PAW* [55], da biblioteca de utilitários do CERN. O programa foi gerado usando-se a ferramenta de gerenciamento CMZ [57], existindo-se, assim, várias subrotinas alternativas dependendo da pesquisa que se deseje fazer. A idéia original ao desenvolvermos este *software* foi criar uma ferramenta bem estruturada, que possibilitasse sua utilização e modificação mesmo por pessoas que não desenvolveram o programa. O programa apresenta a seguinte estrutura de árvore :

- Initialize
 - OpenReadData
 - OpenHbook
 - OpenDetector
- Loop (sobre todos os eventos)
 - StartEvent

- CreateShower
- Eyelist
- SingleFve
 - * ShowerLimit
 - * MirrorSeeShower
 - * PixelView
 - * SinglePixel
- EndEvent
- Terminate

Fazemos a seguir uma breve descrição das rotinas:

OpenReadData : Aqui definimos as variáveis de entrada que tem valores pré-estabelecidos se não forem definidas no arquivo de dados *FD.dat*.

OpenHbook : Definimos as variáveis de saída para o PAW.

OpenDetector : Definimos a geometria do sítio, dos espelhos e dos pixels.

StartEvent : Inicializamos as variáveis importantes para o evento.

CreateShower : Geramos chuueiros aleatoriamente, mudando o ângulo zenital e azimutal, o ponto da primeira interação, do máximo e um ponto gerador. Com estes parâmetros definimos o chuueiro. A evolução da componente eletromagnética é gerada usando-se a parametrização de Gaisser Hillas, definida na equação (3.1). Os χ_{max} são gerados de uma gaussiana com uma média que depende da energia de acordo com:

$$\chi_{max} = 500 + 60 \times (\ln(E) - 15) \quad (7.1)$$

e com uma variância de 50 g/cm^2 . Por exemplo para $E = 10^{19} \text{ eV}$ os χ_{max} oscilam em torno de $\approx 750 \text{ g/cm}^2$. O χ_0 é gerado aleatoriamente de acordo com o caminho

livre médio da partícula primária no ar. O ângulo zenital constitui um parâmetro muito importante, temos dois casos, chuveiros com ângulo zenital $< 60^\circ$, onde para distâncias menores de 40 km usamos a aproximação da Terra plana e os que tem mas de 60° , onde levamos em conta a correção da curvatura da Terra.

Eyelist : Reordena os olhos de acordo com o parâmetro de impacto R_p (distância mínima do chuveiro ao olho).

SingleEye : Aqui fazemos o cálculo do sinal, fazendo um loop sobre os olhos. Caso o olho detecte o chuveiro, então fazemos um loop sobre os espelhos, se algum espelho detecta o chuveiro, então fazemos um loop sobre os pixels.

ShowerLimit : Os ângulos do início e fim do chuveiro são fornecidos.

MirrorSeeShower : Fazemos um loop sobre todos os espelhos procurando checar se o espelho consegue ver uma parte do chuveiro. Se algum dos espelhos consegue enxergar o chuveiro então chamamos a subrotina `PixelView`.

PixelView : Calculamos quais são os pixels que podem olhar o chuveiro.

SinglePixel : Calculamos o sinal e a razão sinal-ruído, fazendo uso das fórmulas (4.12) e das expressões para a atenuação do sinal segundo (4.6) e (4.7).

EndEvent : Escrevemos os resultados do evento no formato PAW.

Terminate : Fechamos todos os arquivos.

Este é o programa geral, mas podemos modificar por exemplo a geometria do chuveiro ou o volume de simulação no `CreateShower`, os parâmetros de gatilho no `SingleEye`, os dados que guardaremos no `hbook` e assim fazer a simulação sobre o aspecto desejado.

Capítulo 8

Estudo de Simulação

Nesta tese estamos estudando chuveiros horizontais ou quasi-horizontais, ou seja, chuveiros com ângulo zenital entre 60° e 90° .

As simulações para ângulos maiores que 60° são mais demoradas que as feitas com ângulos menores que 60° , já que os cálculos de χ_s aparecem em vários lugares do programa e no caso de ângulos grandes precisamos resolver integrais numéricas ao invés de usarmos sómente um coseno, como vimos na equação (6.6), para o caso de ângulos menores de 60° , onde usamos a aproximação da Terra plana.

Definimos um sistema de coordenadas com a origem dos eixos x e y no centro do olho, e o zero do eixo z ao nível do mar. O eixo x aponta para o norte, o eixo y para oeste e o eixo z para o céu.

Precisamos restringir um pouco a geometria dos chuveiros na subrotina de `CreateShower` para fazer os estudos com os neutrinos. Geramos chuveiros aleatórios, os quais podem ou não atingir a Terra dentro do volume de estudo. O fundamental é que eles devam passar pelo volume de estudo. Isto é deve-se ao fato de que os chuveiros horizontais ou quasi-horizontais muitas vezes passam perto dos olhos, podendo ser detectados, mas que devido ao ângulo zenital tão grande atingem a Terra longe da rede de detetores de superfície.

Fizemos vários tipos de estudos dos chuveiros. Fizemos duas classes de simulação: uma gerando o ponto da interação máxima χ_{\max} e outra gerando o ponto da primeira

interação χ_0 .

Começamos com o estudo do χ_{\max} , onde separamos duas situações diferentes. Uma do tipo *fixa* onde restringimos a posição do chuveiro para cada simulação e deslocamos o chuveiro até cobrir um volume onde o detector já não consegue ver o chuveiro. Neste caso fizemos o ângulo azimutal fixo e igual a zero, pois temos simetria azimutal. O outro caso é chamado de *aleatório*. Neste caso fizemos com que o chuveiro mude aleatoriamente, neste caso já para todo ângulo azimutal, por todo o volume relevante para a detecção encontrada no estudo *fixo*. Com esta simulação tipo *aleatória* calculamos a aceitação do detector para diferentes energias.

Para o χ_0 , fazemos só a simulação tipo *aleatória* para volumes de estudo maiores aos do χ_{\max} e que obtivemos, *grosso modo*, do estudo fixo do χ_{\max} . Com esta simulação tipo *aleatória* calculamos a aceitação do detector para diferentes energias.

8.1 Simulação com ponto de interação máxima χ_{\max} fixo

Ao simular o comportamento de chuveiros horizontais e quasi-horizontais, definimos um ponto gerador (XShwG) do chuveiro situado em frente do olho fixando a coordenada X do XShwG em 0 (frente do olho) e, variamos as outras coordenadas. Denominando HD à altura do XShwG (coordenada Z do XShwG) e a YD à distância do XShwG sobre o eixo y até o detector (coordenada Y do XShwG). Para as estimativas fizemos um estudo para um único olho. Como existe a simetria azimutal, basta gerar chuveiros com um ângulo azimutal fixo ($\phi = 0$), *i é*, geramos chuveiros paralelos ao eixo x.

Definimos o volume de estudo, de tal modo que o XShwG pode mudar dentro de uma distância YD de 80 km do detector e uma altura HD de 30 km, pois quase todos os chuveiros se desenvolvem nessa altura. Na verdade, para ter dados mais uniformes o que fazemos é ir mudando o YD e o HD do ponto gerador dentro da altura a cada 5 km até 30 km e dentro da distância a cada 10km até 80 km. Fazemos assim uma estimativa

de um volume cilíndrico de pelo menos 80 km de raio e altura 30 km, devido à simetria azimutal. Geramos aleatoriamente o ângulo zenital só entre 60° e 90° , para obter chuveiros horizontais e quase-horizontais. Destes chuveiros restringimos ainda outra característica, o χ_{\max} . O χ_0 é gerado aleatoriamente em toda a atmosfera pois o comprimento de interação dos neutrinos é maior que a atmosfera, mas só selecionamos os que fazem com que o χ_{\max} fique perto (± 60 km) do olho. Em termos práticos geramos o ponto χ_{\max} aleatoriamente perto do detector, e reconstruímos o ponto χ_0 de acordo com a energia do chuveiro. Embora χ_0 possa estar em qualquer parte da atmosfera, só realmente restam os chuveiros com valores de χ_0 não muito longes do detector, pois fixamos o valor de χ_{\max} perto do detector. Assim garantimos que uma partícula penetrante seja o melhor candidato para este evento.

Geramos ≈ 15000 chuveiros com ângulos maiores que 60° para diferentes HD variando-o de 5 a 30 km, com passo de 5 km e YD de 10 a 80 km com passo de 10 km para as energias de 10^{18} , 10^{19} e 10^{20} eV.

Para a detecção usamos critérios variáveis para os gatilhos. Quando os chuveiros são detectados pelo menos por 3 pixels denominamos de detecção A, ou então, se são detectados pelo menos por 4 pixels de detecção C. Para garantir que os chuveiros não sejam induzidos por outras partículas, exigimos que o χ_0 seja maior de 500 g/cm^2 , assim a detecção usando o gatilho tipo A, neste caso a denominamos detecção B e usando o gatilho tipo C, neste caso a denominamos tipo D. Usando os diferentes critérios de detecção apresentamos as seguintes tabelas, onde levamos em conta só o volume de 60km de raio e 30km de altura para o ponto gerador, pois para distâncias maiores já não há sinal no detector.

Na tabela (8.1), temos os resultados gerais para energias de 10^{18} , 10^{19} , 10^{20} e para os diferentes gatilhos definidos. Como temos o mesmo volume, o mesmo intervalo de ângulo zenital, estas porcentagem dão uma estimativa da aceitação que calcularemos posteriormente. Estudaremos o volume para cada energia.

Energia	Detecção (A)	Detecção (B)	Detecção (C)	Detecção (D)
18	1.44%	1.08%	1.11%	0.82%
19	12.42%	11.92%	11.94%	11.47%
20	41.94%	38.42%	40.53%	36.99%

Tabela 8.1: Porcentagem de eventos detectados para cada energia e diferentes tipos de gatilho no volume de estudo.

10^{18}	10				20	30	40	50	60	Total			
5	41	30	34	25	-	-	-	-	-	6.8	8.9	5.7	7.4
10	11	6	06	03	-	-	-	-	-	1.8	1.5	1.0	0.8
15	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
20	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
25	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
30	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
Total	8.7	6.9	6.7	5.2	-	-	-	-	-	1.4	1.1	1.1	0.8

Tabela 8.2: Porcentagem de eventos detectados para $E = 10^{18}$ para diferentes HD(km) e YD(km). O primeiro dado corresponde a detecção A, o segundo a B, o terceiro a C e o quarto a D.

