

TESE DE  
DOUTORADO

A detecção dos Neutrinos UHE  
no Observatório Pierre Auger

JOHANA MARÍA CHIRINOS DIAZ

CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS-LAFEX  
RIO DE JANEIRO, NOVEMBRO DE 2002

# AGRADECIMENTOS

- Ao meu orientador Ronald Cintra Shellard e a minha co-orientadora Marcia Gonçalves do Amaral pela amizade e prestativa orientação.
- Aos membros da colaboração do Projeto Pierre Auger pela oportunidade de participar desde o início deste projeto, que é agora uma realidade.
- Aos pesquisadores do CBPF e em especial a Jose Abdalla Helayël-Neto.
- A todos os funcionários, secretárias e alunos do LAFEX, DCP, biblioteca e CFC, que me acompanharam durante todos estes anos.
- Ao Brasil e em especial ao CNPq pelo inestimável suporte financeiro.
- A todas as pessoas que me ajudaram direta ou indiretamente.
- Em especial a minha família, meu pai Pablo, minha mãe e melhor amiga Ana Maria, meu esposo e "co-orientador" Gino, meu irmão Pablo e meus avós, que me apoiaram sempre no desenvolvimento desta tese e em todas as coisas que realizei na minha vida.

## Resumo

Neutrinos altamente energéticos são partículas especiais para a astronomia, já que poderiam ajudar na explicação de muitos fenômenos na física de altas energias, embora sua detecção até agora seja um desafio. Nesta tese estuda-se a possibilidade de se observar estes neutrinos altamente energéticos com os detetores de fluorescência do Observatório Pierre Auger.

Vários cenários foram simulados e/ou discutidos nesta tese:

- Neutrinos Descendentes na atmosfera.
- Neutrinos Ascendentes que não atravessaram a Terra.
- Neutrinos Ascendentes que atravessaram a Terra.
- Neutrinos Descendentes de sabor Tauônico na atmosfera e o *Double-Bang*.
- Neutrinos Ascendentes de sabor Tauônico que atravessaram a Terra.
- Neutrinos em cenários exóticos.

Foram calculadas as aceitações da configuração de detetores de fluorescência do Observatório Pierre Auger para os principais cenários e foi avaliada a possibilidade de detetar estes neutrinos altamente energéticos no caso deles serem gerados em diferentes modelos, tais como AGN, TD, GRB ou de neutrinos GZK. Foi feita, ainda, a distinção entre os diferentes sabores dos neutrinos nas simulações.

Devido as grandes dimensões do Observatório Pierre Auger e do seu tempo total de operação, foram obtidas taxas de detecção de neutrinos altamente energéticos encorajantes para vários dos modelos utilizados, embora seja sabido que sua detecção não é simples. Somente com o funcionamento do Observatório Pierre Auger é que poderemos avaliar quais modelos realmente são válidos.

# Abstract

Ultra high energy neutrinos are special particles for astronomy since they can help in the explanation of several phenomena in high energy physics, even though their detection is still now a challenge. In this thesis the possibility of observing these ultra high energy neutrinos by the fluorescence detectors of the Pierre Auger Observatory is studied.

Some scenarios were simulated and/or discussed in this thesis:

- Downward Neutrinos in the atmosphere
- Upward Neutrinos not passing through the Earth
- Upward Neutrinos passing through the Earth
- Downward Tau Neutrinos in the atmosphere and the Double-Bang
- Upward Tau Neutrinos passing through the Earth
- Neutrinos in exotic scenarios

The acceptances of the Pierre Auger Observatory fluorescence detector configuration to the main existing scenarios were calculated and the possibility of detecting these Ultra High Energy neutrinos was evaluated according to their different generating models (AGN, TD, GRB or neutrinos GZK). The distinction between the different flavors of the neutrinos was also implemented in these simulations.

Because of the large dimensions of the Pierre Auger Observatory and its period of operation, encouraging detection rates of highly energetic neutrinos for some of the models used, were obtained, in spite of all the factors that make their detection difficult. Only the full operation of the Pierre Auger Observatory will verify which models really are correct.

# Índice

Dedicatória . . . . .	i
Agradecimentos . . . . .	ii
Resumo . . . . .	iii
Abstract . . . . .	iv
Índice . . . . .	v
Lista de figuras . . . . .	viii
Lista de tabelas . . . . .	xiv
<b>1 Introdução</b>	<b>2</b>
<b>2 O Observatório Pierre Auger</b>	<b>5</b>
2.1 Os chuveiros atmosféricos extensos . . . . .	10
<b>3 Os detetores de fluorescência</b>	<b>14</b>
3.1 O Fenômeno de Fluorescência . . . . .	14
3.2 Descrição do detetor de Fluorescência do PAO . . . . .	18
3.3 A configuração dos detetores de Fluorescência do PAO . . . . .	22
3.4 As medidas dos detetores de Fluorescência do PAO . . . . .	24
3.4.1 Simulações dos detetores de Fluorescência do PAO e o programa FDSim . . . . .	25
3.4.2 Reconstrução dos detetores de Fluorescência do PAO - Reconstrução geométrica . . . . .	28

<b>4</b>	<b>Os Neutrinos UHE</b>	<b>35</b>
4.1	Interações dos Neutrinos UHE . . . . .	37
4.2	Chuveiros gerados por Neutrinos UHE . . . . .	43
4.2.1	<i>Double Bang</i> . . . . .	46
4.3	Fontes de Neutrinos UHE . . . . .	47
<b>5</b>	<b>A Terra</b>	<b>55</b>
5.1	A atmosfera . . . . .	55
5.2	O interior da Terra . . . . .	62
5.3	O sistema de coordenadas local e as coordenadas UTM . . . . .	64
5.4	A configuração de Coihecos . . . . .	67
<b>6</b>	<b>Simulações</b>	<b>73</b>
6.1	Neutrinos descendentes na atmosfera . . . . .	75
6.1.1	Descrição . . . . .	75
6.1.2	Perfil atmosférico . . . . .	76
6.1.3	Simulação . . . . .	80
6.1.4	Aceitação . . . . .	82
6.2	Neutrinos ascendentes que não atravessaram a Terra . . . . .	86
6.2.1	Descrição . . . . .	86
6.2.2	Perfil atmosférico ascendente . . . . .	87
6.2.3	Simulação . . . . .	91
6.2.4	Aceitação . . . . .	93
6.3	Neutrinos ascendentes que atravessaram a Terra . . . . .	96
6.3.1	Descrição . . . . .	96
6.3.2	Perfil terrestre . . . . .	97
6.3.3	Perfil atmosférico ascendente . . . . .	103
6.3.4	Simulação . . . . .	107
6.3.5	Aceitação . . . . .	110

6.4	Neutrinos descendentes de sabor tauônico e o <i>Double Bang</i> . . . . .	114
6.4.1	Descrição . . . . .	114
6.4.2	Perfil atmosférico descendente . . . . .	115
6.4.3	Simulação . . . . .	115
6.4.4	Estimativa da aceitação . . . . .	120
6.5	Neutrinos ascendentes de sabor tauônico que atravessaram a Terra . . . .	121
6.5.1	Descrição . . . . .	121
6.5.2	Perfil terrestre . . . . .	122
6.5.3	Perfil atmosférico ascendente . . . . .	130
6.5.4	Simulação . . . . .	130
6.5.5	Aceitação . . . . .	133
6.6	Neutrinos em cenários exóticos . . . . .	136
6.6.1	Descrição . . . . .	136
6.6.2	Perfil de densidades interiores . . . . .	136
6.6.3	Possibilidades de detecção . . . . .	140
<b>7</b>	<b>Taxas de detecções</b>	<b>143</b>
7.1	Parametrizações dos fluxos dos neutrinos UHE . . . . .	143
7.2	Cálculo das taxas de detecção dos neutrinos UHE . . . . .	151
7.2.1	Neutrinos UHE descendentes . . . . .	151
7.2.2	Neutrinos UHE ascendentes que não atravessaram a Terra . . . . .	157
7.2.3	Neutrinos UHE ascendentes que atravessaram a Terra . . . . .	163
7.2.4	Neutrinos UHE descendentes de sabor tauônico . . . . .	172
7.2.5	Neutrinos UHE ascendentes de sabor tauônico . . . . .	172
7.3	Os detetores de superfície e os neutrinos UHE . . . . .	177
<b>8</b>	<b>Conclusões</b>	<b>180</b>
	<b>Referências</b>	<b>182</b>

# Lista de Figuras

2.1	O mapa do Observatório Pierre Auger do hemisfério Sul . . . . .	7
2.2	O modo híbrido dos detetores do Observatório Pierre Auger . . . . .	8
2.3	O mapa do EA com os 40 detetores de superfície e os 2 telescópios de fluorescência. . . . .	9
2.4	Chuveiro atmosférico extenso . . . . .	11
2.5	Desenvolvimento longitudinal: parametrização de Gaisser-Hillas ajustada a dados experimentais de um chuveiro. . . . .	12
3.1	Espectro das bandas de emissão da luz de fluorescência. . . . .	15
3.2	Produção de fluorescência vs. altura. . . . .	16
3.3	A disposição das partes do detetor de fluorescência na edificação . . . . .	20
3.4	O telescópio de fluorescência com a câmara dos PMT . . . . .	21
3.5	Os aparelhos coletores de luz: a estrela Mercedes . . . . .	21
3.6	Padrões fundamentais do gatilho com 5 pixels. . . . .	22
3.7	Configuração de Coihecos, onde os círculos correspondem aos detetores de fluorescência (Los Leones, Coihecos e Morados, dispostos no sentido dos ponteiros do relógio começando da parte inferior, e o detetor central) e o triângulo corresponde ao CDAS em Malargüe . . . . .	23
3.8	Prédio de Los Leones, com os dois telescópios do EA. . . . .	23
3.9	Plano Chuveiro-detetor. . . . .	24
3.10	Eficiência híbrida vs. energia do chuveiro. . . . .	27



3.11	Eficiência híbrida com pelo menos dois, só dois, só três e só quatro detetores de fluorescência. . . . .	28
3.12	Os parâmetros de reconstrução do SDP. . . . .	30
3.13	A linha do chuveiro no SDP. . . . .	32
3.14	A intersecção dos SDP. . . . .	34
4.1	Corte GZK. . . . .	36
4.2	Seções de choque segundo MRS, EHLQ, CTEQ. . . . .	40
4.3	Seção de choque do neutrino via CC, NC e total segundo CTEQ4-DIS. . .	41
4.4	Seção de choque do antineutrino via CC, NC e Total segundo CTEQ4-DIS.	41
4.5	Comprimento de interação para neutrinos CTEQ-DIS4 via CC (...), NC (- -) e total (---). . . . .	42
4.6	Comprimento de interação para Antineutrinos CTEQ-DIS4 via CC (...), NC (- - -) e total (---). . . . .	42
5.1	Perfil $\chi_v$ [g/cm <sup>2</sup> ] vs. H[km] segundo a parametrização de Linsley. . . . .	57
5.2	Perfil de densidade [g/cm <sup>3</sup> ] segundo a parametrização: Linsley(---) - atmosfera isotérmica (...) vs. a altura[km]. . . . .	57
5.3	$\chi_v$ e $\chi_s$ na aproximação da Terra plana. . . . .	58
5.4	Geometria do chuveiro levando em conta a curvatura da Terra. . . . .	59
5.5	Geometria do chuveiro horizontal levando em conta a curvatura da Terra. .	59
5.6	Trajetória horizontal : $\chi_s$ total vs. altura h. . . . .	61
5.7	Perfil de densidade da Terra. . . . .	62
5.8	Geometria da passagem pela Terra. . . . .	63
5.9	$\chi_s$ em g/cm <sup>2</sup> na passagem pela Terra como função do ângulo de emergência	64
5.10	Transformação entre sistemas de coordenadas topocêntricos no elipsóide. .	65
5.11	Mapa do Observatório Pierre Auger. . . . .	68
5.12	Modelo digital de terreno da região onde fica o Observatório Pierre Auger - vista superior. . . . .	70

5.13	Modelo digital de terreno da região onde fica o Observatório Pierre Auger- vista lateral. . . . .	71
5.14	Transformação das coordenadas do ponto P entre o sistema de coordenadas geocêntrico e o topocêntrico. . . . .	71
5.15	Modelo digital de terreno da região onde fica o Observatório Pierre Auger levando em conta a curvatura da Terra. . . . .	72
6.1	Diversos cenários simulados para os neutrinos UHE: (A) neutrinos descen- dentes na atmosfera; (B) neutrinos ascendentes que não penetram a Terra, (C) neutrinos ascendentes que penetram a Terra, (D) neutrinos que atrav- essam montanhas. . . . .	74
6.2	Geometria do chuveiro atmosférico descendente de partículas fracamente interativas(início com círculo) em comparação com os chuveiros produzidos pelos raios cósmicos(início com quadrado): para ângulo zenital menor de 60° e para maior de 60°. . . . .	79
6.3	Aceitação efetiva da configuração de detetores de fluorescência para chu- veiros atmosféricos descendentes de partículas fracamente interativas. Os resultados de losango são para chuveiros com ângulo zenital >60°, os de quadrados para chuveiros com ângulo zenital >70° e os de triângulo para chuveiros com ângulo zenital >80°. . . . .	85
6.4	Aceitação efetiva do detetor de fluorescência central para chuveiros at- mosféricos descendentes de partículas fracamente interativas. Os resultados de losango são para chuveiros com ângulo zenital >60°, os de quadrados para chuveiros com ângulo zenital >70° e os de triângulo para chuveiros com ângulo zenital >80°. . . . .	85
6.5	Geometria dos neutrinos ascendentes que não atravessam a Terra: tra- jetória inicial descendente e depois ascendente. . . . .	87
6.6	Valores de $\chi_a$ em função da altura para neutrinos ascendentes. . . . .	88

6.7	Aceitação da configuração de detetores de fluorescência (triângulos) e do detector de fluorescência central (losango) para chuveiros atmosféricos ascendentes de partículas fracamente interativas que não atravessam a Terra.	95
6.8	Ampliação da figura (5.9) 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.	99
6.9	Distâncias da Terra [km] atravessadas para ângulos de emergência altos.	100
6.10	Coefficiente 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).	101
6.11	Energia máxima em GeV para que um fluxo de neutrinos possa atravessar a Terra com uma atenuação menor a e vs. o ângulo de emergência.	102
6.12	Logaritmo da probabilidade de interação entre $x_i$ e $x_f$ para neutrinos de diversas energias e ( $10^{17}$ eV, $10^{18}$ eV, $10^{19}$ eV, $10^{20}$ eV e $10^{21}$ eV de em ordem decrescente para o ângulo de $60^\circ$ ) vs. ângulo de emergência entre $60$ a $90^\circ$ .	105
6.13	Probabilidade de interação entre $x_i$ e $x_f$ para neutrinos de $10^{17}$ eV vs. ângulo de emergência entre $60$ a $90^\circ$ .	106
6.14	Probabilidade de interação entre $x_i$ e $x_f$ para neutrinos de $10^{19}$ eV vs. ângulo de emergência entre $60$ a $90^\circ$ .	106
6.15	Aceitação da configuração de detetores de fluorescência para chuveiros atmosféricos ascendentes de partículas fracamente interativas que atravessaram a Terra.	112
6.16	Aceitação do detector de fluorescência central para chuveiros atmosféricos ascendentes de partículas fracamente interativas que atravessam a Terra.	112
6.17	Aceitação da configuração de detetores de fluorescência para chuveiros atmosféricos ascendentes de partículas fracamente interativas que atravessam a Terra utilizando um gatilho de mais de 2 pixeis.	113

6.18	Aceitação do detetor de fluorescência central para chuviros atmosféricos ascendentes de partículas fracamente interativas que atravessam a Terra utilizando um gatilho de mais de 2 pixeis. . . . .	113
6.19	Desenvolvimento longitudinal do chuviro do primeiro <i>bang</i> e do segundo <i>bang</i> de um neutrino de $10^{18}$ eV para o ângulo zenital de $60^\circ$ e alturas do início do primeiro <i>bang</i> de 20, 25, 30 e 35 km. . . . .	117
6.20	Desenvolvimento longitudinal do chuviro do primeiro <i>bang</i> e do segundo <i>bang</i> de um neutrino de $10^{18}$ eV para o ângulo zenital de $70^\circ$ e alturas do início do primeiro <i>bang</i> de 16, 20, 24, 28 km. . . . .	118
6.21	Desenvolvimento longitudinal do chuviro do primeiro <i>bang</i> e do segundo <i>bang</i> de um neutrino de $10^{18}$ eV para o ângulo zenital de $85^\circ$ e alturas do início do primeiro <i>bang</i> de 4, 10, 12, 14, 16 e 20 km. . . . .	119
6.22	Probabilidade de emergência de taus na atmosfera a partir de neutrinos de sabor tauônico de energia $10^{17}$ eV, $10^{18}$ eV, $10^{19}$ eV, $10^{20}$ eV e $10^{21}$ eV (em forma descendente no ângulo de $60^\circ$ ) em função do ângulo de emergência. .	126
6.23	$P_1$ para neutrinos de energia $10^{17}$ eV, $10^{18}$ eV, $10^{19}$ eV, $10^{20}$ eV e $10^{21}$ eV em função da posição da interação na trajetória(km) dentro da Terra(ângulo de emergência de $87^\circ$ ). . . . .	127
6.24	$P_2$ para taus que provem de neutrinos de energia $10^{17}$ eV, $10^{18}$ eV, $10^{19}$ eV, $10^{20}$ eV e $10^{21}$ eV em função da posição do início da sua trajetória(km) dentro da Terra(ângulo de emergência de $87^\circ$ ). . . . .	128
6.25	$P_1 \times P_2$ para neutrinos de energia $10^{17}$ eV, $10^{18}$ eV, $10^{19}$ eV, $10^{20}$ eV e $10^{21}$ eV em função da interação na trajetória(km) dentro da Terra(ângulo de emergência de $87^\circ$ ). . . . .	129
6.26	Aceitação da configuração de detetores de fluorescência e do olho central para chuviros atmosféricos ascendentes do decaimento do $\tau$ . . . . .	135
6.27	Quantidade de matéria atravessada em g/cm <sup>2</sup> vs. o ângulo de emergência ao atravessar a Lua. . . . .	138

6.28	Quantidade de matéria atravessada em $\text{g}/\text{cm}^2$ vs. o ângulo de emergência ao atravessar a Marte. . . . .	139
6.29	Quantidade de matéria atravessada em $\text{g}/\text{cm}^2$ vs. o ângulo de emergência ao atravessar Venus. . . . .	140
6.30	Quantidade de matéria atravessada em $\text{g}/\text{cm}^2$ vs. o ângulo de emergência maior que $60^\circ$ ao atravessar a Terra, a Lua, Marte e Venus. . . . .	141
6.31	Quantidade de matéria atravessada em $\text{g}/\text{cm}^2$ vs. o ângulo de emergência maior que $80^\circ$ ao atravessar a Terra, a Lua, Marte e Venus. . . . .	142
7.1	Fluxos de neutrinos produzidos nos modelos de AGN: AGN-92C, AGN95-C e AGN-95J; nos modelos de TD: TD-92 e TD-96; os fluxos dos neutrinos GZK: CMB-91 e CMB-93 e dos neutrinos atmosféricos [12]. . . . .	144
7.2	Fluxos de neutrinos produzidos nos modelos de AGN: AGN-M95, AGN-SS91 e AGN-P96(— em ordem decendente em $10^3$ GeV); nos modelos de GRB e TD: GRB-WB, TD-WMB12, TD-WMB16 e TD-SLSC( --- em ordem decendente em $10^3$ GeV) e o fluxo dos neutrinos atmosféricos (...) [59]. . . . .	145
7.3	Fluxos de neutrinos produzidos no modelo de AGN: AGN-W(— — —), no modelo de TD: TD-W(- - -), no modelo <i>Z-burst</i> : Z-b(...) e o fluxo dos neutrinos GZK: CMB-W(—) [5]. . . . .	146
7.4	Aceitação por ângulo sólido para 4 pequenos intervalos angulares em função da energia do chuveiro (entre $80$ e $82.5^\circ$ , entre $82.5$ e $85^\circ$ , entre $85$ e $87.5^\circ$ e entre $87.5$ e $90^\circ$ .) . . . . .	166
7.5	Aceitação dos detetores de superfície para chuveiros quase horizontais produzidos por neutrinos UHE segundo Billoir [13]. . . . .	177
7.6	Aceitação dos detetores de superfície para chuveiros quase horizontais produzidos por neutrinos UHE segundo Cronin <i>et al.</i> [12]. . . . .	179

# Lista de Tabelas

3.1	Resultado da média do ângulo entre o vector normal ao SDP reconstruído e o simulado para o 50% e o 90% dos melhores casos reconstruídos e porcentagem de eventos com mais de 5° de erro para $A_1$ , $A_2$ , $B_1$ e $B_2$ . . . . .	31
3.2	Resultado da distância média entre o $R_p$ reconstruído e o simulado para os 50% e o 90% dos melhores casos reconstruídos e a porcentagem de eventos com uma distância maior do que 15 km de erro. Também apresentamos o resultado do ângulo médio entre o $\Psi$ reconstruído e o $\Psi$ simulado para o 50% e o 90% dos melhores casos reconstruídos e a porcentagem de eventos com um ângulo maior do que 30° de erro. . . . .	33
3.3	Resultados da distância entre o núcleo do chuveiro simulado e o reconstruído para os 50% e os 90% dos melhores casos reconstruídos e a porcentagem de eventos com uma distância maior do que 750 m de erro. Para os ângulos azimutal e zenital: diferença entre ângulo simulado e o reconstruído para os 50% e os 90% dos melhores casos reconstruídos e a porcentagem de eventos com uma diferença maior do que 8° de erro no caso do ângulo azimutal e maior do que 4° de erro no caso do ângulo zenital. . . . .	34
4.1	Coeficientes da parametrização CTEQ4-DIS . . . . .	42
5.1	Coeficientes da parametrização de Linsley. . . . .	56
5.2	$\chi_s$ total para diferentes ângulos zenitais e para trajetórias que atingem a superfície da Terra. . . . .	60

5.3	Coeficientes das camadas do modelo da Terra. . . . .	62
6.1	Probabilidade de um neutrino UHE interagir na atmosfera para neutrinos verticais e horizontais. . . . .	77
6.2	Probabilidade de um neutrino UHE interagir na parte ascendente da atmosfera para neutrinos a alturas de 0 e 30 km. . . . .	90
6.3	Ângulo de emergência ótimo para cada energia do neutrino UHE. . . . .	98
6.4	Limites de energia possíveis para que os dois <i>bangs</i> ocorram dentro da atmosfera e ainda o chuvaire do primeiro <i>Bang</i> possa ser detetado. . . . .	116
7.1	Número de eventos gerados por neutrinos de sabor muônico ou tauônico (primeiro <i>bang</i> ) detetados durante o tempo de operação do PAO pelos detetores de fluorescência. O cálculo utiliza a aceitação para chuvaireos de ângulos maiores do que $60^\circ$ , $70^\circ$ e $80^\circ$ e com diferentes probabilidades de interação $P_1$ e $P_2$ . . . . .	156
7.2	Número de eventos gerados por neutrinos de sabor eletrônico detetados durante o tempo de operação do PAO pelos detetores de fluorescência. O cálculo utiliza a aceitação para chuvaireos de ângulos maiores do que $60^\circ(A_{>60})$ , $70^\circ(A_{>70})$ e $80^\circ(A_{>80})$ e com diferentes probabilidades de interação $P_1$ e $P_2$ . . . . .	160
7.3	Número de eventos gerados por neutrinos de sabor muônico ou tauônico (primeiro <i>bang</i> ) detetados durante o tempo de operação do PAO pelos FD. O cálculo utiliza a aceitação para chuvaireos de ângulos entre $90^\circ$ e $101^\circ$ e com diferentes probabilidades de interação $P_1$ e $P_2$ . . . . .	161
7.4	Número de eventos gerados por neutrinos de sabor eletrônico detetados durante o tempo de operação do PAO pelos FD. O cálculo utiliza a aceitação para chuvaireos de ângulos entre $90^\circ$ e $101^\circ$ e com diferentes probabilidades de interação $P_1$ e $P_2$ . . . . .	162

7.5	Ângulo mínimo e probabilidade máxima para cada energia de neutrinos UHE que atravessam a Terra e conseguem gerar um chuveiro com seu máximo dentro da atmosfera. . . . .	164
7.6	Número de eventos gerados por neutrinos de sabor muônico ou tauônico (primeiro <i>bang</i> ) detetados durante o tempo de operação do PAO pelos detetores de fluorescência. O cálculo utiliza a aceitação para os chuveiros ascendentes com ângulos de emergência entre 70 e 90° divididos em pequenos alcances angulares: 70° → 80° → 82.5° → 85° → 87.5° → 90°. . . .	168
7.7	Número de eventos gerados por neutrinos de sabor muônico ou tauônico (primeiro <i>bang</i> ) detetados durante o tempo de operação do PAO pelos detetores de fluorescência. O cálculo utiliza a aceitação para os chuveiros ascendentes com ângulos de emergência entre 70 e 90°. . . . .	169
7.8	Número de eventos gerados por neutrinos de sabor eletrônico detetados durante o tempo de operação do PAO pelos detetores de fluorescência. O cálculo utiliza a aceitação para os chuveiros ascendentes com ângulos de emergência entre 70 e 90°. . . . .	169
7.9	Número de eventos gerados por neutrinos de sabor eletrônico detetados durante o tempo de operação do PAO pelos detetores de fluorescência. O cálculo utiliza a aceitação para os chuveiros ascendentes com ângulos de emergência entre 70 e 90° divididos em pequenos alcances angulares: 70° → 80° → 82.5° → 85° → 87.5° → 90°. . . . .	171
7.10	Número de eventos gerados por neutrinos de sabor tauônico(segundo <i>bang</i> ) detetados durante o tempo de operação do PAO pelos detetores de fluorescência. O cálculo utiliza a aceitação para os chuveiros ascendentes com ângulos de emergência entre 80° e 90° divididos em pequenos alcances angulares: 80° → 85° → 90 e 80° → 82.5° → 85° → 87.5° → 90°. . . . .	176



7.11	Taxa anual de detecção de neutrinos UHE pelos detetores de superfície do PAO para diferentes fluxos de neutrinos UHE na extensão de energia mencionada. . . . .	178
7.12	Taxa anual de detecção de neutrinos UHE pelos detetores de superfície do PAO para diferentes fluxos de neutrinos UHE e para duas diferentes seções de choque (MRS(R1) e GRV 95) na extensão de energia mencionada. O primeiro resultado corresponde ao cálculo geométrico da aceitação e o segundo ao cálculo resultado de uma simulação. . . . .	178
7.13	Taxa anual de detecção de taus que provem de neutrinos UHE de sabor tauônico pelos detetores de superfície do PAO para diferentes fluxos de neutrinos UHE [14]. . . . .	179

# Capítulo 1

## Introdução

A detecção de neutrinos ultra energéticos (neutrinos UHE, isto é neutrinos com energias maiores do que  $10^{18}$  eV) é um importante desafio da física atual, já que a sua detecção poderia ser utilizada para provar a existência de muitos fenômenos na astrofísica, astronomia e física de partículas, que até agora são somente teorias ou até conjecturas, além de abrir portas para a possibilidade de uma nova física jamais imaginada (pode-se citar, no caso de neutrinos de energias menos intensas, as detecções de neutrinos correlacionados com a supernova SN1987A [1] ou a de neutrinos solares [2]).

Neutrinos UHE têm a característica interessante de não sofrerem desvios na sua trajetória devido ao campo magnético interestelar ou intergalácticos e nem serem atenuados pelo efeito GZK<sup>1</sup> [3], chegando ao detetor quase sem modificação das condições de sua origem. Deste modo, os neutrinos UHE oferecem informações dos processos mais energéticos do universo, nos quais foram originados e ainda apontam na direção de sua procedência. As fontes destes neutrinos UHE vão desde as bem estabelecidas até as mais especulativas possíveis [4].

Uma vez que estes neutrinos UHE cheguem à Terra, existem muitas formas pelas quais eles podem interagir para serem detetados. A sua detecção, porém, não é tão simples, pois eles têm tudo em contra para serem detetados: seu fluxo é cada vez menor à medida

---

<sup>1</sup>Utiliza-se as siglas GZK para representar o corte proposto por K. Greisen, G. Zatsepin e V. Kuzmin.

que sua energia é aumentada; a atmosfera tem muito pouca matéria, ficando bastante transparente para eles e o interior da Terra tem muita matéria, o que faz com que ela seja bastante opaca para eles [5].

Atualmente, nos observatórios existentes [6] para neutrinos de altas energias só é possível estabelecer limites superiores da sua luminosidade. Ainda não há evidências sobre a natureza das fontes de neutrinos de altas energias devido à escala dos detetores atuais. Para superar estas limitações, precisa-se de detetores quilométricos [7] com vários anos de funcionamento. O observatório Pierre Auger [8, 9] (PAO<sup>2</sup>) não tem como objetivo principal ser um detetor de neutrinos UHE, no entanto suas dimensões podem fazer com que sua detecção seja perfeitamente possível [5, 10, 11, 12, 13, 14].

O objetivo desta tese é simular os diversos cenários onde poderiam ser detetados os neutrinos UHE pela configuração dos detetores de fluorescência do observatório Pierre Auger, calculando suas aceitações e as taxas de detecção que poderiam ser obtidas durante o tempo de funcionamento do observatório.

Para que estas simulações sejam realizadas de maneira o mais similar à realidade, têm que ser tratados mais detalhadamente vários assuntos, tais como os detetores de fluorescência, os neutrinos UHE e as características da Terra.

Apresenta-se no capítulo 2 uma idéia geral do observatório Pierre Auger, que durante o transcurso desta tese passou de ser um projeto a uma realidade, tendo já vários detetores instalados no observatório do Hemisfério Sul. Também tem-se uma breve descrição dos chuveiros atmosféricos extensos, que constitui a forma indirecta de detetar os raios cósmicos no PAO.

O capítulo 3 descreve o fenômeno de fluorescência, as partes do detetor de fluorescência, a configuração dos detetores do PAO e as medições que podem ser feitas com estes detetores que estão sendo utilizados no observatório Pierre Auger e que são utilizados nas simulações desta tese. Serão descritas simulações dos detetores de fluorescência e em

---

<sup>2</sup>Utiliza-se neste trabalho a sigla PAO para representar o observatório Pierre Auger, a mesma usada em inglês para *Pierre Auger Observatory*.

especial o programa FDSim. Também será descrito o processo de reconstrução dos eventos detetados pelos detetores de fluorescência e em especial um trabalho de reconstrução geométrica que foi realizado como parte desta tese. O capítulo 4 é dedicado ao estudo dos neutrinos UHE: suas interações, os tipos de chuveis que podem gerar e os modelos que podem gerar neutrinos nas energias de interesse do PAO.

O capítulo 5 é dedicado a descrição de todas as características da Terra, que são importantes para poder gerar as interações dos neutrinos UHE e para poder desenvolver os chuveis gerados pelos neutrinos UHE. Assim, descreve-se a atmosfera, o interior da Terra, o sítio do Auger e os sistemas de coordenadas utilizados.

No capítulo 6 juntam-se todas estas informações para poder fazer as simulações da detecção dos neutrinos UHE em diversos cenários como:

- Neutrinos movendo-se em direção à Terra na atmosfera;
- Neutrinos se afastando da Terra sem tê-la atravessado;
- Neutrinos se afastando da Terra após a terem atravessado;
- Neutrinos de sabor Tau na atmosfera e o *Double-Bang*;
- Neutrinos de sabor Tau se afastando da Terra após a terem atravessado.
- Neutrinos em cenários exóticos

e calculam-se as aceitações dos detetores de fluorescência do observatório Pierre Auger para os principais cenários.

No capítulo 7 mostram-se os cálculos das taxas de detecção nos principais cenários simulados no capítulo 6 para o tempo de operação do PAO, para diversos modelos de fluxos de neutrinos UHE e ainda para os diferentes sabores dos neutrinos.

No capítulo 8 apresentam-se as conclusões desta tese.

## Capítulo 2

# O Observatório Pierre Auger

O Observatório Pierre Auger [8, 9] está sendo construído por uma grande colaboração internacional, da qual o Brasil faz parte. O objetivo do Observatório Pierre Auger é o de detetar a presença de raios cósmicos altamente energéticos e o de investigar sua composição e sua possível origem. O Observatório Pierre Auger poderá alcançar este objetivo já que ele apresentará uma alta estatística de detecções de chuviros gerados por raios cósmicos UHE.

O estudo dos raios cósmicos começou em 1908 quando Victor Hess observou pela primeira vez a radiação cósmica em vôos de balão. Muito tempo depois, em 1938, Pierre Auger observou que os raios cósmicos não eram partículas individuais, mas estavam correlacionados em chuviros extensos, gerados na atmosfera. Baseado no tamanho dos chuviros, ele estimou a energia integrada, *i.e.*, a energia do raio cósmico primário em valores de até  $10^{15}$  eV [15]. Chuviros com energias ainda mais altas foram posteriormente observados. Em 1962, J. Lindsay [16] observou um chuviro atmosférico gigante no *Volcano Ranch Extensive Air Shower Array*, cuja energia primária foi estimada em  $10^{20}$  eV (16 joules), que é uma energia macroscópica! Esta descoberta passou quase despercebida pela comunidade científica na época.

Hoje, passados 40 anos desta descoberta, foram observados menos do que uma dezena de chuviros atmosféricos com energias acima de  $10^{20}$  eV [17]. Porém, estas observações

foram feitas por grupos distintos: *Volcano Park* [16], *Haverah Park* [18], *Yakutsk* [19], *Fly's Eye* [20], *Agasa* [21], usando métodos diferentes (por exemplo detetores Cherenkov, cintiladores ou detetores 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. Desta forma a origem dos raios cósmicos, em particular os de altas energias, ainda não é bem conhecida, devido em parte a esta baixa estatística.

Devido a este motivo, precisa-se de um observatório de maiores dimensões. O Observatório Pierre Auger será formado por dois gigantescos detetores de chuueiros atmosféricos, um localizado na Argentina (província de Mendoza) e o outro nos Estados Unidos (Utah). Os dois observatórios cobrirão toda a esfera celeste. Cada instalação será formada por dois diferentes detetores: os detetores de superfície e os detetores de fluorescência.

Para que os detetores de superfície cubram a maior área possível e ainda possam fazer uma boa detecção dos chuueiros, foi calculada uma separação máxima entre os detetores de 1.5 km em uma rede triangular, na qual os detetores estarão nos vértices de triângulos isosceles. Para poder atingir uma boa estatística, mas não passar do orçamento planejado, uma rede de 1600 detetores de superfície estarão espalhados por uma área de 3000 km<sup>2</sup>. No que se refere à quantidade de detetores de fluorescência, a condição é de que sejam detetados todos os chuueiros com energias maiores do que 10<sup>19</sup> eV e que atinjam o sítio. Para atingir este objetivo, calculou-se um número de 30 telescópios distribuídos em 4 olhos.

Os detetores de superfície são tanques de água que registram a chegada das partículas, medindo-se a radiação Cherenkov emitida ao passarem pelo meio. Eles medem o perfil lateral da frente do chuueiro e ainda diferenciam entre partículas eletromagnéticas e múons. Com estas medidas é possível extrair o valor da energia, a direção e o tipo da partícula primária.

A energia é obtida através do tamanho do chuueiro, determinado com a densidade a um raio particular entre 600 a 1000 m. Sua direção é obtida através dos tempos relativos

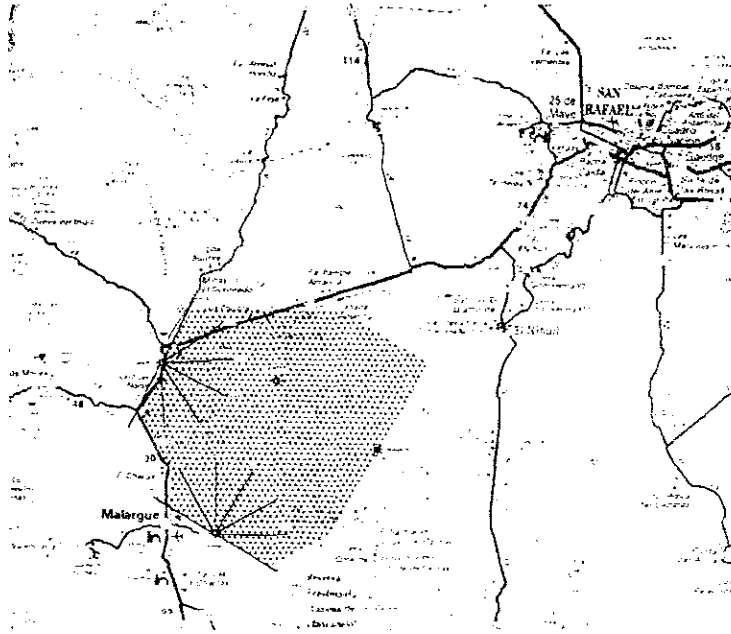


Figura 2.1: O mapa do Observatório Pierre Auger do hemisfério Sul

de chegada da frente do chuva nos diferentes detetores de superfície ativados. O tipo da partícula que deu origem aos chuva pode ser inferido, já que as partículas primárias mais pesadas tendem a produzir mais múons e menos partículas eletromagnéticas do que as partículas primárias mais leves com a mesma energia,. Chuva gerados por prótons e núcleos de ferro podem ser diferenciados analisando-se a razão entre múons e partículas eletromagnéticas e a distribuição dos tempos de chegada das partículas da frente do chuva.

Os detetores de fluorescência medem a fluorescência atmosférica induzida pelos chuva atmosféricos, porém só podem operar em noites claras sem lua, fazendo com que seu período de operação seja apenas de 10% do tempo total. Quando os dois detetores estão operando simultaneamente, existe o chamado modo híbrido [22, 23] de operação que dá a medida do perfil longitudinal dos chuva atmosféricos através dos detetores de fluorescência e o perfil lateral através dos detetores de superfície de forma complementar. Este procedimento permite que haja um sistema de calibração mútuo das medidas e dos parâmetros que podem ser extraídos destas medidas de duas formas diferentes. Estas duas

técnicas quando operando simultaneamente fazem com que o PAO possua um poderoso instrumento híbrido para investigar a origem dos raios cósmicos de altas energias ( $> 10^{19}$  eV) [8]. Uma vista esquemática dos dois modos de observação é exibida na figura (2.2).

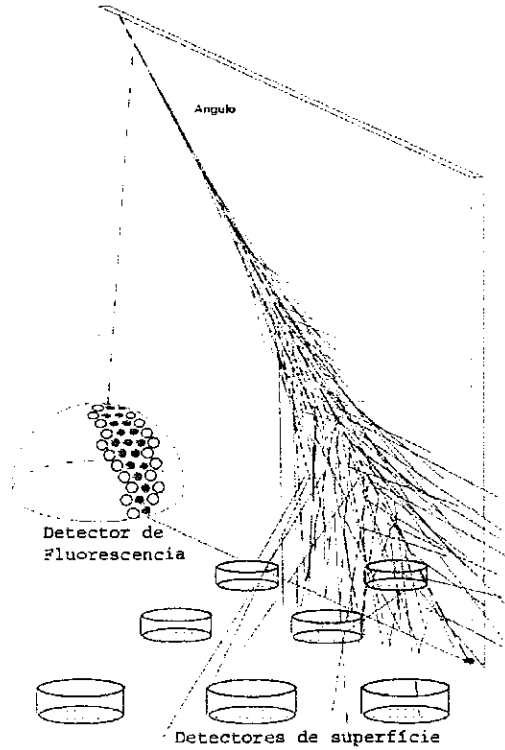


Figura 2.2: O modo híbrido dos detectores do Observatório Pierre Auger

Com esse esquema, 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.

Durante o desenvolvimento desta tese, o Observatório do Hemisfério Sul começou a ser construído. A construção foi planejada em duas etapas: os primeiros dois anos estão sendo dedicados à construção da rede protótipo (EA<sup>1</sup>) [24], seguidos por três anos para completar o observatório. O EA consiste em 40 protótipos de detectores de superfície numa área de 46 km<sup>2</sup> e 2 protótipos do telescópio de fluorescência, os quais foram já instalados e devidamente testados. No momento os telescópios protótipo do detector de fluorescência

<sup>1</sup>Utiliza-se aqui a sigla EA para representar a rede protótipo, a mesma usada em inglês para *Engineering Array*.



já foram desmontados e estão sendo atualmente montados os de produção. O EA é um observatório completo em pequena escala, seu objetivo principal é a validação do desenho e da performance dos dois tipos de detetores, permitindo também que se ganhe experiência para a construção do observatório completo.

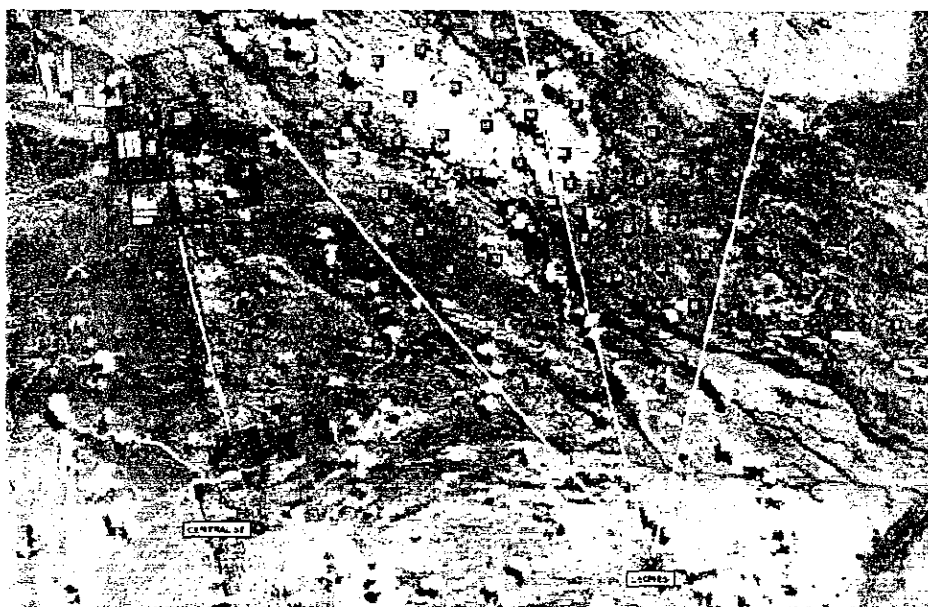


Figura 2.3: O mapa do EA com os 40 detetores de superfície e os 2 telescópios de fluorescência.