10^{19}	10				20			
5	69	62	68	60	56	52	55	51
10	71	62	68	60	49	39	48	37
15	43	29	41	29	44	36	44	36
20	12	09	12	9	13	10	12	08
25	21	00	20	0	10	0	10	0
30	-	-	-	-	-	-	-	-
Total	36.0	36.2	34.8	35.2	28.6	29.4	28.1	35.3

10^{19}	30				40	50	60	Total			
5	04	00	01	00	-	-	-	21.5	18.9	20.7	18.5
10	09	06	07	03	-	-	-	21.5	17.5	20.5	16.5
15	15	13	13	11	-	-	-	17.0	12.9	16.3	12.5
20	24	22	24	22	-	-	-	8.2	7.3	8.0	7.0
25	07	00	07	00	-	-	-	6.3	0.0	6.2	0.0
30	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
Total	9.8	7.8	8.6	6.8	-	-	-	12.4	11.9	11.9	11.5

Tabela 8.3: Porcentagem de eventos detectados para $E = 10^{19}$ para diferentes HD(km) e YD(km). O primeiro dado corresponde a detecção A, o segundo a B, o terceiro a C e o quarto a D.

Como podemos verificar com nossos resultados o volume de interesse varia com a energia. Na tabela (8.2) apresentamos os resultados para chuviros com energia 10^{18} . Observamos que são detectados só os chuviros com o ponto gerador com $HD < 15$ km e $YD < 20$ km. Na tabela (8.3) apresentamos os resultados para chuviros com energia 10^{19} . Observamos que são detectados só os chuviros com o ponto gerador com $HD < 30$ km e $YD < 40$ km. Na tabela (8.4) apresentamos os resultados para chuviros com energia 10^{20} . Observamos que são detectados só os chuviros com o ponto gerador com $HD < 35$ km e $YD < 70$ km. Este resultado final o podemos apreciar melhor no histograma (8.1).

10^{20}	10				20				30			
5	81	77	77	72	83	81	80	78	70	66	70	66
10	83	78	80	74	75	70	74	69	62	57	61	56
15	85	80	83	77	73	63	73	63	66	60	64	58
20	73	48	71	46	58	34	56	31	64	43	63	43
25	48	00	47	00	40	00	40	00	21	00	21	00
30	04	00	02	00	02	00	02	00	00	00	00	00
Total	62.3	59.2	60.0	56.3	55.1	52.3	54.1	50.7	47.2	46.8	46.5	46.1

10^{20}	40				50			
5	60	55	59	54	31	21	24	14
10	71	64	70	63	40	31	38	31
15	55	42	55	42	46	35	44	35
20	52	35	51	33	27	20	27	20
25	22	00	22	00	23	00	23	00
30	00	00	00	00	00	00	00	00
Total	43.3	41.7	42.8	40.9	27.8	22.4	26.0	20.6

10^{20}	60				Total			
5	04	00	00	00	54.8	50.0	51.7	47.0
10	12	05	09	02	57.2	50.5	55.3	48.9
15	23	15	19	14	58.0	49.5	56.3	48.3
20	31	21	31	21	50.8	34.0	49.8	32.7
25	25	00	23	00	29.8	00	29.3	00
30	00	00	00	00	1.0	00	0.7	00
Total	15.8	6.5	13.7	5.6	41.9	38.4	40.5	37.0

Tabela 8.4: Porcentagem de eventos detectados para $E = 10^{20}$ para diferentes HD(km) e YD(km). O primeiro dado corresponde a detecção A, o segundo a B, o terceiro a C e o quarto a D.

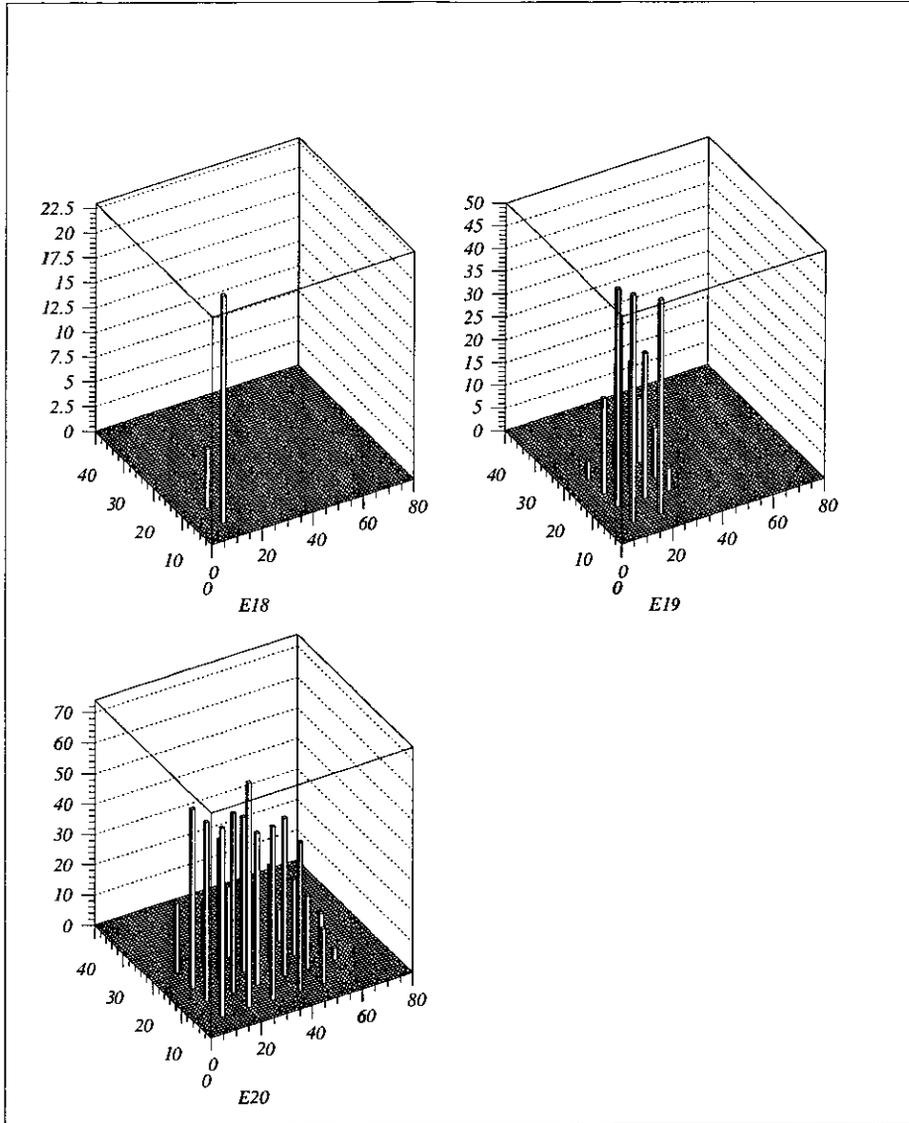


Figura 8.1: Número de eventos detectados para os diferentes HD(km) vs YD(km) (de-
tecção tipo B) para 10^{18} , 10^{19} , 10^{20} .

8.2 Simulação com ponto de interação máxima χ_{\max} randômico

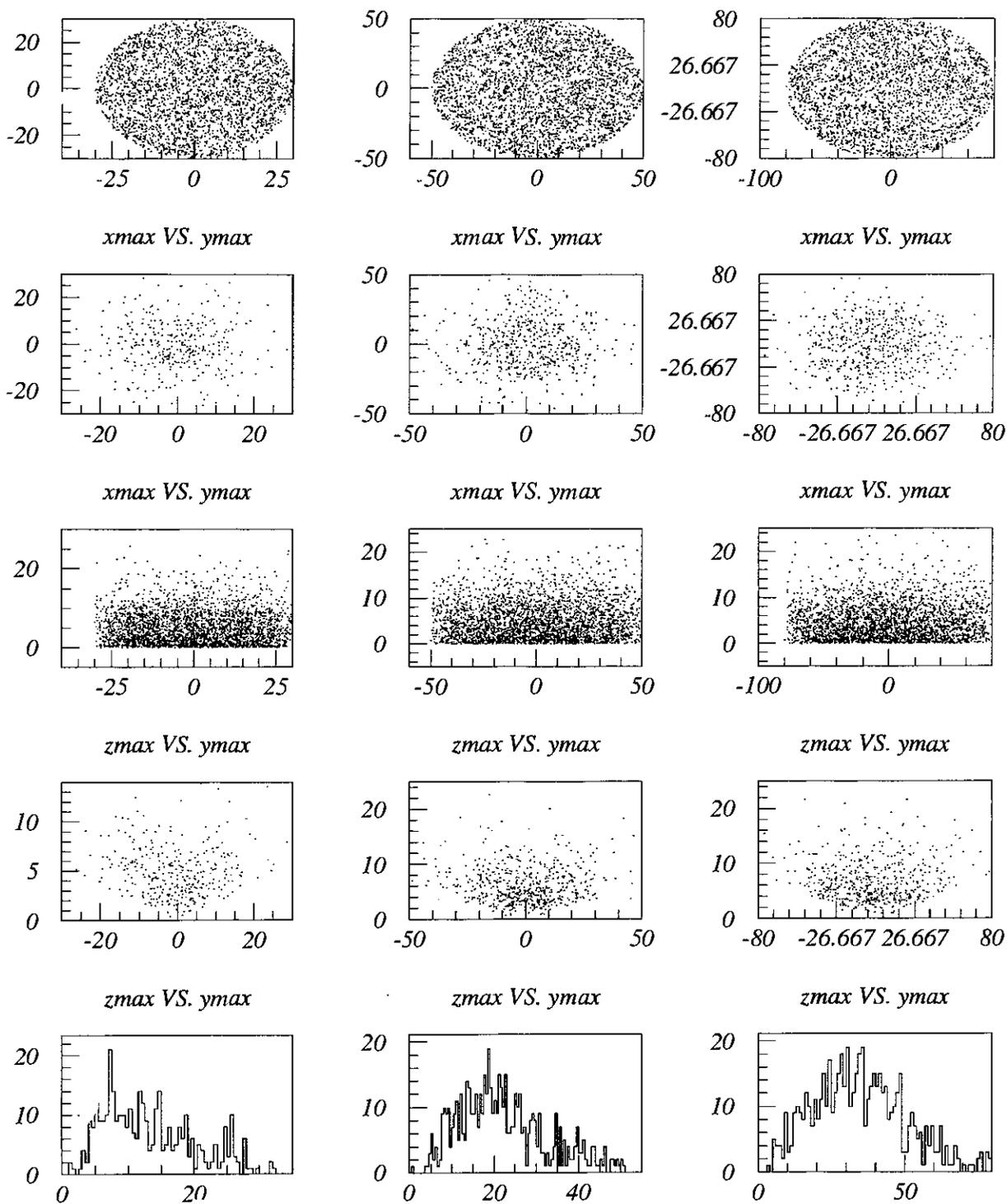
Depois de ter estudado chuueiros quasi-horizontais e horizontais a diferentes distâncias do detector, observamos o volume de interesse para a detecção. Vemos que o volume onde podemos gerar o χ_{\max} , e ainda detectar o chuueiro, muda com a energia. Assim para a simulação tipo randômica, podemos então escolher aproximadamente um cilindro de raio 30 km e altura 30 km para a energia de 10^{18} eV, um cilindro de raio 50 km e altura 30 km para a energia de 10^{19} eV e um cilindro de raio 80 km e altura 30 km para a energia de 10^{20} eV. A altura também a temos definida devido ao cálculo para chuueiros horizontais como vimos na figura (6.5), onde para alturas maiores de 30 km a quantidade de matéria que um chuueiro horizontal pode atravessar é menor de $1000g/cm^2$.

Já com nossos três volumes definidos, geramos um fluxo isotrópico no ponto χ_{\max} . Então primeiro geramos aleatoriamente o χ_{\max} na área circular definida. A altura é gerada aleatoriamente com uma distribuição homogênea em unidades de g/cm^2 , justificado pelo fato do comprimento de interação do neutrino UHE ser maior que o comprimento da atmosfera, podendo interagir em qualquer parte da atmosfera. O ponto χ_{\max} é gerado aleatoriamente, assim como o ângulo azimutal de 0 a 360° e o coseno do ângulo zenital entre 0 e 0.5, quer dizer, o ângulo zenital entre 60° e 90° . Geramos o valor da quantidade de matéria entre o χ_{\max} e o χ_0 , de acordo com a energia e assim obtemos o χ_0 e convertemos ele para obter o ponto onde se encontra. Assim temos toda a geometria do chuueiro definida. Geramos primeiro 10 000 chuueiros para as diferentes energias, com o qual observamos o volume real onde o χ_{\max} ainda pode ser detectado. Apresentamos, a seguir, os resultados para 10^{18} , 10^{19} e 10^{20} .

Como verificaremos, nossa primeira estimativa do volume estava bem perto do volume máximo onde ainda o χ_{\max} pode ser detectado. Na figura (8.2) os primeiros três gráficos são as áreas de simulação para as três energias de estudo, os seguintes três são as áreas onde os χ_{\max} ainda são detectados, podendo observar que as áreas de interesse para a

detecção são similares às áreas de simulação. Os três gráficos seguintes são as alturas dos χ_{\max} de simulação, e logo apresentamos as alturas dos χ_{\max} de detecção. Uma medida boa constitui a distância entre o χ_{\max} e o detector. Sendo assim, apresentamos, para as três diferentes energias, as distâncias do χ_{\max} onde ainda são detectados chuvereiros. Como vemos, verificamos que para o χ_{\max} temos aproximadamente um padrão. Apresentaremos a seguir um gráfico tridimensional na figura (8.3) para poder apreciar melhor o volume. Os primeiros três gráficos correspondem aos volumes de simulação e os seguintes três aos volumes de detecção. Repetimos o mesmo processo para o χ_0 , apresentando o mesmo tipo de gráficos na figura (8.4) que fizemos para o χ_{\max} . Mas como podemos verificar, devido ao ângulo zenital grande, o χ_0 não se comporta tão regularmente como o χ_{\max} , podendo ficar longe do detector. Também temos gráficos 3D na figura (8.3) do volume de detecção do χ_0 .

Com estes resultados geramos outros 10 000 chuvereiros para energias de 3.16×10^{18} , 3.16×10^{19} , e 3.16×10^{20} ($\log(3.16) = 0.5$). Os volumes para estas energias não estudadas no tipo fixo foram uma estimativa feita com os dados das energias estudadas. Na verdade geramos volumes um pouco maiores para garantir que todos os χ_{\max} que podem ser detectados estejam incluídos no volume de simulação. Assim para um cilindro de raio 50 km e altura 30 km para a energia de 3.16×10^{18} eV, um cilindro de raio 70 km e altura 30 km para a energia de 3.16×10^{19} eV e um cilindro de raio 100 km e altura 30 km para a energia de 3.16×10^{20} eV. Obtivemos resultados compatíveis com os obtidos nas três energias anteriores. Com estes dados de simulação calculamos a aceitação para as diferentes energias e para diferentes ângulos zenitais. Fizemos 4 tipos diferentes de gatilho. O gatilho A é quando temos pelo menos 3 pixel que registram o chuvereiro. O gatilho B é quando temos pelo menos 4 pixel que veem o chuvereiro. *Grosso modo* definimos um volume de interesse e ainda ângulos zenitais altos, o qual em geral dão o χ_0 alto, mas também temos a possibilidade de que seja pequeno, então restringimos nossa aceitação para o $\chi_{\max} > 500$, tendo o gatilho C para quando o detector olha o chuvereiro pelo menos com 3 pixel e os chuvereiros tem o $\chi_0 > 500 \text{ g/cm}^2$ e o gatilho D para quando o detector



$\sqrt{x_{\max}^2 + y_{\max}^2 + z_{\max}^2}$ $\sqrt{x_{\max}^2 + y_{\max}^2 + z_{\max}^2}$ $\sqrt{x_{\max}^2 + y_{\max}^2 + z_{\max}^2}$

Figura 8.2: Volume de simulação e de detecção do χ_{\max} para 10^{18} , 10^{19} , 10^{20} (Simulação do χ_{\max}).

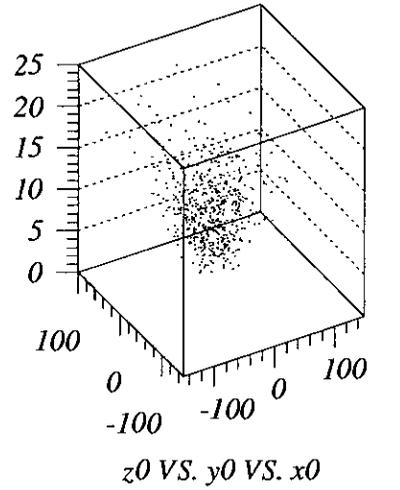
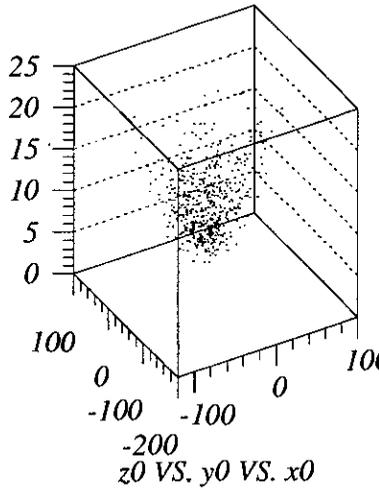
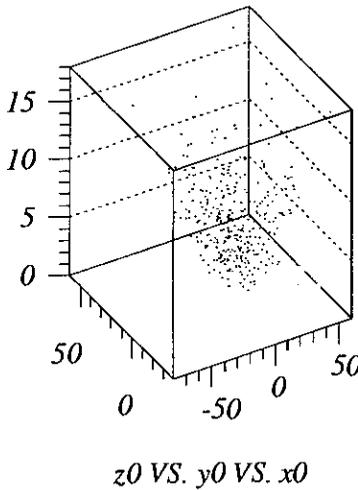
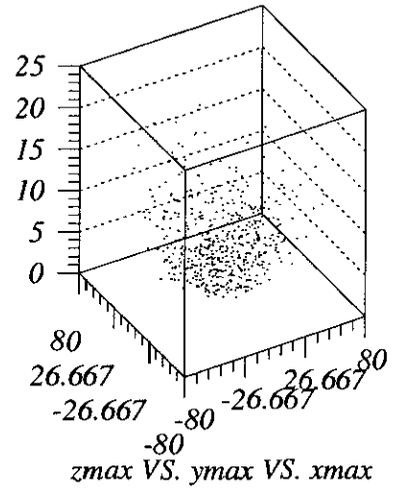
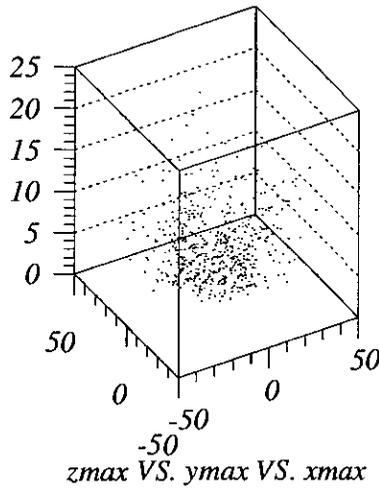
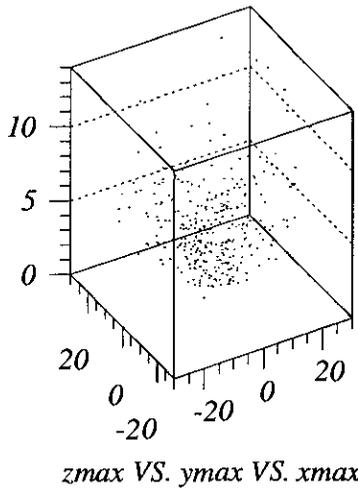
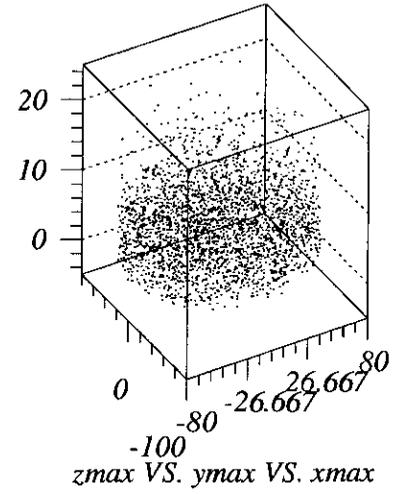
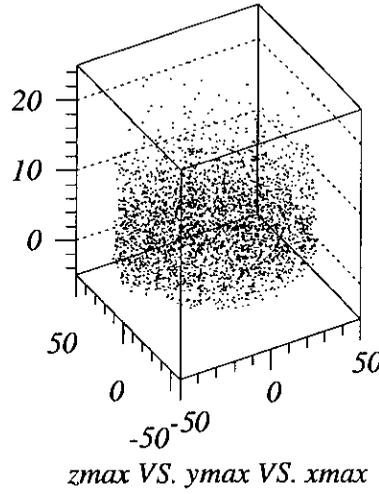
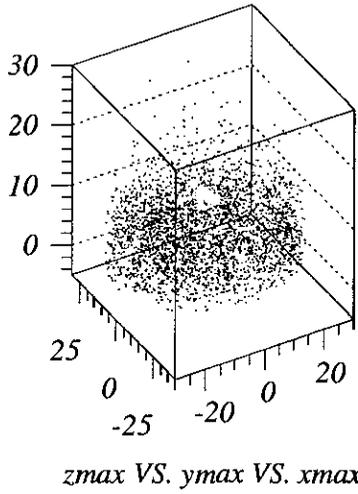


Figura 8.3: Volume 3D do χ_{\max} e χ_0 para 10^{18} , 10^{19} , 10^{20} (Simulação do χ_{\max}).