No dia 23 de Maio de 2001 foi detetada a primeira luz de um possível chuveiro nos detetores de fluorescência do EA. O primeiro evento híbrido artificial no EA foi produzido a fins de Outubro de 2001 e o primeiro evento híbrido real no EA foi detetado no início de Dezembro de 2001. Finalmente em Janeiro de 2002 detectou-se um evento híbrido com o detetor de fluorescência e mais de 3 detetores de superfície [25].

O plano é instalar os detetores de fluorescência definitivos e os tanques que faltam para completar o observatório do hemisfério Sul, o que levará 3 anos após a conclusão do EA e depois iniciar a construção do observatório do hemisfério Norte, completando assim o maior observatório de raios cósmicos feito pelo ser humano.

## 2.1 Os chuveis atmosféricos extensos

O PAO deteta os raios cósmicos de altas energias quando eles interagem com a atmosfera, gerando chuveis atmosféricos extensos (EAS<sup>2</sup>), por conseguinte, a detecção é indirecta. A detecção directa é extremamente difícil, já que nestas energias os raios cósmicos têm um fluxo muito baixo.

O EAS é formado por uma cascata de partículas, cada uma das quais tem parte da energia do raio cósmico primário. Quando a partícula primária do raio cósmico é um núcleon ou um núcleo, gera-se uma cascata hadrônica, criando mais núcleons e píons carregados e neutros:

- Os píons carregados decaem em múons, gerando uma cascata muônica.
- Os píons neutros decaem gerando uma cascata eletromagnética, que se espalha igual que a muônica, chegando ao chão numa ampla área ao redor do eixo do raio cósmico.
- Os núcleons geram uma cascata adicional de outros núcleons, que tendem a se aglomerar em torno do eixo do raio cósmico e a induzir novas subcascatas eletromagnéticas e muônicas.

A cascata eletromagnética é gerada quando um fóton de energia  $E_0$ , que pode provir do decaimento de um pión neutro, cria um par elétron-pósitron (cada um dos léptons tem a metade da energia do fóton  $E_0/2$ ). O par, por sua vez, cria outros fótons por *bremstrahlung*, os quais repetem o processo muitas vezes, tendo em cada processo o dobro de partículas, mas cada uma delas com a metade da energia das partículas do processo anterior.

O processo continua até que as partículas tenham sua energia reduzida a uma energia crítica  $E_c$ . Abaixo desta energia, o processo mais importante para perda de energia para os léptons passa a ser a ionização e não o *bremstrahlung*, enquanto que para os fótons, o

---

<sup>2</sup>Utiliza-se aqui a sigla EAS para representar Chuveis Atmosféricos Extensos, a mesma usada em inglês para *Extensive Air Shower*.

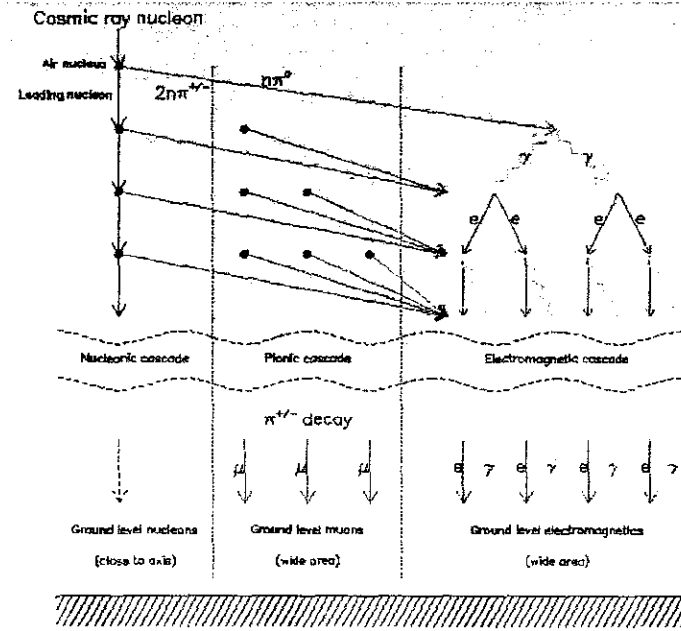


Figura 2.4: Chuveiro atmosférico extenso

efeito Compton passa a ser mais importante que a produção de pares. Por isto, abaixo desta energia o número de partículas passa a diminuir. Existe assim uma profundidade  $\chi_{\max}$ , onde o número de partículas é máximo e quase todas elas têm uma energia próxima de  $E_c$ . Então o número máximo de partículas  $N$  na profundidade  $\chi_{\max}$  é  $\sim E_0/E_c$ .

Um EAS pode ser esquematizado como uma linha, tendo dois pontos importantes:

- o ponto inicial  $\chi_0$ , onde acontece a primeira colisão com os átomos da atmosfera, depende da seção de choque da interação da partícula com a atmosfera.
- o ponto  $\chi_{\max}$ , onde o número de partículas gerado é máximo, depende da energia do chuveiro e da massa da partícula primária.

Na verdade os chuveiros não se desenvolvem numa linha, eles têm um desenvolvimento lateral além do desenvolvimento longitudinal. Os parâmetros importantes dos chuveiros são a direção do eixo, a energia e a natureza da partícula primária.

**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 [26]:

$$N_e(x) = N_{max} \left( \frac{\chi - \chi_0}{\chi_{max} - \chi_0} \right)^{(\chi_{max} - \chi_0)/\lambda} \exp\left(\frac{\chi_{max} - \chi}{\lambda}\right), \quad (2.1)$$

onde  $\lambda = 70 \text{ g/cm}^2$  (Fig. 2.5). Esta é uma expressão analítica aproximada para o desenvolvimento longitudinal de um chuva gerado por um próton, baseado em cálculos de Monte Carlo e que coincide com os dados do *Fly's Eye* de chuvas reais. A energia total da partícula primária é obtida pela integração desta expressão,

$$E = \frac{\epsilon_0}{\chi_0} \int N_e(\chi) d\chi, \quad (2.2)$$

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

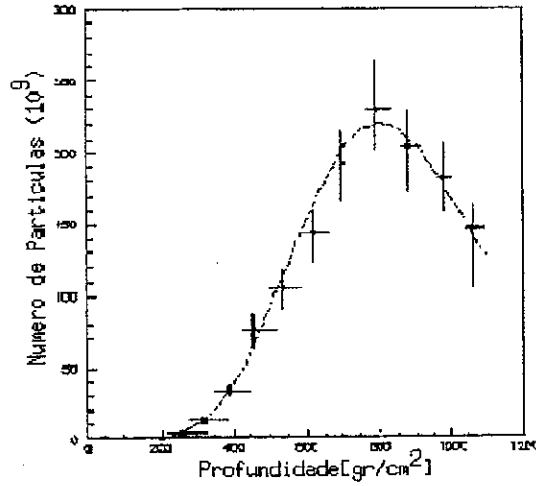


Figura 2.5: Desenvolvimento longitudinal: parametrização de Gaisser-Hillas ajustada a dados experimentais de um chuva.

**Desenvolvimento lateral** – As partículas secundárias formam um disco na direção perpendicular ao eixo do raio cósmico. A densidade de partículas no disco cai com a distância ao núcleo do chuva, o qual reproduz o eixo do raio cósmico original. A distribuição lateral de partículas para um chuva eletromagnético pode ser

parametrizado, segundo Nishimura e Kamata [27], pela expressão:

$$\rho(r) = \frac{N}{(r_1)^2} f\left(s, \frac{r}{r_1}\right) , \quad (2.3)$$

onde  $N$  é o número total de elétrons do EAS,  $r_1$  é o raio de Molière,  $s$  a idade do chuva e  $f$  é definido segundo a seguinte expressão:

$$f\left(s, \frac{r}{r_1}\right) = \left(\frac{r}{r_1}\right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{r_1}\right)^{s-4.5} \Gamma(4.5 - s) / [2\pi \Gamma(s) \Gamma(4.5 - s)] . \quad (2.4)$$

Para chuvisos hadrônicos, a função de distribuição lateral média pode ser representada pela parametrização de Nishimura e Kamata com a idade efetiva de 1.25.

As partículas das cascatas de chuvisos ionizam e excitam moléculas de  $N_2$  no ar, induzindo fluorescência, a qual pode ser detetada de longe como uma fonte luminosa movendo-se ao longo de um eixo à velocidade da luz. Sua intensidade está associada ao desenvolvimento longitudinal do chuva e sua integral é proporcional à energia dissipada na atmosfera. Desta forma é que os detetores de fluorescência conseguem medir o desenvolvimento longitudinal do EAS e assim dar uma estimativa da energia do raio cósmico primário. O seguinte capítulo tratará justamente dos detetores de fluorescência.

## Capítulo 3

# Os detetores de fluorescência

Os detectores de fluorescência não são uma exclusividade do Observatório Pierre Auger, eles foram já utilizados com êxito em alguns outros projetos. Detetores de fluorescência estão presentes em experimentos como *Fly's Eye* [28], instalado em *Dugway*, *HiRes* [29], construído pelo mesmo grupo do *Fly's Eye*, *Telescope Array* [30], projeto japonês, que será instalado próximo ao *HiRes* e OWL [31], um projeto onde os detetores de fluorescência estarão no espaço olhando à atmosfera terrestre.

Neste capítulo serão descritos o fenômeno de fluorescência, as partes do detetor, a configuração dos detetores do PAO e as medidas que podem ser feitas com estes detetores. Também inclui-se um trabalho de reconstrução destas medições realizado como parte desta tese.

### 3.1 O Fenômeno de Fluorescência

Chudakov na União Soviética e Suga no Japão (1960) foram os pioneiros na idéia de usar a fluorescência do nitrogênio atmosférico para medir EAS. Greisen e Bunner 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. Esta técnica baseia-se no fenômeno de fluorescência [32], que será descrito a seguir.

A luz de fluorescência é emitida isotropicamente, podendo ser vista de todos os lados e grandes distâncias. Desta maneira, pode-se medir o desenvolvimento longitudinal dos chuviros, *i.e.*, o número de partículas secundárias em função da profundidade atmosférica.

Um chuviro dissipa muita energia na atmosfera, excitando e ionizando moléculas de ar ao longo da trajetória. Com a perda da energia de ionização pelas partículas carregadas da atmosfera, podem ser excitadas as moléculas de  $N_2$  e ions de  $N_2^+$ . Devido a excitação, caso a energia não seja perdida em outros processos tais como colisões, ela será transformada em luz fluorescente.

O espectro das bandas de emissão (Fig. 3.1) concentra-se em grande parte (88 %) entre 300 e 400 nm, ou seja, na região do ultravioleta principalmente.

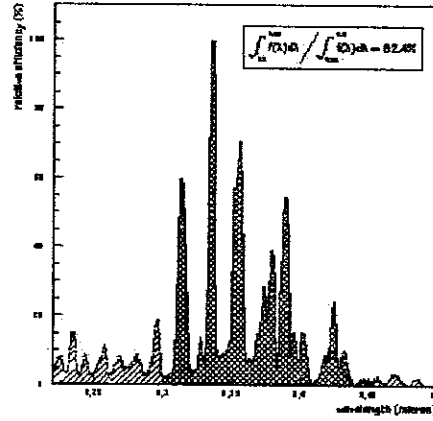


Figura 3.1: Espectro das bandas de emissão da luz de fluorescência.

O fenômeno de produção de luz de fluorescência tem uma eficiência muito baixa, mas como o número de partículas secundárias num chuviro é muito grande, o resultado final é significativo. A intensidade da luz de fluorescência é proporcional ao número de partículas carregadas no chuviro:

$$\frac{dN_\gamma}{dl} = N_f N_e, \quad (3.1)$$

onde  $N_f$  é o fator de proporcionalidade, que corresponde ao campo de fluorescência (fótons/partículas carregadas/metro), que é quase constante ao longo da atmosfera, como pode-se ver na figura (3.2) (em média 4.8 fótons/elétron). Desta forma esta técnica con-

segue dar uma medida da quantidade de partículas carregadas (eletromagnéticas) ao longo da dimensão longitudinal.

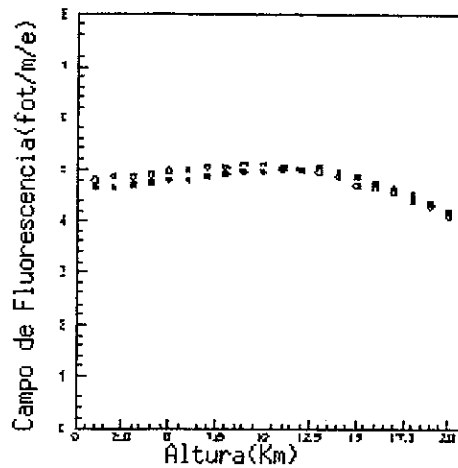


Figura 3.2: Produção de fluorescência vs. altura.

O chuvaire atmosférico produz também numerosos fótons Cherenkov na direção ao longo da trajetória. A luz Cherenkov não é exatamente proporcional ao número de partículas no chuvaire. Para chuvaireos vistos de pequenos ângulos ( $< 25^\circ$ ), esta luz Cherenkov pode ofuscar a luz fluorescente. A luz Cherenkov pode gerar luz por espalhamento na camada de mistura da atmosfera, relevante a pequenas alturas, complicando a observação do final do desenvolvimento dos chuvaireos. Esta contaminação pode ser importante para chuvaireos que caem a distâncias da ordem de 1 km do detetor, visto que nestas geometrias o ângulo de emissão é geralmente menor do que  $25^\circ$ .

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. Consideram-se dois tipos de espalhamento:

**Espalhamento de Rayleigh (molecular)** : As moléculas da atmosfera são os centros de espalhamento. O processo está caracterizado por uma seção de choque que varia como  $\lambda^{-4}$  (comprimento de onda). Este é um fenômeno relativamente estável e depende do perfil de densidade da atmosfera, tendo por conseguinte um perfil



exponencial e sendo possível de ser simulado. A quantidade de luz de Rayleigh espalhada de um feixe de  $N_\gamma$  fótons é:

$$\frac{dN_\gamma}{dl} = -\rho \frac{N_\gamma}{\chi_R} \times \left( \frac{400}{\lambda} \right)^4, \quad (3.2)$$

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

A quantidade de luz de Rayleigh espalhada numa direção  $\theta$  até o detetor num ângulo sólido  $d\Omega$  é dada por:

$$\frac{d^2N_\gamma}{dl d\Omega} = \frac{dN_\gamma}{dl} \frac{3}{16\pi} (1 + \cos^2 \theta). \quad (3.3)$$

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 fenômeno é altamente variável, mas constitui menos do que 20 % do espalhamento produzido pelo processo de Rayleigh, em um dia claro no deserto. O efeito depende da distribuição, do tamanho e da composição das partículas suspensas no ar e do perfil da densidade vertical. Estes três fatores mudam muito no espaço e no tempo, mas tipicamente as partículas se encontram a alturas baixas.

A seção 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. Por conseguinte, é difícil de simular e requer um monitoramento permanente da atmosfera.

Em lugares onde não existe muito aerosol como nos desertos ou nas montanhas, pode-se fazer uso do modelo simplificado de Elterman [33], no qual assume-se que o espalhamento diminui exponencialmente com a altura  $h$ . Para um feixe de  $N_\gamma$

fótons, a quantidade de luz de Mie espalhada é dada por:

$$\frac{dN_\gamma}{dl} = -\frac{N_\gamma}{L_M} \times \exp\left(-\frac{h}{H_M}\right), \quad (3.4)$$

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

$$\frac{d^2N_\gamma}{dl d\Omega} = 0.8 \exp\left(-\frac{\theta}{\theta_M}\right) \times \frac{dN_\gamma}{dl}, \quad (3.5)$$

onde  $\theta_M = 26.7^\circ$ .

A atenuação [28] da luz que passa de um ponto com um  $\chi = \chi_1$  e altura  $H_1$  até um ponto com  $\chi = \chi_2$  e altura  $H_2$ , devido a estes espalhamentos é:

$$T_{Rayl} = \exp\left[-\frac{\chi_1 - \chi_2}{\chi_R} \times \left(\frac{400}{\lambda}\right)^4\right], \quad (3.6)$$

$$T_{Mie} = \exp\left[-\frac{H_M}{L_M \cos \theta} \times \left(\exp\left(\frac{H_1}{H_M}\right) - \exp\left(\frac{H_2}{H_M}\right)\right)\right], \quad (3.7)$$

$$T = T_{Rayl} T_{Mie}. \quad (3.8)$$

Estes fatores de atenuação, unidos aos problemas de visibilidade, dificultam esta técnica, podendo ela ser utilizada somente durante noites escuras com céu limpo e sem lua. Por isto os detetores de fluorescência só têm um ciclo de trabalho de  $\sim 10\%$ .

## 3.2 Descrição do detetor de Fluorescência do PAO

Os detetores de fluorescência [34] de interesse para esta tese são os que estão sendo construídos para o Observatório Pierre Auger. O detetor tem várias partes, as quais podem ser agrupadas na parte óptica, na câmara e na parte eletrônica.

Parte óptica: composta por espelhos, diafragmas, filtros UV e lentes de correção. Isto corresponde ao telescópio de fluorescência.

- **Espelho:** São utilizados espelhos esféricos que projetam a luz fluorescente coletada numa câmara situada na sua superfície focal. Tem um raio de curvatura de 3.4 m com um campo de visão de  $30^\circ \times 30^\circ$  e com uma forma quadrada de 3.5 m x 3.5 m. Os espelhos cobrem a região desde  $2^\circ$  até  $32^\circ$  de elevação. Várias técnicas de fabricação têm sido testadas para os espelhos [35]. Por exemplo, foram construídos espelhos recobertos com  $\text{Al}_2\text{O}_3$  e  $\text{SiO}_2$ , fazendo que quase não sejam notadas suas imperfeições.
- **Diafragma:** Cada espelho tem um diafragma no centro de curvatura do espelho, destinado a diminuir as aberrações no plano focal. Esta inovação é parte da óptica de Schmidt [36]. O diafragma é circular de 0.85 m de raio e limita a área iluminada do espelho. Com isto, a aberração em coma desaparece e garante um tamanho uniforme da mancha sobre um grande campo de visão. Por conseguinte, os espelhos acima mencionados com um grande campo de visão podem ser utilizados.
- **Filtro:** Para melhorar a razão sinal-ruído para a luz fluorescente em contraste com a luz de fundo, são utilizados filtros ópticos que transmitem na banda ultra-violeta, com uma transmissão de 85% próxima de 350 nm e de 20% próxima de 300 nm e 400 nm. A escolha desta banda foi estudada amplamente [37]. O material utilizado é o vidro M-UG 6, capas de 3.25 mm encontram-se na janela do diafragma.
- **Lente corretora:** A área de coleção de luz pode ser incrementada em duas vezes, se o diâmetro do diafragma utilizado passa de 1.7 m a 2.2 m, mas para poder manter o mesmo tamanho da mancha [38], utiliza-se uma lente corretora anular nesta área extra com diâmetro interior de 1.7 m e diâmetro exterior de 2.2 m. A lente é construída de 24 peças de vidro que transmitem na banda ultra violeta. Com isto pode-se neutralizar a aberração esférica a grandes distâncias do eixo óptico. A lente corretora é parte da óptica de Schmidt.

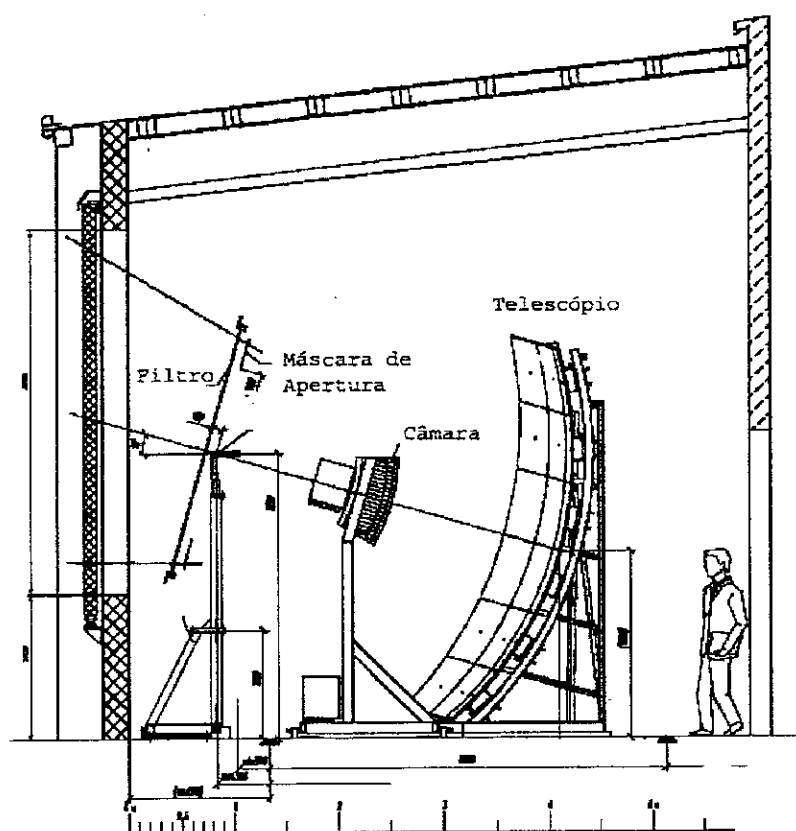


Figura 3.3: A disposição das partes do detector de fluorescência na edificação

**Câmara:** A câmara é o aparelho, onde converte-se a luz fluorescente em pulsos elétricos. É composta por fotomultiplicadoras (PMT<sup>1</sup>), o suporte mecânico e os aparelhos colectores de luz.

- Suporte mecânico: está colocado na superfície focal e contém os PMTs. Os PMTs encontram-se dispostos em 20 colunas e 22 filas, cobrindo cada um deles um campo de visão de  $1.5^\circ \times 1.5^\circ$ . O suporte é um bloco de alumínio de 93 cm x 86 cm com buracos de 40 mm de diâmetro para colocar os PMTs.
- PMT: localizados na superfície focal dos espelhos projetando um ângulo sólido no céu de  $1.5^\circ \times 1.5^\circ$ . Foram escolhidos os PMTs hexagonais Philips XP3062 para poder ocupar o espaço o mais uniformemente possível. Precisa-se que os

<sup>1</sup>Utiliza-se a abreviação em inglês, de *Photo Multiplier Tube*.

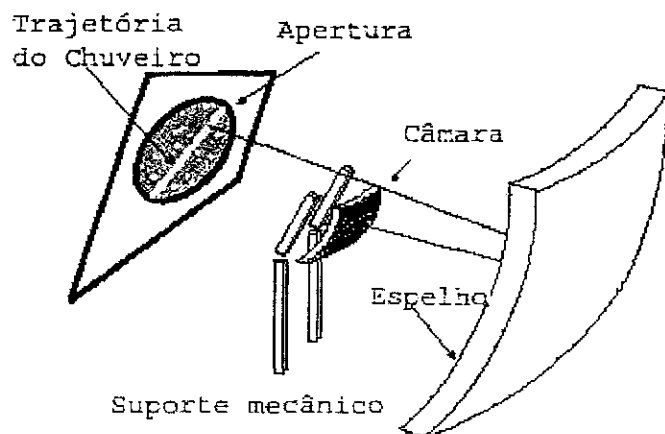


Figura 3.4: O telescópio de fluorescência com a câmara dos PMT

PMTs tenham um ganho relativamente baixo, que tenham uma boa linearidade e baixa sensibilidade para o fator de ganho do fundo de corrente direta. Cada pixel medirá o sinal recebido a cada 100 ns.

- Aparelhos coletores de luz: O casamento das PMTs com a superfície focal exige a instalação de aparelhos coletores de luz, uma vez que a janela da PMT é menor do que a área de incidência de luz. Os aparelhos coletores foram escolhidos pela sua eficiência [39], e são denominados a estrela Mercedes pela sua forma.

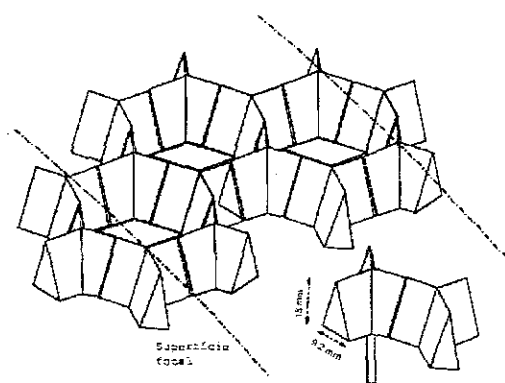


Figura 3.5: Os aparelhos coletores de luz: a estrela Mercedes

Parte eletrônica e de software: fazem com que seja possível salvar os eventos detetados como em um filme. No caso do PAO foram desenhados dois níveis de gatilho[34]. O primeiro nível é o encarregado de digitalizar continuamente os sinais e salvar estes dados na memória para posterior utilização entre outras tarefas. O segundo nível do gatilho está encarregado de detetar se o padrão dos pixeis ativados forma uma trajetória reta. O algoritmo utilizado procura pelo menos 5 pixeis consecutivos que sejam parte de uma trajetória reta. Para isto, compara os pixeis ativados com os padrões fundamentais que representam uma trajetória reta (3.6).



Figura 3.6: Padrões fundamentais do gatilho com 5 pixeis.

### 3.3 A configuração dos detetores de Fluorescência do PAO

No PAO serão utilizados vários detetores de fluorescência, os quais formam uma configuração geométrica. A escolha da configuração no PAO depende das condições topográficas do sítio além das propriedades físicas. Várias configurações foram sugeridas desde o início do projeto (Superman, Hexagonal, Nihuil, etc), sendo que as últimas configurações propostas dependem mais da escolha das colinas, onde podem ser instaladas as edificações para os detetores de fluorescência. Desta maneira, existiam as possibilidades de utilizar Coihecos, Puntillas ou Pocitos, ficando Coihecos como a configuração mais eficaz na época, quando foram feitas as simulações finais desta tese [40].

Quando da elaboração desta tese, a configuração de Coihecos contemplava a instalação de quatro olhos, três em pequenas colinas na periferia do sítio (Leones, Morados e Coihecos), olhando para dentro do sítio com uma abertura de  $180^\circ$  e um olho central com campo

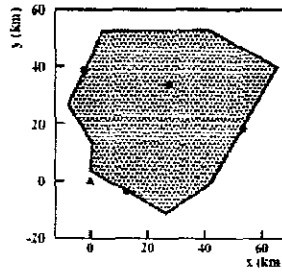


Figura 3.7: Configuração de Coihecos, onde os círculos correspondem aos detetores de fluorescência (Los Leones, Coihecos e Morados, dispostos no sentido dos ponteiros do relógio começando da parte inferior, e o detetor central) e o triângulo corresponde ao CDAS em Malargüe

de visão de  $360^\circ$ . Como cada telescópio tem uma cobertura azimutal de  $30^\circ$ , terá-se 30 telescópios na configuração. Um esquema desta configuração pode ser apreciado na figura (3.7). Uma descrição mais detalhada da geografia do sítio será apresentado no capítulo 5.

Para o EA, foram já construídos e testados dois telescópios na colina de Los Leones, os telescópios 4 e 5, que olham para o Norte, onde encontram-se instalados os detetores de superfície do EA.

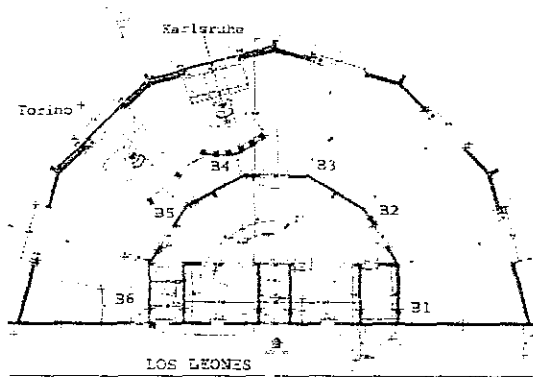


Figura 3.8: Prédio de Los Leones, com os dois telescópios do EA.

Durante a elaboração desta tese foi decidido pela colaboração que a configuração final dos detetores de fluorescência seria a de Coihecos só que com o olho central sendo eliminado e substituído por um quarto olho periférico situado na região norte do sítio.

### 3.4 As medidas dos detetores de Fluor scencia do PAO

Os detetores de fluorescência são muito interessantes, pois com suas medidas dos EAS consegue-se extrair parâmetros muito importantes dos raios cósmicos que os geraram. Os detetores de fluorescência conseguem medir o perfil do desenvolvimento longitudinal dos chuveiros na atmosfera. A integral deste perfil d  uma medida direta da energia depositada na atmosfera pela componente eletromagnética do chuveiro. A profundidade  $\chi_{max}$ , onde o chuveiro atinge o número máximo de partículas secundárias, permite fazer uma estimativa da massa da partícula primária que deu início ao chuveiro.

O 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 PMTs sejam acionadas, definindo junto com a posição do detetor , o plano Chuveiro - detetor (Fig. 3.9). A seguir será descrito o cálculo da razão sinal/ruído para os PMT's acionados.

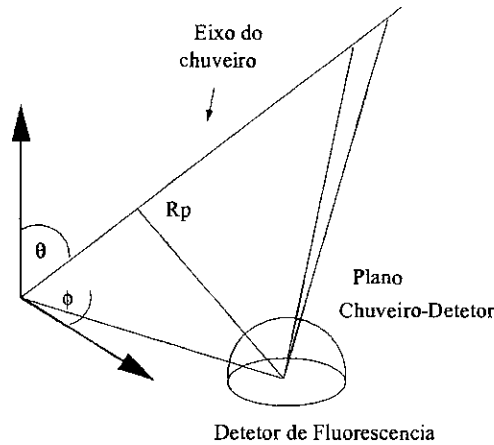


Figura 3.9: Plano Chuveiro-detetor.

O tempo que um chuveiro leva para atravessar a zona de visão da PMT é dado por:

$$\Delta t = \frac{dR_p \sec^2\left(\frac{\alpha}{2}\right)}{2c}, \quad (3.9)$$



onde  $R_p$  é a distância mínima do chuveiro ao detector (parâmetro de impacto do chuveiro),  $\alpha$  é o ângulo que a reta que liga a PMT a um ponto do chuveiro faz com o eixo do chuveiro,  $d$  é a abertura angular do campo de visão e  $c$  a velocidade da luz.

A expressão que fornece o sinal detetado é dada por:

$$S = \frac{A_{mir} N_e Q}{4\pi r^2} T(r) N_f ct, \quad (3.10)$$

onde  $A_{mir}$  é a área do espelho,  $N_e$ , dado pela equação Eq. (2.1), é o número de elétrons em um determinado intervalo de comprimento  $ct$  do chuveiro,  $T(r)$  é o espalhamento na atmosfera calculado com a equação Eq. (3.8),  $N_f$  é o campo 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:

$$N = \sqrt{4 A_{mir} Q t N_b \Omega}, \quad (3.11)$$

onde  $\Omega$  é o ângulo sólido do pixel e  $N_b$  é a contribuição devida a quantidade de luz de fundo, aproximadamente igual a 40 fótons/m<sup>2</sup>/deg<sup>2</sup>/μs. Com isto a razão sinal/ruído fica proporcional ao tamanho do espelho e inversamente proporcional ao tamanho do pixel:

$$S/N = \frac{N_f N_e c T(r)}{4\pi r^2} \sqrt{\frac{A_{mir} Q t}{4 N_b \Omega}}. \quad (3.12)$$

### 3.4.1 Simulações dos detetores de Fluorescência do PAO e o programa FDSim

Levando em conta todas as características dos detetores de fluorescência discutidas anteriormente, foi desenvolvido um programa em FORTRAN 77 chamado *FDSim* [41] para

simular o processo de detecção de chuueiros pelos detetores de fluorescência do Observatório Pierre Auger. O programa tem um arquivo de entrada (*FDsim.inp*) e tem três arquivos de saída: *qqrnome.hbook*, com os resultados da simulação que pode ser lido com o PAW [42]; *qqrnome.dat*, com os dados para a reconstrução e *qqrnome.log*, com os dados mais gerais de cada chuueiro e que pode ser lido diretamente. O programa utiliza várias subrotinas da biblioteca de utilitários do CERN [43].

Neste programa são definidos todos os parâmetros dos detetores de fluorescência segundo as características do PAO. Pode-se escolher entre diferentes configurações ou um detetor único, seja este com a cobertura azimutal total ou parcial. Também pode ser escolhido o número de pixeis necessários para o gatilho.

Os chuueiros podem ser gerados aleatoriamente, mudando o ângulo zênital e azimutal, o ponto da primeira interação  $\chi_0$  e o ponto do máximo número de partículas  $\chi_{max}$ . Também pode-se escolher a energia do chuueiro e a área, onde o chuueiro pode ser gerado. O desenvolvimento longitudinal pode ser simulado com a parametrização de Gaisser e Hillas, definida na equação Eq. (2.1) ou utilizando chuueiros gerados por algum programa de simulação como AIRES [44] ou CORSIKA [45].

Para os chuueiros gerados no *FD-SIM*, o  $\chi_{max}$  é gerado a partir de uma gaussiana com um valor médio que depende da energia de acordo com uma extrapolação válida para grandes energias. Esta extrapolação é obtida a partir de resultados experimentais (*Fly's Eye*, *Yakutsk*, etc.) na faixa de energias entre  $10^{15}$  e  $10^{18.5}$  eV [46]:

$$\chi_{max} = 500 + 60 \times (\ln(E) - 15), \quad (3.13)$$

e tem uma variância de  $50 \text{ g/cm}^2$ . O  $\chi_0$  é gerado aleatoriamente de acordo com o caminho livre médio da partícula primária no ar.

O ângulo zênital constitui um parâmetro muito importante do chuueiro e podemos considerar dois regimes distintos:

- ângulo zênital  $< 60^\circ$ : para distâncias menores do que 40 km utiliza-se a aproximação

da Terra plana.

- ângulo zênital  $> 60^\circ$ : precisa-se a correção da curvatura da Terra, que será explicada no capítulo 5.

Com estes dados procede-se à simulação da detecção. Faz-se um *loop* sobre cada um dos detetores, calculando se o chuveiro fica no seu campo de visão. Para os detetores com resultado positivo, procede-se a calcular se o chuveiro fica no campo de visão de cada um dos espelhos. Para os espelhos com resultado positivo, procede-se a calcular se o chuveiro fica no campo de visão de cada um dos pixels. Para os pixels com resultado positivo, procede-se a calcular o sinal e a razão sinal-ruído, fazendo uso da fórmula Eq. (3.12) e das expressões para a atenuação do sinal Eq. (3.6) e Eq. (3.7).

O programa *FD-SIM* será a base para as simulações desenvolvidas para esta tese e que serão apresentadas no capítulo 6. Cabe mencionar que na versão atual do código *FD-SIM* eliminou-se a chamada versão rápida, descrita acima, e manteve-se somente a versão completa que é a que possui o *Ray-Tracing*.

Como no PAO a detecção é híbrida, existem simulações mostrando seu desempenho híbrido [47, 48]. Apresentamos abaixo os resultados da eficiência híbrida no caso de pelo menos dois detetores de superfície e um detetor de fluorescência (no caso da configuração Coihecos) acionados:

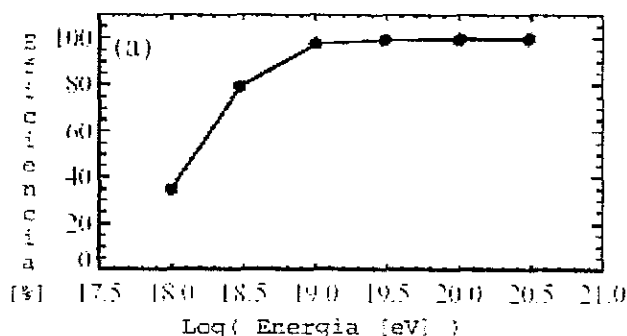


Figura 3.10: Eficiência híbrida vs. energia do chuveiro.

Os detetores no PAO são desenhados para poder medir eficientemente todos os chu-

veiros com energias acima a  $10^{19}$  eV [8], que caíam dentro da área coberta pelos detetores de superfície como pode ser observado das simulações apresentadas na figura (3.10). Com os 4 detetores de fluorescência a oportunidade de ter eventos detetados por mais de um detetor (em estéro) é alta. Como pode-se apreciar na figura (3.11), para energias de  $10^{19}$  eV quase o 70% dos eventos que caem dentro da área coberta pelos detetores de superfície são observados por mais de um detetor de fluorescência.

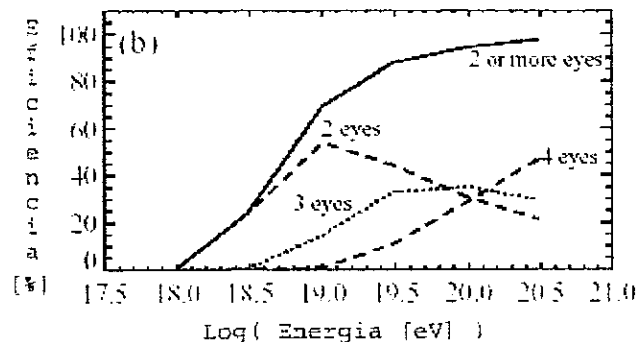


Figura 3.11: Eficiência híbrida com pelo menos dois, só dois, só três e só quatro detetores de fluorescência.

A eficiência do detetor melhora com o aumento de luz recebida, então chuueiros mais energéticos podem ser detetados com maior eficiência como foi observado nas figuras (3.10) e (3.11). Também os chuueiros mais energéticos podem ser vistos num volume maior, pois o  $R_p$  (parâmetro de impacto) máximo com o qual ainda pode-se detetar chuueiros aumenta com o aumento da energia do chuueiro [49].

A aceitação do detetor é definida como o volume onde ele ainda consegue detetar os chuueiros. Nesta tese serão calculadas as aceitações para diferentes cenários de chuueiros gerados por neutrinos UHE de diferentes energias e serão apresentadas no capítulo 6.

### 3.4.2 Reconstrução dos detetores de Fluorêscencia do PAO - Reconstrução geométrica

Com os dados da detecção do chuueiro, procede-se a extrair a informação que pode dar o detetor de fluorescência através da reconstrução do evento. Uma boa reconstrução

da direção, da posição do  $\chi_{max}$  e da energia do chuveiro pode ser obtida mesmo quando o chuveiro é observado apenas por um olho. Porém, para chuveiros distantes dos olhos, as incertezas no monitoramento atmosférico e portanto na sua reconstrução, tornam necessário uma visão estereoscópica, ou seja, por mais de um olho ou híbrida.

Para poder fazer uma boa reconstrução da energia e da massa do raio cósmico, precisa-se de uma boa reconstrução geométrica (um ponto, o ângulo zenital e azimutal). Como parte dos trabalhos realizados durante o doutorado, foi desenvolvido um programa de reconstrução geométrica dos chuveiros observados pelos detetores de fluorescência do PAO [50].

O programa de reconstrução esta baseado em trabalhos prévios [28, 51]. A reconstrução pode ser feita com os dados de um olho (reconstrução mono), vários olhos (reconstrução estéreo) ou juntamente com os dados de detetores de superfície (reconstrução híbrida).

O programa encontra-se dividido em 4 partes:

- **Arquivo de entrada:** Os dados utilizados são:
  - A identificação dos olhos que detetam o chuveiro.
  - A identificação dos pixels que detetam o chuveiro.
  - O tempo do inicio da detecção de cada pixel e o número de estruturas de 100ns que dura a detecção.
  - O sinal total detetado por cada pixel e o sinal detetado para cada estrutura de 100ns.
- **Cálculo do plano Chuveiro - detetador(SDP<sup>2</sup>):** Este plano é definido pelo plano que contém o centro do detetador de fluorescência e a linha que idealiza ao chuveiro. O movimento deste chuveiro fará com que uma série de PMT's sejam acionadas. Cada pixel tem um campo de visão com a direção de seu centro definida pelo ângulo

---

<sup>2</sup>Utiliza-se a abreviação em inglês, de *Shower detector Plane*.

azimutal  $\alpha$  e pelo ângulo de elevação  $\xi$ . O SDP num sistema de coordenadas com centro no detetor é representado pela equação  $z = ax + by$  em 3 dimensões. Com os dados dos pixels acionados ( $\alpha$  e  $\xi$ , sinal e tempo) é feito um ajuste a esta equação de diferentes formas.

- $A_1$ : Este método foi desenvolvido nesta tese usando só um ajuste linear:

$$(z/x) = a + b (y/x), \quad (3.14)$$

onde  $(z/x)$  é uma nova variável  $Y$  e  $(y/x)$  outra nova variável denominada  $X$ . O ajuste é feito com pesos diferentes segundo o tempo que o sinal esteve acionando o pixel, já que o pixel que deteta o sinal por maior tempo, é o pixel que tem a maior parte do chuveiro no seu campo de visão. Com o ajuste obtém-se os parâmetros da equação e calcula-se o vector normal ao SDP.

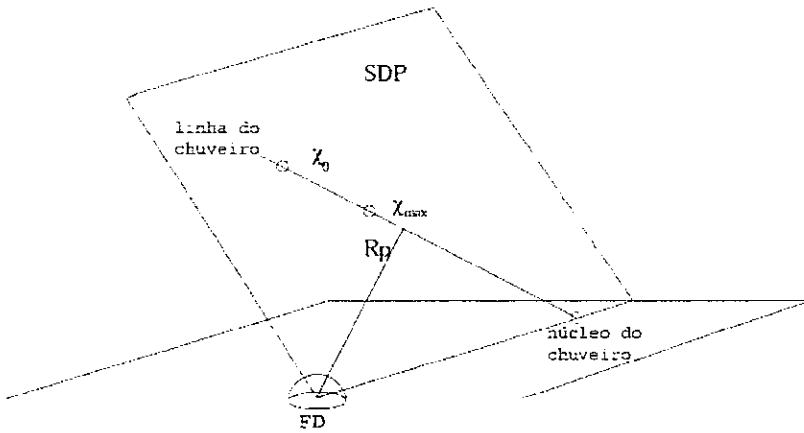


Figura 3.12: Os parâmetros de reconstrução do SDP.

- $A_2$ : Utiliza-se o cálculo de outro programa de reconstrução [51] adaptado para o PAO. O programa tem os seguintes passos:
  - \* cálculo do centroide da direção dos pixels (ajuste feito com pesos do sinal total);
  - \* cálculo do plano perpendicular ao centroide;

- \* projeção da direção dos pixels no plano perpendicular ao centroide;
  - \* ajuste linear das projeções;
  - \* cálculo do vector normal ao SDP com o centro do detetor e a direção do ajuste linear.
- **B ( $B_1$  e  $B_2$ ):** Utiliza-se o programa de minimização amoeba [52] nos dois casos  $A_1$  e  $A_2$ , para melhorar o cálculo do SDP. O vector normal ao SDP calculado em  $A_1$  e  $A_2$  é o dado inicial da minimização. A minimização é feita com o peso da amplitude total do sinal, pois é descrito como o mais robusto [51], já que as PMTs com as maiores amplitudes são as que olham mais diretamente o eixo do chuveiro. Esta minimização melhora os resultados obtidos em  $A_1$  e  $A_2$ .

Na época em que foi desenvolvido este programa de reconstrução ainda não tinham entrado em operação os protótipos dos detetores de fluorescência, assim, o arquivo de saída das simulações do programa FDSim, *qgrnome.dat*, foi utilizado como arquivo de entrada do programa de reconstrução geométrica, obtendo os resultados apresentados na tabela (3.1) abaixo para cada um dos 4 casos.

Tipo	50%	90%	$> 5^\circ$
$A_1$	0.5109°	1.312°	5.66%
$A_2$	0.5943°	1.331°	5.78%
$B_1$	0.5468°	1.270°	5.41%
$B_2$	0.5494°	1.270°	5.28%

Tabela 3.1: Resultado da média do ângulo entre o vector normal ao SDP reconstruído e o simulado para o 50% e o 90% dos melhores casos reconstruídos e porcentagem de eventos com mais de  $5^\circ$  de erro para  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $B_1$  e  $B_2$ .

#### • Cálculo da linha do chuveiro:

- **Caso Mono:** Tendo-se obtido o SDP, passa-se a trabalhar neste plano. Para isto as direções dos pixels acionados passam a ser  $\alpha_i$  e  $\xi_i$  e a ter só o ângulo  $\Omega_i$ , que define sua direção com respeito à vertical no SDP. O passo seguinte é

determinar a geometria em duas dimensões da linha do chuvaeiro. Para isto é preciso ajustar o  $R_p$  (distância entre o chuvaeiro e o detetor) e o  $\Psi$  (ângulo do chuvaeiro com respeito à vertical no SDP ) com os dados dos  $\Omega_i$  dos pixeis e os tempos nos quais são acionados os pixeis.

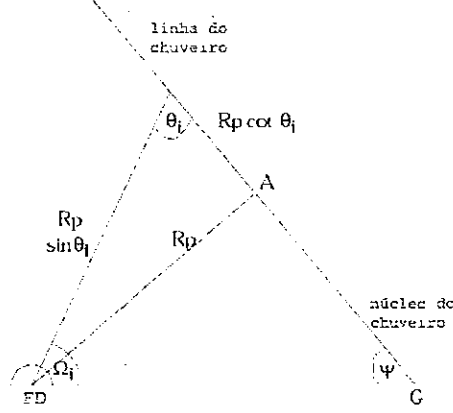


Figura 3.13: A linha do chuvaeiro no SDP.

Para cada pixel, forma-se um triângulo com a seguinte relação:

$$\theta_i = \pi - \Omega_i - \Psi. \quad (3.15)$$

No tempo  $t_0$ , a frente do chuvaeiro passa pelo detetor. A luz detetada pelo pixel é emitida no tempo  $t_0 - \left(\frac{R_p}{c}\right) / \tan \theta_i$  e viaja à velocidade da luz num tempo  $R_p / (c \sin \theta_i)$ . Assim o tempo no qual a luz chega em cada pixel é:

$$t(\theta_i) = \frac{R_p}{c} \tan \left( \frac{\theta_i}{2} \right) + t_0. \quad (3.16)$$

Os valores iniciais do  $\Psi$  e do  $R_p$  são calculados usando dois diferentes métodos que são descritos abaixo, e a partir de dados iniciais obtidos com estes métodos pode-se fazer seu ajuste aplicando uma minimização sobre os dados iniciais:

- \*  $C_1$ : Neste método os valores iniciais são obtidos de cálculos simples de geometria. Assume-se que o triângulo formado sobre o SDP pela direção do primeiro e do último pixel que foram acionados e pelo chuvaeiro, é um



triângulo isosceles.

- \*  $C_2$ : Assume-se que a direção do chuvaire é a perpendicular à direção média dos pixeis que foram acionados pelos chuvaire e o  $R_p$  é 3000 m.
- \*  $D$ : é feita a minimização com o programa amoeba [52] a partir dos valores iniciais obtidos usando-se  $C_1$  e  $C_2$  para a equação:

$$\chi = t - t_0 - \frac{R_p}{c} \tan\left(\frac{\theta_i}{2}\right). \quad (3.17)$$

Apresentamos, a seguir, resultados após a minimização para os dois casos  $D$  usando como partida os dados de  $C_1$  e  $C_2$  e obtendo  $D_1$  e  $D_2$ , respectivamente. (3.2).

Tipo	50%	90%	>15 km
$R_p-D_1$	2.114 km	4.122 km	4.88%
$R_p-D_2$	2.274 km	4.303 km	4.47%
Tipo	50%	90%	>30°
$\Psi-D_1$	4.59°	10.15°	9.34%
$\Psi-D_2$	5.48°	10.39°	7.31%

Tabela 3.2: Resultado da distância média entre o  $R_p$  reconstruído e o simulado para os 50% e o 90% dos melhores casos reconstruídos e a porcentagem de eventos com uma distância maior do que 15 km de erro. Também apresentamos o resultado do ângulo médio entre o  $\Psi$  reconstruído e o  $\Psi$  simulado para o 50% e o 90% dos melhores casos reconstruídos e a porcentagem de eventos com um ângulo maior do que 30° de erro.

– **Caso Estéreo:** Como uma primeira aproximação será utilizada a interseção dos SDP de cada olho que detectou o chuvaire, como a linha do chuvaire.

- **Arquivo de saída:** O resultado é a reconstrução geométrica do chuvaire idealizado como uma linha em 3 dimensões: o núcleo (o ponto onde chuvaire atinge o solo) e dois ângulos (zenital e azimutal).

Para o caso estéreo apresentam-se os resultados da reconstrução geométrica na tabela (3.3).

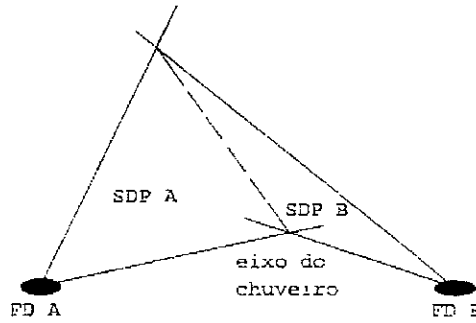


Figura 3.14: A intersecção dos SDP.

Tipo	50%	90%	>750 m
Núcleo do chuveiro	97.8 m	244.5 m	13.87%
Tipo	50%	90%	>8°
azimutal	1.17°	2.87°	13.13%
Tipo	50%	90%	>4°
zenital	0.47°	1.31°	15.33%

Tabela 3.3: Resultados da distância entre o núcleo do chuveiro simulado e o reconstruído para os 50% e os 90% dos melhores casos reconstruídos e a porcentagem de eventos com uma distância maior do que 750 m de erro. Para os ângulos azimutal e zenital: diferença entre ângulo simulado e o reconstruído para os 50% e os 90% dos melhores casos reconstruídos e a porcentagem de eventos com uma diferença maior do que 8° de erro no caso do ângulo azimutal e maior do que 4° de erro no caso do ângulo zenital.

Este método ainda precisa ser refinado para chegar a melhores resultados. Obtendo o eixo principal do chuveiro reconstruído, podem ser reconstruídos os parâmetros do desenvolvimento longitudinal. 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, quer dizer, o desenvolvimento longitudinal. A energia total do chuveiro é determinada em forma calorimétrica integrando a curva de número de partículas vs. a profundidade ou pelo número de partículas do chuveiro no máximo [53].

# Capítulo 4

## Os Neutrinos UHE

Neutrinos com energias extremamente altas (UHE) têm muitas propriedades que os fazem especiais para a astronomia. Eles podem trazer informações dos eventos mais energéticos do Universo, nos quais foram originados. Os neutrinos UHE são muito penetrantes devido a seu grande comprimento de interação atravessando muitos objetos que outras partículas não poderiam. Neutrinos UHE podem viajar sem ser desviados pelos campos magnéticos galácticos ou intergalácticos e sem apresentar atenuação de seu fluxo durante sua viagem, distintamente do que ocorre com outras partículas como os fótons e os raios cósmicos. Esta atenuação é conhecida como o efeito GZK [3], pois foi descoberto por K. Greisen e independentemente também por G. Zatsepin e V. Kuzmin. Partículas acima de certa energia interagem inevitavelmente com a radiação cósmica primordial de fundo (CMBR<sup>1</sup>) na sua trajetória, produzindo outras partículas e assim depois de avançar certa distância, o fluxo destas partículas é muito diminuído ou até extinto.

No caso de prótons para energias acima de  $\sim 0.5 \times 10^{20}$  eV, eles interagem com os fótons do CMBR, produzindo píons no processo de fotoprodução:

$$\gamma p \rightarrow \Delta^+ \rightarrow n\pi^+ \rightarrow n\mu^+\nu_\mu \rightarrow ne^+\nu_e\nu_\mu\bar{\nu}_\mu,$$

---

<sup>1</sup>Utiliza-se a sigla CMBR para representar radiação cósmica primordial de fundo, a mesma usada em inglês para *Cosmic Microwave Background Radiation*.

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

Este processo tem uma seção eficaz de  $130 \mu\text{b}$  para altas energias e com a densidade média do CMBR de  $400/\text{cm}^3$ , tem-se o seguinte comprimento de interação:

$$L = (\sigma\varrho)^{-1} \simeq 6 \text{ Mpc}. \quad (4.1)$$

No entanto, tem-se que levar em conta que os prótons de energias acima do limite da fotoprodução sofrem ainda outros processos. Desta maneira, só para energias acima de  $\sim 100 \text{ EeV}$  o processo de fotoprodução é o dominante. O real comprimento de interação fica então em uns  $13 \text{ Mpc}$  [54]. Em geral, para energias a partir do limite da fotoprodução, os fluxos vão sendo atenuados chegando a não existir mais prótons acima desta energia após atravessados uns  $100 \text{ Mpc}$  como pode ser observado na figura (4.1).

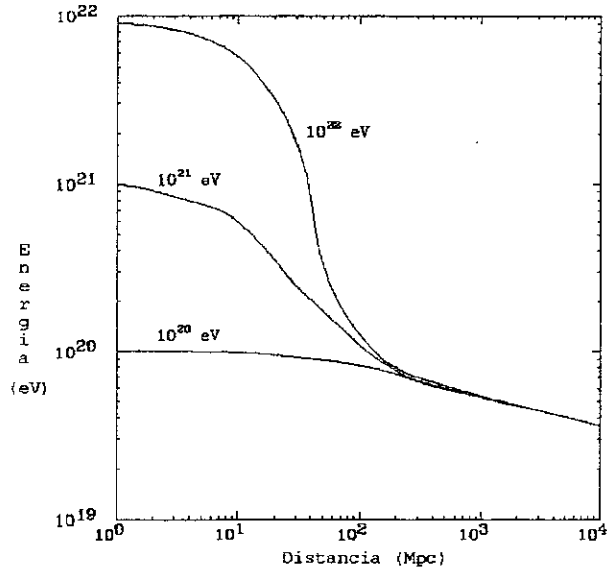


Figura 4.1: Corte GZK.

Os núcleons também sofrem este problema de atenuação, mas neste caso ocorre mediante o processo de fotodesintegração com CMBR ou com a radiação infra-vermelha. Para os núcleons o problema de atenuação é ainda mais forte. Os fótons de altas energias também sofrem esta atenuação produzindo pares  $e^+ e^-$  quando interagem com a radiação

infra-vermelha, óptica, CMBR ou com as ondas de rádio. No entanto, os neutrinos são as únicas partículas conhecidas que podem viajar no espaço sem sofrer esta atenuação, chegando intactos desde sua fonte até o observador.

Devido a estes fatos, os poucos eventos registrados com energias acima do corte GZK só podem ser gerados pelos raios cósmicos, se sua fonte ficasse dentro de uma distância de 100 Mpc. Assim as possíveis fontes devem estar nas vizinhanças (numa escala cosmológica) da nossa própria galáxia, onde os raios cósmicos não sofrem a atenuação GZK. Raios cósmicos sofrem desvios devido ao campo magnético, mas no caso de altas energias, por exemplo para  $\sim 300$  EeV, e dentro destas vizinhanças ( $\sim 100$  Mpc) o desvio é só da ordem de  $\sim 10^\circ$  [55].

Até agora não foram encontradas estas fontes dentro destas vizinhanças nem próximo à direção de chegada destes eventos detetados, o que permite especular que estes eventos poderiam ser produzidos por neutrinos UHE [56]. Por exemplo um dos eventos mais energéticos detetados até agora pelo *Fly's Eye*, aponta perto do quasar 3C 147, que fica a uma distância de 2.2 Gpc. Com esta distância o único candidato possível é um neutrino UHE.

Sendo os neutrinos UHE tão especiais, precisa-se um bom conhecimento deles para poder fazer as simulações. A seguir trata-se sobre suas interações, descrevendo sua seção de choque, seu comprimento de interação, seus chuveiros e os modelos que permitiriam gerar neutrinos UHE.

## 4.1 Interações dos Neutrinos UHE

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

Para que possam ser observadas as interações dos neutrinos com a atmosfera ou com o interior da Terra, o processo relevante é a interação inelástica com os núcleons, que pode

acontecer via interações por correntes carregadas ou neutras.

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

As reações relevantes são:

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

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

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

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

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

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

Considerando que os núcleos alvos são isoescalares (mesmo número de prótons e nêutrons), utilizando as funções de distribuição padrão dependentes das funções do próton( $q$  e  $\bar{q}$ ) e considerando os prótons formados por quarks asintoticamente livres, a seção de choque para neutrinos UHE de sabor muônico pode ser calculada segundo:

$$\frac{d^2\sigma^{CC}}{dxdy} = \frac{M_W^4}{(Q^2 + M_W^2)^2} \frac{2G_F^2 M E_\nu}{\pi} \left[ x q(x, Q^2) + x (1-y)^2 \bar{q}(x, Q^2) \right], \quad (4.2)$$

onde contribuem as reações:  $\nu_\mu d \rightarrow \mu^- u$  e  $\nu_\mu \bar{u} \rightarrow \mu^- \bar{d}$ , e onde  $M_W$  é a massa do boson W,  $M$  é a massa do núcleon,  $x = Q^2/2M\nu$ ,  $y = \nu/E_\nu$ ,  $-Q^2$  é o 4-momento<sup>2</sup> transferido entre o neutrino e o lépton e  $\nu$  é a perda de energia do lépton no referencial de laboratório,  $\nu = E_\nu - E_\mu$ . A expressão correspondente para antineutrinos UHE de sabor muônico, por sua vez é dada por

$$\frac{d^2\sigma^{CC}}{dxdy} = \frac{M_W^4}{(Q^2 + M_W^2)^2} \frac{2G_F^2 M E_\nu}{\pi} \left[ x \bar{q}(x, Q^2) + x (1-y)^2 q(x, Q^2) \right], \quad (4.3)$$

onde contribuem as reações:  $\bar{\nu}_\mu \bar{d} \rightarrow \mu^+ \bar{u}$  e  $\bar{\nu}_\mu u \rightarrow \mu^+ d$ .

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

Analogamente aos cálculos para os processos de corrente carregada, para os processos neutros como  $\nu N \rightarrow \nu X$ , a seção de choque para neutrinos UHE de sabor muônico com núcleons isoescalesares toma a seguinte forma:

$$\frac{d^2\sigma^{NC}}{dxdy} = \frac{M_Z^4}{(Q^2 + M_Z^2)^2} \frac{G_N^2 x s}{2\pi} \left[ g_L^2 \left[ q(x) + (1-y)^2 \bar{q}(x) \right] + g_R^2 \left[ \bar{q}(x) + (1-y)^2 q(x) \right] \right], \quad (4.4)$$

onde  $g_L^2 = (g_L^u)^2 + (g_L^d)^2$ ,  $g_R^2 = (g_R^u)^2 + (g_R^d)^2$ ,  $s = 2ME_\nu$  e  $M_Z$  é a massa do bóson Z. Para os antineutrinos UHE de sabor muônico tem-se a seguinte forma:

$$\frac{d^2\sigma^{NC}}{dxdy} = \frac{M_Z^4}{(Q^2 + M_Z^2)^2} \frac{G_N^2 x s}{2\pi} \left[ g_R^2 \left[ q(x) + (1-y)^2 \bar{q}(x) \right] + g_L^2 \left[ \bar{q}(x) + (1-y)^2 q(x) \right] \right]. \quad (4.5)$$

Para energias menores do que  $M_W^2/2M$ , as secções de choque via corrente carregada são proporcionais à energia do neutrino segundo:

$$\sigma_{\nu N} = 0.67 \times 10^{-38} E_\nu \text{ GeV cm}^2, \quad (4.6)$$

$$\sigma_{\bar{\nu} N} = 0.34 \times 10^{-38} E_{\bar{\nu}} \text{ GeV cm}^2. \quad (4.7)$$

Para energias extremamente altas, tem-se baixos valores de  $x$  e altos de  $Q^2$ . Assim, o que falta conhecer é o comportamento das funções de distribuição padrão nas faixas de energia extremamente altas para poder calcular a seção choque para os neutrinos UHE. Para energias altas tem-se resultados experimentais do HERA [57], mas ainda precisa-se extrapolar estas funções de distribuição padrão para a faixa de altíssimas energias. Vários grupos (MRS, EHLQ, CTEQ) [58] têm feito estudos sobre as funções de distribuição padrão, usando diferentes métodos para as extrapolações, dando por resultado diferentes conjuntos de funções de distribuição padrão e assim diferentes secções de choque para as

interações dos neutrinos (Fig. 4.2).

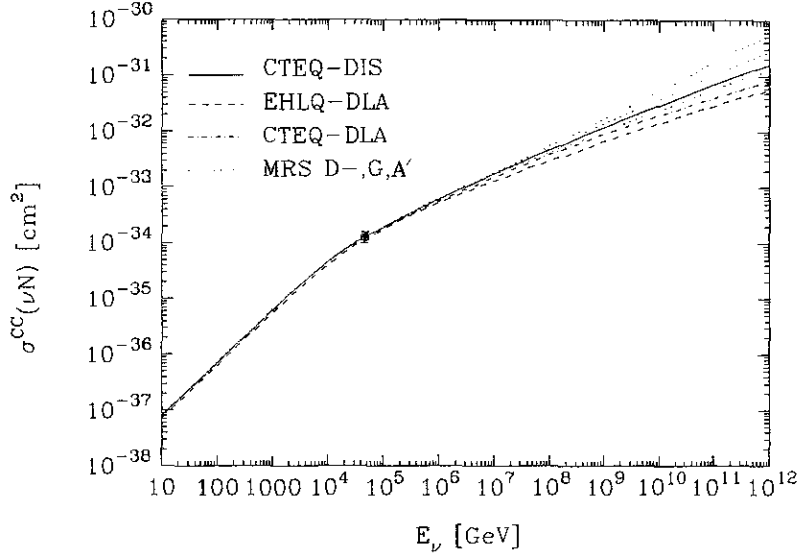


Figura 4.2: Seções de choque segundo MRS, EHLQ, CTEQ.

Foi publicada recentemente uma versão melhorada do CTEQ3-DIS, a CTEQ4-DIS [59], bastante similar à versão anterior 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 [59] para interações de corrente neutra e carregada, uma parametrização da seção de choque dentro do 10% para energias entre  $10^{15}$  eV e  $10^{21}$  eV é dada por

$$\sigma_i = \mathcal{A} \times 10^{-36} \text{ cm}^2 \left( \frac{E_\nu}{\text{GeV}} \right)^{0.363}, \quad (4.8)$$

onde os valores específicos para cada seção de choque são dados na tabela (4.1). Esta é a parametrização utilizada nesta tese para as seções de choque (Fig. 4.3 e 4.4).

A baixas energias, na região onde as contribuições dos quarks de valência são predominantes, os antineutrinos têm seções de choque menores que as dos neutrinos. Acima de  $E_\nu \approx 10^6$  GeV, as seções de choque de ambos são quase iguais.



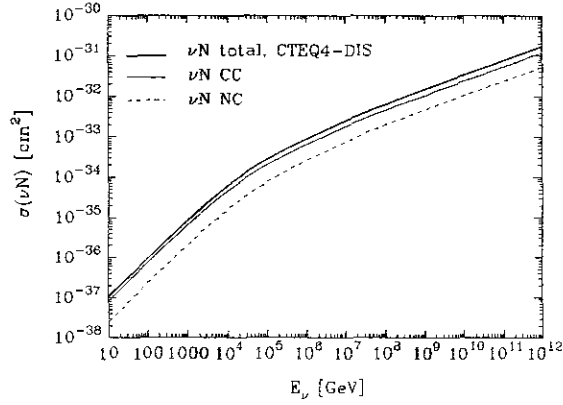


Figura 4.3: Seção de choque do neutrino via CC, NC e total segundo CTEQ4-DIS.

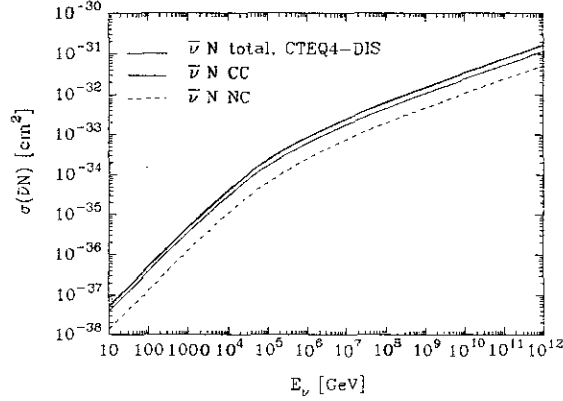


Figura 4.4: Seção de choque do antineutrino via CC, NC e Total segundo CTEQ4-DIS.

Uma quantidade importante no estudo dos neutrinos é o comprimento de interação,

$$L_{int} = 1 / (\sigma_{\mu N}(E_\nu) N_A) , \quad (4.9)$$

onde  $N_A = 6.022 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ .

Com as seções de choque das distribuições CTEQ-DIS4 para neutrinos e antineutrinos com interações de corrente neutra e carregada, pode-se obter os comprimento de interação, que são mostrados nas figuras (4.5) e (4.6) e assim estimar a probabilidade dos neutrinos atravessarem o objeto ou interagir dentro do objeto [60].

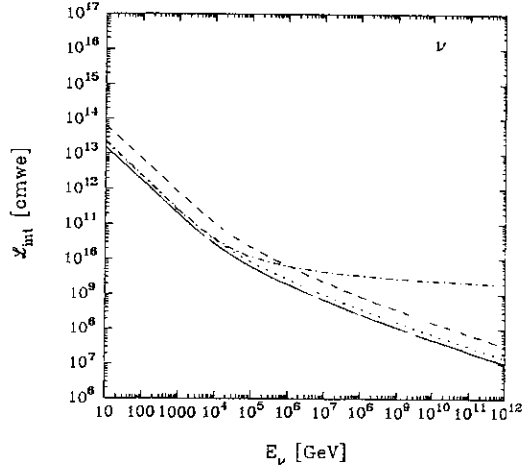


Figura 4.5: Comprimento de interação para neutrinos CTEQ-DIS4 via CC (...), NC (- -) e total (—).

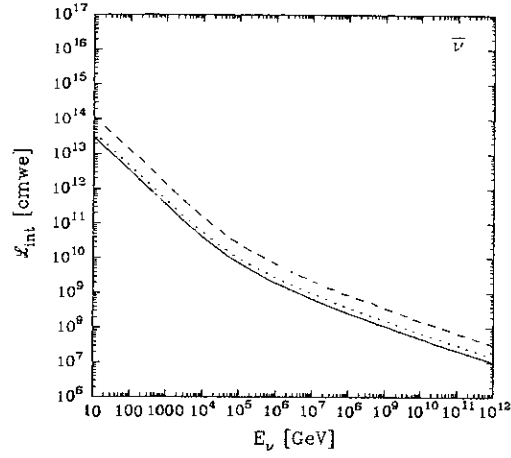


Figura 4.6: Comprimento de interação para Antineutrinos CTEQ-DIS4 via CC (...), NC (- -) e total (—).

$\sigma_i$	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 4.1: Coeficientes da parametrização CTEQ4-DIS

## 4.2 Chuveiros gerados por Neutrinos UHE

Neutrinos UHE podem produzir chuveiros na maioria de suas interações na atmosfera. A interação importante é a interação inelástica, onde o neutrino pode interagir com os núcleons via corrente carregada. Nestas interações com os núcleons, estes se desintegram e se comportam como um grupo de hádrons fazendo com que o chuveiro resultante seja similar aos induzidos pelos raios cósmicos hadrônicos.

Como não existiam programas nem parametrizações para simular chuveiros induzidos por neutrinos na época do desenvolvimento da tese, uma boa aproximação foi a de utilizar uma parametrização para simular chuveiros induzidos pelo próton. Nesta tese é utilizada a parametrização de Gaisser e Hillas [26] em uma primeira aproximação para simular o desenvolvimento longitudinal dos chuveiros induzidos pelos neutrinos. Esta parametrização em unidades de quantidade de matéria será utilizada inclusive para ângulos zenital maiores do que  $60^\circ$ , onde será levada em conta a curvatura da Terra para um bom cálculo da quantidade de matéria. Outros efeitos no desenvolvimento de chuveiros com ângulos zenital grandes não são levados em conta.

Nas interações via corrente carregada, a fração média de energia transferida ao núcleon no referencial de laboratório é  $\langle y \rangle \simeq 0.2$  para altas energias, ficando os 80% restante de sua energia para o lépton. Dependendo do sabor do neutrino, existem os seguintes casos:

- Se o neutrino é de sabor eletrônico, o elétron formará também um chuveiro que pode ser considerado como uma superposição de chuveiros, um gerado pela fragmentação do núcleo ( $20\%E_\nu$ ) e outro pela interação posterior do elétron com a atmosfera ( $80\%E_\nu$ ). Em uma primeira aproximação pode-se considerar como sendo um chuveiro com toda a energia do neutrino.
- Se o neutrino é de sabor muônico, o múon escapará com o 80% da energia do neutrino, sem interagir, quer dizer, não produzirá nenhum chuveiro. Assim este neutrino só pode gerar um chuveiro pela fragmentação do núcleo com 20% de sua energia.

- Se o neutrino é de sabor tau, o  $\tau$  levará 80% da energia do neutrino, mas depois de certo tempo o tau chega a decair, formando também um chuveiro. Assim podem existir dois chuveiros sobre a mesma trajetória (*Double Bang*), um gerado pela fragmentação do núcleo (20%  $E_\nu$ ) e outro pelo decaimento posterior do  $\tau$  (80%  $E_\nu$ ). A distância entre ambos chuveiros depende da energia do  $\tau$ , existindo 3 casos na sua detecção:

- 1- **Neutrino de sabor tauônico (primeiro bang):** Neste caso o chuveiro hadrônico tem com o 20% da energia do neutrino, e tem possibilidade de ser detetado, já seja porque o  $\tau$  escapa com o restante 80% da energia do neutrino sem decair ou porque seu decaimento fica muito longe do detetor. Este caso é igual ao caso do neutrino de sabor muônico.
- 2- **Neutrino de sabor tauônico (Dois bangs):** Neste caso os dois chuveiros ficam perto do detetor, tendo ambos a possibilidade de serem detetados.

\* **2a) Dois bangs superpostos:** Para energias não muito altas, o  $\tau$  decai perto do inicio do primeiro chuveiro, ficando os desenvolvimentos longitudinais dos dois chuveiros superpostos. Quando o primeiro chuveiro inicia-se numa zona alta da atmosfera, que não é muito densa, o primeiro chuveiro quase não se desenvolve até o inicio do segundo chuveiro, fazendo com que os dois chuveiros comecem quase juntos e superpostos com toda a energia do neutrino. Este caso seria similar ao caso do neutrino de sabor eletrônico, porém não é fácil que ele aconteça, pois é necessário uma geometria e energias realmente muito restritas.

\* **2b) Dois bangs separados:** Para energias mais altas, o  $\tau$  decai um pouco mais longe do inicio do primeiro chuveiro, mas a energia não pode ser tão alta que o decaimento do  $\tau$  fique tão longe que seja indetectável. Dependendo também em que altura da atmosfera ocorra, os desenvolvimentos dos dois chuveiros podem ficar bem diferenciados. Assim este caso seria exclusivo do neutrino de sabor tau (*Double Bang*), mas sua ocorrência fica

bastante limitada na energia e na altura de geração do chuvaireio.

- **3- Neutrino de sabor tauônico (segundo *bang*):** Neste caso o chuvaireio gerado pelo decaimento do  $\tau$  que carrega 80% da energia do neutrino e tem possibilidade de ser detetado. Isto acontece no caso dos neutrinos ascendentes que atravessaram a Terra, quando o primeiro *bang* fica absorvido dentro da Terra.

Nos diferentes modelos de fontes de neutrinos UHE, são criados neutrinos de sabor eletrônico e muônico, mas também uma pequena fração de neutrinos de sabor tauônico. Na maioria de mecanismos, os neutrinos aparecem do decaimento de píons carregados produzindo neutrinos numa proporção de 1:2:0 para o  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  e  $\nu_\tau$  respectivamente:

$$\begin{aligned}\pi^\pm &\rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + \mu^\pm \\ \mu^\pm &\rightarrow \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu) + \nu_e(\bar{\nu}_e) + e^\pm.\end{aligned}$$

Estes píons carregados são produzidos nas interações de prótons com fótons, mas também existem nas interações de prótons com prótons [61] gerando um 10% do fluxo dos neutrinos nas proporções de 1:1:0.07 para o  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  e  $\nu_\tau$  respectivamente. Chegando assim a uma proporção aproximada de 0.6 : 1.0 : < 0.01 para o  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  e  $\nu_\tau$  respectivamente.

Embora nos decaimentos de partículas pesadas, que acontecem em alguns modelos de fontes de neutrinos, poderiam ser criados neutrinos em iguais proporções para todos os sabores [62], a maioria de neutrinos nestes modelos são originados dos decaimentos dos píons, não modificando muito a proporção já citada anteriormente.

Deve ser mencionado que recentemente a colaboração *Super Kamiokande* obteve dados experimentais que sugerem a oscilação do neutrino muônico a neutrino tauônico [63], sendo a probabilidade de oscilação:

$$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau} = \sin^2(2\theta) \sin^2 \left( 1.27 \Delta m^2 \frac{L}{1\text{km}} \frac{1\text{GeV}}{E_\nu} \right), \quad (4.10)$$

onde  $L$  é a trajetória. Supondo um ângulo de mistura completa e um  $\Delta m^2$  do neutrino de  $\sim 10^{-4} \text{ eV}^2$ , um neutrino de sabor muônico de 100 EeV precisa só de 30 kpc, que é uma distância da ordem desta galáxia, para oscilar a um neutrino de sabor tauônico.

Assim, se comprova-se a oscilação de  $\nu_\mu$  a  $\nu_\tau$  com ângulo de mistura completa, e nestas grandes distâncias entre as fontes e a Terra, o fluxo passaria de  $0.6 : 1.0 :< 0.01$  a  $1:1:1$  para o  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  e  $\nu_\tau$  respectivamente. O neutrino de sabor tau também poderia ter um fluxo importante. A detecção deste novo fluxo de neutrinos de sabor tau seria a comprovação de alguns modelos teóricos existentes.

#### 4.2.1 *Double Bang*

O neutrino de sabor tau tem um comportamento especial, diferente aos neutrinos dos outros sabores. Este comportamento é denominado o *Double Bang*, já que o neutrino de sabor tau pode produzir dois chuveiros na sua trajetória, que podem ser detetados como dois *bangs*:

- um primeiro chuveiro tipo hadrônico levando 20%  $E_{\nu_\tau}$ . Nesta interação também é produzido um  $\tau$  que escapa com o 80%  $E_{\nu_\tau}$ .

$$E_{sh1} = 20\% E_{\nu_\tau}; \quad (4.11)$$

- um segundo chuveiro é produzido pelo decaimento do lépton  $\tau$ . O  $\tau$  dependendo de sua energia percorre certa distância  $d_{decai}$  antes de decair:

$$\begin{aligned} d_{decai} &= (ct/m)E_\tau \\ &= 490\text{km} \frac{E_\tau}{10^{10}\text{GeV}} \\ &= 392\text{km} \frac{E_{\nu_\tau}}{10^{10}\text{GeV}}, \end{aligned}$$

onde  $t$  é o tempo de vida média do  $\tau$  e  $m$  a massa do  $\tau$ . Ao decair, o  $\tau$  utiliza  $2/3$

da sua energia na produção deste chuveiro:

$$E_{sh_2} = (2/3) \ 80\% E_{\nu_\tau} = 8/15 E_{\nu_\tau} . \quad (4.12)$$

Os dois chuveiros a serem gerados na mesma trajetória e separados por uma distância  $d_{decai}$ , têm uma proporção de energias de:

$$\frac{E_{sh_1}}{E_{sh_2}} = \frac{1/5 E_{\nu_\tau}}{8/15 E_{\nu_\tau}} = \frac{3}{8} . \quad (4.13)$$

Assim, este fenômeno está muito bem definido. A detecção deste fenômeno levaria a ser possível diferenciar os sabores dos neutrinos e ainda a medida do fluxo do neutrino de sabor tau levaria a confirmar ou eliminar modelos de oscilação, propriedades de momento magnético, etc.

O *Double Bang* foi proposto inicialmente [64] para detectores de neutrinos de energias de 1 PeV tais como DUMAND, já que os dois *bangs* podem acontecer dentro do detector. Porém, para poder detetar um *Double Bang* de energia maior, precisa-se de detectores com uma aceitação muito maior como a do Observatório Pierre Auger.

### 4.3 Fontes de Neutrinos UHE

Existem diversos modelos teóricos que prevêm diferentes cenários e distintos modelos de aceleração para neutrinos UHE.

Existem dois mecanismos principais de produção de raios cósmicos UHE e nestes mecanismos neutrinos são gerados.

- a) **Mecanismos *Top - Down*:** Raios cósmicos são produto do decaimento de partículas super massivas. Estas partículas, com massas maiores do que  $10^{21}$  eV, são relíquias meta-estáveis de algum campo primordial ou de bósons de gauge de Teorias de Grande Unificação produzidos pela radiação ou pelo colapso de defeitos

topológicos. Neste mecanismo os neutrinos UHE são uma parte dominante da cadeia de decaimento.

- **b) Mecanismos *Bottom - Up*:** Nestes mecanismos, a energia é transferida a uma partícula carregada através de suas interações electromagnéticas. Os neutrinos UHE são produzidos como partículas secundárias nestas interações.

Na maioria de mecanismos, os neutrinos aparecem do decaimento de píons carregados (ou às vezes káons carregados):

$$\begin{aligned}\pi^\pm &\rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + \mu^\pm \\ \mu^\pm &\rightarrow \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu) + \nu_e(\bar{\nu}_e) + e^\pm.\end{aligned}$$

Nesta tese estamos interessados em neutrinos UHE a partir de  $\sim 10^{17}$  eV, pois os detetores de fluorescência só podem detetar chuveis com energias acima desta energia. Desta maneira, os modelos que poderiam produzir um fluxo acima de  $10^{17}$  eV são os de maior interesse. No entanto, uma descrição teórica detalhada destes modelos não é o objetivo desta tese. Por isso, somente uma descrição simples destas fontes será apresentada. As parametrizações dos fluxos destas fontes serão apresentados no capítulo 7.

- **a) Neutrinos atmosféricos:** são produzidos na atmosfera como resultado do decaimento dos píons gerados nos chuveis induzido pelos raios cósmicos. O fluxo destes neutrinos é dependente do ângulo zenital. Eles constituem o fundo para os neutrinos provenientes de fontes com energias até da ordem do TeV. No caso das energias típicas do observatório Pierre Auger, este fluxo é desprezível. O fluxo dos neutrinos muônicos calculado por Volkova [65], onde é usada a média do ângulo zenital, foi parametrizado por Gandhi [59] na seguinte forma:

$$\frac{dN_{\nu_\mu+\bar{\nu}_\mu}}{dE_\nu} = 7.8 \times 10^{-11} \left( \frac{E_\nu}{1 \text{ TeV}} \right)^{-3.6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ GeV}^{-1}. \quad (4.14)$$



- **b) Neutrinos GZK:** são produzidos nas interações de raios cósmicos extra-galácticos com a Radiação de Micro-ondas de Fundo (CMBR) no fenômeno do GZK, por isso são denominados neutrinos GZK. São uma fonte importante de neutrinos UHE, assumindo que são provenientes dos raios cósmicos de altas energias segundo a seguinte reação:

$$\gamma p \rightarrow N(1238) \rightarrow N\pi \rightarrow N\mu\nu \rightarrow Ne\nu_e\nu_\mu\nu_\mu.$$

O fluxo é calculado 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. Assim dois modelos [66, 67] foram escolhidos para representar estes neutrinos e seus fluxos serão apresentados no capítulo 7.

- **c) Neutrinos de fontes pontuais:**

- **Mecanismos *Bottom - Up* (fontes convencionais):** de origem galácticas como as remanescentes de supernovas, podem ser ainda extra-galácticas como Núcleos Ativos de Galáxias ou Pulsos de Radiação Gama.
- **Mecanismos *Top - Down* (fontes não convencionais):** como Buracos Negros Primordiais, defeitos topológicos, aniquilação de WIMP, etc, ainda sem verificação experimental de sua existência.

As fontes extragalácticas e as exóticas são as que poderiam produzir neutrinos com as maiores energias. A seguir apresentam-se as principais fontes:

- **c1) Núcleos Ativos de Galáxias (AGN <sup>2</sup>):** são as fontes individuais de maior luminosidade ( $10^{42}$  a  $10^{48}$  erg/s) já observadas no universo. Seus mecanismos são tão potentes que sua luminosidade pode variar em mais de uma ordem de magnitude até durante um dia [68]. Os AGN são propostos como

---

<sup>2</sup>Neste caso AGN tem o mesmo significado que a expressão em inglês *Active Galactic Nuclei*.

lugares com grande capacidade de aceleração, podendo ser a origem dos raios cósmicos das mais altas energias.

Estes potentes aceleradores são alimentados pela força gravitacional de acreação de matéria ao redor de buracos negros supermassivos, embora não se entenda como a energia gravitacional pode ser convertida em energia luminosa. Esta acreação de matéria forma um disco de estrelas e gás caindo no buraco negro e lança dois jatos em sentidos opostos. Os prótons acelerados dentro do AGN, podem interagir com matéria( $p p$ ) no disco de acreação ou com fótons ultravioleta( $p \gamma$ ) nos jatos ao longo de seu eixo de rotação. Os píons carregados produzidos nestas interações  $p p$  ou  $p \gamma$  decaem em neutrinos e fótons segundo a cascata hadrônica:

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

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

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

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

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

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

Recentemente foram observados fótons provenientes dos AGN a altas energias (de GeV a TeV) tanto pela colaboração Whipple quanto pela EGRET [69]. Assim se estes fótons fossem provenientes do decaimento dos píons neutros produzidos no disco que rodeia o AGN, então o AGN também seria produtor de neutrinos.

Segundo que parte da cascata é mais importante existem diferentes modelos. Vários modelos foram escolhidos para representar os AGN nesta tese: o modelo de Szabo e Protheroe [61], o modelo de Protheroe [70], onde a interação mais importante é a  $p \gamma$ , o modelo de Stecker e Salamon [71], que tem contribuições

de interações de  $p p$  e  $p \gamma$  e o modelo de Mannheim [72], onde também a interação mais importante é a  $p \gamma$ . Seus fluxos serão apresentados no capítulo 7.

Segundo alguns modelos [72], os neutrinos podem chegar à energias na região do EeV, quando os AGN são de classe Blazar. Os Blazars são os AGN que têm seus jatos na direção do observador. Outros modelos que descrevem o fluxo de neutrinos de AGN podem ser encontrados na referência [73].

- **c2) Pulsos de Raios Gama (GRB<sup>3</sup>):** são pulsos de fótons de 0.1 a 1 MeV que duram por alguns segundos. Sua origem permaneceu desconhecida por mais de 20 anos, até que em 1997 foram detetados com comprimentos de onda diferentes dos raios gamma. A distribuição isotrópica dos pulsos sugere que as fontes encontram-se a distâncias cosmológicas. Nestes eventos libera-se uma grande quantidade de energia, da ordem de  $10^{53}$  erg, durante um intervalo muito pequeno de segundos. Estes pulsos poderiam ser produzidos pela dissipação da energia cinética de um vento relativístico (*fireball*) em expansão. Na teoria do *fireball*, os prótons são acelerados até energias maiores do que  $10^{20}$  eV [74, 75]. Sua razão de emissão de energia dos GRB é comparável à razão de energia que precisa-se para a geração dos raios cósmicos UHE [76] de origem cosmológica. Estes fatos indicam que os GRB e os raios cósmicos UHE poderiam ter uma origem comum. Este mecanismo está associado à produção de neutrinos UHE como será explicado posteriormente.

As recentes observações de uma emissão atrasada (*afterglow*) de baixa energia (raios X a rádio) confirmaram a origem cosmológica dos GRB e que estas emissões são o resultado das colisões de um *fireball* em expansão com seu médio circundante [77].

Segundo a teoria do *fireball*, raios gama são resultado de um choque relativístico quando duas ou mais camadas sofrem uma colisão. Pulsos de raios gama

---

<sup>3</sup>GRB é a sigla da expressão em inglês *Gamma Ray Burst*.

são gerados por radiação síncroton de elétrons acelerados até altas energias devido a estes choques relativísticos internos dentro do vento em expansão. Estes elétrons também sofrem o fenômeno Compton inverso. A energia cinética no choque acelera tanto aos elétrons quanto prótons e estes prótons podem produzir píons em suas interações com os fótons do *fireball* e assim também neutrinos. A energia dos prótons é calculada em  $10^{16}$  eV e como os neutrinos levam 5% da energia dos prótons, sua energia fica em  $\sim 10^{14}$  eV. Estes neutrinos são produzidos devido aos choques internos dentro do vento em expansão.

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 gerando um fluxo posterior de fótons desde raios X até ondas de rádio. Prótons são acelerados pela interação com os fótons de menores energias que os fótons do *fireball* e que são emitidos pelos elétrons devido a radiação síncroton. Estes prótons chegam a ter energias maiores que no *fireball*, da ordem de  $10^{20}$  eV e produzem píons, que decaem em neutrinos eletrônicos e muônicos. Os neutrinos carregam tipicamente cerca de 5% da energia dos prótons, e assim os neutrinos UHE são produzidos *in situ* com energias da ordem do EeV.