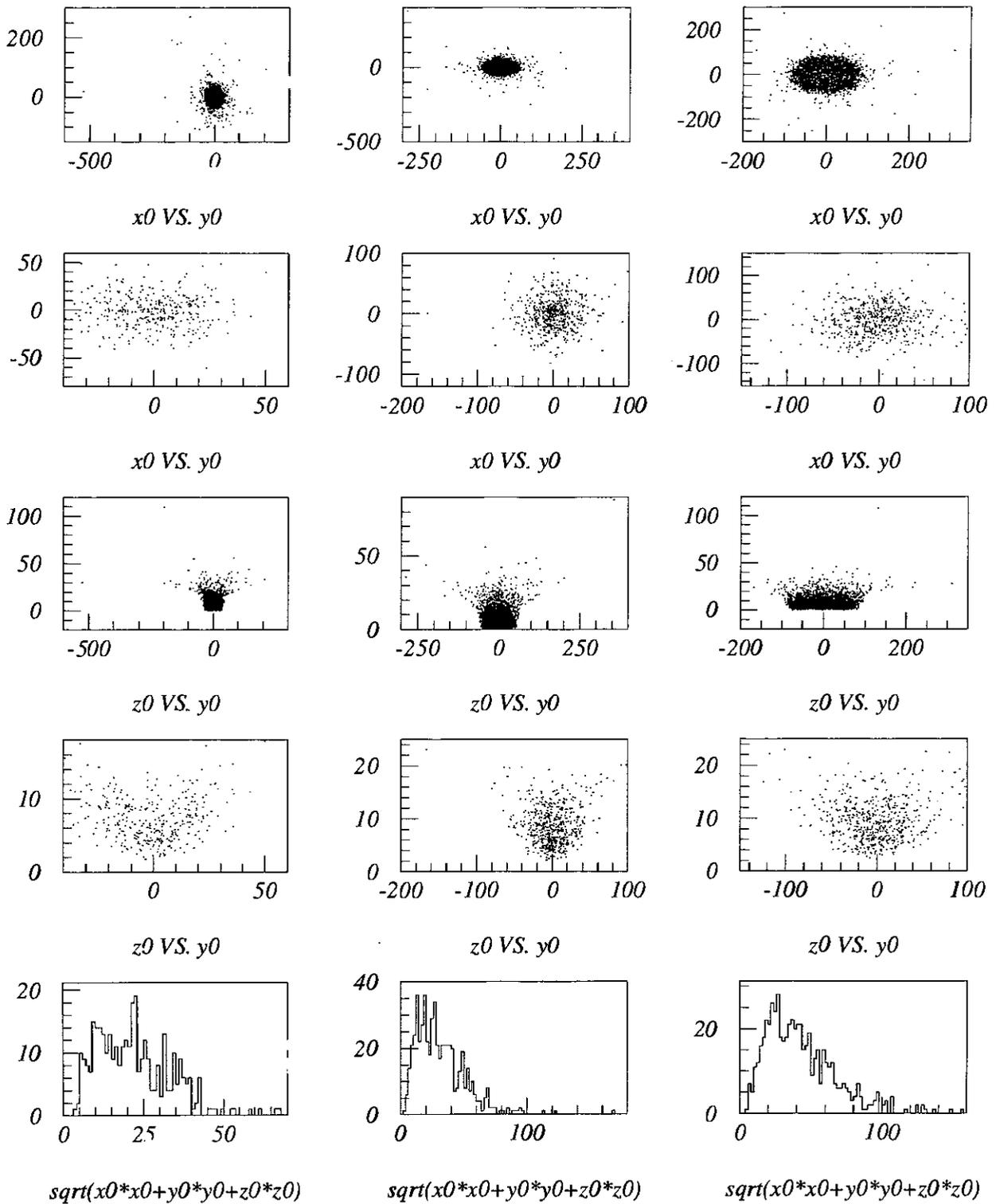


Figura 8.4: Volume de simulação e de detecção do χ_0 para 10^{18} , 10^{19} , 10^{20} (Simulação do χ_{\max}).

olha o chuveiro pelo menos com 4 pixel e tem o $\chi_0 > 500g/cm^2$. Com estes 4 gatilhos calculamos a aceitância para as diferentes energias e o ângulo zenital de 60 a 90°, que apresentamos na figura (8.5) e a aceitância para ângulos maiores de 60, 70 e 80 para as diferentes energias como vemos no gráfico (8.6).

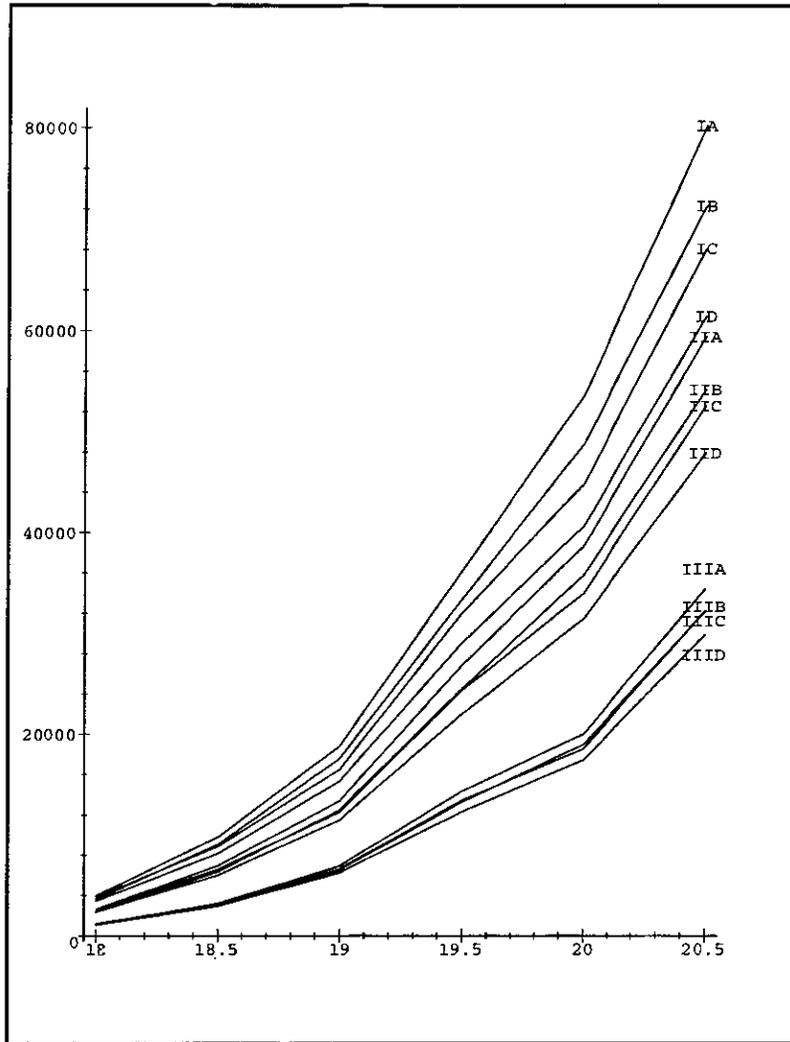


Figura 8.5: Aceitância para 10^{18} , $10^{18.5}$, 10^{19} , $10^{19.5}$, 10^{20} , $10^{20.5}$ para os diferentes tipos de gatilhos (A, B, C, D) e para ângulos zenitais $> 60^\circ$ (I), $> 70^\circ$ (II) e $> 80^\circ$ (III). Simulação do χ_{max} .