O modelo de Waxman e Bahcall [78] foi escolhido para representar aos GRB e seu fluxo é apresentado no capítulo 7.

Os GRB aceleram muito bem os raios cósmicos hadrônicos, mas eles levam muito mais tempo para chegar à Terra do que os fótons, então não podem serem detetados simultaneamente, mas os neutrinos UHE gerados *in situ* no GRB chegam quase junto com os fótons. Medindo-se os neutrinos simultaneamente aos fótons dos GRB, poderá ser testada 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 de raios gama.

– **c3) Defeitos topológicos:** são estruturas que aparecem na teoria da grande

unificação nas transições de fase com quebra espontânea da simetria no Universo primordial. Assim podem ser criados defeitos topológicos ao redor de um ponto (monopolo), de uma linha (cordas), de uma superfície (paredes 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). Cada partícula X decai em um quark e um lépton, cada um com uma energia aproximadamente igual à metade da massa da partícula X. Estes formam jatos hadrônicos e leptônicos respectivamente. Os jatos hadrônicos produziriam núcleons, raios  $\gamma$  e muitos neutrinos de energias muito intensas na região do EeV ou ainda mais altas [79]. Estes neutrinos e raios  $\gamma$  provêm do decaimento de píons carregados e neutros no jato hadrônico.

A aniquilação dos defeitos topológicos foi proposta ultimamente como uma possível origem dos raios cósmicos de altas energias [80], mas ainda é uma proposta controversa [81]. Os modelos são ainda incertos, pois não se conhecem ainda muitos dos parâmetros envolvidos como a massa da partícula X, a densidade de defeitos topológicos, a razão de injeção de partículas X (denominada usualmente  $p$ ) ou sobre a propagação dos raios cósmicos na evolução do universo. Falta ainda incluir 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.

Nesta tese são utilizados os modelos de Wichoski *et al.* [62], o de Sigl *et al.* [82], o de Bhattacharjee *et al.* [83] e o de Yoshida *et al.* [84], que geram fluxos de neutrinos de energias muito altas e são apresentados no capítulo 7.

Existem revisões mais extensas dos modelos de neutrinos [85]. Fontes candidatas para

produzir neutrinos altamente energéticos poderiam ser: VELA X1, CRAB, Cyg x3, Cen A, Makarian 421, Quasar 3C273, pulsares binárias, supernovas, AGN, etc [86]. Até agora só foram detetadas fontes de neutrinos de energias da ordem de MeV como a SN1987 ou os neutrinos solares [1, 2].

A detecção dos neutrinos de altas energias é um desafio, várias gerações de detetores construídos exclusivamente para detetar neutrinos já estão em operação. Entre os detetores de primeira geração encontra-se DUMAND(no Havai), AMANDA(no Pólo Sul) e BAIKAL(no Lago Baikal ) [6]. Depois de observar que usando-se detetores com maiores áreas poderia-se fazer uma boa astronomia com os neutrinos de altas energias, foi desenhada outra geração de detetores como NESTOR(em Pylos), ANTARES(na costa sul da França), e ICECUBE(no Pólo Sul), que é uma extensão de AMANDA [6]. Estes detetores encontram-se imersos na água ou no gelo e detetam a luz Cherenkov dos múons, originados nas interações via corrente carregada dos neutrinos de sabor muônicos, ao passarem pela água ou pelo gelo.

Existem, também detetores de neutrinos no subsolo como MACRO [87] no Gran Sasso e SuperKamiokande [63] no Japão. Outra técnica é a detecção de pulsos de rádio [88] como no RICE [89] no pólo Sul e GLUE [90].

Grandes detetores de raios cósmicos UHE como EUSO [91], OWL [31], *Telescope Array* [30] e PAO também poderiam ser utilizados para a detecção dos neutrinos UHE. Nesta tese será estudada a capacidade de detecção do PAO para os neutrinos UHE, embora o PAO não tenha sido desenhado para detetar neutrinos. Devido a sua grande área e ao longo tempo em que estará em operação a detecção destas partículas torna-se uma probabilidade real.

# Capítulo 5

## A Terra

Existem muitos cenários nos quais poderiam ser detetados os chuveis produzidos pelos neutrinos UHE. Para poder simulá-los, precisa-se conhecer a Terra, onde os neutrinos UHE terão sua interação e onde desenvolverão seus chuveis. Precisamos, então, conhecer sua atmosfera, seu interior, suas coordenadas, e mais especificamente o sítio do observatório Pierre Auger.

### 5.1 A atmosfera

Para que possamos saber onde pode ser gerado um chuva na atmosfera e fazer a simulação do desenvolvimento dos chuveis atmosféricos é necessário que conheçamos o 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  $M = 28.966$ . Sua densidade muda muito e o modelo mais simples é o da atmosfera isotérmica, onde o perfil de densidade tem um comportamento exponencial:

$$\rho(h) = \rho_0 \exp(-gMh/RT), \quad (5.1)$$

onde  $\rho_0 = 1.225 \text{ g/cm}^3$  e  $T = 288^\circ\text{K}$ . Além deste modelo simples, há várias parametrizações mais realistas disponíveis na literatura como a parametrização de Shibata [92] e de Linsley

[93].

A parametrização de Linsley é utilizada nesta tese. Está baseada em dados experimentais da atmosfera padrão americana. Neste caso a atmosfera limita-se a alturas inferiores a 112.8 km, já que considera-se densidade zero para alturas superiores a 112.8 km. Neste caso a atmosfera é dividida em 5 camadas concêntricas.

Para definir as camadas, utiliza-se uma quantidade respresentada pelo simbolo  $\chi_v$ .  $\chi_v$  num ponto da atmosfera de altura  $h$  é a quantidade de matéria encontrada na vertical desde a altura  $h$  até o fim da atmosfera.

$$\chi_v(h) = \int_h^{\infty} \rho(z) dz . \quad (5.2)$$

Os valores para  $\chi_v$  segundo a parametrização de Linsley são o seguintes nas diferentes camadas:

$$\chi_v = \begin{cases} a(i) + b(i) \times \exp(-\frac{h}{c(i)}) & \text{para } h \leq H_V(i)_{i=1..4}, \\ a(i) - b(i) \times \frac{h}{c(i)} & \text{para } h \leq H_V(i)_{i=5}, \end{cases} \quad (5.3)$$

onde os coeficientes estão exibidos na tabela (5.1). Pode-se ver o perfil de  $\chi_v$  para diferentes alturas na figura (5.1).

Camada	$H_V$ [km]	a(i)	b(i)	c(i)	$X_V$ [g/cm <sup>2</sup> ]
1	4	-186.56	1222.66	9.94	631.1
2	10	-94.92	1144.91	8.78	271.7
3	40	0.61	1305.60	6.36	3.04
4	100	0	540.18	7.72	0.00128
5	112.8	0.01	1	10000	0

Tabela 5.1: Coeficientes da parametrização de Linsley.

Para expressar a altura em função de  $\chi_v$  tem-se:

$$H = \begin{cases} -c(i) \times \ln(\frac{\chi_v - a(i)}{b(i)}) & \text{para } \chi_v \leq X_V(i)_{i=1..4}, \\ -c(i) \times \frac{\chi_v - a(i)}{b(i)} & \text{para } \chi_v \leq X_V(i)_{i=5}, \end{cases} \quad (5.4)$$

onde os coeficientes são os mesmos da tabela (5.1).



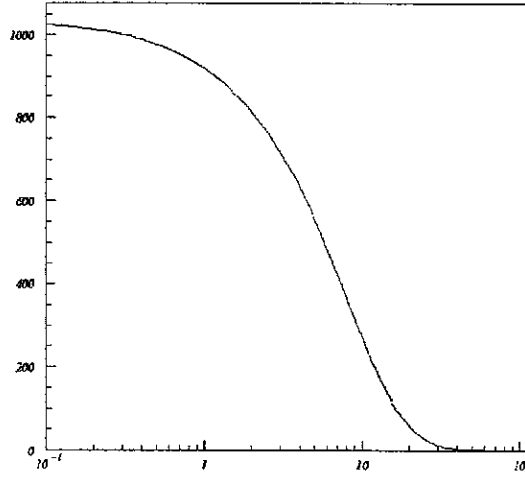


Figura 5.1: Perfil  $\chi_v$  [g/cm<sup>2</sup>] vs.  $H$ [km] segundo a parametrização de Linsley.

Para que tenhamos o modelo de densidade atmosférica desta parametrização, cabe lembrar que  $\chi_v$  está relacionado com a densidade segundo a equação Eq. (5.2). Uma vez que se tenha o  $\chi_v$  definido, podemos calcular o perfil de densidade nesta parametrização. Este perfil é apresentado na figura (5.2) junto com o perfil de densidade da atmosfera isotérmica. Observa-se que a diferença entre as duas parametrizações só é relevante a grandes altitudes.

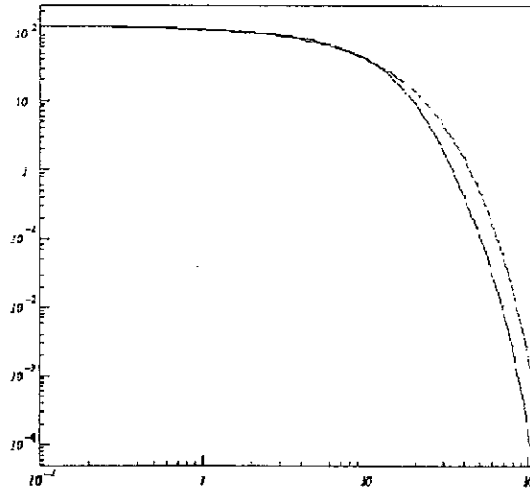


Figura 5.2: Perfil de densidade [g/cm<sup>3</sup>] segundo a parametrização: Linsley(---) - atmosfera isotérmica (...) vs. a altura[km].

$\chi_v$  é apenas uma quantidade referencial pois o parâmetro mais relevante é a quantidade de matéria atravessada na trajetória  $\chi_s$ , já que as partículas interagem de acordo com esta quantidade.  $\chi_s$  no ponto  $z$  é calculado segundo:

$$\chi_s(z) = \int_z^\infty \rho(z_v) dl, \quad (5.5)$$

onde a integral é ao longo da trajetória.

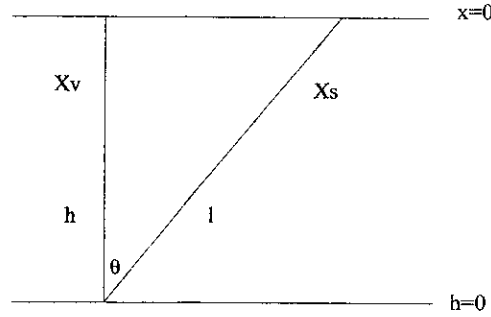


Figura 5.3:  $\chi_v$  e  $\chi_s$  na aproximação da Terra plana.

Para estabelecer a relação entre a quantidade de matéria atravessada ( $\chi_s$ ) e a quantidade de matéria vertical ( $\chi_v$ ), utiliza-se a aproximação da Terra plana ou a correção da curvatura da Terra.

A aproximação da Terra plana (veja a figura 5.3) é usada quando os raios cósmicos têm um ângulo zenital menor do que  $60^\circ$  e, neste caso,  $\chi_s$  e  $\chi_v$  podem ser relacionadas segundo a seguinte fórmula simples:

$$\chi_s(h) = \chi_v(h) / \cos \theta. \quad (5.6)$$

Para ângulos maiores deve-se levar em conta a curvatura da Terra como na figura (5.4). A altura real, onde encontra-se a partícula que atravessou a atmosfera até o ponto O, e que fica a uma distância  $l$  da superfície da Terra na direção da trajetória, não é  $h$  ( $l \cos \theta$ ), mas sim  $H$ :

$$H = R \left[ \left( 1 + l^2/R^2 + 2 \cos \theta \, l/R \right)^{0.5} - 1 \right]. \quad (5.7)$$

Quando  $l \ll R$ :

$$H = l \cos \theta + (l \sin \theta)^2 / 2R. \quad (5.8)$$

Deste modo, no caso de ângulos menores do que  $60^\circ$  e  $l \ll R$ , o segundo termo é desprezível, coincidindo com a aproximação de Terra Plana.

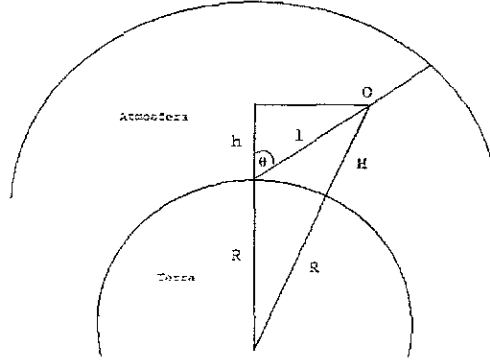


Figura 5.4: Geometria do chuveiro levando em conta a curvatura da Terra.

Para raios cósmicos horizontais, apresentados na figura (5.5), tem-se uma diferença na geometria. A altura real onde encontra-se a partícula que atravessou a atmosfera até o ponto O é:

$$H = [(h + R)^2 + l^2]^{0.5} - R. \quad (5.9)$$

Assim neste caso precisa-se conhecer também o  $h$  da trajetória.

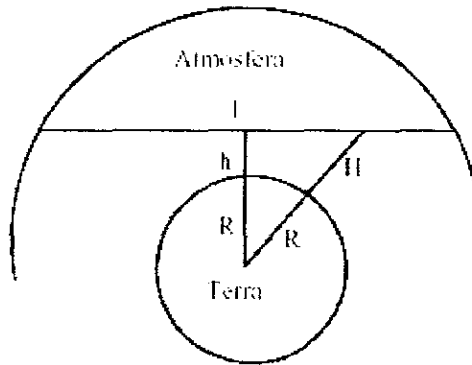


Figura 5.5: Geometria do chuveiro horizontal levando em conta a curvatura da Terra.

Para fazer um cálculo do  $\chi_s$  na atmosfera para diferentes ângulos zenitais, foi con-

struída uma subrotina em FORTRAN 77. Foi calculado o  $\chi_s$  total para diferentes ângulos zenitais, isto é, para trajetórias que atravessam toda a atmosfera e atingem a superfície da Terra. Os resultados obtidos encontram-se na tabela (5.2) e coincidem plenamente com os apresentados por Sciuto [94].

	Curvatura da Terra		Aproximação Plana	
zenital	l (km)	g/cm <sup>2</sup>	l (km)	g/cm <sup>2</sup>
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	$\infty$	$\infty$

Tabela 5.2:  $\chi_s$  total para diferentes ângulos zenitais e para trajetórias que atingem a superfície da Terra.

Para uma trajetória com incidência normal a coluna de matéria atravessada é de 1033 g/cm<sup>2</sup>, mas para trajetórias horizontais, este valor sobe para 36000 g/cm<sup>2</sup>. Para trajetórias horizontais a quantidade de matéria que é atravessada na atmosfera não é desprezível. Dependendo da altura da trajetória horizontal, são atravessadas diferentes camadas da densidade. Foram calculados os valores de  $\chi_s$  para trajetórias horizontais que atravessam a atmosfera a diferentes alturas  $h$ , não só até o ponto de interesse mas cruzando a atmosfera toda como mostra a geometria da figura (5.5). Os resultados obtidos estão exibidos na figura (5.6), onde para alturas maiores de 30 km, pode se considerar desprezível a quantidade de matéria atravessada na atmosfera ( $< 10^3$  cmwe<sup>1</sup> = 10<sup>3</sup> g/cm<sup>2</sup>). Os resultados obtidos com este cálculo coincidem com os de Gandhi [95].

Para poder fazer as simulações precisa-se de uma função que calcule  $\chi_s$  em qualquer parte da atmosfera e para qualquer geometria da trajetória. Assim, foi construída a

---

<sup>1</sup>Abreviação de cm *water equivalent*.

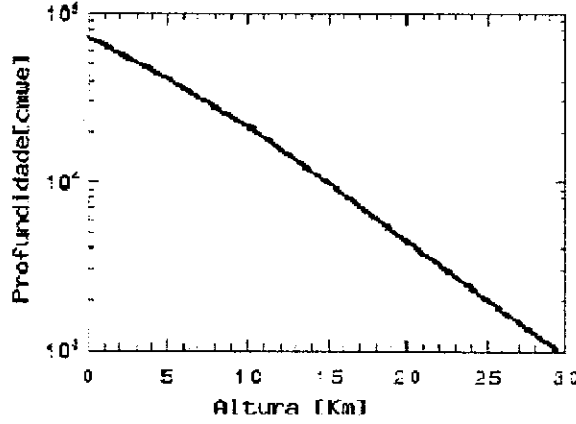


Figura 5.6: Trajetória horizontal :  $\chi_s$  total vs. altura  $h$ .

função Slantdepth,  $\chi_{SD}(\vec{x})$ . A função utiliza a correção da curvatura da Terra, servindo para todos os ângulos zenitais. Dando os parâmetros da geometria da trajetória (ângulos zenital e azimutal e um ponto) e do ponto onde quer ser calculado o  $\chi_s$ , a função dá a quantidade de matéria atravessada desde o ponto até o fim da atmosfera, já que neste caso é considerada uma trajetória descendente.

Também foi construída a função InvSlantdepth,  $\chi_{SD}^{-1}(\chi_s)$ , que faz o cálculo inverso, ou seja, dada a geometria de uma trajetória e o  $\chi_s$ , pode-se saber onde fica o ponto com tal valor de  $\chi_s$ . Esta função também é válida para uma trajetória descendente e para qualquer ângulo zenital, pois utiliza a correção da curvatura da Terra.

No entanto, existem também outras trajetórias. O perfil de densidade é independente da trajetória, mas  $\chi_s$  é a quantidade de matéria atravessada ao longo da trajetória, assim para cada trajetória terá-se uma integral diferente. Por exemplo, para o caso ascendente de uma geometria igual às descendentes que já foram descritas anteriormente, só serão modificados os limites de integração:

$$\chi_s(z) = \int_0^z \rho(z_v) dl. \quad (5.10)$$

Desta maneira,  $\chi_{SD}$  e  $\chi_{SD}^{-1}$  serão adaptadas para cada trajetória que for utilizada nas

simulações desta tese e serão explicadas junto a cada simulação.

## 5.2 O interior da Terra

Neutrinos não só atravessam a atmosfera, mas também podem atravessar a Terra e em geral qualquer outro objeto, como a Lua, outros planetas, etc. Para poder calcular a quantidade de matéria atravessada na Terra, precisamos conhecer seu interior.

A atmosfera é muitas vezes menos densa do que a Terra. A Terra é quase uma esfera com estruturas concêntricas de diferentes densidades. A representação do perfil de densidade da Terra que será utilizada é dada pela *Preliminary Earth Model* [96].

Camada	A	B	C	D	R[km]
1	13.09	0.0	-8.84	0.0	1221.5
2	12.58	-1.26	-3.64	-5.53	3480.0
3	7.96	-6.48	5.53	-3.08	5701.0
4	5.32	-1.48	0.0	0.0	5771.0
5	11.25	-8.03	0.0	0.0	5971.0
6	7.11	-3.80	0.0	0.0	6151.0
7	2.69	0.69	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 5.3: Coeficientes das camadas do modelo da Terra.

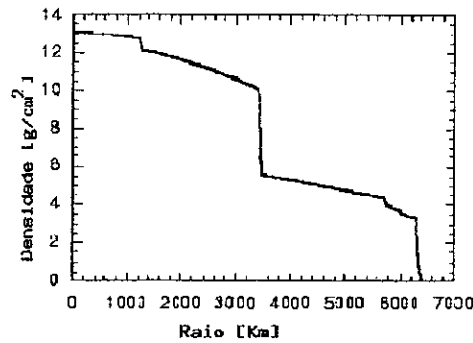


Figura 5.7: Perfil de densidade da Terra.

O modelo segue a seguinte parametrização:

$$\rho(r) = A(i) + B(i)X + C(i)X^2 + D(i)X^3 \quad \text{para } r < R(i), \quad (5.11)$$

onde  $X$  é  $r/R$  ( $R$  é o raio da Terra  $\approx 6371$  km) e os coeficientes estão descritos na tabela (5.3). O perfil de densidade da Terra é apresentado na figura (5.7).

Uma vez conhecido o perfil de densidade da Terra, pode-se calcular a quantidade de matéria que é atravessada ao passar através da Terra. Dependendo da direção da trajetória, serão atravessados diferentes  $\chi_s$  na Terra como pode-se ver na geometria da figura (5.8).

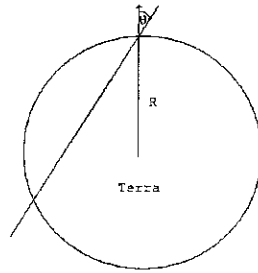


Figura 5.8: Geometria da passagem pela Terra.

Para fazer um cálculo do  $\chi_s$  na Terra para diferentes ângulos de emergência, foi construída uma subrotina em FORTRAN 77. Na figura (5.9) apresentam-se os resultados deste cálculo. Pode-se ver que para ângulos menores do que  $35^\circ$  a influência do núcleo da Terra é importante, atravessando um  $\chi_s$  maior, o que coincide plenamente com os resultados de Gandhi [95].

Trajetoórias que atravessam toda a Terra e aparecem no nadir, atravessam uma coluna de matéria da Terra com um valor de  $\chi_s$  de  $11 \times 10^9$  g/cm<sup>2</sup>. No caso de trajetórias que atravessam a Terra em forma quase rasante (com ângulos perto de  $90^\circ$ ), somente uma pequena quantidade da Terra é atravessada.

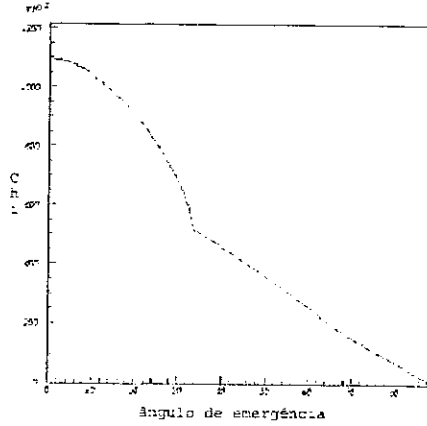


Figura 5.9:  $\chi_s$  em  $\text{g/cm}^2$  na passagem pela Terra como função do ângulo de emergência

### 5.3 O sistema de coordenadas local e as coordenadas UTM

O sistema de coordenadas utilizado pela Colaboração Pierre Auger é o UTM (*Universal Transverse Mercator Coordinates*) por ser muito mais simples e expressar as medidas em metros e numa projeção plana. O sistema de coordenadas UTM divide a Terra em 60 zonas de  $6^\circ$  de largura em longitude, e cobre desde os  $80^\circ$  de latitude Sul até os  $84^\circ$  de latitude Norte, pois as regiões polares são excluídas. A primeira zona começa na longitude  $180^\circ$  e procede na direção Leste. As coordenadas, dentro de cada zona, podem ser dadas em metros na direção Norte ou Sul e na direção Oeste ou Leste.

O sistema de coordenadas UTM é muito difundido, tanto assim que os aparelhos GPS (*Global Position System*) fazem as medições em coordenadas UTM e são utilizados para as medições no PAO. Para cálculos em 3 dimensões pode ser utilizada esta projeção como uma aproximação do plano real em vez de levar em conta a curvatura da Terra, se as dimensões são pequenas.

Para os neutrinos UHE que são simulados nesta tese, as trajetórias mais importantes possuem ângulos zenitais grandes e cobrem grandes distâncias e a consequência disto é que as aproximações feitas levam erros que crescem com as distâncias. Portanto, precisa-se de um bom cálculo em 3 dimensões, de uma geometria mais real e da altura real, quando



se leva em conta a curvatura da Terra.

Considerou-se um sistema de coordenadas local topocêntrico e dextrógiro em 3 dimensões, com o eixo  $e_x$  paralelo ao Leste, o eixo  $e_y$  apontando na direção do Norte e o eixo  $e_z$  normal à superfície do elipsóide completando o sistema dextrógiro. O elipsóide utilizado é o WGS84 (*World Geodetic System of 1984*). O sistema de coordenadas local considera a curvatura da Terra para todas as medidas.

O sistema de coordenadas local é utilizado nesta tese em dois casos:

- Para gerar uma geometria mais exata do chuveiro e poder fazer o mais corretamente possível os cálculos da quantidade de matéria atravessada  $\chi_s$  com a altura real e, desta maneira gerar o desenvolvimento longitudinal do chuveiro. Deste modo, gera-se o chuveiro num sistema de coordenadas local com centro no ponto gerador do chuveiro na superfície do elipsóide.
- As trajetórias dos neutrinos UHE simulados nesta tese podem percorrer grandes distâncias, não sendo adequado não levar em conta a curvatura da Terra. Para que os detetores de fluorescência possam olhar a exata geometria do chuveiro, transforma-se a geometria do chuveiro do seu próprio sistema de coordenadas local para o sistema de coordenadas local de cada um dos detetores de fluorescência.

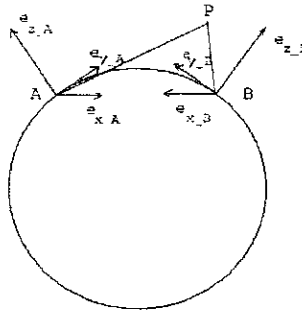


Figura 5.10: Transformação entre sistemas de coordenadas topocêntricos no elipsóide.

Com isso, o chuveiro é gerado num sistema de coordenadas local e depois é transformado para o sistema de coordenadas local de cada um dos detetores de fluorescência.

Para fazer a transformação entre os sistemas de coordenadas definidos, precisa-se de varias transformações como a transformação entre as coordenadas UTM e as coordenadas curvilíneas, entre as coordenadas curvilíneas e as coordenadas no sistema geocêntrico, além de transformar também os eixos dos sistemas de coordenadas locais do chuveiro e do detetor ao sistema de coordenadas geocêntrico.

O centro de cada sistema de coordenadas (a posição de cada detetor e do ponto gerador do chuveiro) são dados em coordenadas UTM sobre a superfície do elipsóide. Estas coordenadas são transformadas em coordenadas curvilíneas de latitude  $\lambda_c$  e longitude  $\varphi_c$  e estas coordenadas curvilíneas são convertidas ao sistema de coordenadas geocêntrico segundo:

$$X_c = N \cos \varphi_c \cos \lambda_c, \quad (5.12)$$

$$Y_c = N \sin \varphi_c \cos \lambda_c, \quad (5.13)$$

$$Z_c = N (1 - e^2) \sin \lambda_c, \quad (5.14)$$

onde  $N$  e  $e$  são definidos para o WGS84. Os eixos do sistema de coordenadas topocêntrico são convertidos ao sistema de coordenadas geocêntrico:

$$e_x = ( -\sin \lambda_c, \cos \lambda_c, 0 ) \quad (5.15)$$

$$e_y = ( -\sin \varphi_c \cos \lambda_c, -\sin \varphi_c \sin \lambda_c, \cos \varphi_c ), \quad (5.16)$$

$$e_z = ( -\cos \varphi_c \cos \lambda_c, \cos \varphi_c \sin \lambda_c, \sin \varphi_c ), \quad (5.17)$$

onde  $\varphi_c$  e  $\lambda_c$  são a longitude e latitude do centro do detetor ou do ponto gerador do chuveiro.

Com estes dados e com as coordenadas de um ponto num dos sistemas de coordenadas topocêntricos, obtém-se as coordenadas do mesmo ponto no outro sistema de coordenadas, pela seguinte relação geométrica da figura (5.10):

$$AP = BP + AB. \quad (5.18)$$

O sistema de equações é resolvido algébricamente.

Da mesma maneira, usando os eixos dos dois sistemas de coordenadas topocêntricos, obtém-se a transformação dos ângulos zenital e azimutal entre dois diferentes sistemas de coordenadas topocêntricos.

O cálculo foi desenvolvido em FORTRAN 77 e transforma a geometria que descreve uma linha em 3 dimensões (pontos e ângulos zenital e azimutal) entre dois diferentes sistemas de coordenadas topocêntricos. Existem várias subrotinas com as transformações mencionadas acima, mas nosso interesse está restrito à zona UTM 19 na parte Sul, onde encontra-se o PAO.

## 5.4 A configuração de Coihecos

O conhecimento da geografia da região onde será feito o observatório é de suma importância. O Observatório do Sul encontra-se em Pampa Amarilla na região de Mendoza, nos departamentos de Malargüe e San Rafael, entre as latitudes  $35.0^\circ$  e  $35.3^\circ$  e longitudes  $68.9^\circ$  e  $69.4^\circ$ . A Cordilheira dos Andes limita o sítio ao Oeste e o Embalse El Nihuil limita o sítio pelo Leste, ficando uma região de  $\sim 3100 \text{ km}^2$ , quase plana, com elevações de menos do 0.5% e com só pequenas colinas na periferia do sítio [9].

A última configuração escolhida, é a denominada Coihecos, por ter um dos detetores de fluorescência na colina Coihecos, como pode-se ver no mapa da figura (5.11). As coordenadas UTM onde deveriam ficar os detetores encontram-se na zona 19 e são as seguintes:

Olho	X UTM [m]	Y UTM [m]
Los Leones	459374.0	6071925.0
Cerros Morados	500394.0	6093765.0
Coihecos	444734.0	6114345.0
Olho Central	474634.0	6109475.0

Em Los Leones é que foram já instalados e testados os telescópios 4 e 5 do EA. Suas coordenadas em latitude e longitude são:

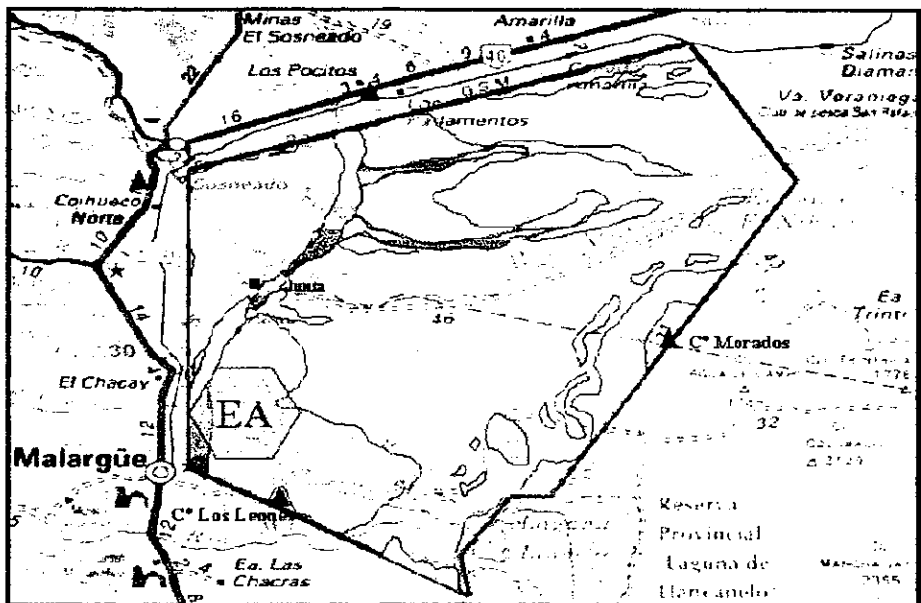


Figura 5.11: Mapa do Observatório Pierre Auger.

Olho	Latitude DD MM SS.ss	Longitude DDD MM SS.ss
Los Leones	35 29 43.42 S	069 26 52.52 W
Cerros Morados	35 17 57.48 S	068 59 44.40 W
Coihecos	35 06 43.95 S	069 36 23.29 W
Olho Central	35 09 26.35 S	069 16 42.64 W

Com estas coordenadas calcula-se seu baricentro como o centro de simulação da configuração. As coordenadas deste centro em UTM da zona 19 são: 473591.0 m e 6100688.0 m. As coordenadas curvilíneas em graus, minutos e segundos são 35 14 11.49 S e 69 17 24.88 W para a latitude e longitude respectivamente.

Com estas especificações foram feitas as simulações nesta tese. Posteriormente foi aprovada uma nova proposta conservando os olhos periféricos e trocando o olho central por outro periférico de abertura parcial de 150°. A posição do quarto olho ainda não está definida, mas poderia estar em alguma destas duas localizações, sendo a possibilidade A a mais provável:

O sítio do observatório é uma pampa, quer dizer, uma região quase com a mesma alti-

4. Olho	X UTM [m]	Y UTM [m]
Possibilidade A	484969.0	6136224.0
Possibilidade B	497999.0	6131500.0

tude e que do lado Oeste é limitada pela Cordilheira dos Andes. Para fazer as simulações, precisa-se conhecer e analisar o relevo do sítio.

O NIMA (*National Imagery and Mapping Agency*) fornece no seu site da Internet [97] um mapa interativo (*Geospatial Engine*), onde pode-se pegar dados de elevação de Terreno de qualquer parte do mundo. Foi utilizado um modelo digital de terreno com centro no baricentro dos detetores de fluorescência e com os seguintes limites:

- Da esquina inferior esquerda : (-69.92 , -35.55)
- Até a esquina superior direita: (-68.67 , -34.92)
- Com centro : (-69.29 , -35.24)

A rede do modelo tem 151 colunas e 76 filas. O espaçamento do rede é de 0.5 minutos tanto na longitude como na latitude. Com os dados do modelo digital de terreno foi construído o relevo do sítio em latitude, longitude e altura:

Pode-se observar, que realmente o sítio é bastante plano a não ser no lado Oeste com a Cordilheira dos Andes. Como a região utilizada varre uma área de vários quilômetros quadrados, torna-se importante a curvatura da Terra, ainda mais tendo a Cordilheira dos Andes a alguns quilômetros do sítio.

Foram utilizados os dados de elevação de terreno disponíveis no site do NIMA para produzir um modelo digital de terreno levando em conta a curvatura da Terra. Foi construído um programa em FORTRAN 77 para transformar os dados de elevação de terreno para um sistema de coordenadas local centrado no baricentro.

O programa transforma as coordenadas curvilíneas e de altimetria ( $\lambda_P$ ,  $\varphi_P$ ,  $H_P$ ) do

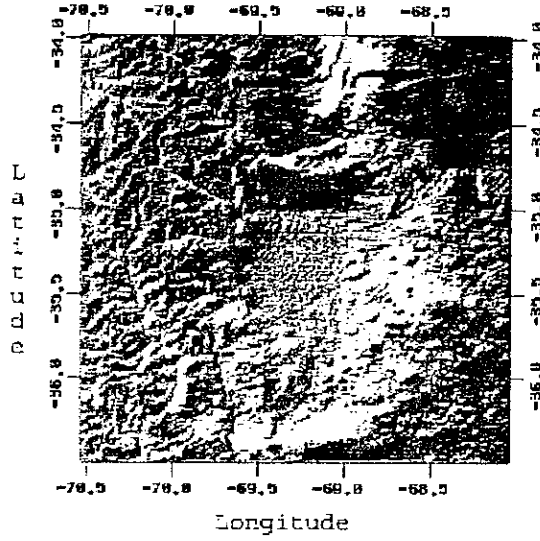


Figura 5.12: Modelo digital de terreno da região onde fica o Observatório Pierre Auger - vista superior.

ponto genérico  $P$  para  $XX$ ,  $YY$ ,  $ZZ$  no sistema de coordenadas geocêntrico segundo:

$$XX = (N + H_P) \cos \lambda_P \cos \varphi_P, \quad (5.19)$$

$$YY = (N + H_P) \cos \lambda_P \sin \varphi_P, \quad (5.20)$$

$$ZZ = ((1 - e^2) N + H_P) \sin \lambda_P. \quad (5.21)$$

onde  $N$  e  $e$  estão definidas no WGS84. Estas coordenadas são convertidas em  $X_A$ ,  $Y_A$  e  $Z_A$  de um sistema de coordenadas local centrado no baricentro ( $X_O$ ,  $Y_O$ ,  $Z_O$  no sistema de coordenadas geocêntrico) utilizando a seguinte relação geométrica na figura (5.14):

$$CO + OP = CP, \quad (5.22)$$

sendo  $C$  o centro da Terra,  $O$  a origem do sistema de coordenadas local e  $P$  o ponto cujo desnível será avaliado em relação a curvatura da Terra. Para todos os cálculos foi utilizado o elipsóide WGS84. O cálculo foi realizado para todos os dados da rede, obtendo-se o modelo digital de terreno do sítio, levando em conta a curvatura da Terra.

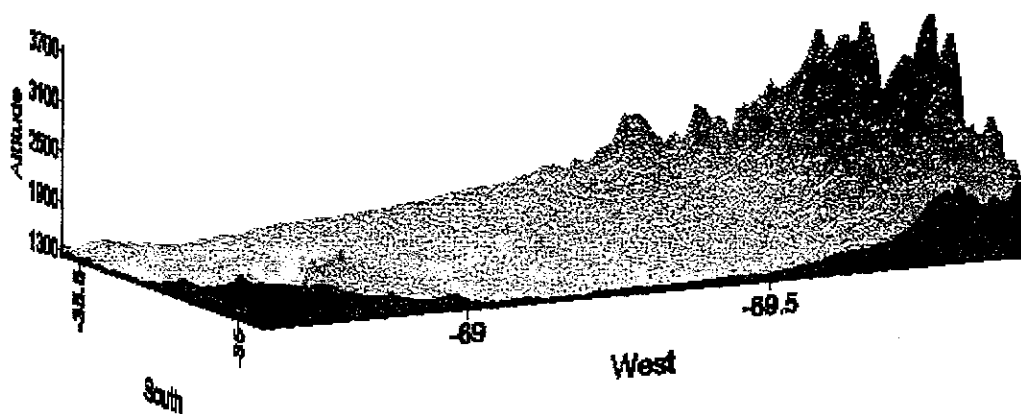


Figura 5.13: Modelo digital de terreno da região onde fica o Observatório Pierre Auger- vista lateral.

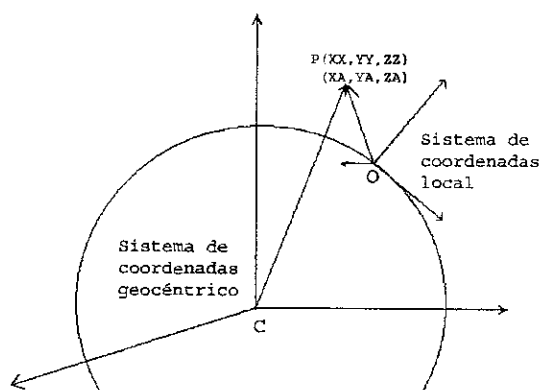


Figura 5.14: Transformação das coordenadas do ponto P entre o sistema de coordenadas geocêntrico e o topocêntrico.

Devido ao local escolhido perto da Cordilheira dos Andes, pode-se observar melhor a diferença entre levar em conta e não a curvatura da Terra. Por exemplo no modelo da Terra plana, a maior altura fica perto de 4000 m, mas levando em conta a curvatura da Terra, o máximo não é maior do que 3700 m com respeito ao sistema de coordenadas local no baricentro. Esta mudança é importante, para poder calcular bem a quantidade de matéria atravessada e torna-se ainda mais importante se a Cordilheira é atravessada por um raio cósmico.

A região do sítio pode ser considerada como uma região de altura constante  $\sim 1400$  m, a não ser no lado Oeste, onde encontra-se a Cordilheira dos Andes. Nas simulações



Figura 5.15: Modelo digital de terreno da região onde fica o Observatório Pierre Auger levando em conta a curvatura da Terra.

realizadas nesta tese é levada em conta a curvatura da Terra até nas regiões de altura constante.



# Capítulo 6

## Simulações

Foram simulados diversos cenários para o cálculo da aceitação do observatório Pierre Auger para os neutrinos UHE, levando-se em conta a geometria da trajetória e a quantidade de matéria que pode ser atravessada. Sendo assim distinguem-se os seguintes casos:

- Neutrinos descendentes na atmosfera: entram na atmosfera e descem em direção à superfície da Terra produzindo chuueiros.
- Neutrinos ascendentes que atravessaram a Terra: Estes neutrinos entram na atmosfera e depois penetram o interior da Terra e saem dela em forma ascendente, gerando chuueiros. Estes chuueiros podem ser produzidos no interior da Terra ou na atmosfera. Contudo, para serem detetados pelo menos uma parte do chuueiro deve-se desenvolver na parte ascendente de sua trajetória na atmosfera.
- Neutrinos ascendentes que não atravessaram a Terra: Também existem os neutrinos que geram chuueiros na sua trajetória ascendente na atmosfera, mas que por sua geometria não chegam a penetrar o interior da Terra.
- Neutrinos descendentes de sabor tauônico na atmosfera e o *Double Bang*: Como caso especial dos neutrinos descendentes, o neutrino de sabor tauônico pode produzir o *Double Bang* na atmosfera. Este fenômeno é improvável mas se acontecer,

seria muito importante, visto que o sabor do neutrino poderia ser diferenciado experimentalmente.

- Neutrinos ascendentes de sabor tauônico que atravessaram a Terra: Como caso especial dos neutrinos ascendentes, o neutrino de sabor tauônico pode produzir um tau que pode decair e gerar um segundo chuveiro.
- Neutrinos em cenários exóticos: há também os neutrinos que atravessam outros corpos celestes.

Há vários estudos que precedem o início deste trabalho e vários outros paralelos aos cálculos desenvolvidos nesta tese, que utilizam o observatório Pierre Auger como detetor de neutrinos UHE. O estudo de Capelle *et al.* [12] foi pioneiro na análise a aceitação dos detetores de superfície do PAO aos neutrinos UHE, seguido por estudos mais extensos de Billoir e Bertou *et al.* [13, 14]. A resposta dos detetores de fluorescência aos neutrinos UHE foi analisada por Yoshida *et al.* [11] e aplicada ao PAO por Diaz *et al.* [10] e por Feng *et al.* [5]. Estes estudos concluem que o Observatório Pierre Auger, apesar de que não ter sido desenhado para a função específica de detetar neutrinos UHE, tem características que o fazem sensível a estas partículas.

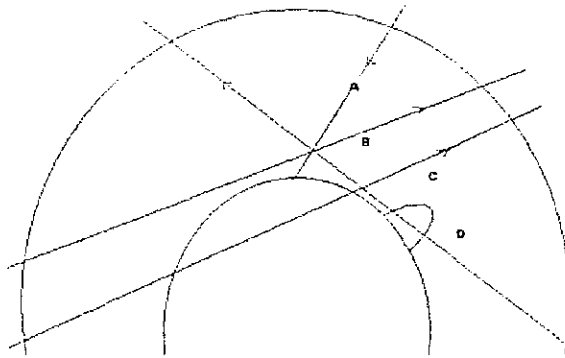


Figura 6.1: Diversos cenários simulados para os neutrinos UHE: (A) neutrinos descendentes na atmosfera; (B) neutrinos ascendentes que não penetram a Terra, (C) neutrinos ascendentes que penetram a Terra, (D) neutrinos que atravessam montanhas.