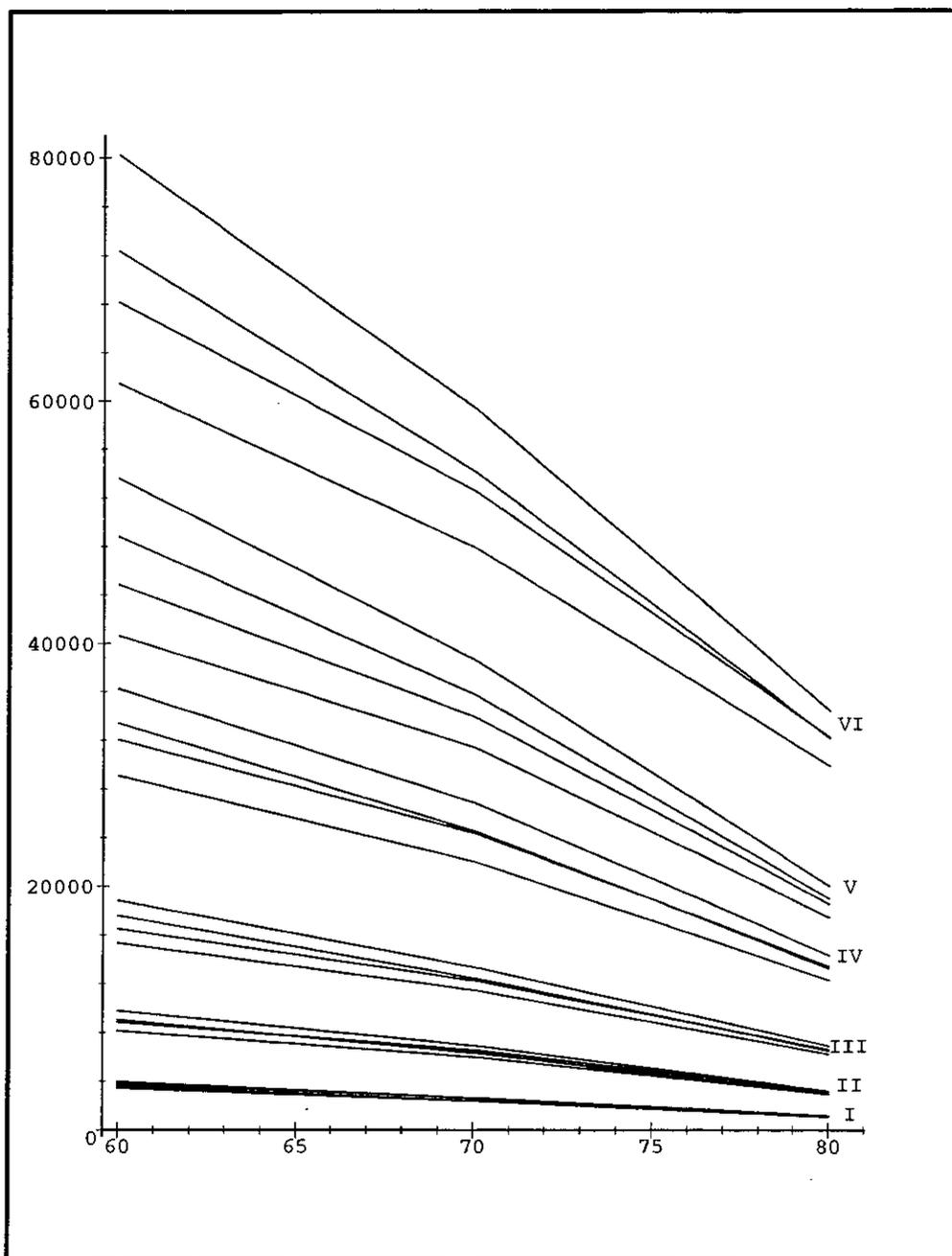


Figura 8.6: Aceptância para ângulos maiores de 60, 70 , 80 para as diferentes energias 10^{18} (I), $10^{18.5}$ (II), 10^{19} (III), $10^{19.5}$ (IV), 10^{20} (V), $10^{20.5}$ (VI). As 4 curvas para cada energia correpondem aos 4 tipos de gatilho na seguinte ordem A, B, C, D. Simulação do χ_{max} .

8.3 Simulação com ponto da primeira interação χ_0 randômico

Depois de ter feito a simulação para o χ_{\max} , vimos como os χ_0 realmente podem estar num volume maior, e ainda ser detectados. Temos também a possibilidade de ter chuveiros que começam perto do detector mas evoluem na direção contrária, sendo não detectados muitas vezes. Temos realmente uma simulação algo diferente se começamos a simulação gerando o ponto χ_0 . Igualmente as distâncias onde podemos gerar o χ_0 muda com a energia, mas não é tão bem definida com para o χ_{\max} . Então escolhemos um volume muito grande igual para todas as energias: um cilindro de raio 100 km e altura 40 km.

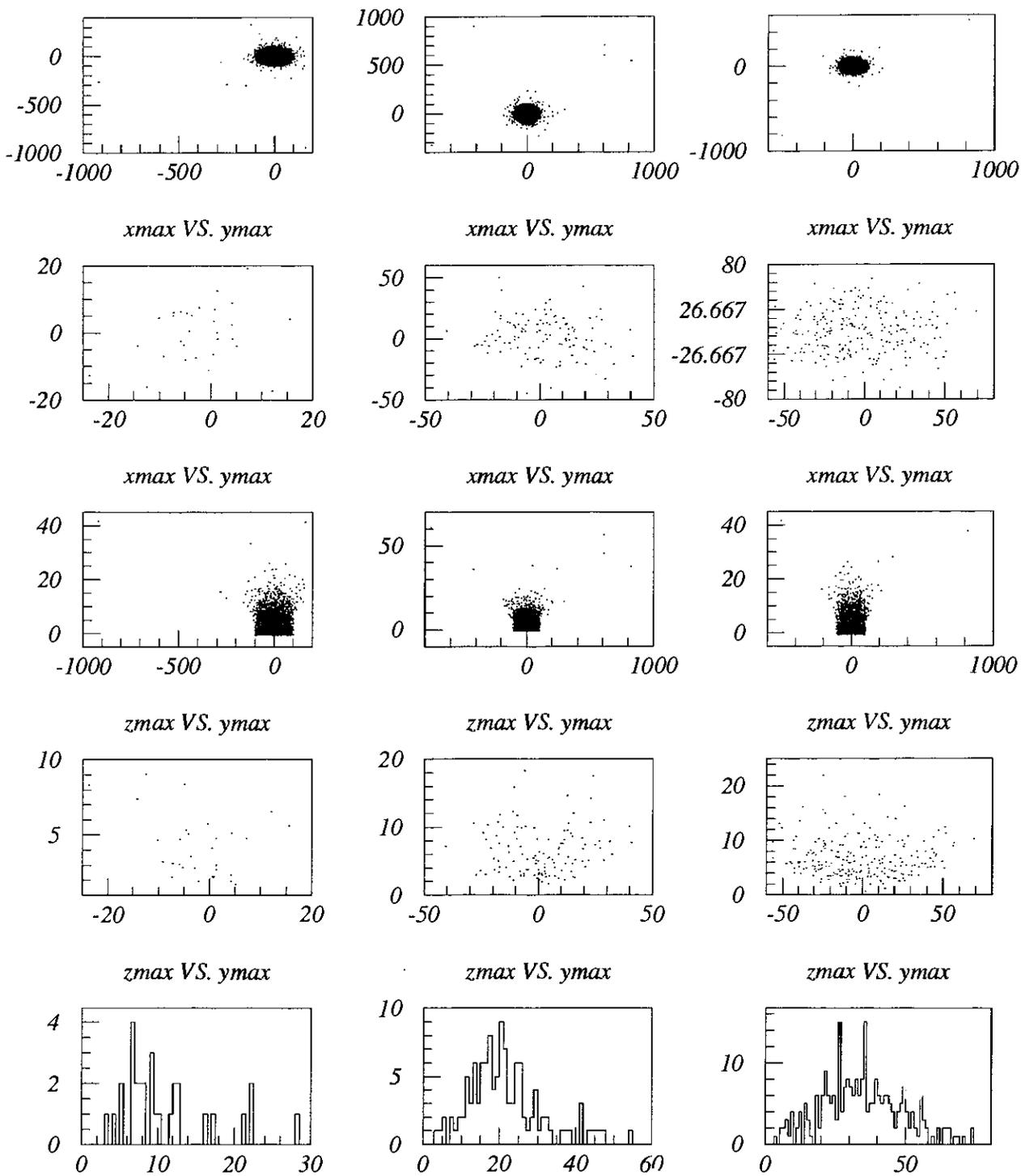
Já com o volume definido, geramos um fluxo isotrópico e aleatório no ponto χ_0 , na área circular definida. A altura é gerada aleatoriamente, com distribuição homogênea em $\chi_v [g/cm^2]$, até o equivalente a 40 km. No ponto χ_0 geramos aleatoriamente o ângulo azimutal de 0 a 360° e o coseno do ângulo zenital entre 0 e 0.5, quer dizer, o ângulo zenital entre 60 e 90°. Geramos o valor da quantidade de matéria entre o χ_{\max} e o χ_0 , de acordo com a energia e assim obtemos o χ_{\max} e convertemos ele para obter o ponto onde se encontra. Assim temos toda a geometria do chuveiro definida. Geramos 10,000 chuveiros para as diferentes energias, com o qual observamos os volumes reais onde o χ_0 e o χ_{\max} ainda podem ser detectado. Como vamos verificar, nossa primeira estimativa do volume ainda foi pequena para o volume máximo onde ainda o χ_{\max} pode ser detectado, mas só por alguns eventos, pois vemos que nas fronteiras de nosso volume, só poucos eventos são detectados. Na figura (8.7) os primeiros três gráficos são as áreas de simulação do χ_{\max} para as três energias de estudo, os seguintes três são as áreas onde os χ_{\max} ainda são detectados, podendo observar que as áreas de interesse para a detecção não tem nada a ver com às áreas de simulação. Mas as áreas de detecção tem um padrão muito similar ao que obtivemos para a simulação do χ_{\max} . Os outros três são as alturas onde foram gerados os chuveiros e depois apresentamos as alturas onde ainda os χ_{\max} são detectados. Logo temos também a distância do χ_{\max} até o detector, assim apresentamos as distâncias

do χ_{\max} onde ainda são detectados para as três diferentes energias.

Como vemos para o χ_{\max} ainda tem aproximadamente um padrão. Apresentamos um gráfico tridimensional para poder apreciar melhor o volume, que é um pouco menor que o da simulação do χ_{\max} . Os primeiros três gráficos correspondem aos volumes de simulação e os seguintes três aos volumes de detecção do χ_{\max} .

O mesmo fazemos para o χ_0 , apresentando o mesmo tipo de gráficos na figura (8.9) que fizemos para o χ_{\max} . Mas como apreciamos devido ao ângulo zenital grande o χ_0 não se comporta tão regularmente como o χ_{\max} , podendo ficar longe do detector e sem apresentar um volume tão definido onde ainda podem ser detectados os chuveiros. Também temos gráficos 3D na figura (8.8) do volume de detecção do χ_0 .

Com os mesmos 4 gatilhos calculamos a aceitação para as diferentes energias e o ângulo zenital de 60 a 90°, que apresentamos na figura (8.10) e a aceitação para ângulos maiores de 60, 70 e 80 para as diferentes energias como vemos no gráfico (8.11). A aceitação nesta simulação é um pouco menor.



$\sqrt{x_{max}^2 + y_{max}^2 + z_{max}^2}$ $\sqrt{x_{max}^2 + y_{max}^2 + z_{max}^2}$ $\sqrt{x_{max}^2 + y_{max}^2 + z_{max}^2}$

Figura 8.7: Volume de simulação e de detecção do χ_{max} para 10^{18} , 10^{19} , 10^{20} (Simulação do χ_0).

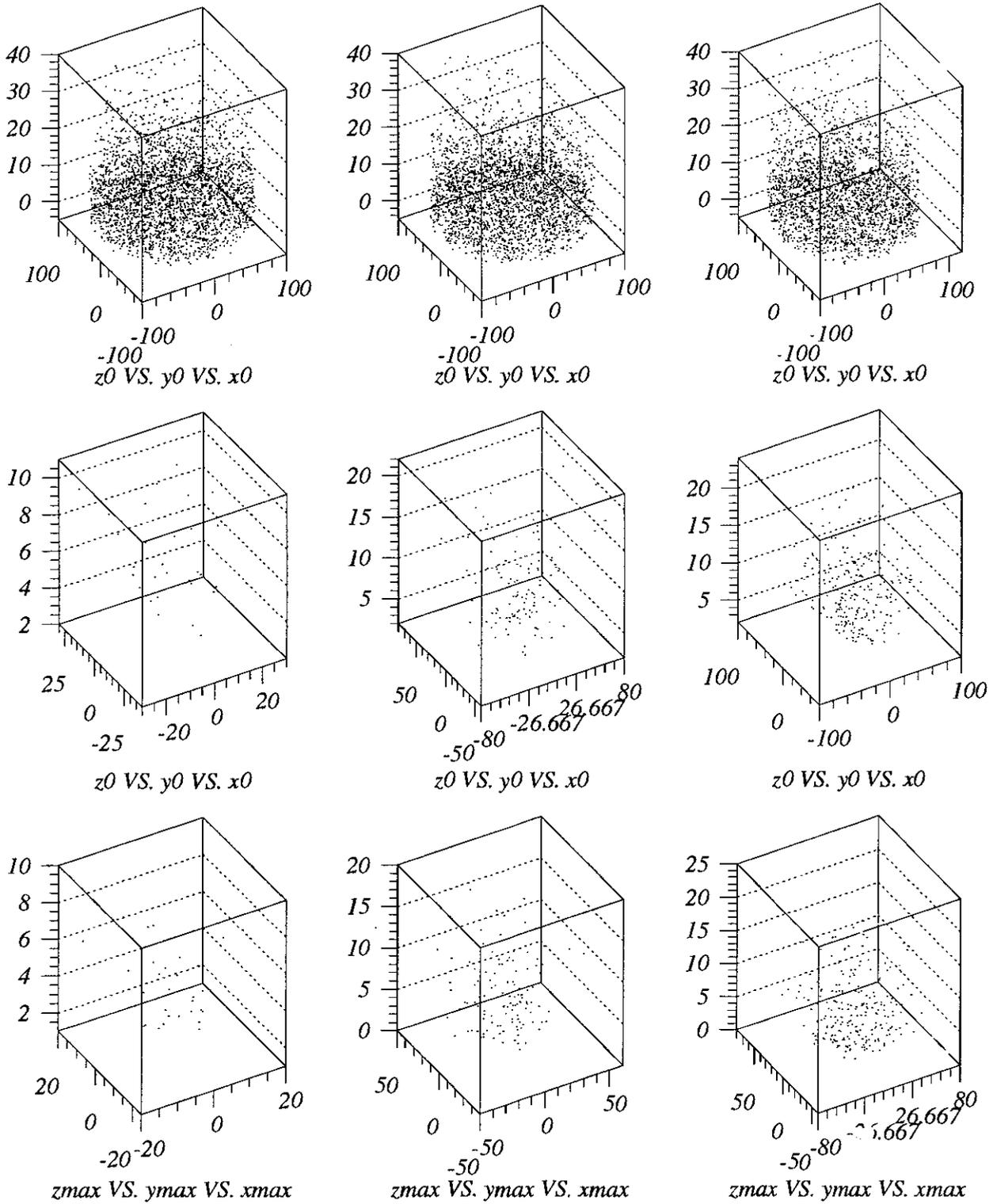


Figura 8.8: Volume 3D do χ_{max} e χ_0 para 10^{18} , 10^{19} , 10^{20} (Simulação do χ_0).

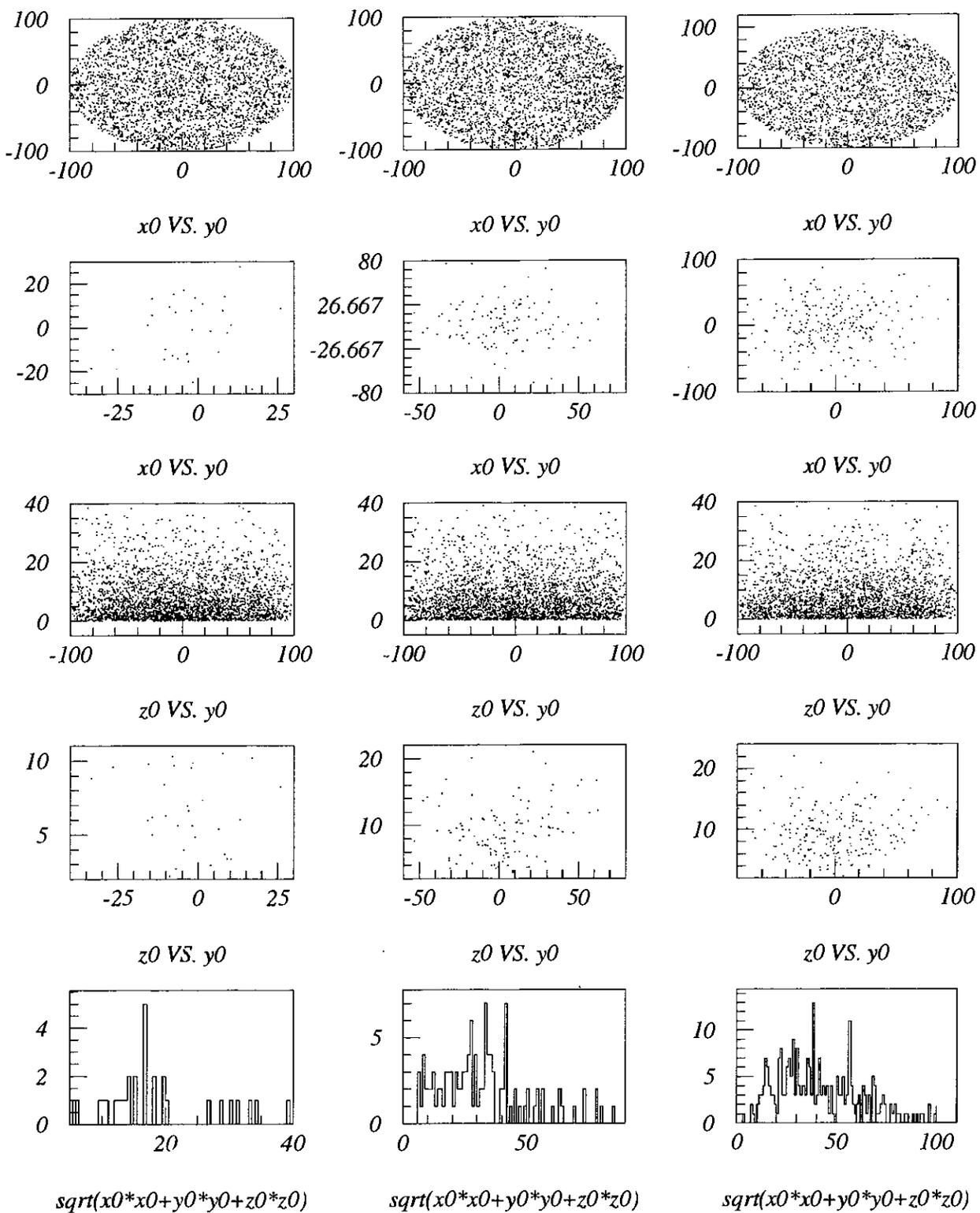


Figura 8.9: Volume de simulação e de detecção do χ_0 para 10^{18} , 10^{19} , 10^{20} (Simulação do χ_0).

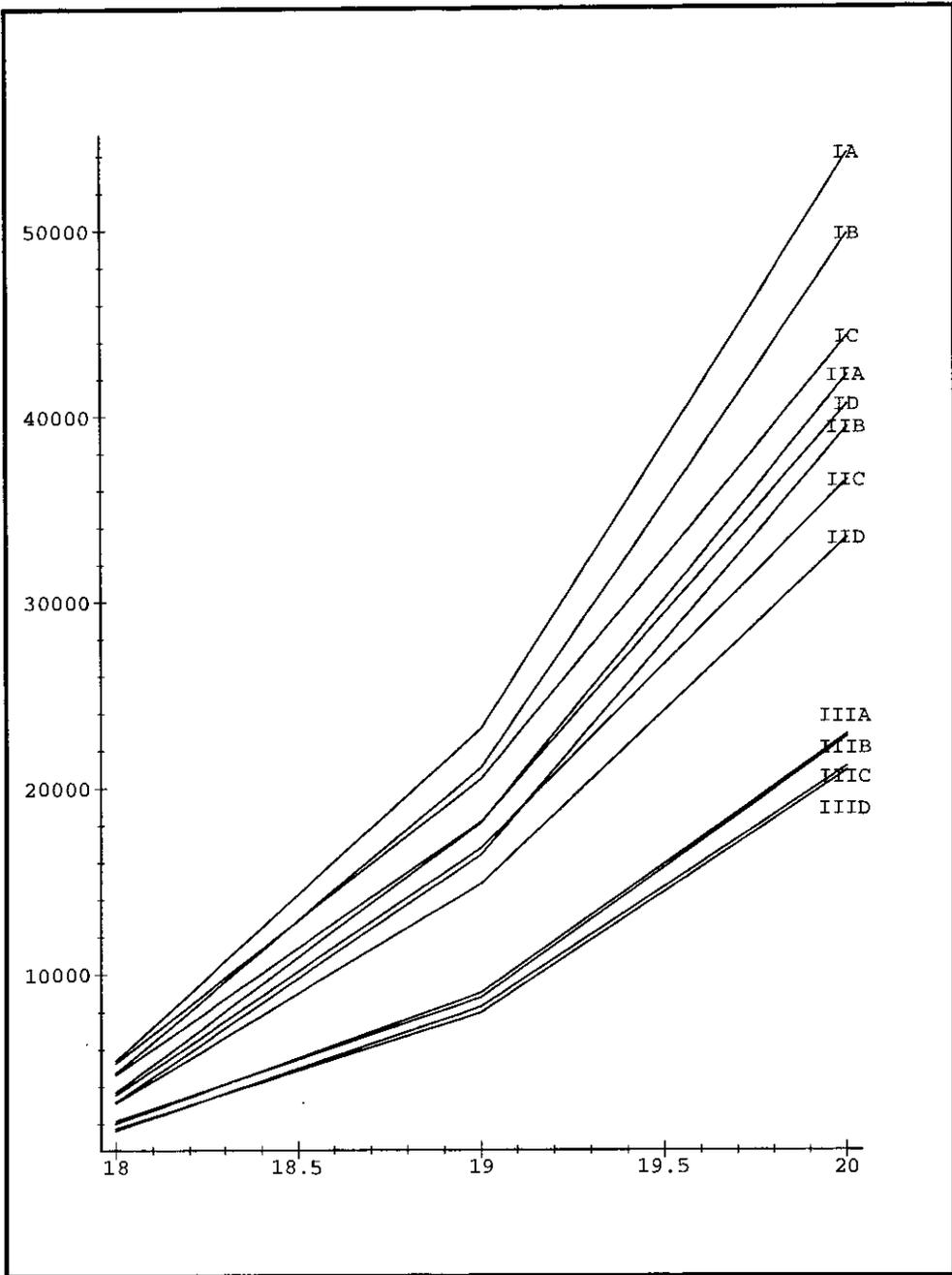


Figura 8.10: Aceitação para 10^{18} , 10^{19} , e 10^{20} para os diferentes tipos de gatilhos (A, B, C, D) e para ângulos zenitais $> 60^\circ$ (I), $> 70^\circ$ (II) e $> 80^\circ$ (III). Simulação do χ_0 .