## 6.1 Neutrinos descendentes na atmosfera

### 6.1.1 Descrição

Uma das formas que os neutrinos UHE poderiam ser detetados é quando atravessam a atmosfera e interagem com as partículas atmosféricas produzindo chuveis atmosféricos descendentes similares aos produzidos pelos raios cósmicos.

Os chuveis atmosféricos descendentes, produzidos pelos raios cósmicos normais, tem características bem conhecidas devido à grande quantidade de eventos já detetados. Estes chuveis são caracterizados pelo ângulo zenital variando de 0 a 90°. No entanto, os chuveis atmosféricos descendentes, produzidos pelos neutrinos UHE, têm características que permitem diferenciá-los dos de origem hadrônica ou eletromagnética.

Por um lado, os raios cósmicos hadrônicos, têm um comprimento de interação típico da ordem de 70 g/cm<sup>2</sup>, em contraste com os neutrinos UHE, que têm comprimentos de interação muito maiores, da ordem de 10<sup>7</sup> a 10<sup>8</sup> g/cm<sup>2</sup>, dependendo da energia, como discutido no capítulo 4. Os pontos de início dos chuveis,  $\chi_0$ , são bastante distintos, os raios cósmicos normais iniciando após percorrer algumas centenas de g/cm<sup>2</sup>, enquanto que os neutrinos UHE são altamente penetrantes, percorrendo algumas centenas de g/cm<sup>2</sup> antes de interagir.

Assim para que tenham uma chance de serem diferenciados dos chuveis produzidos pelos raios cósmicos regulares, os chuveis atmosféricos descendentes, originários de partículas fracamente interativas, serão restritos a ângulos zenitais entre 60 e 90° e com o ponto inicial de interação,  $\chi_0$ , maior que 1000 g/cm<sup>2</sup>. A probabilidade dos neutrinos interagirem na atmosfera é muito pequena e o fundo para este processo deve ser estimado com cuidado.

Nesta simulação, fazemos a hipótese de que uma vez que a parte hadrônica do resultado da interação do neutrino com os núcleos atmosféricos tem sua energia definida, o seu desenvolvimento longitudinal é, em primeira aproximação, idêntico ao chuveiro induzido por um raio cósmico normal, e usamos a função de Gaisser-Hillas para parametrizá-lo. A

parte hadrônica de um chuva gerado por neutrinos terá tipicamente uma energia da ordem de 10 % da energia original do neutrino. Para gerar o desenvolvimento longitudinal, gerar o ponto de interação do neutrino na atmosfera e justificar as características especiais destes chuvas, precisa-se conhecer bem o perfil da atmosfera.

### 6.1.2 Perfil atmosférico

Para modelar a densidade da atmosfera utilizamos a parametrização de Linsley [93, 94], descrita no capítulo 5, obtendo-se o perfil vertical  $\chi_v$  em  $\text{g}/\text{cm}^2$  vs. a altura em quilômetros (veja a figura (5.1)). A densidade da atmosfera segue uma lei exponencial numa primeira aproximação, com uma escala da ordem de 8,4 km, de modo que cerca de 2/3 da quantidade de matéria estão abaixo da altura de 10 km. Os chuvas iniciados por raios cósmicos normais tem seu início no alto da atmosfera mas desenvolvendo seu máximo nas partes inferiores da atmosfera. Os chuvas iniciados por neutrinos só podem ser distinguidos daqueles iniciados por neutrinos, quando a probabilidade de um chuva normal iniciar a uma certa profundidade da atmosfera for muito pequena.

A quantidade de matéria atravessada ao longo de uma trajetória depende do ângulo zenital de entrada na atmosfera, como observado no capítulo 5, variando de 1036.1 para chuvas verticais a 36479.9  $\text{g}/\text{cm}^2$  para chuvas tangentes à superfície terrestre. Ângulos zênitais de 60°, 70°, 80° e 90°, correspondem a quantidades de matéria atravessada, respectivamente, a 2, 3, 5 e 36 atmosferas verticais. O comprimento da atmosfera (em  $\text{g}/\text{cm}^2$ ) é muito pequeno quando comparado com o comprimento de interação dos neutrinos UHE. Por isto, consideramos que os neutrinos UHE possam interagir com uma probabilidade constante ao longo da atmosfera, ainda que pequena.

Raios cósmicos regulares, cujo comprimento de interação médio é de 70  $\text{g}/\text{cm}^2$ , quando atravessam horizontalmente a atmosfera, tangenciando a Terra, encontram uma grande quantidade de matéria até chegar ao chão, cerca de 500 comprimentos de interação. Este tipo de chuva terá sua primeira interação na parte inicial da trajetória, após percorrer alguns comprimentos de interação. Esta classe de chuvas terá sua parte electro-

Energia	P(vertical)	P(horizontal)
$10^{18}$ eV	$1.0 \times 10^{-5}$	$3.6 \times 10^{-4}$
$10^{21}$ eV	$1.0 \times 10^{-4}$	$3.6 \times 10^{-3}$

Tabela 6.1: Probabilidade de um neutrino UHE interagir na atmosfera para neutrinos verticais e horizontais.

magnética absorvida pela atmosfera, antes de chegar à superfície, restando um núcleo de múons que atingem o solo.

A probabilidade de um neutrino UHE interagir em qualquer parte da atmosfera é descrita pela expressão:

$$P(E) = 1 - \exp\left(-\frac{sd}{L_{int}}\right), \quad (6.1)$$

onde  $E$  é a energia do neutrino,  $sd$  a profundidade máxima da atmosfera (em  $\text{g}/\text{cm}^2$ ) e  $L_{int}$  foi descrito em (4.9). Na tabela (6.1) mostramos a probabilidade de um neutrino UHE interagir na atmosfera quando incide verticalmente e horizontalmente, tangenciando a superfície da Terra.

Como as probabilidades acima são pequenas, pode-se considerar uma probabilidade homogênea para o neutrino interagir em qualquer parte da atmosfera. A probabilidade de interação aumenta com o aumento da energia e do ângulo zenital da trajetória do neutrino UHE. No caso horizontal este aumento é 36 vezes o caso vertical, todavia a probabilidade absoluta é bastante pequena quando comparada com a probabilidade de interação de um raio cósmico normal.

Assim para poder discriminar se o chuva foi produzido por neutrinos UHE e não por raios cósmicos regulares, restringimos o ponto inicial de interação  $\chi_0$  a valores maiores que  $1000 \text{ g}/\text{cm}^2$  [11], muito maior do que o comprimento de interação dos raios cósmicos de origem hadrônica. A probabilidade para que um raio cósmico normal interaja, e desenvolva um chuva atmosférico a qualquer profundidade atmosférica menor do que  $1000 \text{ g}/\text{cm}^2$  é:

$$P_{cr}[\leq 1000 \text{ g}/\text{cm}^2] = 0.9999994, \quad (6.2)$$

ou seja, a probabilidade dele sobreviver é de  $0.624 \times 10^{-7}$ . Comparando estes  $1000 \text{ g/cm}^2$  com a quantidade de matéria atravessada para diferentes ângulos zenitais, pode-se concluir que só para ângulos maiores que  $60^\circ$ , equivalente a  $2065 \text{ g/cm}^2$ , pode-se desenvolver um chuveiro com estas energias, já que seu desenvolvimento até o máximo precisa de uns  $800 \text{ g/cm}^2$ , sendo assim que a atmosfera deve ter pelo menos uns  $1800 \text{ g/cm}^2$ . Estas restrições fazem com que não exista a possibilidade destes chuveiros serem produzidos por raios cósmicos.

Mas esta restrição do ângulo zenital é adequada também devido ao comprimento de interação dos neutrinos UHE, pois para ângulos menores que  $60^\circ$  a quantidade total de matéria,  $1036$  a  $2000 \text{ g/cm}^2$ , é pouca em comparação com os ângulos maiores que  $60^\circ$ ,  $2000$  a  $36500 \text{ g/cm}^2$ , existindo assim uma probabilidade maior de interação do neutrino UHE, porém é ainda muito pequena, pois os neutrinos UHE são fracamente interativos.

Os neutrinos UHE podem interagir com ângulos zenitais menores que  $60^\circ$  e com  $\chi_0$  menor que  $1000 \text{ g/cm}^2$ , porém a probabilidade de um chuveiro com estas características ser gerado por um neutrino, é muito pequena ( $10^{-5}$  para um neutrino UHE com energia de  $10^{18} \text{ eV}$ ) quando comparada com a probabilidade de que seja gerado por um raio cósmico regular, de modo que seria impossível identificá-lo.

Denominamos os chuveiros com estas características, ou seja, um ângulo zenital maior ou igual a  $60^\circ$  e  $\chi_0$  maior ou igual a  $1000 \text{ g/cm}^2$ , como chuveiros quasi-horizontais. Com estas restrições, quase não existe contaminação de fundo, os únicos eventos que poderiam reproduzir estas características, são os chuveiros secundários procedentes do decaimento do lépton tau ou do *bremstrahlung* de raios gamma por múons. Este fundo é estimado ter uma probabilidade de ocorrer menor do que  $10^{-3}$  em 10 anos de observação por um detector de fluorescência [98].

Cabe ressaltar que para ângulos maiores que  $60^\circ$ , os raios cósmicos regulares desenvolvem-se em chuveiros no início de sua trajetória, tipicamente em regiões muito altas na atmosfera, muito longe dos detetores, sendo difícil sua observação. No entanto, os neutrinos UHE são penetrantes e portanto podem ter suas interações iniciais em regiões profundas

ao longo da sua trajetória e desenvolver o máximo do chuveiro em regiões sensíveis, no campo de visão dos telescópios.

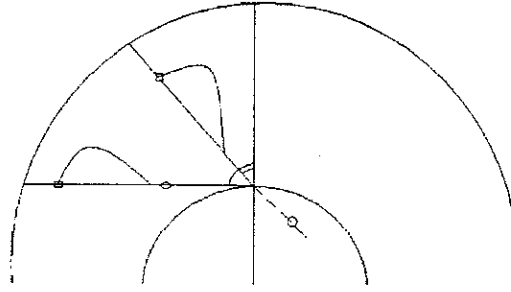


Figura 6.2: Geometria do chuveiro atmosférico descendente de partículas fracamente interativas(início com círculo) em comparação com os chuveiros produzidos pelos raios cósmicos(início com quadrado): para ângulo zenital menor de  $60^\circ$  e para maior de  $60^\circ$ .

Nas simulações usamos a parametrização de Gaisser e Hillas (ver eq. (2.1)) para representar o chuveiro atmosférico induzido pela componente hadrônica das interações dos neutrinos UHE na atmosfera. A energia deste chuveiro corresponde à fração da energia hadrônica em interação inelásticas profundas de neutrinos. Esta é uma primeira aproximação para este processo e tem a precisão necessária para este estudo. Uma simulação mais acurada, poderia ser realizada usando-se os modelos para chuveiros atmosféricos, como *Aires* ou *Corsika* [44, 45]. Este desenvolvimento longitudinal de Gaisser e Hillas pode servir também para chuveiros de grandes ângulos zenitais, levando-se em conta a curvatura da Terra para calcular a quantidade de matéria atravessada.

Como foi descrito no capítulo 5, sobre a importância da curvatura da Terra, precisa-se da altura real para saber em que parte do perfil de densidade atmosférico se encontra a partícula. Devido ao perfil heterogêneo de densidade, uma altura que não considere a curvatura da Terra, pode induzir grandes erros no cálculo da quantidade de matéria atravessada, resultando em grandes erros no número de partículas ao longo do desenvolvimento longitudinal do chuveiro e também na escolha da posição do ponto  $\chi_0$  na atmosfera.

### 6.1.3 Simulação

De acordo com as características especiais especificadas anteriormente para os chuveis gerados por neutrinos UHE descendentes na atmosfera, foram simulados chuveis com energias de  $10^{18}$ ,  $10^{19}$  e  $10^{20}$  eV, para avaliar sua probabilidade de serem detetados na configuração de Coihecos do observatório Pierre Auger.

Para cada energia, simulamos os parâmetros geométricos e do desenvolvimento longitudinal do chuvelo e depois observa-se, se o chuvelo é detetado por algum dos detetores de fluorescência com o programa FDSim. O ponto escolhido para o chuvelo ser simulado, foi o ponto de máxima quantidade de partículas,  $\chi_{max}$ . Por ter um grande número de partículas, o  $\chi_{max}$  e sua vizinhança têm maiores possibilidades de serem detetados, mas deve-se salientar que além do número de partículas também importam os parâmetros atmosféricos e geométricos para a detecção.

Para gerar os chuveis escolhemos a projeção do ponto  $\chi_{max}$  na superfície da Terra, distribuídos aleatoriamente numa região de 150 km de raio, em torno do baricentro da posição dos detetores de fluorescência (com configuração Coihecos). As coordenadas deste ponto expressas em latitude e longitude e nas coordenadas UTM, são dadas por:

- Coordenadas curvilíneas:
  - latitude: 35°14 11.49347 S
  - longitude: 69°17 24.88455 W
- Coordenadas UTM (zona 19):
  - *easting*: 473591.0 m
  - *northing*: 6100688.0 m

A distribuição da altura do  $\chi_{max}$  é gerada aleatoriamente, de forma tal, que seja homogênea na densidade atmosférica, entre a altura de 100 km e o chão, de acordo com a expressão:

$$H(\chi_{max}) = -8.4 \ln \left( \frac{(\chi_G - \chi_{100}) \times \eta + \chi_{100}}{\chi_G} \right), \quad (6.3)$$



onde  $\chi_G$  é a profundidade atmosférica ao nível do mar e vale 1030.0 g/cm<sup>2</sup> e  $\chi_{100}$  a profundidade a 100 km de altura, com valor 0.007 g/cm<sup>2</sup>,  $\eta$  é um número aleatório no intervalo 0 a 1, e H está expresso em km. Este perfil atmosférico descrito por:

$$\chi_v = \chi_G \exp\left(-\frac{H}{8.4}\right), \quad (6.4)$$

onde H é expresso em km e  $\chi_v$  g/cm<sup>2</sup> é uma versão simplificada do que usamos para calcular a evolução de um chuveiro, porém é adequado para este propósito. Limitamos os  $\chi_{max}$  ao intervalo acima, visto que exigimos que o chuveiro tenha início dentro da atmosfera, ou seja, ter o  $\chi_0$  a uma altura inferior a 110 km, o que foi checado em todos os casos.

Variamos o ângulo zenital varia entre 60 e 90° de acordo com uma distribuição homogênea no seu coseno, enquanto que o ângulo azimutal é gerado aleatoriamente entre 0° a 360°.

Usando-se a função  $\chi_{SD}$  para ângulos maiores que 60° calculamos a quantidade de matéria atravessada do ponto de entrada da partícula na atmosfera até o ponto  $\chi_{max}$ . Para efetuar o cálculo, usamos a geometria do chuveiro, definida pelo ponto tridimensional  $\chi_{max}$  e o ângulo zenital e azimutal, da direção do chuveiro, definidos neste ponto.

A quantidade de matéria exata entre  $\chi_0$  e  $\chi_{max}$  depende da energia eletromagnética do chuveiro ( $E_{sh}$ ), segundo:

$$\chi_{0 \rightarrow max} = [\chi_{max} - \chi_0] = 60.0 \log(E_{sh}) - 400.0, \quad (6.5)$$

onde a energia está expressa em eV. Esta expressão é uma extrapolação para energias ultra altas a partir de um resultado experimental de altas energias [46]. Na simulação permitimos que  $\chi_{max}$  tenha uma variação aleatória em torno do valor calculado em (6.5) segundo uma distribuição gaussiana com largura típica da ordem de 50 g/cm<sup>2</sup>. Obtemos então a quantidade de matéria até o ponto  $\chi_0$ , início da formação do chuveiro,

segundo:

$$\chi_0 = \chi_{max} - \chi_{0 \rightarrow max} \quad (6.6)$$

Caso o valor de  $\chi_0$  é maior do que 0, consideramos que o chuveiro foi gerado corretamente dentro da atmosfera. Caso contrário,  $\chi_0$  é descartado e repete-se o procedimento.

Usando-se a quantidade de matéria até o ponto  $\chi_0$  e a função  $\chi_{SD}^{-1}$  para ângulos maiores que  $60^\circ$ , calculamos a posição do ponto  $\chi_0$ .

Para completar a simulação é procurado o ponto final do chuveiro  $\chi_{fin}$  a ser simulado. Para isto, procura-se geralmente a interseção do chuveiro com a superfície na altura de 1400 m. Caso a quantidade de matéria entre o ponto  $\chi_0$  e o  $\chi_{fin}$  seja maior que  $1500 \text{ g/cm}^2$ , procura-se um novo  $\chi_{fin}$  a  $1500 \text{ g/cm}^2$  do início do chuveiro para que o chuveiro não seja muito grande ou no caso de chuveiros horizontais. Desta forma, o cálculo ficou mais curto e como é sabido do desenvolvimento longitudinal, que é muito pequeno o número de partículas após  $1500 \text{ g/cm}^2$  do início do chuveiro.

Assim obteve-se todos os parâmetros simulados: as posições dos pontos  $\chi_{max}$ ,  $\chi_0$ ,  $\chi_{fin}$ , o ângulo zenital e o azimutal (geometria do chuveiro) e a quantidade de matéria dos pontos  $\chi_0$ ,  $\chi_{max}$  e  $\chi_{fin}$  (desenvolvimento longitudinal). A simulação foi feita usando o sistema geodésico local do chuveiro. Depois é feita a transformação para ter o chuveiro em cada sistema geodésico local dos detetores de fluorescência levando em conta as modificações da curvatura da Terra, descritas no capítulo 5. Estes sistemas de coordenadas estão centrados nas coordenadas UTM de cada detetor e altura zero.

Então utilizou-se o programa FDSim para a simulação da detecção dos chuveiros pelos detetores de fluorescência. Nesta simulação foram gerados 3600 chuveiros com energias transferidas pelo neutrino UHE de  $10^{18}$ ,  $10^{19}$  e  $10^{20}$  eV.

#### 6.1.4 Aceitação

A aceitação  $\mathcal{A}$ , é uma medida da sensibilidade de um detetor, e tem a dimensão de área por ângulo sólido. Estimamos adiante a aceitação da configuração de detetores de

fluorescência, denominada Coihecos, para os chuviros descendentes na atmosfera gerados por partículas fracamente interativas. A condição que exigimos para que um chuviro fosse detetado, é de que em pelo menos um telescópio 5 pixeis tivessem um sinal pelo menos  $3 \times \sigma$  maior do que o ruído de fundo do detetor. O ciclo de trabalho do detetor de luz fluorescente é limitado às noites escuras e límpidas, sem luar significativo. Nesta tese o ciclo de trabalho considerado foi de 10%.

Definimos uma área total  $A_s$ , que é a projeção do ponto  $\chi_{max}$  na superfície da Terra, e o ângulo sólido efetivo,  $\Omega_{ef}$ , onde os chuviros foram simulados. Simulamos um número grande de chuviros, de acordo com as regras expostas acima, e medimos a fração de chuviros,  $f_D$ , que é efetivamente detetada pelo FD. Com isto calcula-se a aceitação para o tipo específico de chuviros simulados com a seguinte fórmula:

$$\mathcal{A} = A_s \Omega_{ef} f_D. \quad (6.7)$$

Cabe ressaltar que a área de simulação deve ser substancialmente maior que a área onde ainda podem ser detetados os chuviros. Como o ângulo zenital foi restrito ao intervalo de ângulo entre  $60^\circ$  a  $90^\circ$ , o ângulo sólido coberto é  $\pi$  sr ( $= \int_{0^\circ}^{360^\circ} \int_{60^\circ}^{90^\circ} \sin \theta \, d\theta \, d\phi$ ). A simulação foi feita num círculo de 150 km, cobrindo uma área  $A_s = \pi 150^2 \text{ km}^2$ , e a aceitação é calculada pela expressão:

$$\mathcal{A} = 150^2 \pi^2 f_D, \quad (6.8)$$

onde as unidades de  $\mathcal{A}$  são  $\text{km}^2 \text{ sr}$  e

$$f_D = \frac{N_{obs}}{N_{tot}}, \quad (6.9)$$

sendo  $N_{obs}$  o número de partículas registradas (*triggered*) pelo detetor e  $N_{tot}$ , o número total de chuviros gerados pelo programa de simulação. Deve ser levado em conta o ciclo de trabalho para obter a aceitação real ( $10\% \mathcal{A}$ ).

É conveniente expressar a aceitação geométrica do detetor no volume efetivo de matéria oferecido aos neutrinos, ou seja, em unidades de volume de água equivalente  $\times$  ângulo sólido. Para transformar a aceitação nestas unidades, multiplica-se pela altura (em unidades de km de água equivalente) onde foram simulados os chuveiros. Neste caso foi utilizada a atmosfera toda, assim a altura da atmosfera é equivalente a uma coluna de água de 10,34 m.

Para calcular a fração de chuveiros detetados, precisa-se definir o gatilho e o tipo de chuveiros. O gatilho será acionado quando pelo menos 5 pixeis sejam ativados em no mínimo um telescópio da configuração. A aceitação foi calculada para chuveiros com ângulos zenitais em intervalos de valores iniciais de  $60^\circ$ ,  $70^\circ$  e  $80^\circ$  e valor final  $90^\circ$  para cada energia do chuveiro (  $10^{18}$ ,  $10^{19}$  e  $10^{20}$  eV ) criado por uma partícula fracamente interativa, já que só foram utilizados aqueles com  $\chi_0$  maior de  $1000 \text{ g/cm}^2$ .

Apresentamos a aceitação da configuração para chuveiros de energias  $10^{18}$ ,  $10^{19}$  e  $10^{20}$  eV para os intervalos dos ângulos zenitais acima mencionados na figura (6.3).

Já que a configuração de Coihecos tem um olho central (único olho completo), foi calculada também a aceitação do olho central com o gatilho de pelo menos 5 pixeis. Assim tem-se a aceitação do olho central para chuveiros de energias  $10^{18}$ ,  $10^{19}$  e  $10^{20}$  eV para ângulos zenitais maiores que  $60^\circ$ ,  $70^\circ$  e  $80^\circ$  mostrados na figura (6.4).

Já que na configuração tem-se 4 olhos, porém somente um é completo, e os outros três cobrem uma variação angular (azimute) de  $180^\circ$ , para energias de  $10^{18}$  eV, os detetores periféricos detetam geralmente diferentes eventos aos detetados pelo detetor central. Assim a aceitação da configuração é um pouco mais de três vezes a aceitação do olho central para esta energia. No entanto, para energias de  $10^{19}$  eV a aceitação da configuração é 1.6 vezes maior á aceitação do olho central, pois muitas vezes o mesmo evento é observado por vários detetores, obtendo-se detecções em estéreo. Finalmente para energias de  $10^{20}$  eV tem-se uma aceitação da configuração de somente 1.12 vezes maior à aceitação do olho central, pois o efeito é ainda maior.

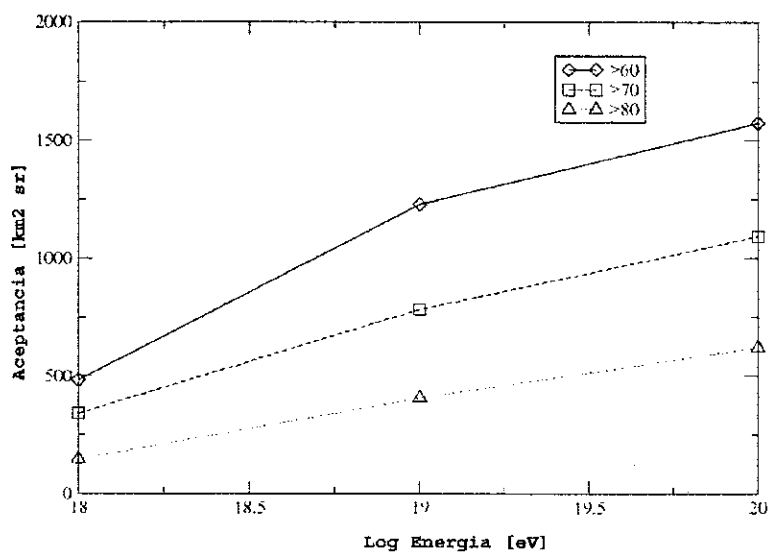


Figura 6.3: Aceitação efetiva da configuração de detetores de fluorescência para chuviros atmosféricos descendentes de partículas fracamente interativas. Os resultados de losango são para chuviros com ângulo zenital  $>60^\circ$ , os de quadrados para chuviros com ângulo zenital  $>70^\circ$  e os de triângulo para chuviros com ângulo zenital  $>80^\circ$ .

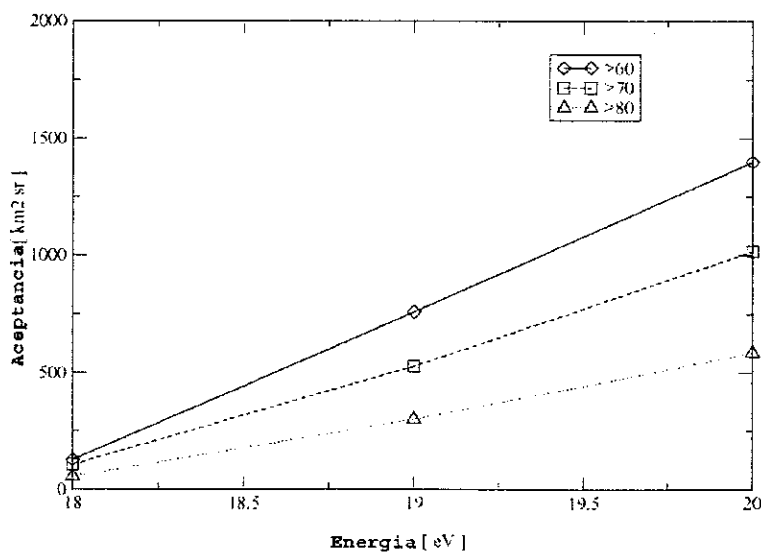


Figura 6.4: Aceitação efetiva do detector de fluorescência central para chuviros atmosféricos descendentes de partículas fracamente interativas. Os resultados de losango são para chuviros com ângulo zenital  $>60^\circ$ , os de quadrados para chuviros com ângulo zenital  $>70^\circ$  e os de triângulo para chuviros com ângulo zenital  $>80^\circ$ .

Existe uma espécie de atenuação da aceitação da configuração com respeito à aceitação do olho central, sem aumento significativo em função da energia devido à superposição de eventos detetados em estéreo. A aceitação não aumenta muito em quantidade mas sim em qualidade, pois esta detecção em estéreo é melhor para a reconstrução, que é o método que poderá descrever as características dos chuveiros e assim ajudar a descobrir os mecanismos pelos quais podem ser produzidos estes chuveiros de ultra altas energias.

## 6.2 Neutrinos ascendentes que não atravessaram a Terra

### 6.2.1 Descrição

Outra forma, na qual os neutrinos UHE poderiam ser detetados é na sua trajetória ascendente dentro da atmosfera, quando eles têm uma geometria tal, que atravessam completamente a atmosfera sem penetrar à Terra. Esta trajetória tem uma parte descendente até a parte mais próxima da Terra e depois começa a parte ascendente, onde os neutrinos UHE interagem com as partículas atmosféricas produzindo chuveiros atmosféricos ascendentes.

Estes neutrinos UHE entram na atmosfera longe do detetor, tangenciando a Terra e quando chegam à região sensível têm uma trajetória ascendente. O ruído de fundo para este processo é quase nulo, devido à grande quantidade de atmosfera atravessada antes de chegar à região sensível do Observatório. Para poder atravessar a atmosfera e chegar até a parte ascendente sem atravessar a Terra, os neutrinos UHE têm que cumprir certos requisitos na sua geometria, restringindo o ângulo zenital à faixa entre  $90^\circ$  e  $101^\circ$  (veja figura (6.5)).

Assim fica quase impossível que um raio cósmico regular, com comprimento de interação de cerca de  $70 \text{ g/cm}^2$ , possa gerar estes chuveiros na parte ascendente. Eles só poderiam gerar chuveiros no início da parte descendente da trajetória, dissipando sua

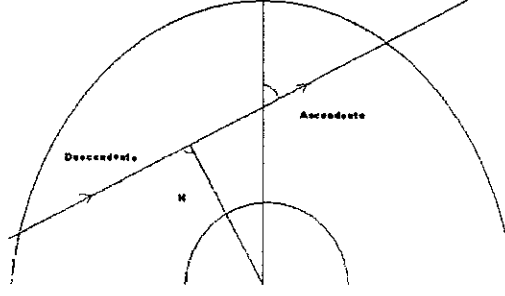


Figura 6.5: Geometria dos neutrinos ascendentes que não atravessam a Terra: trajetória inicial descendente e depois ascendente.

componente eletromagnética muito antes de começar a parte ascendente. Por isto, não é preciso impor uma restrição aos valores possíveis de  $\chi_0$ . Cabe ressaltar, que a detecção de um evento ascendente no observatório será de grande importância e será um fato não comum!

Nesta simulação, o desenvolvimento longitudinal também é gerado com a parametrização de Gaisser e Hillas pelos mesmos motivos do caso anterior. Para gerar o desenvolvimento longitudinal ascendente e o ponto de interação do neutrino na atmosfera, precisa-se conhecer bem o perfil atmosférico ascendente.

### 6.2.2 Perfil atmosférico ascendente

Para modelar a densidade da atmosfera, foi utilizada a parametrização de Linsley, obtendo o  $\chi_v$  ascendente,  $\chi_a$ , atravessado numa trajetória ascendente à diferentes alturas (fig. 6.6) em função do  $\chi_v$  descendente, utilizando as seguintes expressões:

$$\begin{aligned}\chi_a(h) &= \int_0^h \rho(z) dz , \\ \chi_a(h) &= \int_h^\infty \rho(z) dz , \\ \int_0^\infty \rho(z) dz &= 1036 \text{g/cm}^2 ,\end{aligned}$$

obtendo assim:

$$\chi_a(h) = 1036 \text{ g/cm}^2 - \chi_d(h) . \quad (6.10)$$

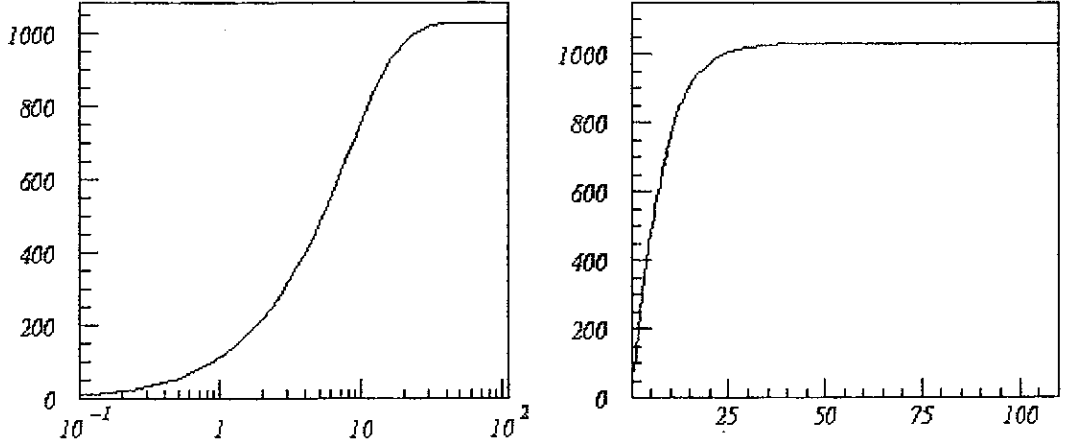


Figura 6.6: Valores de  $\chi_a$  em função da altura para neutrinos ascendentes.

Como é bem sabido, o perfil de densidade é igual independente do caminho ascendente ou descendente, mas a quantidade de matéria atravessada é muito diferente dependendo da direção da trajetória devido à assimetria do perfil de densidade. Neste caso, atravessa-se primeiro a parte descendente da trajetória e depois a parte ascendente, sendo nesta parte onde será gerado o chuveiro. No início da parte ascendente atravessa-se muita matéria, contrariamente ao que acontece na parte final, que fica mais alta. Podem ser gerados dois tipos de chuveiros:

- o chuveiro tem início na parte ascendente da trajetória, na região mais densa da atmosfera e tem um desenvolvimento compacto, devido à grande quantidade de matéria atravessada, tendo consequentemente um comprimento total pequeno, quando comparado com chuveiros normais de energia equivalente;
- o chuveiro tem início na parte ascendente da trajetória, já a grandes alturas, na região menos densa da atmosfera e tem um desenvolvimento ao longo de distância



grande, conseqüentemente um comprimento total grande, quando comparado com chuviros normais de energia equivalente.

Para saber melhor a quantidade de matéria que pode ser atravessada, precisa-se definir a geometria da restrição do ângulo zenital. Para que o neutrino possa ficar só na atmosfera, precisa-se que a distância da trajetória a Terra ( $H$  na figura (6.5)) seja maior que 0. O maior ângulo zenital para que o chuviro ainda possa estar só na atmosfera, acontece quando ele é medido na parte mais alta da atmosfera  $H_{max}$  (110 km) segundo:

$$\cos(\theta_{max} - 90^\circ) = \frac{R}{(R + H_{max})}, \quad (6.11)$$

o que corresponde a um ângulo máximo de  $101^\circ$ . Se a altura for menor, o ângulo é menor até chegar a  $90^\circ$ . Por isto o ângulo zenital é definido só entre 90 e  $101^\circ$ .

Neste caso para calcular a quantidade de matéria atravessada, tem-se a matéria atravessada na parte descendente e na parte ascendente da trajetória. Ambas quantidades são iguais se atravessa-se a atmosfera toda. Desde o ponto de vista do ponto central da trajetória, é como se fossem trajetórias horizontais a diferentes alturas. Já foi calculado isto no capítulo 5 e apresentado na figura (5.6), assim a quantidade máxima atravessada corresponde à altura 0 com  $2 \times 36479.9 \text{ g/cm}^2$ , e vai diminuindo com a altura até por exemplo só uns  $1000 \text{ g/cm}^2$  nos 30 km de altura.

Igualmente neste caso, a atmosfera toda é ainda muito pequena em comparação com o comprimento de interação dos neutrinos UHE, considerando-se que os neutrinos UHE podem interagir com quase a mesma probabilidade em qualquer parte da atmosfera, ainda que pequena.

A probabilidade de um neutrino UHE interagir na atmosfera em qualquer parte de sua trajetória ascendente, a qual fica a uma distância  $H$  da Terra, é a seguinte:

$$P(E) = -\exp\left(-\frac{2 \chi(H)}{L_{int}}\right) + \exp\left(-\frac{\chi(H)}{L_{int}}\right), \quad (6.12)$$

onde  $E$  é a energia do neutrino,  $2 \chi(H)$  a profundidade máxima da atmosfera nesta

Energia	P(h = 0 km)	P(h = 30 km)
$10^{18}$ eV	$3.6 \times 10^{-4}$	$0.5 \times 10^{-5}$
$10^{21}$ eV	$3.6 \times 10^{-3}$	$0.5 \times 10^{-4}$

Tabela 6.2: Probabilidade de um neutrino UHE interagir na parte ascendente da atmosfera para neutrinos a alturas de 0 e 30 km.

trajetória (em  $\text{g}/\text{cm}^2$ ) e  $L_{int}$  foi descrito em (4.9). Na tabela (6.2) mostramos a probabilidade de um neutrino UHE interagir na atmosfera quando incide horizontalmente a uma distância de 0 e de 30 km da Terra.

Como as probabilidades acima são pequenas, pode-se considerar que o neutrino tem quase a mesma probabilidade de interagir em qualquer parte da atmosfera. A probabilidade de interação aumenta com o aumento da energia e quando a altura for menor.

No caso dos raios cósmicos, com comprimento de interação médio de  $70 \text{ g}/\text{cm}^2$ , a atmosfera toda representa bastante quantidade de matéria, em torno de 1000 comprimentos de interação (500 na parte descendente e 500 na parte ascendente), sendo que a maior probabilidade de interação acontece na parte inicial da trajetória, que é a parte descendente e não a parte ascendente, quando apenas atravessaram somente alguns comprimentos de interação. Assim estes chuueiros acabam geralmente antes de poder chegar na parte ascendente da trajetória, sendo esta geometria muito improvável para eles. Contudo, terá que ser checado se o  $\chi_0$  dos chuueiros gerados pelos neutrinos UHE é maior que  $1000 \text{ g}/\text{cm}^2$ , o que será cumprido pela grande maioria destes chuueiros nesta geometria.

O desenvolvimento longitudinal utilizado é o mesmo que o dos chuueiros gerados por raios cósmicos com a parametrização de Gaisser e Hillas, só que levando em conta a curvatura da Terra para calcular a quantidade de matéria atravessada para grandes ângulos zenitais e também para trajetórias ascendentes.

### 6.2.3 Simulação

De acordo com as características especiais especificadas anteriormente para os chuviros gerados por neutrinos UHE ascendentes na atmosfera que não atravessaram a Terra, foram simulados este tipo de chuviros com energias de  $10^{18}$ ,  $10^{19}$  e  $10^{20}$  eV, para avaliar sua possibilidade de serem detetados na configuração de Coihecos do observatório Pierre Auger.

Dada uma energia, simulam-se os parâmetros geométricos e do desenvolvimento longitudinal do chuviro ascendente e depois observa-se, do mesmo modo que para os chuviros descendentes, se o chuviro é detetado por algum dos detetores de fluorescência com o programa FDSim. Esta detecção de forma ascendente será um evento importante e pouco comum em comparação com os eventos descendentes! Também o ponto escolhido para o chuviro ser simulado, foi o ponto de máxima quantidade de partículas,  $\chi_{max}$ , pelos mesmos motivos que no caso anterior.

Foram gerados chuviros com o ponto  $\chi_{max}$  num raio de 150 km na projeção UTM ao redor do baricentro dos detetores de fluorescência da configuração de Coihecos. A altura do  $\chi_{max}$  é gerada aleatoriamente em primeira aproximação de acordo com o perfil atmosférico vertical ascendente entre 1.4 km (nível médio do solo no observatório) e 110 km segundo a expressão

$$H(\chi_{max}) = -8.4 \ln \left( 1.0 - \frac{\chi_v(1.4) \times \eta + \chi_v(110)}{\chi_v(0)} \right), \quad (6.13)$$

onde  $\eta$  é um número aleatório entre 0 e 1, e a altura está em quilômetros. Usamos o perfil atmosférico simples

$$\chi_v(h) = \chi_v(0) \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{h}{8.4}\right) \right\}, \quad (6.14)$$

onde  $\chi_v(0) = 1030$  g/cm<sup>2</sup> e a altura  $h$  está em km. A expressão para  $\chi_v$  é a mesma utilizada na equação (6.4), mas agora em forma ascendente. Os motivos para utilizar este perfil também são os mesmos do caso anterior.

Exigimos, ao gerar a parte geométrica dos chuviros ascendentes, que estivessem con-

tidos apenas na atmosfera, sem tocar a superfície, ou seja, todos os seus pontos a 1.4 km acima do nível do mar. Geramos o ângulo zenital entre 90 e 101°, com distribuição homogênea em coseno e o ângulo azimutal variando aleatoriamente de 0 a 360°.

Dependendo da altura, o ângulo máximo permitido é menor que 101°, assim deve ser checado em cada evento simulado que a distância do chuvaire à superfície da Terra seja maior que 1.4 km. Caso contrário começa-se a simulação do chuvaire novamente, mas fica a informação de que foi gerado um chuvaire com ângulo zenital entre 90 e 101°, para fins da contagem do fluxo neste ângulo sólido.

Depois é gerado o chuvaire num sistema de coordenadas local com centro nas coordenadas UTM do  $\chi_{max}$  e com altura zero. O sistema de coordenadas local é igual ao do caso anterior. Dada a posição do  $\chi_{max}$ , deve-se calcular a quantidade de matéria atravessada até o ponto  $\chi_{max}$ , mas em forma ascendente.

A quantidade de matéria atravessada em forma ascendente é toda a matéria desde a entrada da partícula na atmosfera até o ponto P, onde encontra-se a partícula. Neste caso, a quantidade de matéria atravessada em forma ascendente na atmosfera encontra-se relacionada ao cálculo da quantidade de matéria atravessada em forma descendente segundo:

$$\chi_{SDup}(P) = \chi_{SDtot} - \chi_{SD}(P) , \quad (6.15)$$

onde

$$\chi_{SDtot} = 2 \times \chi_{SD}(T), \quad (6.16)$$

sendo o ponto T, o ponto que fica à distância mínima da Terra (H), ou seja, o ponto na metade da trajetória total, segundo a figura (6.5).

A quantidade de matéria entre  $\chi_{max}$  e  $\chi_0$  é gerada aleatoriamente em função da energia do chuvaire do mesmo modo que para o caso anterior, obtendo-se a quantidade de matéria do ponto  $\chi_0$ . Para calcular a posição do  $\chi_0$  utiliza-se a quantidade de matéria até o  $\chi_0$  e a função  $\chi_{SDup}^{-1}$  para ângulos maiores do que 60°. O cálculo da posição em função da quantidade de matéria atravessada em forma ascendente  $\chi$ , quer dizer, o  $\chi_{SD}^{-1}_{up}$ , está

também relacionado com o cálculo descendente segundo:

$$\chi_{down} = 2 \times \chi_{SD}(T) - \chi , \quad (6.17)$$

$$\chi_{SDup}^{-1}(\chi) = \chi_{SD}^{-1}(\chi_{down}) , \quad (6.18)$$

onde  $\chi_{down}$  é a quantidade de matéria atravessada em forma descendente. Assim procurar a posição do ponto que atravessou uma quantidade de matéria em forma ascendente  $\chi$ , seria equivalente a procurar o ponto que atravessou uma quantidade de matéria em forma descendente  $\chi_{down}$ .

Para completar a simulação é procurado o ponto final  $\chi_{fin}$  do chuveiro a ser simulado. Para que não seja muito grande o chuveiro, escolhe-se o que faça o comprimento do chuveiro menor, já seja o ponto final do chuveiro a 1500 g/cm<sup>2</sup> do seu início ou até que acabe a atmosfera, ou seja, até uma altura de 110 km.