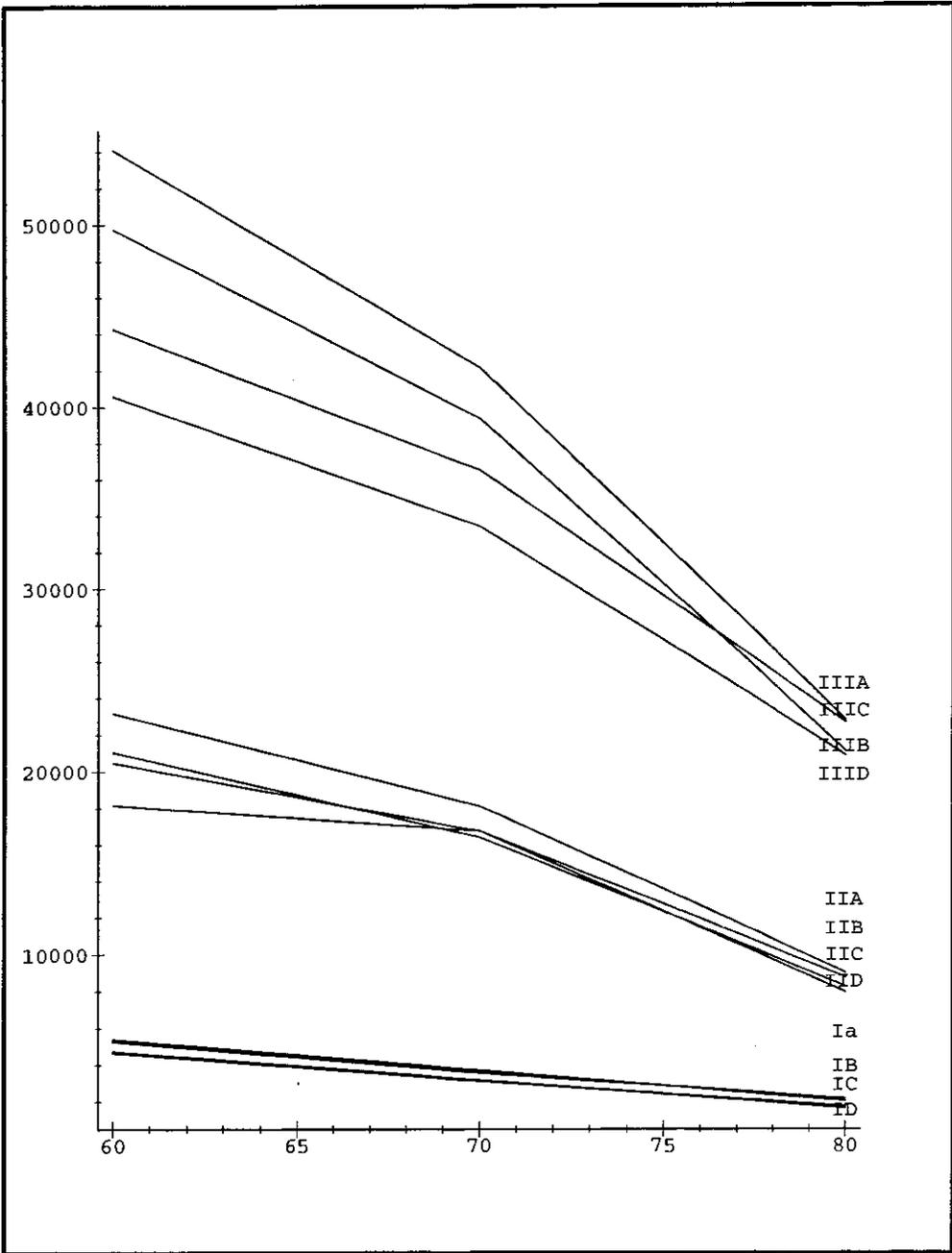


Figura 8.11: Aceptância para ângulos maiores de 60, 70 , 80 para as diferentes energias 10^{18} (I), 10^{19} (II), 10^{20} (III). As 4 curvas para cada energia correspondem aos 4 tipos de gatilho (A, B, C, D). Simulação do χ_0 .

Capítulo 9

Conclusões

Para chuviros com energia menor do que 10^{17} eV o detector de fluorescência tem uma aceptância desprezível. Isto se deve ao número insuficientes de fotoelétrons produzidos. Assim com o detector de fluorescência podemos detectar neutrinos de energia maior a 10^{17} eV e não temos um limite superior. Quanto maior a energia maior, então, será a aceptância.

Por outro lado, para os neutrinos ascendentes, temos um limite superior na energia. Neutrinos com mais do que 10^{20} eV não podem ser detectados pois eles não conseguem atravessar a Terra devido a seu comprimento de interação. Há ainda o limite inferior de 10^{17} eV devido às limitações do detector. Os neutrinos ascendentes estão ainda mais restritos no ângulo zenital, estando limitados apenas a pequenos ângulos com a horizontal.

Nos casos que analisamos temos uma aceptância um pouco maior do que a dos detectores de superfície [47]. O que acontece é que os chuviros horizontais e quase horizontais não precisam ficar tão perto do detector de fluorescência como no caso dos detectores de superfície para serem vistos. Assim os detectores de superfície precisam que os chuviros estejam a uma altura menor de 10 km para poder ser detectados [47], enquanto o detector de fluorescência não tem essa restrição, podendo ver chuviros até alturas de 30 km para energias de 10^{20} eV. Porém como o ciclo de trabalho do detector de fluorescência é pequeno, as duas aceptâncias ficam similares.

Quando geramos chuveiros que não atingem a superfície da Terra dentro da rede dos detectores de superfície, o volume onde o χ_0 pode ser detectado é muito grande. Porém ao incluir os detectores não centrais de EL Nihil, este volume não é muito maior, pois os outros três detectores (com campo de visão de 180° azimutais cada um) estão olhando para o centro da configuração onde se encontra o olho completo. Nesta situação os olhos adicionais melhoram a resolução do sistema.

O cálculo da aceptância quando geramos o χ_{max} é mais eficiente, pois já estamos retringindo a posição do χ_{max} , que é um ponto com sinal alto, enquanto quando geramos o χ_0 o chuveiro tem a possibilidade de estar-se desenvolvendo na direção contrária ao detector (que em média são 50 % os chuveiros que entram e 50 % os que saem), ficando assim difícil a detecção destes chuveiros, diminuindo a aceptância.

Vemos que o volume de interesse onde o χ_{max} é visível muda com a energia, sendo aproximadamente um cilindro de raio 30 km e altura 15 km para a energia de 10^{18} eV, um cilindro de raio 50 km e altura 25 km para a energia de 10^{19} eV e um cilindro de raio 80 km e altura 25 km para a energia de 10^{20} eV. No entanto, quando geramos o χ_0 este volume é um pouco menor, devido ao fato de ter restringido o volume de simulação para o χ_0 a um cilindro de raio 100 km e altura 40 km.

Para a detecção temos vários fatores importantes: o fluxo, que temos vários de acordo com o modelo como vimos na figura (5.2), a aceptância do detector que calculamos, a secção de choque, que para o intervalo de energias de interesse é igual para neutrinos muônicos e eletrônicos. Os neutrinos muônicos transferem em média 20% da energia para o núcleo, gerando uma cascata hadrônica, que pode ser vista pelo detector de fluorescência. Os neutrinos eletrônicos transferem toda a energia para a cascata, 20% da energia para os núcleons e 80% da energia para o elétron, gerando duas cascatas superpostas. Assim é muito mais simples detectar neutrinos eletrônicos pois as cascatas tem maior energia, e obtivemos que a aceptância cresce com a energia. Mas o fluxo do neutrino eletrônico é 50% menor que o fluxo de neutrinos. Ainda não é suficiente para comparar o número de neutrinos eletrônicos que podem ser detectados pelo detector de

fluorescência com o número de neutrinos muônicos, pois a além destas porcentagens, a aceitação como vimos não é linear na energia, parece ser tipo exponencial, de modo que os neutrinos eletrônicos tem uma maior probabilidade de ser detectados.

Como nossa aceitação é comparável a aceitação dos detectores de superfície do PAO, então teremos um resultado similar de número de neutrinos detectados [47] no tempo que o PAO esteja em operação.

Ainda existem estudos para melhorar o tempo de trabalho do detector de fluorescência, sendo muito conveniente para ter uma maior detecção.

Apêndice A

Apêndice

As partículas interagem de acordo com a quantidade de matéria que atravessam. Assim temos uma nova magnitude que mede a quantidade de matéria atravessada em unidades de $\frac{M}{L^2}$.

A quantidade de matéria vertical em unidades de g/cm^2 , χ_v , (*vertical depth*) que esta definida por:

$$\chi_v(h) = \int_h^{\infty} \rho(z) dz \quad (A.1)$$

que é a quantidade de matéria encontrada na vertical desde o alto da atmosfera até onde se encontra a partícula. Assim a densidade está relacionada com este parâmetro segundo:

$$\rho(h) = -\frac{d\chi_v}{dh} \quad (A.2)$$

A medida que expressa o que a partícula realmente atravessa da atmosfera é a quantidade de matéria em unidades de g/cm^2 , χ_s (*slant depth*):

$$\chi_s(z) = \int_z^{\infty} \rho(z_v) dl \quad (A.3)$$

onde a integral é ao longo da trajetória, como vemos na figura (A.1). Estes dois parâmetros são usados para descrever a passagem de qualquer partícula através de qualquer meio.

Mas para descrever o ponto onde se encontra uma partícula, depois de atravessar uma

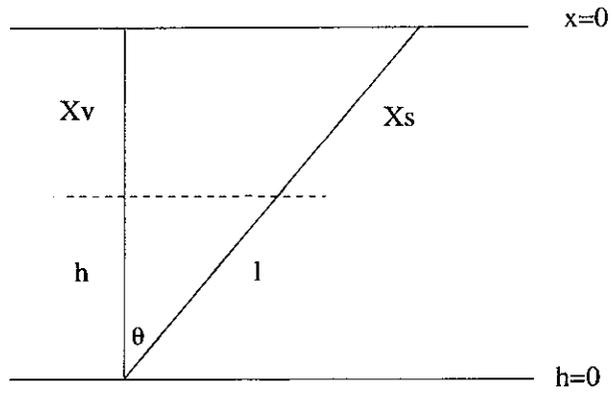


Figura A.1: χ_v e χ_s .

quantidade de matéria usamos a *profundidade* em unidades de $\frac{M}{L^2}$ como um equivalente da posição em unidades de L .

Referências

- [1] K. S. Hirata *et al.*, *Phys. Rev.* **D38**, 448 (1988); C. B. Bratton *et al.*, *Phys. Rev.* **D37**, 3361 (1988).
- [2] P. Anselmann *et al.*, *Phys. Lett.* **B357**, 237 (1995), K. S. Hirata *et al.*, *Phys. Rev.* **D44**, 2241 (1991).
- [3] K. Greisen, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 748 (1966), G. T. Zatsepin, V. A. Kuzmin, *JETP Letters*, **4** 78 (1996).
- [4] L. Bergstrom, *astro-ph/9702052*.
- [5] M. Punch *et al.*, *Nature* **358**, 477 (1992), D. J. Thompson *et al.*, *Ap.J. Suppl.* **101**, 259 (1995), C. E. Fichtel *et al.*, *Astrophys.J.Suppl.* **94** (1994) 551.
- [6] F. Halzen, *astro-ph/9701029*.
- [7] Auger Collaboration "The Pierre Auger Observatory Design Report". 2nd ed. Fermilab (Batavia).
- [8] P. Auger, R. Maze, T. Grivet-Meyer, *C.R.Acad.Sci.*, 206 (1938) 1721.
- [9] J. Lindsay, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 146 (1963), J. Lindsay, *Proc. 8th Int. Cosmic Ray Conf.* **4**, 295 (1963).
- [10] Veja referências em S. Yoshida, H. Dai, *astro-ph/9802294*, 23 Feb (1998), M. A. Lawrence, R. J. O. Reid, A. A. Watson, *J. Phys. G.* **773**, 146 (1991).

- [11] B. N. Afanasiev *et al.*, *Proc. of the 24th ICRC, Rome, Italy* (2), 756 (1995).
- [12] D. J. Bird *et al.*, *Ap. J.* (424), 491 (1994).
- [13] S. Yoshida *et al.*, *Proc. of the 24th ICRC, Rome, Italy* (1), 793 (1995).
- [14] R. Ramaty, B. Kozlovsky, R. Lingenfelter, *Phys. Today* (51-4), 30 (1998), april 1998.
- [15] T. K. Gaisser, Hillas, *Proc. 15th International Cosmic Ray Conference, Plovdiv*, (8), 353 (1977).
- [16] J. Nishimura, K. Kamata, *Prog. Theoretical Phys., Suppl.* .6 (1958), 93.
- [17] B. R. Dawson, *Nota Interna Auger* GAP-96-017.
- [18] R. M. Baltrusaitis, R. Cady, G. L. Cassiday, R. Cooper, J.W. Elbert, P. R. Gerhardy, S. Ko, E. C. Loh, M. Salamon, D. Steck, P. Sokolsky, *Nucl. Instrum. Meth.* A240, 410 (1985).
- [19] B. R. Dawson , H.Y. Dai, P. Sommers, S. Yoshida, *Astropart. Phys.* 5 (1996) 239.
- [20] B. R. Dawson and C. L. Pryke *Nota Interna Auger* GAP-97-044.
- [21] R. Biral *et al.*, *Nota Interna Auger* GAP-97-001.
- [22] L. Eltermann, R. B. Toolin, *Handbook of Geophysics and Space Environments* , (1965).
- [23] P. Sommers, *Nota Interna Auger* GAP-96-010.
- [24] B. R. Dawson, B. E. Fick, K. H. Kampert, P. Sommers, *Nota Interna Auger* GAP-97-043.
- [25] R.M. Baltrusaitis, G.L. Cassiday, J.W. Elbert, P.R. Gerhardy, E.C. Loh, Y. Mizumoto, P. Sokolsky, D. Steck, *Phys. Rev.* D31, 2192 (1985).
- [26] C. Grupen, *astro-ph/9610057*.

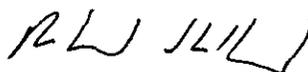
- [27] J. Bordes *et al.*, *hep-ph/9705463*, J. Bordes *et al.*, *astro-ph/9707031*, J. W. Bolesta *et al.*, *astro-ph/9705198*, G. Sigl *et al.*, *astro-ph/9610221*, G. Sigl *et al.*, *Proc. of the 24th ICRC, Rome, Italy* (3), 356 (1995).
- [28] E. Zas, *astro-ph/9704016*, T. K. Gaisser, F. Halzen, T. Stanev, *Phys.Rept.* **258** 173, (1995), R. J. Protheroe, *astro-ph/9612213*.
- [29] L. V. Volkova, *Yad. Fiz, Sov.J.Nucl.Phys.* **31**, 784 (1980).
- [30] S. Yoshida, M. Teshima, *Prog. Theoretical Phys.* **89** (1993) 883.
- [31] L.Nellen, K. Mannheim, P.L.Biermann, *Phys. Rev.* **D47**, 5270 (1993).
- [32] A.P.Szabo, R.J.Protheroe, *Astropart. Phys.* **2** (1994) 375.
- [33] F. W. Stecker, M. H. Salomon, *astro-ph/9501064*.
- [34] K. Mannheim, *Astropart. Phys.* **3**, 295 (1995).
- [35] S.J.R. Battersby *et al.*, *Astropart. Phys.* **4**, 151 (1995).
- [36] M. Vietri, *astro-ph/9802241*.
- [37] E. Waxman, J. Bahcall, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2292 (1997).
- [38] G. Sigl, D. N. Schramm, P. Bhattacharjee, *Astropart. Phys.* **2**, 401 (1994).
- [39] J. P. Ostriker, C. Thompson and E. Witten, *Phys. Lett.* **B180**, 231 (1986), C. T. Hill, D. N. Schramm, T.P. Walker, *Phys. Rev.* **D36**, 1007 (1987), P. Bhattacharjee, N.C. Rana, *Phys.Lett.* **B246**, 365 (1990).
- [40] A. J. Gill, T. W. B. Kibble, *Phys. Rev.* **D50**, 3660 (1994).
- [41] G. Sigl, D. N. Schramm, P.Coppi, *Phys.Lett.* **B392** (1997) 129.
- [42] U. F. Wichoski, J. H. MacGibbon, R. H. Brandenberger, *hep-ph/9805419*.

- [43] C. Quigg, M. H. Reno, T. P. Walker, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 774 (1986), M. H. Reno, C. Quigg, *Phys. Rev.* **D37**, 657 (1988), D. W. McKay, J. P. Ralston, *Phys.Lett.* **B167** (1986) 103.
- [44] G. M. Frichter, D. W. McKay, J. P. Ralston, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1508 (1995).
- [45] A. D. Martin *et al.*, *Phys.Lett.* **B306**, 145 (1993).
- [46] R. Gandhi, C. Quigg, M. H. Reno, I. Sarcevic, *hep-ph/9807264*.
- [47] K. S. Capelle, J. W. Cronin, G. Parente, E. Zas, *Astropart. Phys.***8**, 321 (1998), P. Billoir, *Nota Interna Auger* GAP-97-049 .
- [48] G. Parente, E. Zas, *astro-ph/9606091*, F. Halzen, E. Zas, *Phys.Lett.* **B289** 184 (1992), E. Zas, F. Halzen, R. A. Vazquez, *Astropart.Phys.* **1** 297 (1993), J.J. Blanco-Pillado, R.A. Vzquez, E. Zas, *Phys.Rev.Lett.* **78**, 3614 (1997).
- [49] T. Gaisser , "Cosmic Rays and Particle Physics", Cambridge University Press, 1992.
- [50] J. Knapp *et al.*, *Nota Interna Auger* GAP-96-013.
- [51] S.J. Sciutto, *Nota Interna Auger* GAP-98-005.
- [52] R. Gandhi, C. Quigg, M. H. Reno, I. Sarcevic, *Astropart. Phys.***5**, 81 (1996).
- [53] Y. Fukuda *et al.* (Super-Kamiokande Collaboration), *hep-ex/9807003*.
- [54] V. S. Berezinskii *et al.*, *Sov. J. Nucl. Phys.* **43**, 406 (1986).
- [55] CERN-Program Library Office, *PAW Physics Analysis Workstation An Introductory Tutorial*, 1995.
- [56] CERN-Program Library, *CERNLIB Release* .
- [57] CERN-Program Library Office, *CMZ User's Guide and Reference Manual*. Version 1.46,1994.

“OS NEUTRINOS NO OBSERVATÓRIO PIERRE AUGER”

Johana Maria Chirinos Diaz

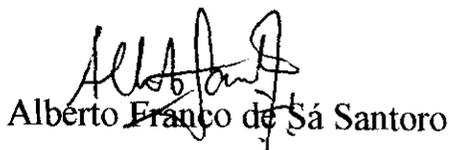
Tese de Mestrado apresentada no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, fazendo parte da Banca Examinadora os seguintes professores:



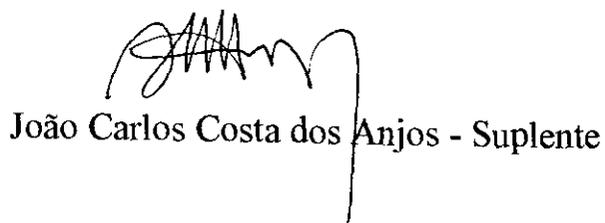
Ronald Cintra Shellard - Presidente



Marcia Gonçalves do Amaral



Alberto Franco de Sá Santoro



João Carlos Costa dos Anjos - Suplente

Rio de Janeiro, 29 de setembro de 1998