Assim tem-se simulado todos os parâmetros da geometria e do desenvolvimento longitudinal do chuveiro de forma igual ao caso anterior. A simulação foi feita usando o sistema geodésico local do chuveiro. Depois é feita a transformação para ter o chuveiro em cada sistema geodésico local dos detetores de fluorescência levando em conta as modificações da curvatura da Terra, descritas no capítulo 5. Estes sistemas de coordenadas estão centrados nas coordenadas UTM de cada detetor e altura zero.

Procede-se, igualmente ao caso anterior, a utilizar a parte do programa FDSim para a simulação da detecção dos chuveiros pelos detetores de fluorescência. Nesta simulação foram gerados 5400 chuveiros com energia induzidas pelo neutrino de 10<sup>18</sup>, 10<sup>19</sup> e 10<sup>20</sup> eV.

#### 6.2.4 Aceitação

Com os resultados da simulação obtém-se a aceitação da configuração de detetores de fluorescência, denominada Coihecos, para os chuveiros ascendentes gerados por partículas fracamente interativas que não atravessaram a Terra. Como no caso anterior, para que um chuveiro seja detetado, exige-se que pelo menos em um dos telescópios um mínimo

de 5 pixels tenha uma razão sinal/ruído acima de 3. Para poder comparar a aceitação do detetor de fluorescência com o SD, usamos o ciclo de trabalho de 10% para o FD.

Para o cálculo da aceitação, como o ângulo zenital foi restrito a valores entre 90 e 101° e a projeção horizontal do ponto  $\chi_{max}$  dentro de um círculo de 150 km, tem-se a seguinte aceitação:

$$\mathcal{A} = 8586.4 \pi^2 f_D, \quad (6.19)$$

onde  $\mathcal{A}$  está em  $\text{km}^2 \text{ sr}$ , mas devido ao ciclo de trabalho de 10%, a aceitação real do detetor fica reduzida a um 10% $\mathcal{A}$ . Com o mesmo gatilho do caso anterior, foi calculada a aceitação para chuviros ascendentes com ângulo zenital no intervalo entre 90 e 101° para diferentes energias do chuviro ( $10^{18}$ ,  $10^{19}$  e  $10^{20}$  eV) criado por uma partícula fracamente interativa, já que só foram utilizados aqueles com  $\chi_0$  maior de 1000 g/cm<sup>2</sup>. Mas neste caso devido à geometria do chuviro ascendente, esta restrição no  $\chi_0$  praticamente não modifica o resultado.

Já que a configuração de Coihecos tem um olho central, foi calculada também a aceitação do olho central com o gatilho de pelo menos 5 pixels. Assim apresenta-se a aceitação da configuração e do olho central para chuviros de energias  $10^{18}$ ,  $10^{19}$  e  $10^{20}$  eV para ângulos de 90 a 101°.

Observa-se a aceitação da configuração e a aceitação do olho central na figura (6.7). A aceitação da configuração é quase três vezes (2.84) a aceitação do olho central para energias de  $10^{18}$  eV, pois a configuração tem 4 olhos, mas só um completo e para estas energias os detetores além do central detetam geralmente diferentes eventos. No entanto, para energias de  $10^{19}$  eV a aceitação da configuração é 1.47 vezes maior à aceitação do olho central, pois muitos eventos são repetidos, obtendo-se detecções em estéreo. Finalmente para energias de  $10^{20}$  eV tem-se uma aceitação da configuração de somente 1.22 vezes maior à aceitação do olho central, pois o efeito é ainda maior. Existe uma espécie de atenuação da aceitação da configuração com respeito à aceitação do olho central, ao igual que no caso anterior.

A aceitação é bastante similar à aceitação dos chuviros descendentes num alcance

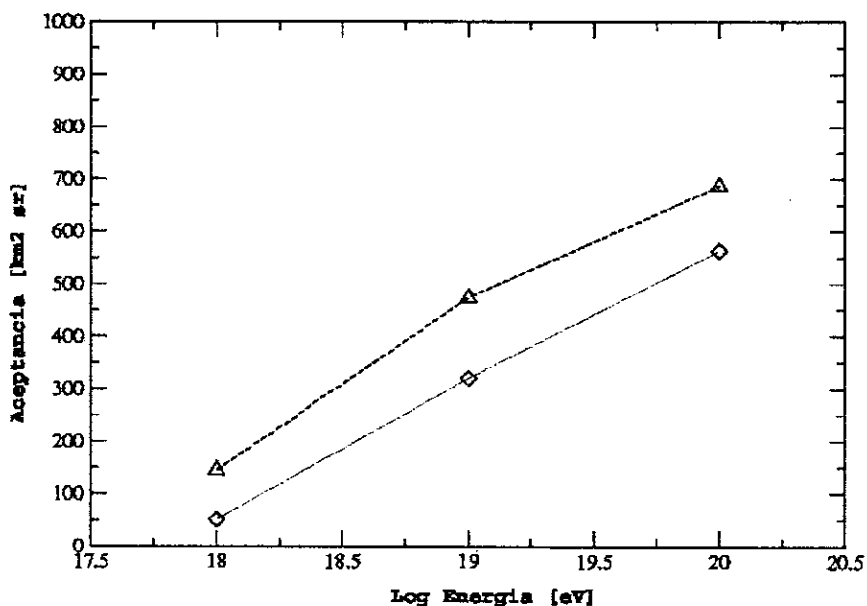


Figura 6.7: Aceitação da configuração de detectores de fluorescência (triângulos) e do detector de fluorescência central (losango) para chuviros atmosféricos ascendentes de partículas fracamente interativas que não atravessam a Terra.

angular semelhante entre 80 e 90°. Mas esta aceitação é calculada só com os chuviros simulados completamente, quer dizer, os chuviros que não atravessam a Terra, mas para utilizar um fluxo de neutrinos, tem que ser levado em conta a contagem de todos os chuviros que não foram simulados completamente devido a que atravessaram a Terra. Os neutrinos ascendentes que atravessaram a Terra serão simulados no próximo caso.

Também foram feitos cálculos para um gatilho de só mais de dois pixeis, por serem eventos ascendentes que podem ser diferenciados dos descendentes devido à sequência temporal. Mas isto só para poder ter estimativas dos fluxos de neutrinos, pois para a reconstrução não serve. Este cálculo aumenta um pouco a aceitação (no caso da configuração: 32%, 13% e 10% para energias de  $10^{18}$ ,  $10^{19}$  e  $10^{20}$  eV respectivamente e no caso do olho central: 50%, 23% e 15% para energias de  $10^{18}$ ,  $10^{19}$  e  $10^{20}$  eV respectivamente) mas ainda ficou da mesma ordem de grandeza que para o gatilho de 5 pixeis.

## 6.3 Neutrinos ascendentes que atravessaram a Terra

### 6.3.1 Descrição

Os neutrinos UHE podem gerar chuveis após penetrar na Terra interagindo a poucos metros da superfície, de modo que o chuveiro possa ter parte de seu desenvolvimento ocorrendo ao emergir na atmosfera.

Por conseguinte, estes chuveis são produzidos por partículas que atravessam primeiro a atmosfera, depois a Terra e voltam a sair na atmosfera. Assim são partículas que atravessaram muita matéria, interagindo só perto de sua saída na atmosfera, porque só assim poderá ser observado o desenvolvimento do chuveiro. Se o chuveiro é gerado muito profundamente na Terra não chegará a sair dela. Desta forma serão simulados chuveis que pelo menos tenham o  $\chi_{max}$  na atmosfera, sem importar que a parte inicial do chuveiro esteja dentro da Terra. A geometria destes chuveis foi explicada no capítulo da Terra na figura (5.8).

Como foi discutido no caso anterior de neutrinos ascendentes que não penetram a Terra, quase não existe superposição destes chuveis com os gerados pelos raios cósmicos regulares devido à grande quantidade de matéria atravessada. Neste cenário a quantidade de matéria atravessada é ainda muito maior, deixando assim nulas as possibilidades de ter um chuveiro gerado por um raio cósmico.

Nos dois anteriores casos, a atmosfera em comparação ao comprimento de interação dos neutrinos UHE é muito pouco. Neste caso, apesar de ser o neutrino fracamente interativo, a quantidade de matéria ao atravessar a Terra toda ( $10^{10}$  g/cm<sup>2</sup>) é muito maior que o comprimento de interação dos neutrinos UHE ( $10^7 - 10^8$  g/cm<sup>2</sup>), sendo opaca a eles. Mas para trajetórias com ângulo de emergência próximo a  $90^\circ$ , somente será atravessada uma parte da Terra e ainda de capas superficiais que são as menos densas, existindo assim a probabilidade de interação do neutrino UHE na Terra próximo de sua saída à atmosfera ou na atmosfera. Por conseguinte, o ângulo de emergência do neutrino fica restrito só a ângulos próximos de  $90^\circ$ .



Neste caso tem-se duas restrições, o ângulo zenital deve ficar próximo a  $90^\circ$  e pelo menos o  $\chi_{max}$  deve-se encontrar na atmosfera. Mas não tem-se a restrição em  $\chi_0$ , visto que os raios cósmicos normais não constituem nenhum fundo. Chuviros ascendentes e ainda chuviros saindo da Terra serão um evento não comum!

Nesta simulação, o desenvolvimento longitudinal também é gerado com a parametrização de Gaisser e Hillas pelos mesmos motivos dos casos anteriores. Para gerar o desenvolvimento longitudinal, gerar o ponto de interação do neutrino na atmosfera, e justificar as características especiais destes chuviros, precisa-se conhecer bem o perfil atmosférico ascendente e o perfil de densidade da Terra.

### 6.3.2 Perfil terrestre

O perfil terrestre é muito importante para conhecer a quantidade de matéria atravessada e assim definir o ângulo zenital a partir do qual os neutrinos não são opacados pela Terra, já que a quantidade de matéria atravessada na Terra é geralmente muito em comparação ao comprimento de interação dos neutrinos UHE.

A Terra serve como um filtro, dependendo do ângulo zenital. O neutrino UHE pode atravessar antes de interagir certa quantidade de matéria que em média deve ser similar a seu comprimento de interação. Dependendo do ângulo zenital a Terra tem uma máxima quantidade de matéria que pode ser atravessada. Se o comprimento de interação for muito menor que esta máxima quantidade de matéria para o ângulo zenital, geralmente a interação acontecerá muito dentro da Terra e não poderá ser detetado. Entanto se o comprimento de interação for muito maior que a máxima quantidade de matéria para o ângulo zenital, então geralmente não acontecerá a interação e assim não será desenvolvido nenhum chuviro. O ângulo zenital é o complemento do ângulo de emergência.

Quanto maior o ângulo de emergência terá-se uma menor quantidade máxima de matéria que pode ser atravessada na Terra. Quanto maior a energia do neutrino UHE terá-se menor comprimento de interação. No caso que o comprimento de interação do neutrino UHE com energia  $E_\nu$  seja igual à máxima quantidade de matéria atravessada na

Terra para um ângulo de emergência, este ângulo corresponde ao ângulo de emergência ótimo para esta energia  $E_\nu$ .

Como foi calculado no capítulo 5, a máxima quantidade de matéria que pode ser atravessada na Terra encontra-se entre 0 e  $1.1 \times 10^{10}$  g/cm<sup>2</sup> segundo o ângulo de emergência esteja entre 90 e 0° (Fig. (5.9)). Também foi calculado o comprimento de interação do neutrino UHE que encontra-se entre  $10^7$  a  $10^8$  g/cm<sup>2</sup> segundo sua energia esteja entre  $10^{21}$  e  $10^{18}$  eV (Fig. (4.5)). Comparando estas quantidades, apresenta-se na seguinte tabela os ângulos de emergência ótimos para as energias de interesse. Assim o ângulo de emergência de um evento dá uma estimativa geral da energia do neutrino UHE!

Energia do neutrino UHE	Ângulo de emergência ótimo
$10^{17}$ eV	84°
$10^{18}$ eV	87°
$10^{19}$ eV	88°
$10^{20}$ eV	88.5°
$10^{21}$ eV	89.5°

Tabela 6.3: Ângulo de emergência ótimo para cada energia do neutrino UHE.

Uma visualização melhor apresenta-se na figura (6.8), que é uma ampliação da figura (5.9) com os comprimentos de interação para diferentes energias de interesse, podendo assim compará-las com a máxima quantidade de matéria atravessada para cada ângulo de emergência. Para neutrinos de energia  $10^{17}$  eV, o comprimento de interação é  $\sim 0.4 \times 10^9$  cmwe o que corresponde *grosso modo* a atravessar a Terra com um ângulo de emergência ótimo de uns 84°. Para neutrinos de  $10^{20}$  eV, o comprimento de interação é  $\sim 0.4 \times 10^8$  cmwe podendo atravessar a Terra para um ângulo de emergência ótimo de 88.5°. Para energias ainda maiores como  $10^{21}$  eV, seu ângulo ótimo de  $\sim 89.5$  faz que a emergência destes neutrinos seja muito improvável devido ao restringido ângulo sólido.

Mas deve ser levado em conta que um ângulo de emergência próximo de 90° corresponde a atravessar vários quilômetros. Assim apresentam-se na figura (6.9) as distâncias atravessadas na Terra para ângulos de emergência altos. Estas distâncias não são des-

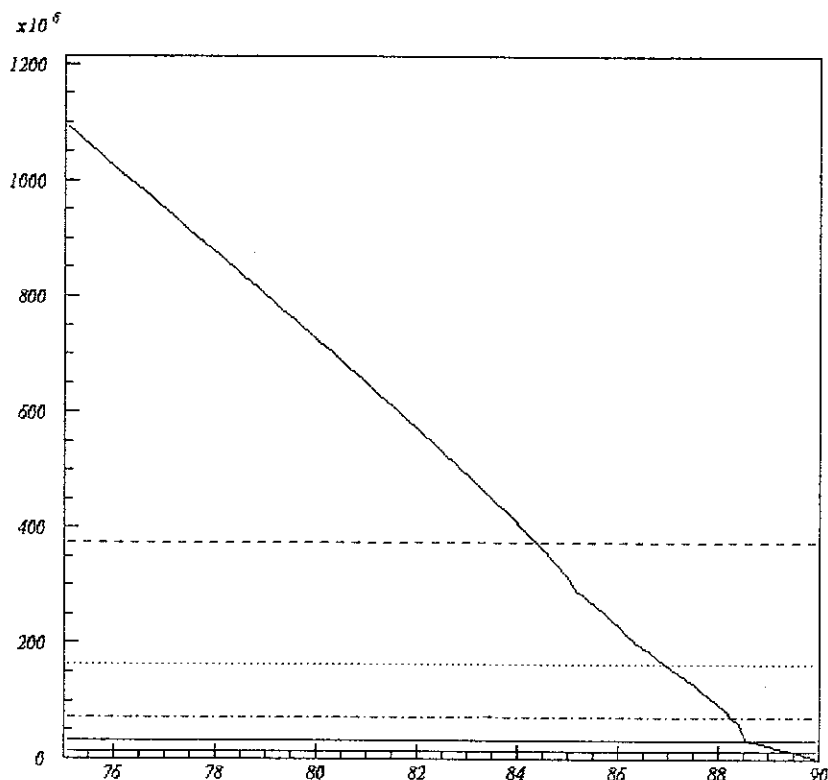


Figura 6.8: Ampliação da figura (5.9) com os comprimentos de interação para energias de  $10^{17}$  eV,  $10^{18}$  eV,  $10^{19}$  eV,  $10^{20}$  eV e  $10^{21}$  eV em forma descendente.

prezíveis, por exemplo para o ângulo de emergência de  $88^\circ$  atravessa-se uma distância de 500 km.

Um fluxo de neutrinos que atravessa a Terra, dependendo da energia e do ângulo de emergência, consegue penetrar a Terra toda ou interage dentro dela com os núcleons ou elétrons. A interação mais importante é via corrente carregada com os núcleons. A interação via corrente neutra, além de ser menos freqüente, o que faz é diminuir a energia do neutrino, sem gerar diretamente chuveis.

Para estudar como um fluxo de neutrinos atravessa a Terra, precisa-se 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

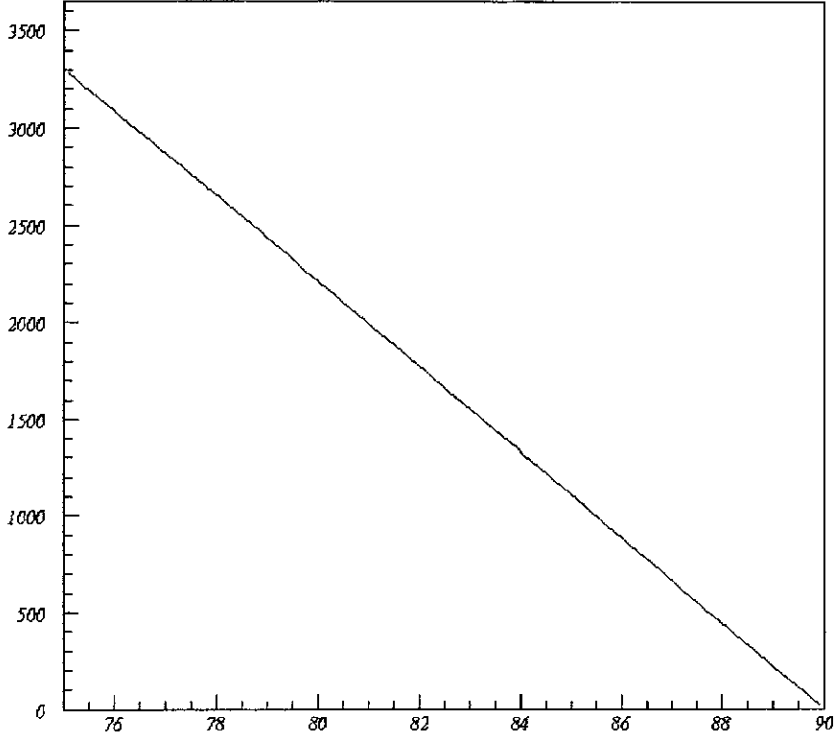


Figura 6.9: Distâncias da Terra [km] atravessadas para ângulos de emergência altos.

energia. Define-se o coeficiente de penetração  $k$  de acordo com:

$$k(E, \theta) = \exp\left(-\frac{t(\theta)}{L_{int}(E)}\right), \quad (6.20)$$

onde  $t(\theta)$  é a quantidade de matéria atravessada em função do ângulo de emergência e  $L_{int}(E)$  é o comprimento de interação em função da energia. Berezhinskii [60] calculou o coeficiente para energias, nessa época altas, até  $10^4$  TeV. Para esta tese foi calculado para energias ainda maiores, que são as energias de interesse e apresentam-se na figura (6.10).

Os resultados para  $10^{16}$  eV coincidem com os apresentados por Berezhinskii [60]. Para energias maiores, como  $10^{18}$  eV observa-se que a partir de ângulos de  $72^\circ$  os neutrinos têm probabilidade de atravessar a Terra, mas realmente devido ao coeficiente de penetração ser tão pequeno, deve ser definida a energia máxima na qual um fluxo razoável de neutrinos pode atravessar a Terra com uma atenuação máxima de  $1/e$ . Na figura (6.11) observam-se

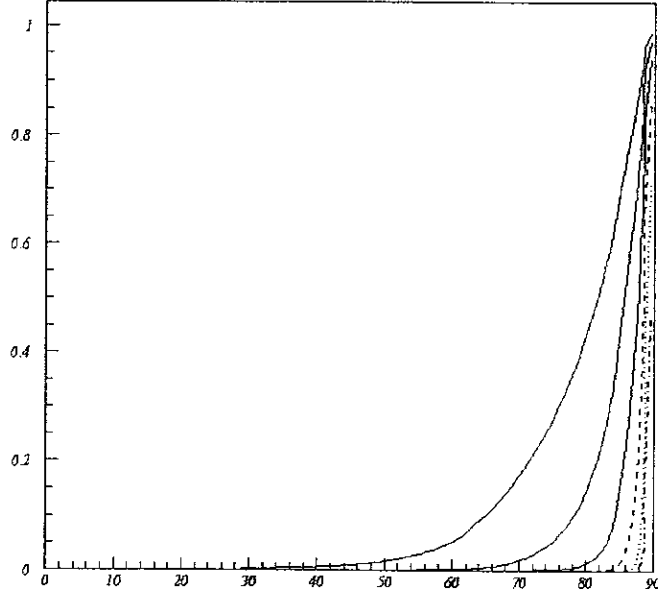


Figura 6.10: Coeficiente de penetração vs. ângulo de emergência para diversas energias ( $10^{16}$  eV,  $10^{17}$  eV,  $10^{18}$  eV,  $10^{19}$  eV,  $10^{20}$  eV e  $10^{21}$  eV de esquerda a direita).

as energias máximas para cada ângulo de emergência. Este cálculo também foi feito por Berezhinskii [60] para energias até  $10^{17}$  eV, nesta tese foi calculado para energias maiores.

Assim pode ser concluído que para energias maiores de  $10^{20}$  eV é improvável, que um fluxo de neutrinos atravessasse a Terra (sem ter muita atenuação). Mas comprova-se que para energias entre  $10^{18}$  eV e  $10^{20}$  eV existe um pequeno ângulo sólido (ângulos de emergência  $> 84^\circ$ ) onde uma quantidade razoável do fluxo de neutrinos ainda pode atravessar a Terra. Deve ser lembrado que a probabilidade de interagir dentro da Terra é considerável e corresponde ao complemento do coeficiente de penetração  $k$  segundo:

$$P(E, \theta) = 1 - \exp\left(-\frac{t(\theta)}{L_{int}(E)}\right) = 1 - k(E, \theta). \quad (6.21)$$

Tudo isto foi calculado com o perfil de densidade de dado pela *Preliminary Earth Model* [96], mas para os ângulos importantes, que ficam próximo aos  $90^\circ$  pode-se fazer uma aproximação. Do calculado no capítulo 5, para ângulos de emergência maiores que  $70^\circ$  somente são atravessadas as capas de raios maiores que 6000 km, o que corresponde a

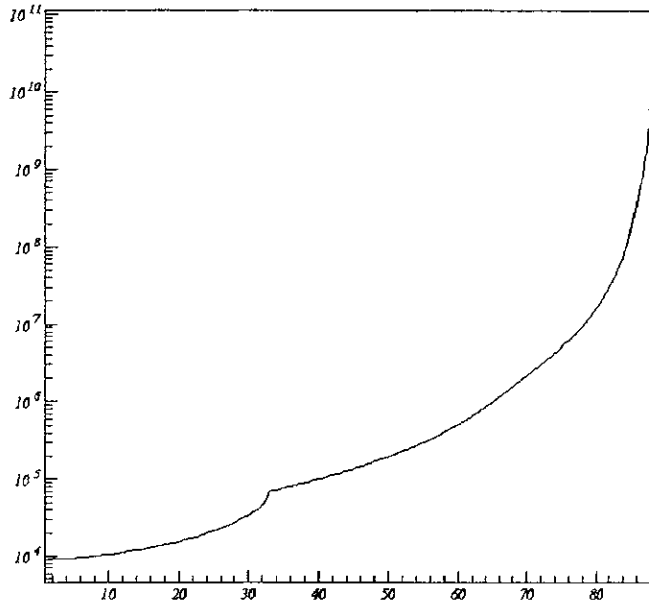


Figura 6.11: Energia máxima em GeV para que um fluxo de neutrinos possa atravessar a Terra com uma atenuação menor a e vs. o ângulo de emergência.

densidades menores a  $4 \text{ g/cm}^3$ . Uma boa aproximação para ter uma conversão rápida da quantidade de matéria atravessada ao comprimento, seria considerar estas últimas capas como se tivessem uma densidade homogênea de  $2.65 \text{ g/cm}^3$ .

Mas para que o chuveiro possa ser detetado, precisa-se que o neutrino tenha sua interação o perto suficiente para que possa sair na atmosfera e só assim poderia ser detetado. Sendo o ponto importante de desenvolvimento do chuveiro o  $\chi_{max}$ , define-se como característica destes chuveiros, que pelo menos o  $\chi_{max}$  esteja na atmosfera. Assim o  $\chi_0$  do neutrino pode ser gerado em qualquer parte da atmosfera e ainda também embaixo da superfície da Terra (algumas centenas de  $\text{g/cm}^2$  dentro da Terra), tal que o  $\chi_{max}$  possa sair para a atmosfera.

A distância entre o  $\chi_0$  e o  $\chi_{max}$  em quantidade de matéria depende da energia segundo a equação Eq. (6.5). Em geral são uns  $\sim 750 \text{ g/cm}^2$ , o que corresponde na aproximação das últimas capas com densidade homogênea a uns  $\sim 3 \text{ m}$ . Neste caso, não só a atmosfera é parte do volume de detecção, senão também o interior Terra nos últimos metros próximos da superfície.

### 6.3.3 Perfil atmosférico ascendente

O perfil atmosférico ascendente vertical utilizado é o mesmo descrito no caso dos chuviros ascendentes que não atravessam a Terra e apresentado na figura (6.6). Mas a geometria desta parte atmosférica é idêntica à geometria do caso dos neutrinos descendentes só que em sentido ascendente. Neste caso o chuviro ascendente pode ser gerado na atmosfera ou na Terra com a condição de que pelo menos a partir de seu máximo o chuviro se desenvolva na atmosfera.

A quantidade de matéria atravessada na atmosfera é medida em forma ascendente desde o ponto de emergência até o ponto de interesse e é calculada simplesmente como o complemento da quantidade de matéria atravessada em forma descendente até o ponto de interesse com respeito à quantidade de matéria total atravessada na atmosfera. Assim estes valores poderiam variar igual entre 0 e  $36479.9 \text{ g/cm}^2$ , só que em sentido contrário ao descendente. Para o observatório Pierre Auger, o ponto de emergência fica a uns 1.4 km de altura, sendo que estes valores só variam entre 0 e  $31324 \text{ g/cm}^2$ .

Como a atmosfera é muito pouca matéria em comparação ao comprimento de interação dos neutrinos UHE e ainda muito pouca em comparação a quantidade total de matéria atravessada na Terra, o neutrino ascendente que está por sair novamente para a atmosfera fica quase com igual probabilidade de interagir em qualquer parte da atmosfera (0 a  $31324 \text{ g/cm}^2$  dependendo do ângulo zenital ) ou em qualquer parte da Terra que fique o perto suficiente (  $\sim 750 \text{ g/cm}^2$  dependendo da energia do neutrino ) para que pelo menos o  $\chi_{max}$  do chuviro esteja na atmosfera. Assim o  $\chi_0$  é simulado desde o interior da Terra, a partir de uns  $\sim 750 \text{ g/cm}^2$  da superfície ( $x_i$ ) até o fim da atmosfera ( $x_f$ ) a uns  $31324 \text{ g/cm}^2$  dependendo do ângulo zenital.

O neutrino UHE atravessa primeiro a atmosfera descendente, onde a quantidade de matéria atravessada depende do ângulo zenital, depois atravessa a Terra nas capas superficiais, onde a quantidade de matéria atravessada pode ser calculada em função do raio da Terra( $R$ ) e ao modelo de densidade fixa( $d$ ) destas últimas capas e o ângulo zenital, depois novamente atravessa a atmosfera, neste caso a atmosfera ascendente, onde a quantidade

de matéria atravessada depende do ângulo zenital. A quantidade total de matéria contém os três meios (atmosfera descendente - Terra - atmosfera ascendente):

$$M_T(\theta_e)[\text{g/cm}^2] = 2 R[\text{km}] 10^5 d \cos(\theta_e) , \quad (6.22)$$

$$M_{atm}(\theta_e)[\text{g/cm}^2] = \chi_{SDtot}(\theta_e) , \quad (6.23)$$

$$x_i[\text{g/cm}^2] = M_{atm}(\theta_e) + M_T(\theta_e) - 750.0 , \quad (6.24)$$

$$x_f[\text{g/cm}^2] = M_{atm}(\theta_e) + M_T(\theta_e) + M_{atm}(\theta_e) . \quad (6.25)$$

A probabilidade do neutrino UHE de energia  $E_\nu$  interagir entre  $x_i$  e  $x_f$  é a seguinte:

$$\begin{aligned} P_{asc}[E_\nu, \theta_e] &= \exp(-x_i/L(E_\nu)) - \exp(-x_f/L(E_\nu)) \\ &= \exp\left(\frac{M_T(\theta_e) + M_{atm}(\theta_e)}{-L(E_\nu)}\right) \left[ \exp\left(\frac{750}{L(E_\nu)}\right) - \exp\left(\frac{M_{atm}(\theta_e)}{-L(E_\nu)}\right) \right]. \end{aligned} \quad (6.26)$$

Esta probabilidade é calculada para as energias de  $10^{17}, 10^{18}, 10^{19}, 10^{20}, 10^{21}$  eV e para os ângulos de emergência de 60 a 90°. O interessante é que a probabilidade em geral diminui com a energia dado um ângulo de emergência, mas a medida que o ângulo de emergência fica próximo de 90°, a probabilidade aumenta para as energias menores e diminui para as energia maiores, já que para estes ângulos começa a ser importante a matéria da atmosfera, que é irrelevante para menores ângulos de emergência.

Assim os ângulos menores ficam sendo anulados a medida que aumenta a energia, ficando cada vez mais restringido o ângulo sólido dos neutrinos que poderiam ser detetados. Apresenta-se a figura (6.12) com o logaritmo das probabilidades calculadas e as figuras (6.13) e (6.14) com as probabilidades vs. o ângulo de emergência para energias de  $10^{17}$  e  $10^{19}$  eV respectivamente, para que possa ser apreciado o comportamento descrito.

Neste caso, para ter uma idéia geral da aceitação para estes chuviros ascendentes, serão gerados chuviros de ângulos de emergência entre 60 e 90°. Mas como foi analisado com o perfil terrestre e o perfil atmosférico ascendente, só serão realmente de interesse para a detecção os ângulos mais próximos aos 90°.



Como o chuveiro só pode ser detetado na atmosfera, só será simulado seu desenvolvimento desde que esteja nela. Para gerar o desenvolvimento só utilizam-se quantidades de matéria relativas à  $\chi_0$  e  $\chi_{max}$ , não necessariamente as quantidades totais. Por isto poderá ser feita uma forma mais simples de calcular a quantidade de matéria atravessada ascendentemente, que deveria incluir a atmosfera descendente, a Terra e a atmosfera ascendente, só considerando a quantidade de matéria atravessada na atmosfera ascendente.

Cabe mencionar, que não existe o ruído dos raios cósmicos normais, porque eles não podem atravessar as grandes quantidades de matéria da Terra.

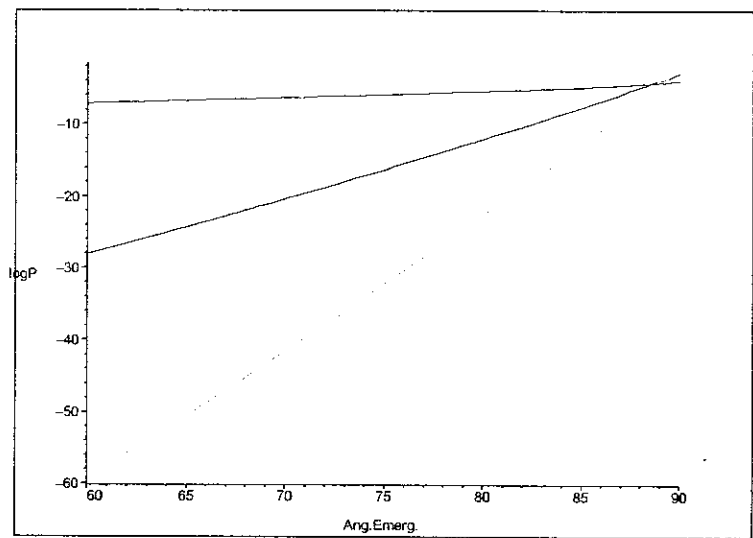


Figura 6.12: Logaritmo da probabilidade de interação entre  $x_i$  e  $x_f$  para neutrinos de diversas energias e ( $10^{17}$  eV,  $10^{18}$  eV,  $10^{19}$  eV,  $10^{20}$  eV e  $10^{21}$  eV de em ordem decrescente para o ângulo de  $60^\circ$ ) vs. ângulo de emergência entre 60 a  $90^\circ$ .

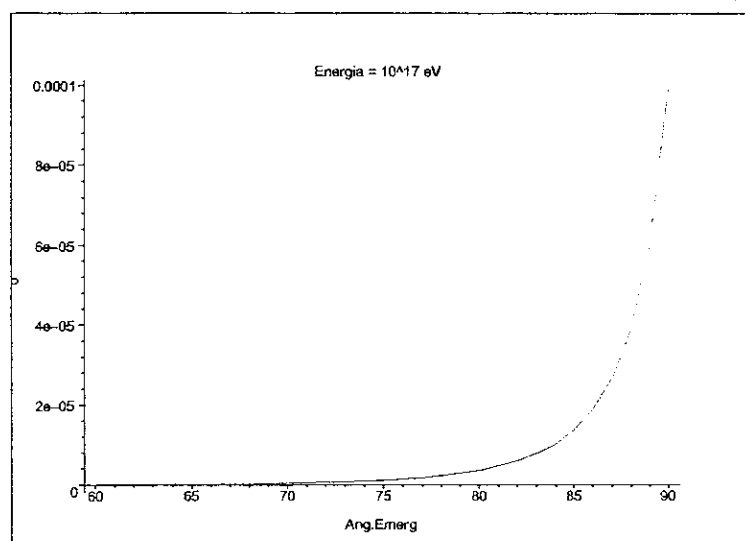


Figura 6.13: Probabilidade de interação entre  $x_i$  e  $x_f$  para neutrinos de  $10^{17}$  eV vs. ângulo de emergência entre 60 a 90°.

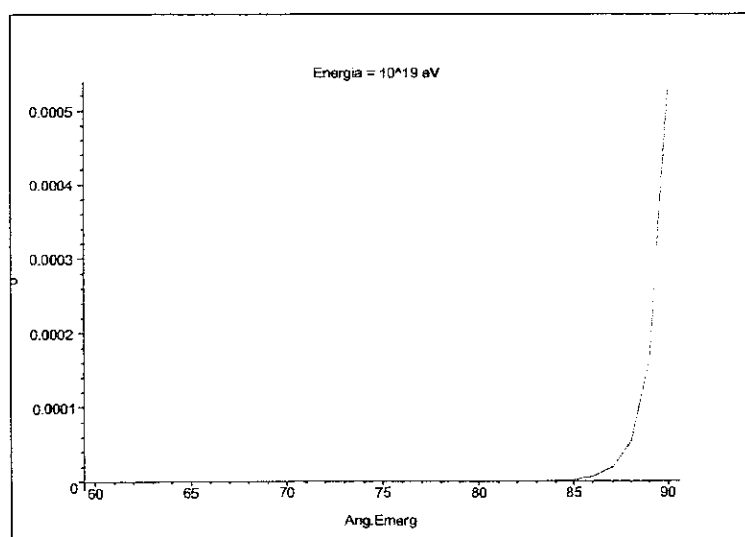


Figura 6.14: Probabilidade de interação entre  $x_i$  e  $x_f$  para neutrinos de  $10^{19}$  eV vs. ângulo de emergência entre 60 a 90°.

### 6.3.4 Simulação

De acordo com as características especiais especificadas anteriormente para os chuveiros gerados por neutrinos UHE ascendentes que atravessaram a Terra, foram simulados este tipo de chuveiros com energias de  $10^{18}$ ,  $10^{19}$  e  $10^{20}$  eV, para avaliar sua possibilidade de serem detetados na configuração de Coihecos do observatório Pierre Auger.

Dada uma energia, simulam-se os parâmetros geométricos e do desenvolvimento longitudinal do chuveiro ascendente e depois observa-se, do mesmo modo que para os chuveiros descendentes, se o chuveiro é detetado por algum dos detetores de fluorescência com a parte de detecção do programa FDSim. Esta detecção de forma ascendente e ainda saindo da Terra será um evento importante e pouco comum em comparação com os eventos descendentes!

Também o ponto escolhido para ser simulado o chuveiro, foi o ponto  $\chi_{max}$ , pelos mesmos motivos que nos casos anteriores e também devido a que nesta simulação, onde alguns chuveiros podem ter seu início dentro da Terra, será exigido que pelo menos o  $\chi_{max}$  fique fora da Terra.

Foram geradas partículas saindo da superfície da Terra com o ponto de emergência num raio de 150 km na projeção UTM ao redor do baricentro dos detetores de fluorescência da configuração de Coihecos. A altura da superfície do observatório Pierre Auger foi considerada fixa em 1.4 km nesta simulação. Como foi visto no capítulo 5, o sítio do Auger é bastante plano, mas do lado Oeste fora do sítio fica a Cordilheira dos Andes, chegando até alturas de  $\sim 4000$  m em comparação aos 1400 m do resto da superfície do sítio do observatório.

A direção da trajetória desta partícula foi gerada aleatoriamente. O ângulo zenital foi restringido entre 90 e 120°, ou equivalente, a ângulos de emergência entre 60 e 90°. Realmente está sendo considerado um alcance angular maior ao necessário, para que seja comparável ao cálculo de chuveiros descendentes. Para se obter uma distribuição homogênea, o ângulo azimutal e o cosseno do ângulo zenital são gerados aleatoriamente de 0 a 360° e entre 0 e  $-0.5$  respectivamente.

Depois é gerado o chuveiro num sistema de coordenadas local com centro nas coordenadas UTM do ponto de emergência e altura zero. Este sistema de coordenadas local, como nos casos anteriores, é dextrógiro e com os eixos paralelos ao Norte e Leste.

É gerada aleatoriamente a altura do ponto  $\chi_{max}$  a partir da altura média da superfície (1400 m) até o fim da atmosfera. Como foi mencionado podem existir chuveiros iniciados dentro da Terra, mas pelo menos o  $\chi_{max}$  deverá ficar fora na atmosfera. Também como o  $\chi_{max}$  pode estar até o fim da atmosfera, podem ser gerados chuveiros que não terminam, estando na atmosfera só a parte inicial do chuveiro até o máximo. Esta altura é gerada aleatoriamente em primeira aproximação de acordo o perfil atmosférico vertical ascendente entre 1.4 km (nível médio do observatório) e 110 km segundo:

$$H(\chi_{max}) = -8.4 \ln \left( 1.0 - \frac{\chi_v(1.4) \times \eta + \chi_v(110)}{\chi_v(0)} \right), \quad (6.27)$$

onde  $\eta$  é um número aleatório entre 0 e 1, e a altura está em quilômetros. Usamos o mesmo perfil atmosférico simples (eq. 6.14) utilizado no caso anterior. Os motivos para utilizar este perfil também são os mesmos.

Assim tendo a altura do  $\chi_{max}$  e a geometria da trajetória (ponto de emergência, ângulos zenital e azimutal) obtém-se a posição do  $\chi_{max}$ . É calculada a quantidade de matéria atravessada até o  $\chi_{max}$  com a função  $\chi_{SDup}$ .

Já que para o desenvolvimento longitudinal, só interessa a diferença entre a quantidade de matéria atravessada em cada ponto do chuveiro e o  $\chi_0$  e sendo que neste caso o valor total de  $\chi_0$  não é importante para distinguir estes chuveiros dos gerados pelos raios cósmicos, foi simplificado o cálculo da quantidade de matéria atravessada na atmosfera, pois a que é atravessada na Terra é igual para todos os pontos do chuveiro que se encontram na atmosfera.

Por esta simplificação, é utilizada neste caso ascendente a função  $\chi_{SDup}$  relacionada ao cálculo da quantidade de matéria atravessada em forma descendente segundo:

$$\chi_{SDup}(P) = \chi_{SD}(E) - \chi_{SD}(P), \quad (6.28)$$

sendo  $E$  o ponto de emergência e  $P$  o ponto onde quer se saber a quantidade de matéria atravessada.

É gerada aleatoriamente, em função da energia do neutrino, a quantidade de matéria entre o  $\chi_{max}$  e o  $\chi_0$  como nos casos anteriores. Com esta quantidade e o  $\chi_{max}$ , obtém-se o  $\chi_0$ . Cabe salientar, que em alguns casos o  $\chi_0$  será negativo, isto corresponde aos casos onde o chuveiro foi iniciado dentro da Terra e o chuveiro será simulado só desde seu início na atmosfera no ponto de emergência.

Com a função  $\chi_{SDup}^{-1}$  ascendente é calculada a posição do ponto que atravessou a quantidade de matéria  $\chi_0$  se encontra-se na atmosfera, mas se o chuveiro foi iniciado dentro da Terra, o ponto inicial de simulação do chuveiro será o ponto de emergência. A função  $\chi_{SDup}^{-1}$  de  $\chi$  está relacionada com a  $\chi_{SD}^{-1}$  onde é utilizada o correspondente  $\chi_{down}$ , segundo:

$$\chi_{down} = \chi_{SD}(E) - \chi, \quad (6.29)$$

$$\chi_{SDup}^{-1}(\chi) = \chi_{SD}^{-1}(\chi_{down}). \quad (6.30)$$

As funções de  $\chi_{SDup}$  e  $\chi_{SDup}^{-1}$  são adaptadas para ângulos zenitais grandes, onde a curvatura da Terra é importante.

Para completar a simulação é procurado o ponto final  $\chi_{fin}$  do chuveiro a ser simulado. O  $\chi_{fin}$  será gerado a uns 2000 g/cm<sup>2</sup> do  $\chi_0$ , um pouco mais que para os casos anteriores, já que alguns chuveiros podem ter iniciado dentro da Terra sendo simulado só seu desenvolvimento na atmosfera. Mas no caso que a atmosfera termine antes de que o chuveiro complete os 2000 g/cm<sup>2</sup>, o ponto  $\chi_{fin}$  será o ponto no fim da atmosfera, quer dizer, o ponto na trajetória que fica a uma altura de 110 km. Com a função  $\chi_{SDup}^{-1}$  ascendente é calculada a posição do ponto final  $\chi_{fin}$ .

Assim tem-se simulado todos os parâmetros da geometria e do desenvolvimento longitudinal do chuveiro ao igual que para o caso anterior. A simulação foi feita usando o sistema geodésico local do chuveiro. Depois é feita a transformação para ter o chuveiro em cada sistema geodésico local dos detetores de fluorescência levando em conta as mod-

ificações da curvatura da Terra, descritas no capítulo 5. Estes sistemas de coordenadas estão centrados nas coordenadas UTM de cada detetor na altura zero.

Procede-se, igualmente aos casos anteriores, a utilizar a parte do programa FDSim para a simulação da deteção dos chuviros pelos detetores de fluorescência. Nesta simulação foram gerados 3900 chuviros com energia entregue pelo neutrino de  $10^{18}$ ,  $10^{19}$  e  $10^{20}$  eV.

### 6.3.5 Aceitação

Com os resultados da simulação obtém-se a aceitação da configuração de detetores de fluorescência, denominada Coihecos, para os chuviros ascendentes gerados por partículas fracamente interativas que atravessaram a Terra. Como no caso anterior, para que um chuviro seja detetado, precisa-se que pelo menos um dos detetores seja ativado com no mínimo 5 pixeis e utiliza-se o ciclo de trabalho de 10%. Para um melhor entendimento do cálculo da aceitação referir-se ao primeiro caso simulado.

Para o cálculo da aceitação, como o ângulo zenital foi restringido entre  $90^\circ$  e  $120^\circ$  e a simulação foi feita num círculo de 150 km, tem-se a seguinte aceitação:

$$\mathcal{A} = 22500 \pi^2 f_D, \quad (6.31)$$

mas devido ao ciclo de trabalho de 10%, a aceitação real do detetor fica reduzida a um  $10\% \mathcal{A}$ . Com o mesmo gatilho do caso anterior, foi calculada a aceitação para chuviros ascendentes com ângulos de emergência maiores que  $60^\circ$ ,  $70^\circ$  e  $80^\circ$  para diferentes energias do chuviro ( $10^{18}$ ,  $10^{19}$  e  $10^{20}$  eV) criado por uma partícula fracamente interativa. Neste caso serão utilizados todos os chuviros simulados, pois não tem-se a restrição no  $\chi_0$ , já que os raios cósmicos normais não podem atravessar a Terra.

Mostramos na figura (6.15) a aceitação calculada para a configuração Coihecos e na figura (6.16) a do olho central para chuviros ascendentes de energias  $10^{18}$ ,  $10^{19}$  e  $10^{20}$  eV para ângulos de emergência maiores que  $60^\circ$ ,  $70^\circ$  e  $80^\circ$ . A aceitação para a configuração Coihecos é 2.5 vezes a aceitação do olho central simples para energias de  $10^{18}$  eV. Podemos

entender este fator tendo em conta que a maioria dos chuviros atmosféricos são registrados por apenas um olho da configuração. Como há 30 telescópios na configuração Coihecos e apenas 12 no olho central razão entre as aceitações é apenas a razão entre o número de telescópios. No entanto, para energias de  $10^{19}$  eV a razão entre as aceitações é apenas 1.6, pois muitos dos chuviros são registrados em modo estéreo. Finalmente, para energias de  $10^{20}$  eV a aceitação da configuração é somente 1.3 vezes maior a aceitação do olho central.

Existe uma espécie de atenuação da aceitação da configuração com respeito à aceitação do olho central, não aumentando tanto em função da energia devido a superposição de eventos detetados em estéreo. Mas esta detecção é melhor para a reconstrução.

Observa-se que esta aceitação é melhor que para os chuviros descendentes. Um dos motivos pode ser que não tem-se restrições no  $\chi_0$ , também a forma do desenvolvimento do chuviro ascendente devido a distribuição da densidade de matéria na atmosfera. Assim existem muitos chuviros começando nas partes baixas da atmosfera que ficam mais próximos do detetor.

Como referência, mostramos na figura (6.17) a aceitação para a configuração Coihecos, calculada com o relaxamento da condição de gatilho para 2 ou mais pixeis formando um padrão ascendente e, na figura (6.18) para a mesma situação, com apenas um olho central. Isto para fins de detecção, pois para fins de reconstrução dois pixeis são logicamente insuficientes. Neste caso a aceitação é maior, mas relativamente da mesma ordem de grandeza.

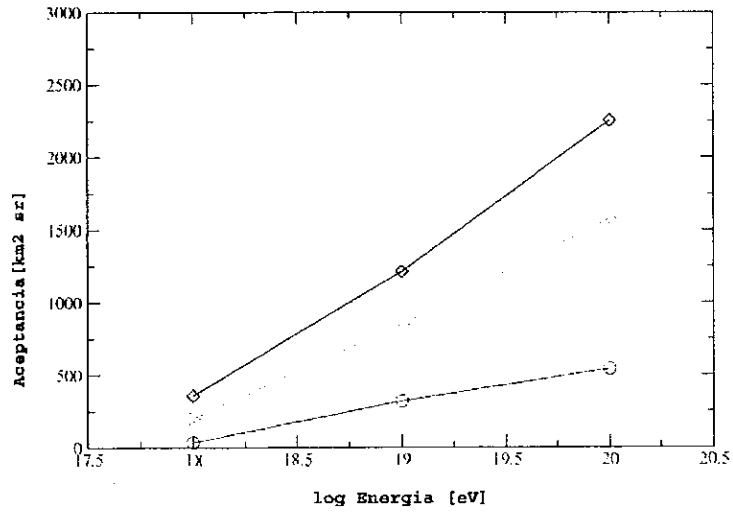


Figura 6.15: Aceitação da configuração de detetores de fluorescência para chuviros atmosféricos ascendentes de partículas fracamente interativas que atravessaram a Terra.

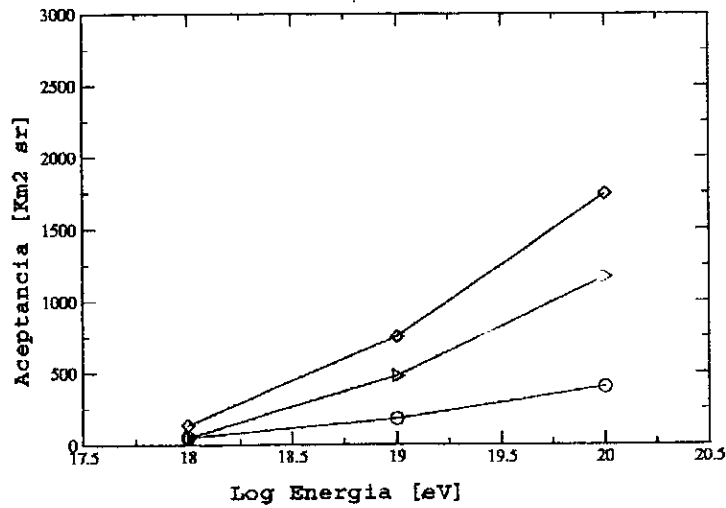


Figura 6.16: Aceitação do detetor de fluorescência central para chuviros atmosféricos ascendentes de partículas fracamente interativas que atravessam a Terra.



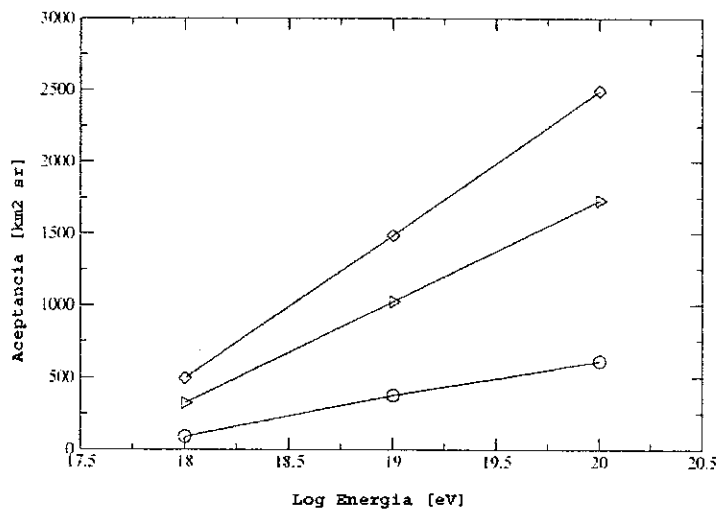


Figura 6.17: Aceitação da configuração de detetores de fluorescência para chuviros atmosféricos ascendentes de partículas fracamente interativas que atravessam a Terra utilizando um gatilho de mais de 2 pixeis.

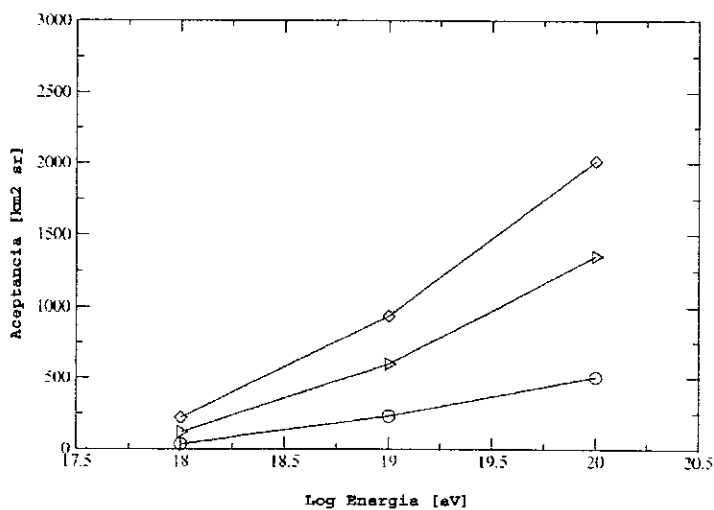


Figura 6.18: Aceitação do detetor de fluorescência central para chuviros atmosféricos ascendentes de partículas fracamente interativas que atravessam a Terra utilizando um gatilho de mais de 2 pixeis.

## 6.4 Neutrinos descendentes de sabor tauônico e o

### *Double Bang*

#### 6.4.1 Descrição

O neutrino de sabor tauônico pode interagir de uma forma especial produzindo o *Double Bang*. Assim esta característica poderia levar a sua detecção diferenciada com respeito aos outros sabores de neutrinos. Ainda a detecção de um fluxo dos neutrinos de sabor tauônico similar ao fluxo dos outros sabores de neutrinos seria um indício muito importante para comprovar suas propriedades de oscilação, massa, momento magnético, etc, chegando até a física além do modelo padrão.

Mas como em todos os casos dos neutrinos é muito difícil de detetar e distinguir os dois chuveiros. Dependendo da energia do neutrino, a separação entre ambos chuveiros vai desde 4.9 km até 49000 km para energias de  $1.25 \times 10^{17}$  eV a  $1.25 \times 10^{21}$  eV respectivamente. A atmosfera da Terra tem dimensões desde 110 km até só 1133 km segundo o ângulo zenital esteja entre 0 a  $90^\circ$ , sendo assim que muitos taus das maiores energias não conseguem decair dentro da atmosfera, ficando só a possibilidade de ser gerado o primeiro *bang*. Este caso fica similar ao neutrino descendente de sabor muônico. Para poder ter as maiores oportunidades de que o tau possa decair dentro da atmosfera, é preciso ter o primeiro *bang* o mais alto possível, mas isto tem uma probabilidade ainda muito menor de acontecer. Para as energias menores, os dois chuveiros podem ficar tão próximos que fiquem superpostos, sendo assim indistinguível o *Double Bang*.

Para que os dois *bangs* possam existir dentro da atmosfera e que possam ser detetados e distinguidos como dois diferentes chuveiros sobre a mesma trajetória por algum dos detetores de fluorescência do PAO, precisa-se restringir muito a energia, o ângulo zenital e a altura da primeira interação, sendo ainda muito menor a aceitação que no caso dos chuveiros descendentes já estudados, mas só uma detecção daria uma detecção para distinguir sabores dos neutrinos UHE.

### 6.4.2 Perfil atmosférico descendente

O perfil descendente é igual ao caso dos neutrinos descendentes já estudados, só que neste caso não será importante que o neutrino tenha sua interação depois de  $1000 \text{ g/cm}^2$ , já que o *Double Bang* não precisa ser distinguido dos raios cósmicos por ser um evento único. Ainda para que o tau possa decair dentro da atmosfera é melhor que o neutrino tenha sua interação na parte alta da atmosfera. Neste caso o fator principal é restringir a região onde daria para distinguir os dois chuveiros e ainda estar o perto suficiente dos detetores de fluorescência para serem detetados.

### 6.4.3 Simulação

Neste caso o importante para a detecção dos neutrinos de sabor tauônico é que seja detetado o *Double Bang*, que é uma forma de distinguir sabores. Se os dois *Bangs* ficam tão juntos que parecem superpostos, então chega-se ao mesmo caso que o neutrino de sabor eletrônico que entrega toda sua energia ao chuveiro. Se os dois *Bangs* estão o suficientemente separados como para ser distinguidos, mas somente é detetado o primeiro *Bang*, então pode ser confundido com um neutrino de sabor muônico, que entrega só o 20% de sua energia ao chuveiro ou também pode ser detetado somente o segundo *Bang*.

Mas para conseguir detetar e distinguir o *Double Bang*, existem várias restrições. Foi feito um cálculo preliminar para delimitar as energias nas quais o *Double Bang* poderia ser detetado. Foi encontrado um limite inferior e um limite superior. O limite superior é devido a que o  $\tau$  percorre uma distância  $d_{\text{decai}}$  antes de decair e gerar o segundo chuveiro e esta distância é proporcional à energia. Assim para que o decaimento aconteça dentro da atmosfera e da região de detecção do PAO, a energia não pode ser maior que  $5 \times 10^{18} \text{ eV}$ , já que a distância entre os chuveiros fica em uns 196 km.

Em quanto ao limite inferior, como o primeiro chuveiro é o de energia menor, então esse chuveiro é o determinante para a detecção. Assim para uma energia do neutrino de sabor tauônico de  $5.0 \times 10^{17}$  o primeiro chuveiro tem uma energia de  $10^{17} \text{ eV}$ , que é o limite inferior da aceitação dos detetores de fluorescência. Assim a energia do  $\nu_\tau$  está

muito limitada entre  $5.0 \times 10^{17}$  e  $50.0 \times 10^{17}$  eV.

$E_{\nu_\tau}$ [eV]	$E_\tau$ [eV]	$D_\tau$ [km]	$E_{1.Bang}$ [eV]
$5.0 \cdot 10^{18}$	$4.0 \cdot 10^{18}$	196	$1.0 \cdot 10^{18}$
$2.5 \cdot 10^{18}$	$2.0 \cdot 10^{18}$	98	$0.5 \cdot 10^{18}$
$1.0 \cdot 10^{18}$	$0.8 \cdot 10^{18}$	39	$0.2 \cdot 10^{18}$
$7.5 \cdot 10^{17}$	$6.0 \cdot 10^{17}$	29	$1.5 \cdot 10^{17}$
$5.0 \cdot 10^{17}$	$4.0 \cdot 10^{17}$	20	$1.0 \cdot 10^{17}$

Tabela 6.4: Limites de energia possíveis para que os dois *bangs* ocorram dentro da atmosfera e ainda o chuveiro do primeiro *Bang* possa ser detetado.

Foram feitas várias simulações para poder observar a geometria que pode corresponder exclusivamente ao *Double Bang* na atmosfera. Foram gerados chuveiros de diferentes ângulos zenitais ( $60^\circ$ ,  $70^\circ$ ,  $80^\circ$  e  $85^\circ$ ) para neutrinos de energia  $10^{18}$  eV. Para cada ângulo foi gerada a primeira interação a diferentes alturas. A primeira interação gera um chuveiro com o 20% da energia do neutrino e depois de percorrida a distância  $d_{decai}(80\%E_\nu)$ , gera-se a segunda interação com o  $\frac{1}{3}$  80% da energia do neutrino, correspondente ao decaimento do tau.

O desenvolvimento longitudinal foi feito com a parametrização de Gaisser e Hillas em primeira aproximação. Para cada ângulo é procurada a menor altura da primeira interação, na qual consegue decair o  $\tau$  antes de chegar a superfície da Terra e a máxima altura, na qual ainda os dois chuveiros ficam distinguíveis. Para alturas cada vez maiores devido a que a densidade da atmosfera é cada vez menor, os dois desenvolvimentos longitudinais ficam cada vez mais juntos. Assim por exemplo se a primeira interação foi a 70 km de altura e o decaimento do tau é a 50 km de altura, já que a densidade é tão pequena nesta região, o primeiro chuveiro quase não se desenvolve na atmosfera neste intervalo, sendo como se os dois comessem juntos à 50 km de altura e assim superpostos como somente um chuveiro.

Destas simulações chega-se à conclusão que para que os dois chuveiros possam ser distinguidos a altura da primeira interação fica muito restringida (para  $60^\circ$  entre 20 e 35 km, para  $70^\circ$  entre 16 e 28 km e para  $85^\circ$  entre 5 e 16 km).

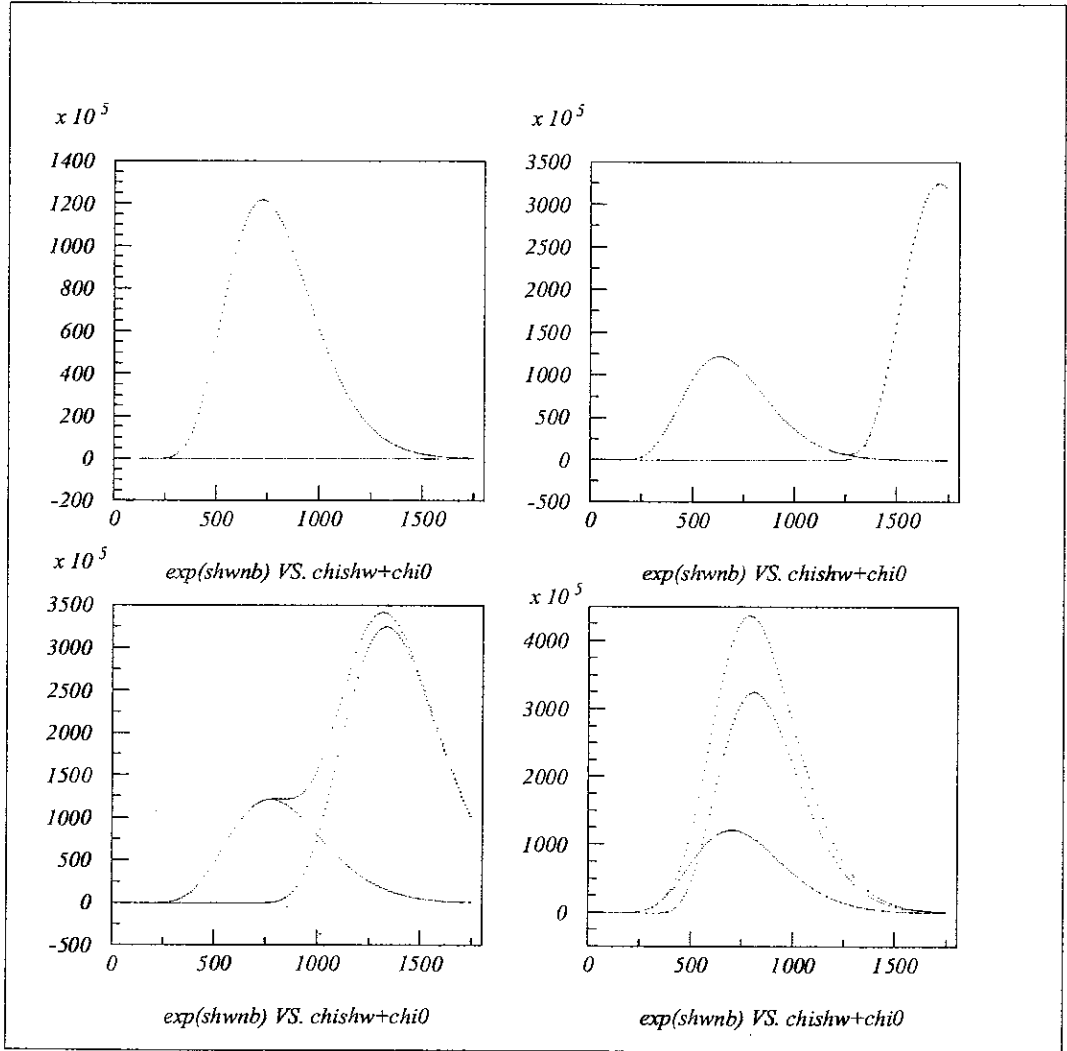


Figura 6.19: Desenvolvimento longitudinal do chuveiro do primeiro *bang* e do segundo *bang* de um neutrino de  $10^{18}$  eV para o ângulo zenital de  $60^\circ$  e alturas do início do primeiro *bang* de 20, 25, 30 e 35 km.

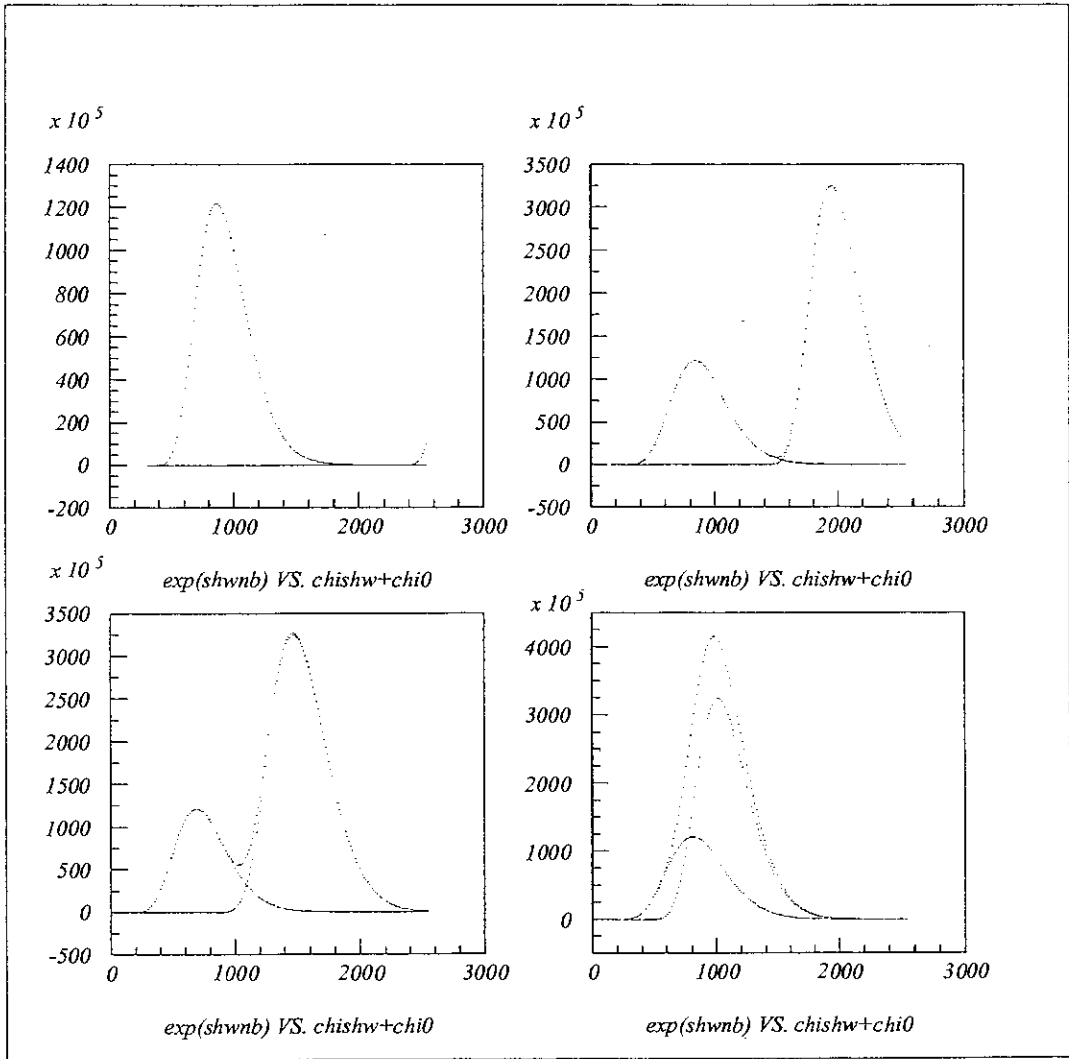


Figura 6.20: Desenvolvimento longitudinal do chuva do primeiro *bang* e do segundo *bang* de um neutrino de  $10^{18}$  eV para o ângulo zenital de  $70^\circ$  e alturas do início do primeiro *bang* de 16, 20, 24, 28 km.

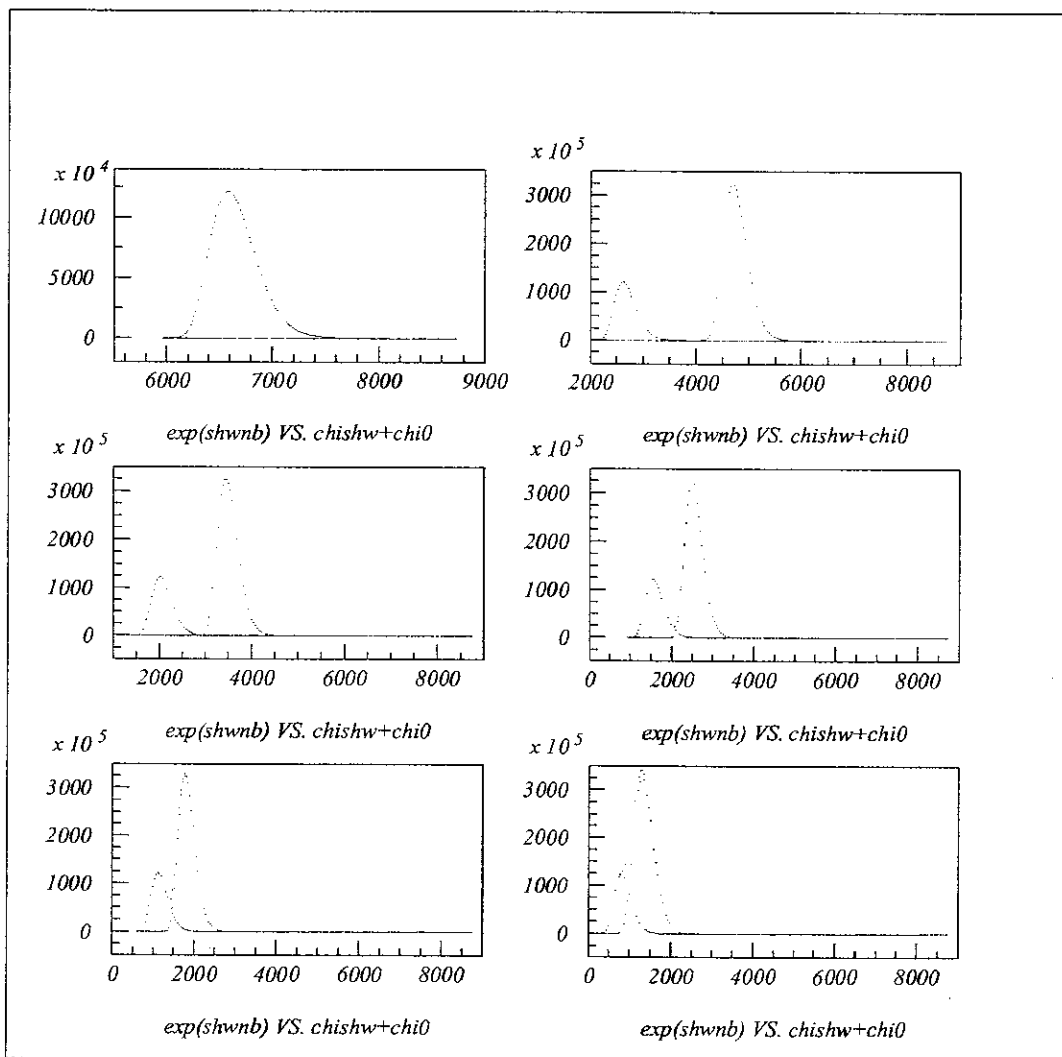


Figura 6.21: Desenvolvimento longitudinal do chuveiro do primeiro *bang* e do segundo *bang* de um neutrino de  $10^{18}$  eV para o ângulo zenital de  $85^\circ$  e alturas do início do primeiro *bang* de 4, 10, 12, 14, 16 e 20 km.

#### 6.4.4 Estimativa da aceitação

O primeiro *bang* é o de menor energia, assim será o determinante para a aceitação, já que se pudesse ser detetado, o segundo *bang* também poderá ser detetado, desde que consiga se desenvolver na atmosfera e a uma distância não muito longe do primeiro.

Em uma primeira aproximação, a aceitação do *Double Bang* pode ser considerada como a aceitação de chuviros descendentes com a energia do primeiro *bang* ( $0.2 E_\nu$ ) para ângulos zenitais a partir de  $60^\circ$  e para o intervalo de energia do neutrino entre  $5.0 \times 10^{17}$  e  $5.0 \times 10^{18}$  eV, mas para que o outro *bang* possa ser distinguível, deve ainda ser levada em conta a restrição da posição da primeira interação.

Uma configuração de detetores numa área grande como o PAO ajuda muito em comparação a um detetor só, pois as distâncias entre os dois *bangs* podem ser grandes, sendo difícil de serem detetados ambos chuviros só por um detetor.



## 6.5 Neutrinos ascendentes de sabor tauônico que atravessaram a Terra

### 6.5.1 Descrição

Este caso tem a mesma geometria dos neutrinos ascendentes que atravessam a Terra, mas só pode ser gerado por neutrinos UHE de sabor muônico e o chuveiro gerado na atmosfera provém do decaimento do  $\tau$ , gerado no interior da Terra pelo neutrino de sabor tauônico. Neste caso a interação no interior da Terra não é limitada aos últimos 3 m próximos da superfície como no caso anterior, senão que ela pode acontecer ainda vários quilômetro dentro da Terra, tendo assim maiores probabilidade de ocorrer.

Os neutrinos de sabor tauônico atravessam a atmosfera em forma descendente, depois atravessam parte do interior da Terra e interagem dentro dela. Nesta interação o 20% da energia do neutrino vai para a interação hadrônica, que se estivesse muito próxima à superfície da Terra, poderia gerar um chuveiro como foi estudado no caso dos neutrinos ascendentes que atravessam a Terra, mas neste caso a interação pode acontecer em qualquer parte do interior da Terra, assim quase nunca ficará tão próximo à superfície como para poder ser detetado. Mas nesta interação também será gerado um  $\tau$  que leva o 80% da energia e que seguirá atravessando a Terra. Neste trajeto o  $\tau$  experimenta uma perda de energia devido a sua interação dentro da Terra, mas também existe a possibilidade de que o  $\tau$  experimente o decaimento. Assim com estes dois fenômenos avança o  $\tau$  dentro da Terra, sendo que alguns conseguem sobreviver ao decaimento e chegam até a superfície da Terra, emergindo novamente à atmosfera mas em forma ascendente. Já na atmosfera o fenômeno mais importante é o decaimento, pois devido a densidade da atmosfera, o fenômeno de perda de energia é quase irrelevante. Assim decaem os taus na atmosfera gerando chuveiros com o 1/3 de sua energia, que corresponde a 8/15 da energia do neutrino de sabor tauônico.

Estes chuveiros são simulados para calcular sua aceitação. Nesta simulação, o desenvolvimento longitudinal, em unidades de quantidade de matéria, do chuveiro gerado pelo

$\tau$  é mantido como idéntico ao gerado pelo raio cósmico em primeira aproximação, sendo assim utilizada a parametrização de Gaisser e Hillas. Para gerar o desenvolvimento longitudinal do chuveiro, gerar o ponto de interação do neutrino na Terra, gerar o decaimento do  $\tau$  e a perda de energia do  $\tau$  na Terra, e justificar as características especiais destes chuveiros, precisa-se conhecer bem o perfil atmosférico ascendente e o perfil de densidade da Terra e as características do  $\tau$ .

Analogamente ao discutido no caso de neutrinos ascendentes que penetram a Terra, não existe superposição destes chuveiros com os gerados pelos raios cósmicos regulares devido à grande quantidade de matéria atravessada.

### 6.5.2 Perfil terrestre

Os mesmos conceitos dos neutrinos ascendentes que atravessam a Terra são utilizados nesta simulação, só que a interação neste caso acontece em qualquer parte do interior da Terra, contribuindo só as interações nas últimas dezenas de quilômetros, como poderá ser observado. Neste caso tem-se um fluxo de neutrinos que atravessam a Terra e interagem dentro dela gerando um novo fluxo emergente de taus. A probabilidade de que este fluxo de neutrinos seja convertido a um fluxo de taus saindo da superfície da Terra, leva em conta vários processos. Como foi discutido, a probabilidade de atravessar a Terra até o ponto  $x$  é:

$$P_a = \exp \left( -\frac{x}{L(E_\nu)/\rho} \right), \quad (6.32)$$

e a probabilidade de interagir no ponto  $x$  é:

$$P_b = \frac{dx}{L(E_\nu)/\rho}, \quad (6.33)$$

onde  $L$  é o comprimento de interação do neutrino e deve ser convertido a unidades de comprimento com a densidade da Terra  $\rho$ . Esta densidade pode ser considerada fixa para ângulos de emergência grandes pois sómente as camadas mais superficiais da Terra são atravessadas pelos neutrinos.

Na interação o  $\tau$  que sai com o 80% da energia do neutrino experimenta dois fenômenos: a perda de energia e o decaimento. A perda de energia do  $\tau$  é de acordo com a seguinte equação:

$$\frac{dE_l}{dx} = -\rho \times (\alpha_l + \beta_l E_l), \quad (6.34)$$

onde  $\alpha_l$  é desprezível para o interior da Terra e  $\beta_l$  é  $0.8 \times 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{g}$  [5]. Os taus sobrevivem ao decaimento segundo a seguinte equação:

$$\frac{dP_c}{dx} = -\frac{P_c}{d_{decai}(E_l)}, \quad (6.35)$$

onde  $d_{decai}$  é o comprimento de decaimento do  $\tau$  dado na equação Eq. (4.12). Juntando os dois processos, só os taus que conseguem sobreviver ao decaimento atravessam a Terra toda, perdendo energia com a seguinte probabilidade:

$$P_c = \exp \left( \frac{1/\beta_l d}{c\tau/m_l} \left( \frac{1}{E_{l_i}} - \frac{1}{E_{l_f}} \right) \right) = \exp \left( \frac{1/\beta_l d}{c\tau/m_l} \left( \frac{1}{0.8E_\nu} - \frac{1}{E_{l_f}} \right) \right). \quad (6.36)$$

Esta probabilidade limita à probabilidade total, a que só seja importante para interações nos últimos quilômetros da trajetória no interior da Terra. Se o  $\tau$  avança uns 11 km no interior da Terra, fica somente com o 10% de sua energia inicial. Assim em uns 44 km, um  $\tau$  com uma energia extrema de  $10^{21} \text{ eV}$  passa a ter somente  $10^{17} \text{ eV}$  e com esta energia seu comprimento de decaimento é somente da ordem de 4.9 km. Assim para esta energia, se a interação acontece em qualquer parte do interior da Terra até uns 50 km antes de chegar à superfície da Terra, seria muito provável que o  $\tau$  experimente um decaimento ainda dentro da Terra. Por isto, até para energias extremas, interações que acontecem só nos últimos quilômetros poderiam ser detetadas na atmosfera.

Já que o  $\tau$  perdeu energia atravessando o restante comprimento da trajetória após a interação no interior da Terra, sua energia final é:

$$E_{l_f} = E_{l_i} \exp \left( -\beta_l d \times (2R \cos \theta - x) \right) = 0.8 E_\nu \exp \left( -\beta_l d \times (2R \cos \theta - x) \right). \quad (6.37)$$

Para que seja consistente o cálculo será aumentada a probabilidade  $P_d$  com uma função  $\delta$  da energia final do  $\tau$ :

$$P_d = \delta(E_{l_f} - 0.8 E_\nu \exp(-\beta_l d \times (2R \cos \theta - x))) . \quad (6.38)$$

Assim a probabilidade final é dada por:

$$P(E_\nu, \theta, E_{l_f}) = \int_0^{2R \cos \theta} P_a P_b P_c P_d , \quad (6.39)$$

e já que os últimos quilômetros são os mais importantes, o  $x$  de  $P_b$  pode ser aproximado a  $2R \cos \theta$ . Com isto, na integral resultante somente fica a função  $\delta$  dependente de  $x$ , resultando:

$$P(E_\nu, \theta, E_{l_f}) = \frac{1}{L(E_\nu)/d} \exp(-\frac{2R \cos \theta}{L(E_\nu)/d}) \exp\left(\frac{1/\beta_l d}{c\tau/m_l} \left(\frac{1}{0.8E_\nu} - \frac{1}{E_{l_f}}\right)\right) \frac{1/\beta_l d}{E_{l_f}} . \quad (6.40)$$

Esta é a probabilidade que um fluxo entrante de neutrinos de energia  $E_\nu$  seja convertido em um fluxo emergente de taus na superfície da Terra com energia  $E_{l_f}$ .

Em geral a probabilidade de emergência de taus na atmosfera independente de sua energia final  $E_{l_f}$  a partir de neutrinos de sabor tauônico de energia  $E_\nu$  é:

$$P(E_\nu, \theta) = \int_0^{2R \cos \theta} P_1(E_\nu, x) P_2(E_\nu, x, \theta) dx , \quad (6.41)$$

onde:

$$P_1(E_\nu, x) = \frac{1}{L(E_\nu)/d} \exp\left(-\frac{x}{L(E_\nu)/d}\right) , \quad (6.42)$$

$$P_2(E_\nu, x, \theta) = \exp\left(\frac{1/\beta_l d}{c\tau/m_l} \left(\frac{1}{0.8E_\nu} - \frac{1}{0.8E_\nu \exp(-\beta_l d(2R \cos \theta - x))}\right)\right) . \quad (6.43)$$

Para entender melhor estes processos, são apresentadas as funções  $P_1$ ,  $P_2$  e  $P_1 \times P_2$  para um ângulo de emergência fixo qualquer ( $87^\circ$ ) e para diferentes energias do neutrino ( $10^{17}$ ,  $10^{18}$ ,  $10^{19}$ ,  $10^{20}$  e  $10^{21}$  eV). Para este ângulo de emergência, pode-se atravessar na

Terra 670 km. A função  $P_2$  é a que limita a interação do neutrino aos últimos quilômetros da trajetória para que o  $\tau$  possa sobreviver dentro da Terra. A menor energia do neutrino, maior a limitação. Mas  $P_1$  é menor a maior energia do neutrino, sendo assim que  $P_1 \times P_2$  contribui durante mais quilômetros mas com um valor menor.

A função  $P$  é a probabilidade de emergência do  $\tau$  independente de sua energia final  $E_{t_f}$ . Depende de dois processos: decaimento e perda de energia. Para as energias menores como  $10^{17}$  eV, o decaimento no interior da Terra é relevante até para um recorrido de poucos quilômetros. No entanto para energias maiores, o decaimento só começa a ser relevante após algumas dezenas de quilômetros. Nos primeiros quilômetros só a perda de energia é relevante, mas esta faz que estes taus cheguem após algumas dezenas de quilômetros até energias menores, nas quais o decaimento é novamente relevante. A maior energia do  $\tau$ , mais quilômetros que o  $\tau$  pode percorrer perdendo energia mas sem decair, conseguindo assim emergir na superfície da Terra.

Assim apesar de que a integral é sobre todo o interior da Terra, só contribuem interações dos neutrinos nos últimos quilômetros da Terra. Apresenta-se a probabilidade em função do ângulo de emergência para energias de interesse do fluxo entrante:

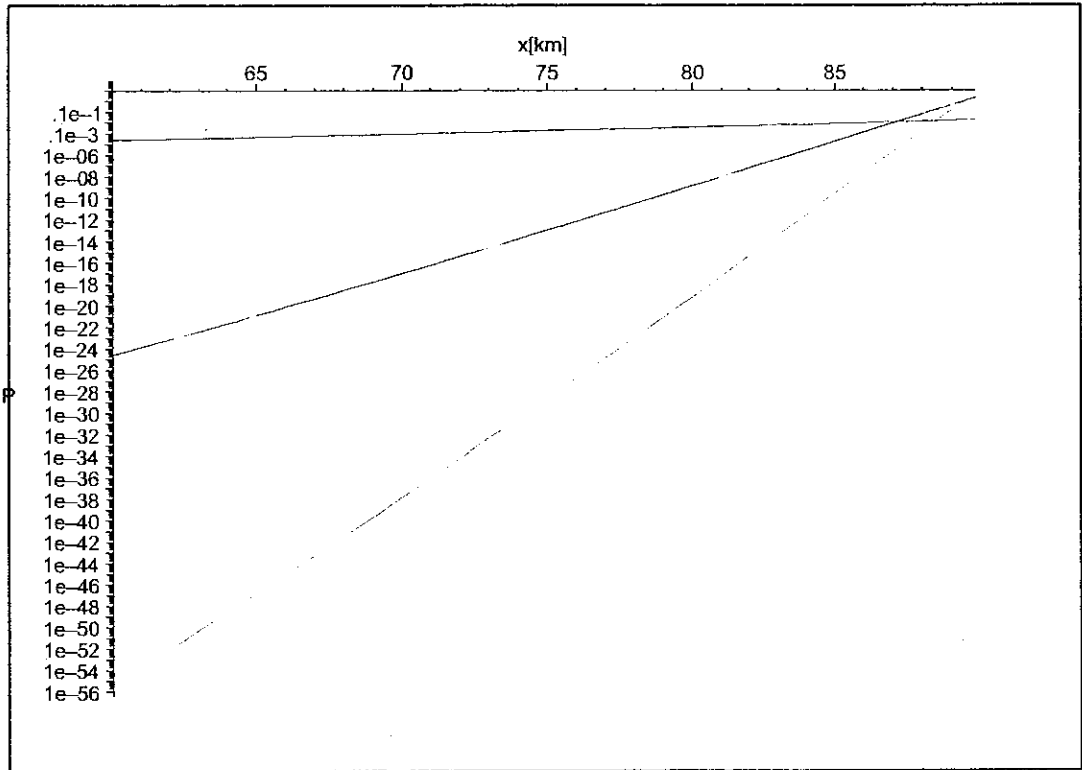


Figura 6.22: Probabilidade de emergência de taus na atmosfera a partir de neutrinos de sabor tauônico de energia  $10^{17}$  eV,  $10^{18}$  eV,  $10^{19}$  eV,  $10^{20}$  eV e  $10^{21}$  eV (em forma descendente no ângulo de  $60^\circ$ ) em função do ângulo de emergência.

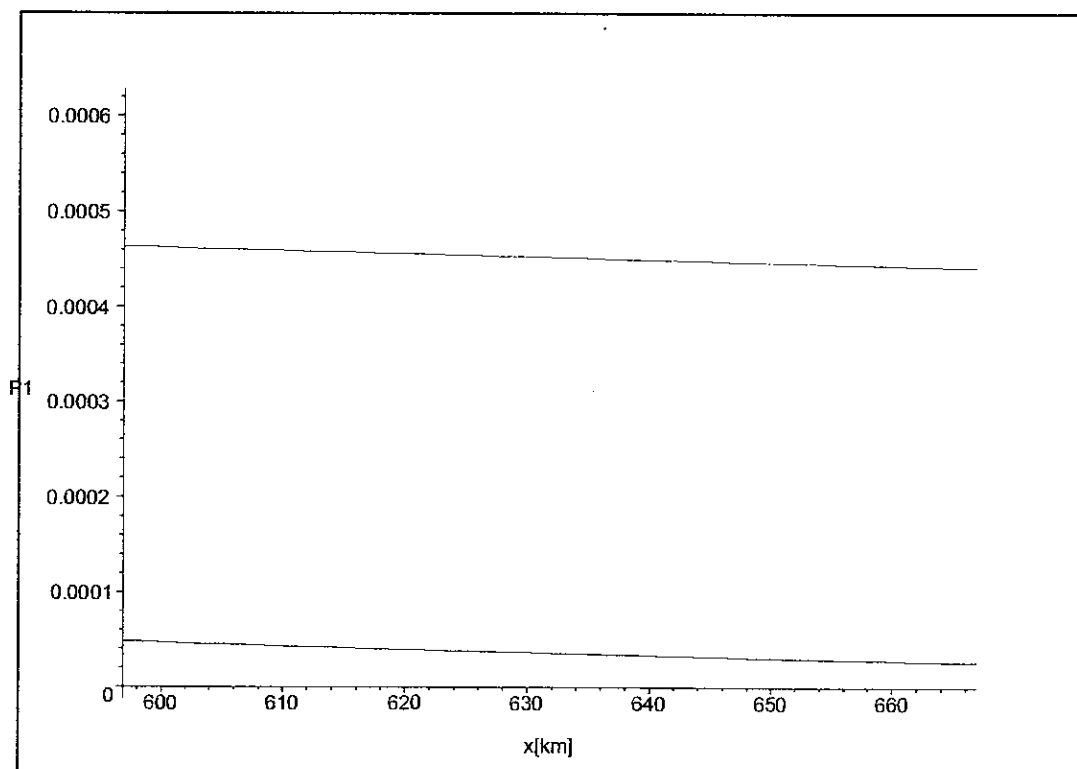


Figura 6.23:  $P_1$  para neutrinos de energia  $10^{17}$  eV,  $10^{18}$  eV,  $10^{19}$  eV,  $10^{20}$  eV e  $10^{21}$  eV em função da posição da interação na trajetória(km) dentro da Terra(ângulo de emergência de  $87^\circ$ ).

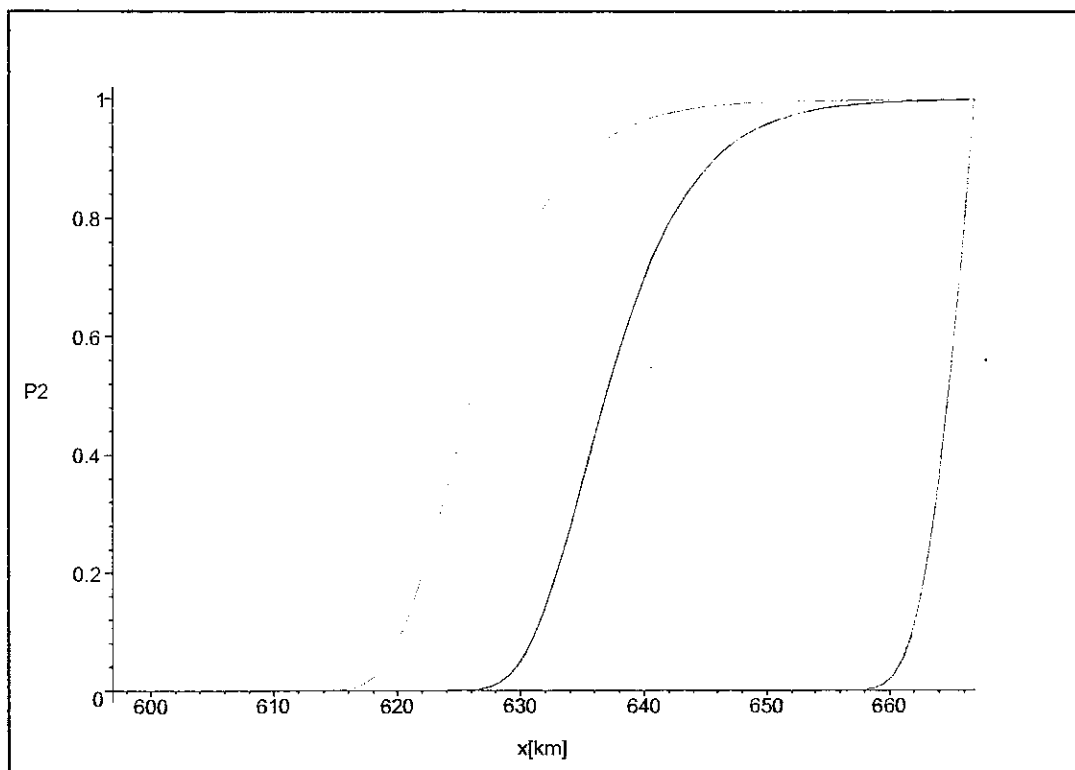


Figura 6.24:  $P_2$  para taus que provem de neutrinos de energia  $10^{17}$  eV,  $10^{18}$  eV,  $10^{19}$  eV,  $10^{20}$  eV e  $10^{21}$  eV em função da posição do início da sua trajetória(km) dentro da Terra(ângulo de emergência de  $87^\circ$ ).



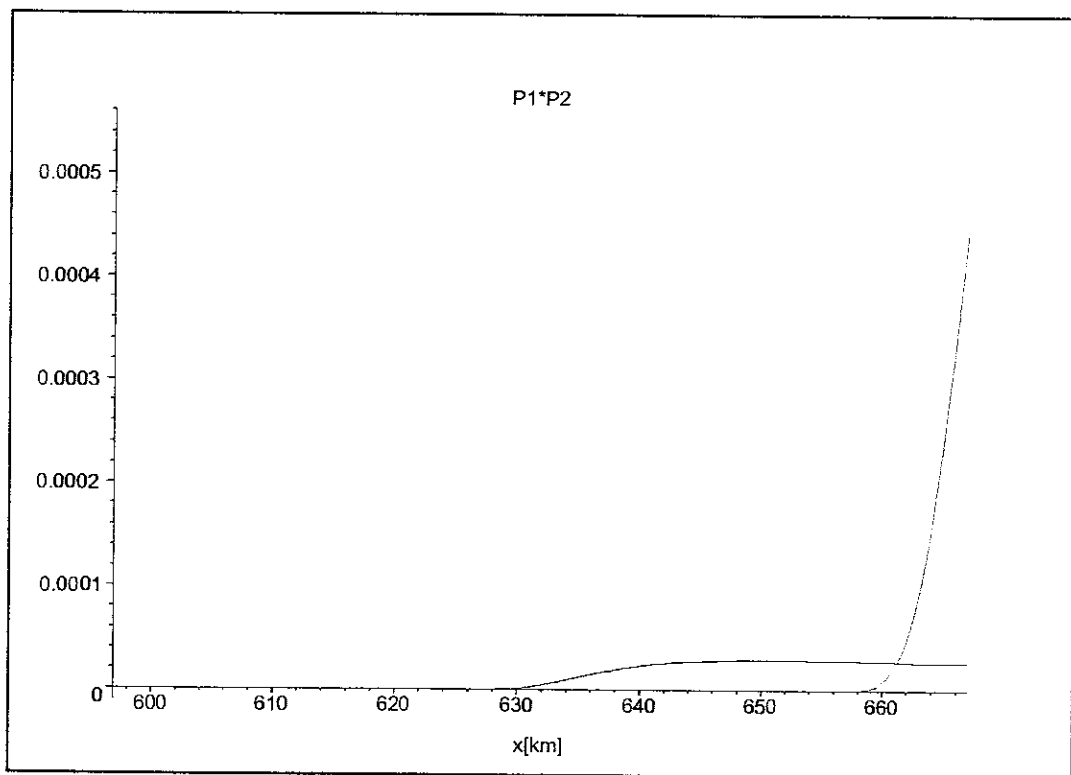


Figura 6.25:  $P_1 \times P_2$  para neutrinos de energia  $10^{17}$  eV,  $10^{18}$  eV,  $10^{19}$  eV,  $10^{20}$  eV e  $10^{21}$  eV em função da interação na trajetória(km) dentro da Terra(ângulo de emergência de  $87^\circ$ ).

### 6.5.3 Perfil atmosférico ascendente

Sendo a geometria idêntica à geometria dos chuveiros ascendentes que atravessam a Terra, será utilizado de forma idêntica o perfil atmosférico ascendente. Neste caso tem-se um fluxo de taus, os quais poderão experimentar o decaimento e gerar um chuveiro. Neste caso da atmosfera o fenômeno de perda de energia é irrelevante. Assim o início do chuveiro não dependerá do perfil atmosférico mas sim do comprimento de decaimento que depende da energia e que obedece à seguinte equação de decaimento:

$$P_{decai} = 1 - \exp\left(-\frac{x}{d_{decai}(E_l)}\right). \quad (6.44)$$

Assim as distâncias de decaimento serão geradas segundo:

$$d = -d_{decai}(E_l) \times \ln(1 - \eta). \quad (6.45)$$

Nem todos os taus irão decair dentro da atmosfera e portanto não podem gerar um chuveiro, isto acontece mais para as energias maiores.

Como a única parte importante para o desenvolvimento longitudinal será o perfil atmosférico ascendente e não o perfil de densidade terrestre, será utilizada uma forma mais simples de calcular a quantidade de matéria atravessada ascendentemente, que deveria incluir a atmosfera descendente, a Terra e a atmosfera ascendente, só considerando a quantidade de matéria atravessada na atmosfera ascendente, igual ao caso dos neutrinos ascendentes que atravessam a Terra.

Cabe mencionar, que não terá-se o ruído dos raios cósmicos normais, porque eles não podem atravessar as grandes quantidades de matéria da Terra.

### 6.5.4 Simulação

Já que pode ser calculado o fluxo de taus emergindo na atmosfera, só os processos na atmosfera serão simulados. A simulação será muito similar à simulação dos neutrinos

ascendentes que atravessam a Terra. De acordo com as características especiais especificadas anteriormente, foram simulados chuveiros atmosféricos ascendentes com energias de  $\frac{0.8}{3} \times 10^{18}$ ,  $\frac{0.8}{3} \times 10^{19}$  e  $\frac{0.8}{3} \times 10^{20}$  eV gerados pelo decaimento de taus que provêm de neutrinos que atravessaram a Terra com energias de pelo menos  $10^{18}$ ,  $10^{19}$  e  $10^{20}$  eV respectivamente, para avaliar sua possibilidade de serem detetados na configuração de Coihecos do observatório Pierre Auger.

Dada uma energia, simulam-se os parâmetros geométricos e do desenvolvimento longitudinal do chuveiro ascendente na atmosfera e depois observa-se, se o chuveiro é detetado por algum dos detetores de fluorescência com o programa FDSim. Esta detecção de forma ascendente e ainda saindo da Terra será um evento importante e pouco comum em comparação com os eventos descendentes!

Foram gerados aleatoriamente taus saindo da superfície da Terra num raio  $R_r$  na projeção UTM ao redor do baricentro dos detetores de fluorescência da configuração de Coihecos. A altura da superfície do observatório Pierre Auger foi considerada fixa em 1.4 km.

A direção da trajetória desta partícula foi gerada aleatoriamente. O ângulo zenital foi restringido entre 90 e 100 °, ou equivalente, a ângulos de emergência entre 80 e 90°, já que os ângulos menores são menos importantes. O ângulo azimutal foi gerado aleatoriamente de 0 a 360°. Para ter uma distribuição homogênea foi gerado o cosseno do ângulo zenital aleatoriamente entre 0 e -0.174.

Depois é gerado o chuveiro num sistema de coordenadas local com centro nas coordenadas UTM do ponto de emergência e com altura zero. Este sistema de coordenadas local, como nos casos anteriores, é dextrógiro e com os eixos paralelos ao Norte e Leste.

É gerado aleatoriamente o comprimento do decaimento do  $\tau$  segundo a equação Eq. (6.45), levando em conta que a energia do  $\tau$  é três vezes a energia do chuveiro. Com esta distância a partir do ponto de emergência e com a geometria da trajetória (ponto de emergência e ângulos zenitais e azimutais), obtém-se a posição do  $\chi_0$ . Dependendo da energia do  $\tau$ , o  $\chi_0$  não conseguirá ser gerado dentro da atmosfera, quer dizer, o tau não

conseguirá decair dentro da atmosfera, mas estes eventos também devem ser levados em conta.

Para maior energia, será maior o comprimento de decaimento, e assim maior a probabilidade de que os taus não cheguem a decair dentro da atmosfera ou de que seu decaimento fique muito alto e/ou longe do detetor. Por conseguinte, ao contrario do que sempre acontece, para energias muito grandes será menor a quantidade de chuueiros que podem ser detetados.

Para estas energias a área de simulação deve ser muito maior para não perder chuueiros de taus que emergiram longe do detetor, mas que decaem perto dele. O  $R_\tau$  utilizado é 100 km, 400 km e 600 km para as energias de  $0.8 \times 10^{18}$ ,  $0.8 \times 10^{19}$  e  $0.8 \times 10^{20}$  eV respectivamente. O máximo  $d_{decai}$  gerado é 600 km, pois acima deste valor o chuueiro não consegue se desenvolver, por ficar até para  $90^\circ$  menos de 200 g/cm<sup>2</sup> na atmosfera.

É calculada a quantidade de matéria atravessada até o  $\chi_0$  com a função  $\chi_{SDup}$ . É utilizada a mesma função  $\chi_{SDup}$  e  $\chi_{SDup}^{-1}$  dos neutrinos ascendentes que atravessam a Terra, quer dizer, que leva-se em conta só a quantidade de matéria que é atravessada na atmosfera ascendente.

É gerada aleatoriamente, em função da energia do neutrino, a quantidade de matéria entre o  $\chi_{max}$  e o  $\chi_0$  como nos casos anteriores. Com esta quantidade e o  $\chi_0$ , obtém-se o  $\chi_{max}$ . Com a função  $\chi_{SDup}^{-1}$  ascendente é calculada a posição do ponto que atravessou a quantidade de matéria  $\chi_{max}$ , somente se encontra-se na atmosfera.

Para completar a simulação é procurado o ponto final  $\chi_{fin}$  do chuueiro a ser simulado. Para que não seja muito demorada, procura-se que o ponto final do chuueiro fique, igual que nos outros casos, a uns 1500 g/cm<sup>2</sup>. Mas no caso que a atmosfera termine antes de que o chuueiro atravesse os 1500 g/cm<sup>2</sup>, o ponto  $\chi_{fin}$  será o ponto no final da atmosfera (altura 110 km). Com a função  $\chi_{SDup}^{-1}$  ascendente é calculada a posição do ponto final  $\chi_{fin}$ .

Assim tem-se simulado todos os parâmetros da geometria e do desenvolvimento longitudinal do chuueiro ao igual que para o caso anterior. A simulação foi feita usando o

sistema geodésico local do chuveiro. Depois é feita a transformação para ter o chuveiro em cada sistema geodésico local dos detetores de fluorescência levando em conta as modificações da curvatura da Terra, descritas no capítulo 5. Estes sistemas de coordenadas estão centrados nas coordenadas UTM de cada detetor na altura zero.

Procede-se, igualmente aos casos anteriores, a utilizar a parte do programa FDSim para a simulação da deteção dos chuveiros pelos detetores de fluorescência. Nesta simulação foram gerados 5000 chuveiros com energia de  $\frac{0.8}{3} \times 10^{18}$  eV, 24000 de  $\frac{0.8}{3} \times 10^{19}$  eV e 35000 de  $\frac{0.8}{3} \times 10^{20}$  eV.

### 6.5.5 Aceitação

Com os resultados da simulação obtém-se a aceitação da configuração de detetores de fluorescência, denominada Coihecos, para os chuveiros ascendentes do decaimento de taus que provêm de neutrinos de sabor tauônico que atravessaram a Terra. Ao igual que no caso anterior, para que um chuveiro seja detetado, precisa-se que pelo menos um dos detetores seja ativado com no mínimo 5 píxeis e utiliza-se o ciclo de trabalho de 10%. Para um melhor entendimento do cálculo da aceitação referir-se ao primeiro caso simulado.

Para o cálculo da aceitação, o ângulo zenital foi restringido entre 90 e 100° e a simulação foi feita em círculos de 100 km, 400 km e 600 km de raio segundo a energia do tau foi de  $0.8 \times 10^{18}$ ,  $0.8 \times 10^{19}$  e  $0.8 \times 10^{20}$  eV. Neste caso não tem-se a restrição no  $\chi_0$ , pois os raios cósmicos normais não podem atravessar a Terra.

Assim apresenta-se a aceitação calculada para a configuração e para o olho central de chuveiros com energias  $\frac{0.8}{3} \times 10^{18}$ ,  $\frac{0.8}{3} \times 10^{19}$  e  $\frac{0.8}{3} \times 10^{20}$  eV e para ângulos de emergência de mais de 80°. Neste cálculo inclui-se a probabilidade de decair dentro da atmosfera para cada energia do  $\tau$ , já que somente foram gerados comprimentos de decaimentos até de 600 km. Esta aceitação apresentada não leva ainda em conta o ciclo de trabalho, para poder fazer a comparação com os resultados de Wilczek *et al.* [5] para outros experimentos com detectores de fluorescência. A configuração do PAO tem uma aceitação menor que o *Telescope Array* e similar ao *HiRes*.

Calcula-se uma extrapolação na energia. Para chuviros com energia de  $\frac{0.8}{3} \times 10^{21}$  eV assume-se que a eficiência pelo menos é a mesma que para  $\frac{0.8}{3} \times 10^{20}$  eV, mas com a probabilidade de decair dentro da atmosfera para esta nova energia, a aceitação fica sendo o 10% da aceitação para  $\frac{0.8}{3} \times 10^{20}$  eV. Para energias menores só pode-se extrapolar até  $10^{17}$  eV, que é o limite inferior para o detetor de fluorescência. Para chuviros de energias menores a aceitação é nula.

Neste caso a aceitação tem dois fenômenos opostos: aumenta com a energia, já que o chuviro tem maior número de partículas e diminui com a energia, devido a que o comprimento de decaimento aumenta a dimensões tão grandes que por exemplo para energias de  $10^{20}$  eV, só o 10% dos taus poderiam conseguir decair dentro da atmosfera.

O primeiro fenômeno é mais importante nas menores energias simuladas, sendo assim que a aceitação aumenta com a energia nestas energias e o segundo fenômeno é mais importante nas maiores energias simuladas, sendo que a aceitação diminui com a energia. A aceitação da configuração é 2.5, 2.6 e 1.33 vezes maior que a aceitação do olho central para energias dos chuviros de  $\frac{0.8}{3} \times 10^{18}$ ,  $\frac{0.8}{3} \times 10^{19}$  e  $\frac{0.8}{3} \times 10^{20}$  eV respectivamente.

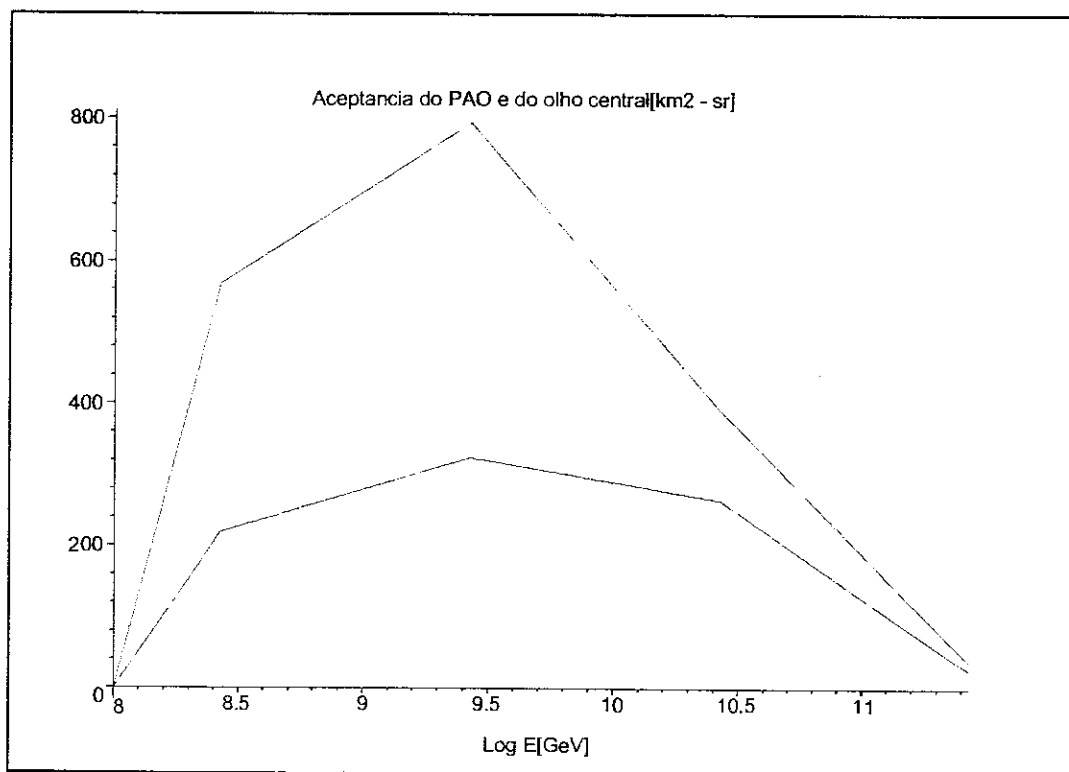


Figura 6.26: Aceitação da configuração de detetores de fluorescência e do olho central para chuveis atmosféricos ascendentes do decaimento do  $\tau$ .

## 6.6 Neutrinos em cenários exóticos

### 6.6.1 Descrição

As trajetórias dos neutrinos UHE podem atravessar qualquer objeto celeste. No sistema solar, poderiam atravessar a Lua e depois chegar à Terra. Também foram estudados alguns dos planetas mais próximos da Terra para saber se segundo suas densidades e dimensões poderiam ser melhores que a Terra para serem atravessados pelos neutrinos UHE.

O estudo da densidade da Terra está ainda em constante pesquisa e chegou-se a um modelo de capas concêntricas que é utilizado nesta tese, mas que ainda é muito precário. Pior ainda na pesquisa dos planetas, o estudo data de poucos anos atrás e os modelos são ainda muito primitivos, mas constituem um modelo para poder fazer a comparação com a Terra.

Os ângulos de emergência permitidos para que os neutrinos UHE possam atravessar a Terra ficou muito restringido devido à grande quantidade de matéria que tem a Terra por suas dimensões e densidade. Assim num objeto celeste com dimensões e/ou densidades menores que as da Terra, poderia ser um cenário melhor onde os neutrinos UHE possam ter maiores probabilidades de ter uma interação perto de sua saída do interior do objeto celeste.

Formas para poder detetar estas interações já seja desde o espaço ou desde a Terra poderiam ser desenvolvidas. Estudos pioneiros [99] fizeram a proposta de detetar chuveiros iniciados pela interação dos neutrinos ou raios cósmicos UHE perto da superfície da Lua através da radiação Cerenkov coerente emitida.

### 6.6.2 Perfil de densidades interiores

Foram estudadas as densidades e dimensões da Lua e de Venus e Marte, já que ficam mais perto da Terra e por suas dimensões e densidades similares ou menores às da Terra. Júpiter, Saturno, Urano e Neptuno são muito maiores que a Terra.



## A Lua

Foi utilizado um modelo muito simples da Lua esférica com um raio de 1737.8 km e com uma densidade de  $3.340 \text{ g/cm}^3$ . Foi calculada a quantidade de matéria atravessada de acordo ao ângulo de emergência. O resultado é apresentado na figura (6.27).

O raio da Lua é quase quatro vezes menor que o raio da Terra, e a densidade é quase a metade da densidade média da Terra ( $5.520 \text{ g/cm}^3$ ), ficando uma situação um pouco melhor que a Terra, pois a quantidade de matéria atravessada na Lua toda é  $1.1 \times 10^9 \text{ g/cm}^2$ , que é menor que a quantidade na Terra ( $11 \times 10^9 \text{ g/cm}^2$ ).

Mas a parte mais importante corresponde aos ângulos rasantes na Terra, já que são os que não opacam aos neutrinos UHE. Nesta faixa só são atravessadas na Terra capas com densidades similares ou até menores que a densidade geral da Lua utilizada neste modelo simples. Mas ainda assim os ângulos permitidos na Lua ficam menos restringidos que na Terra. Por exemplo a quantidade de matéria atravessada na Terra para ângulos maiores que  $85^\circ$  corresponde à quantidade de matéria atravessada na Lua para ângulos maiores que  $73^\circ$ , sendo assim o ângulo sólido permitido maior na Lua.

## Marte

Foi utilizado um modelo muito simples de Marte esférico com um raio de 3393.5 km e com uma densidade de  $3.940 \text{ g/cm}^3$ . Foi calculada a quantidade de matéria atravessada de acordo ao ângulo de emergência. O resultado é apresentado na figura (6.28).

O raio de Marte é quase a metade do raio da Terra, e a densidade é quase a metade da densidade média da Terra ( $5.520 \text{ g/cm}^3$ ), ficando uma situação um pouco melhor que na Terra, pois a quantidade de matéria atravessada em todo Marte é  $2.5 \times 10^9 \text{ g/cm}^2$ , que é menor que a quantidade na Terra ( $11 \times 10^9 \text{ g/cm}^2$ ).

Na faixa dos ângulos rasantes só são atravessadas na Terra capas com densidades similares ou até menores que a densidade geral de Marte utilizada neste modelo simples. Mas ainda assim os ângulos permitidos em Marte ficam menos restringidos que na Terra.

## Quantidade de matéria na Lua

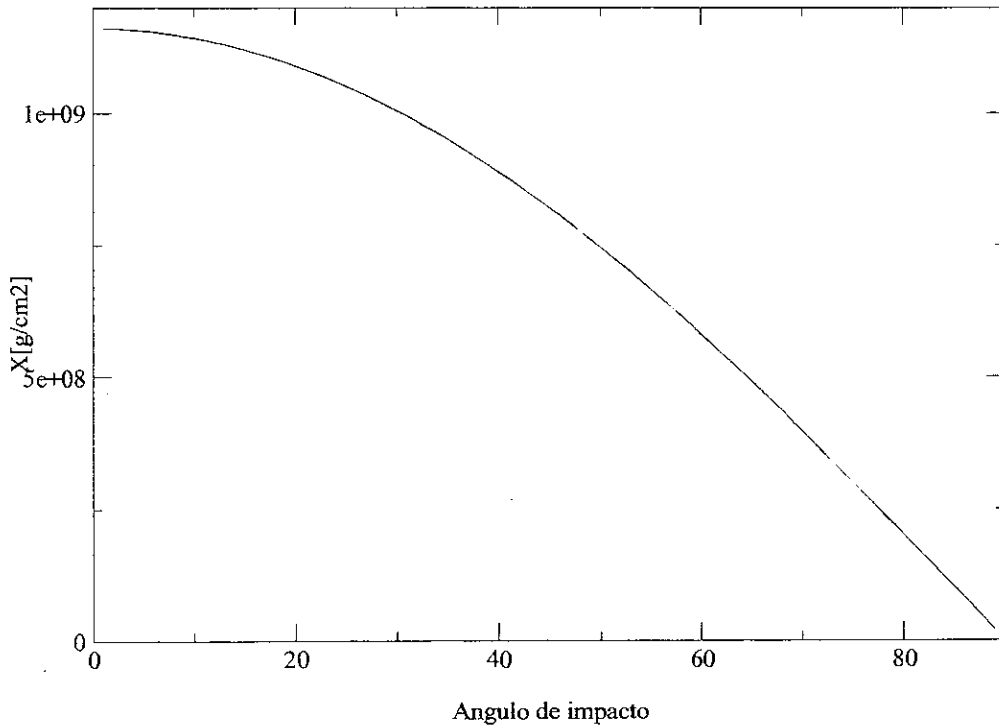


Figura 6.27: Quantidade de matéria atravessada em  $\text{g}/\text{cm}^2$  vs. o ângulo de emergência ao atravessar a Lua.

Por exemplo a quantidade de matéria atravessada na Terra para ângulos maiores que  $85^\circ$  corresponde à quantidade de matéria atravessada em Marte para ângulos maiores que  $83^\circ$ , sendo o ângulo sólido permitido um pouco maior em Marte.

### Venus

Foi utilizado um modelo muito simples de Venus esférico com um raio de 6051.8 km e com uma densidade de  $5.240 \text{ g}/\text{cm}^3$ . Foi calculada a quantidade de matéria atravessada de acordo ao ângulo de emergência. O resultado é apresentado na figura (6.29).

Neste caso o raio de Venus é só um pouco menor que o raio da Terra, e a densidade

## Quantidade de Matéria no Marte

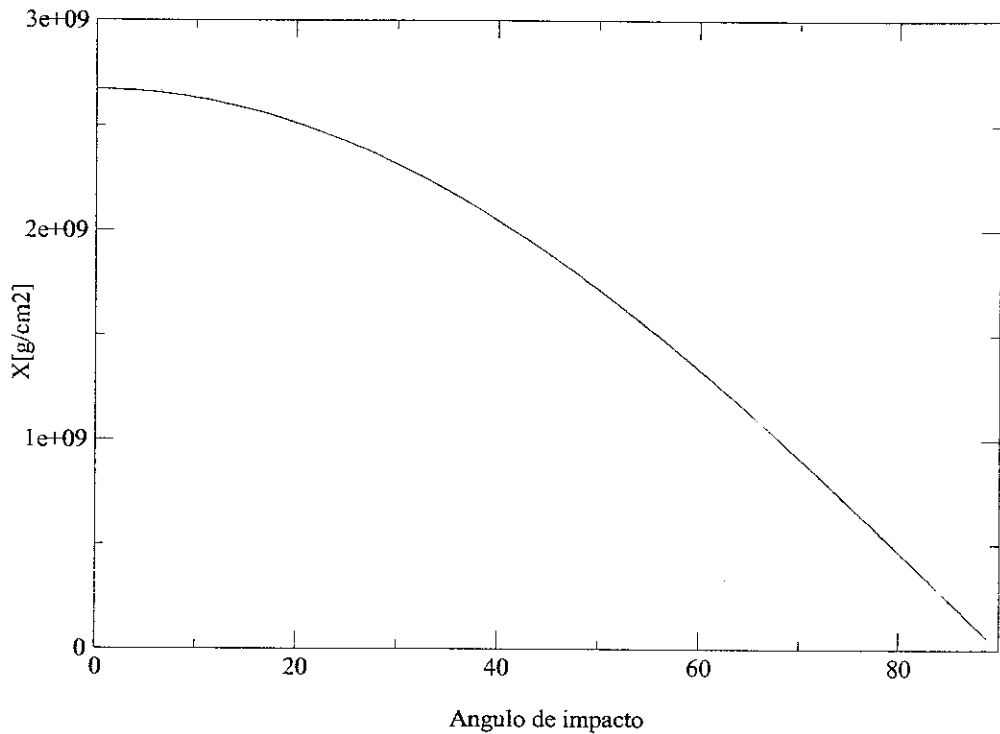


Figura 6.28: Quantidade de matéria atravessada em  $\text{g}/\text{cm}^2$  vs. o ângulo de emergência ao atravessar a Marte.

também um pouco menor que a densidade média da Terra ( $5.520 \text{ g}/\text{cm}^3$ ), ficando uma situação aparentemente um pouco melhor que a Terra, pois a quantidade de matéria atravessada em todo Venus é  $6.5 \times 10^9 \text{ g}/\text{cm}^2$ , que é menor que a quantidade na Terra ( $11 \times 10^9 \text{ g}/\text{cm}^2$ ).

Mas na faixa dos ângulos rasantes só são atravessadas na Terra capas com densidades menores que a densidade geral de Venus utilizada neste modelo simples. Assim os ângulos permitidos em Venus ficam muito mais restringidos que na Terra. Por exemplo a quantidade de matéria atravessada na Terra para ângulos maiores que  $85^\circ$  corresponde à quantidade de matéria atravessada em Venus para ângulos maiores que  $87^\circ$ , sendo o ângulo sólido ainda menor em Venus. Por este motivo Venus fica inicialmente descartado,

já que precisa-se um modelo mais real da densidade de Venus.

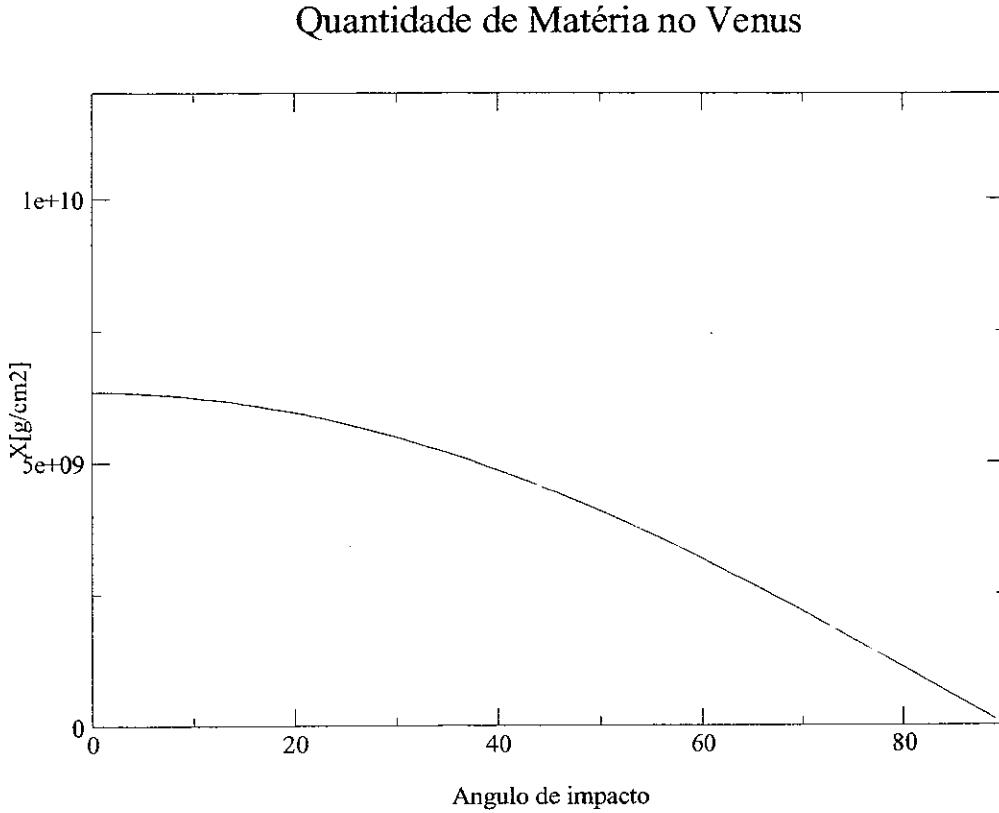


Figura 6.29: Quantidade de matéria atravessada em  $\text{g}/\text{cm}^2$  vs. o ângulo de emergência ao atravessar Venus.

### 6.6.3 Possibilidades de detecção

De acordo às quantidades de matéria atravessada em cada um dos objetos celestes estudados, pode-se concluir que a probabilidade de que os neutrinos UHE possam interagir perto da superfície do objeto celeste é muito maior na Lua e maior em Marte que na Terra para cada ângulo de emergência e ainda os limites dos ângulos de emergência permitidos são maiores como foi discutido anteriormente em cada caso. Pode-se apreciar melhor na figura (6.30) e na figura (6.31) (ângulos de emergência rasantes) as comparações para os

quatro objetos celestes selecionados.

### Quantidade de Matéria nos corpos mais proximos

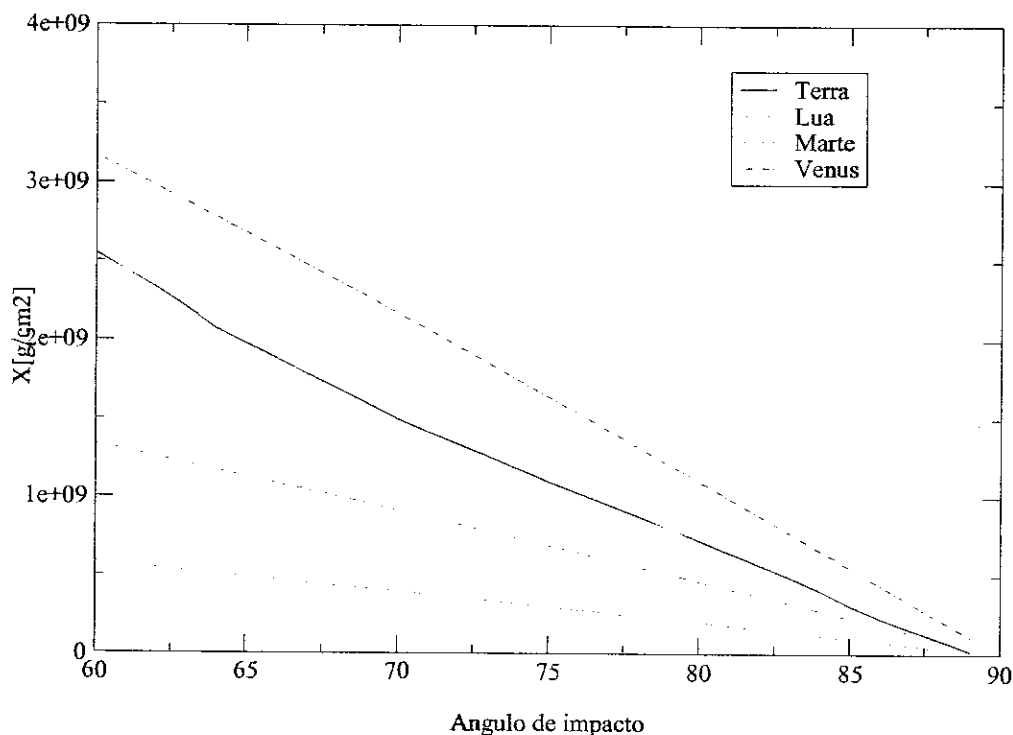


Figura 6.30: Quantidade de matéria atravessada em  $\text{g/cm}^2$  vs. o ângulo de emergência maior que  $60^\circ$  ao atravessar a Terra, a Lua, Marte e Venus.

Com o aumento dos limites dos ângulos de emergência permitidos, aumenta o ângulo sólido do fluxo de saída das interações dos neutrinos UHE.

Ainda se a atmosfera da Lua ou de Marte houvesse sido similar à da Terra poderiam gerar-se os mesmos chuveiros que na Terra, mas suas atmosferas são muito menos densa que a atmosfera da Terra. O importante é pensar na possibilidade de detetar as interações dos neutrinos UHE nestes objetos celestes.

Existem alguns estudos para detetar estas interações através da detecção da radiação Cerenkov destas interações geradas na parte superficial da Lua [100]. Mas ainda com o desenvolvimento da pesquisa espacial tem-se muito por fazer nesta área no futuro.

### Quantidade de Matéria nos corpos mais proximos

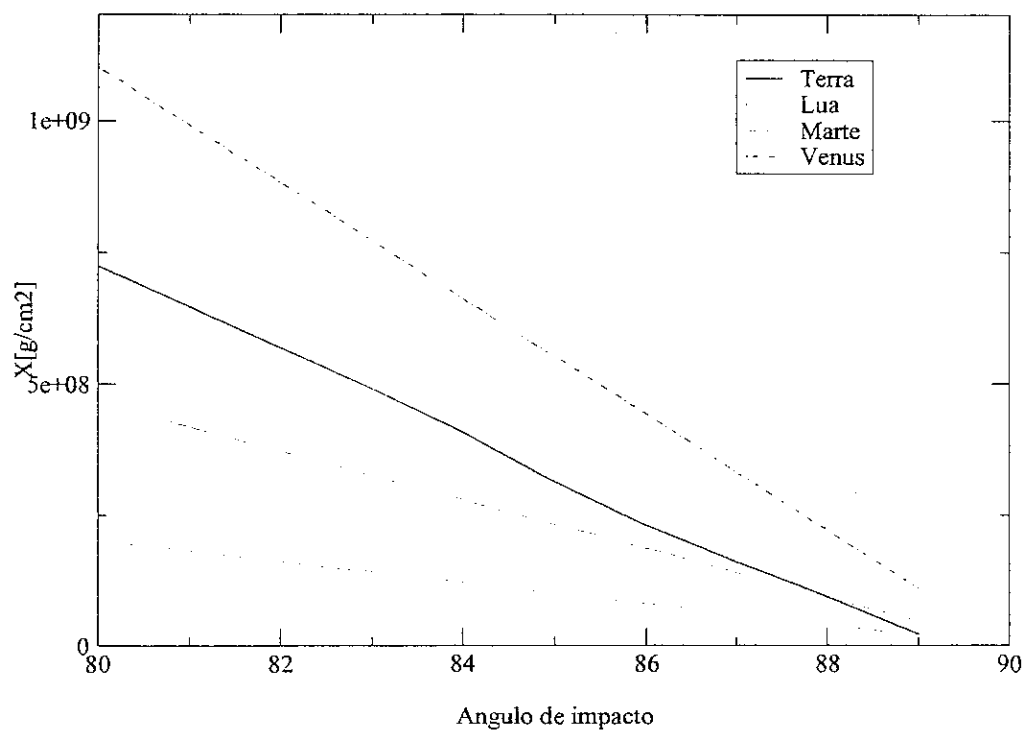


Figura 6.31: Quantidade de matéria atravessada em  $\text{g/cm}^2$  vs. o ângulo de emergência maior que  $80^\circ$  ao atravessar a Terra, a Lua, Marte e Venus.

# Capítulo 7

## Taxas de detecções

Uma vez obtidas as aceitações, calcula-se as taxas de detecções para os diferentes modelos que geram neutrinos nas energias que podem ser observadas nos detetores de fluorescência do PAO.

### 7.1 Parametrizações dos fluxos dos neutrinos UHE

Como foi descrito no capítulo 4, existem vários fenômenos que podem produzir neutrinos nas energias de interesse para o PAO. Dentro destes encontram-se os AGN, TD, GRB, *Z-burst* e os neutrinos GZK.

Existem muitos modelos que descrevem estes fenômenos, chegando a gerar diferentes fluxos, alguns destes nem chegam às energias de interesse do PAO. Foram utilizadas as figuras (7.1) [12], (7.2) [59] e (7.3) [5] para parametrizar os fluxos dos modelos que podem chegar às energias de interesse do PAO:

#### AGN

Na maioria dos modelos os neutrinos produzidos somente chegam até energias não muito altas para as energias de interesse do PAO, porém no caso dos Blazares, são emitidos jatos de partículas de altíssima energia chegando até  $10^{20}$  eV.

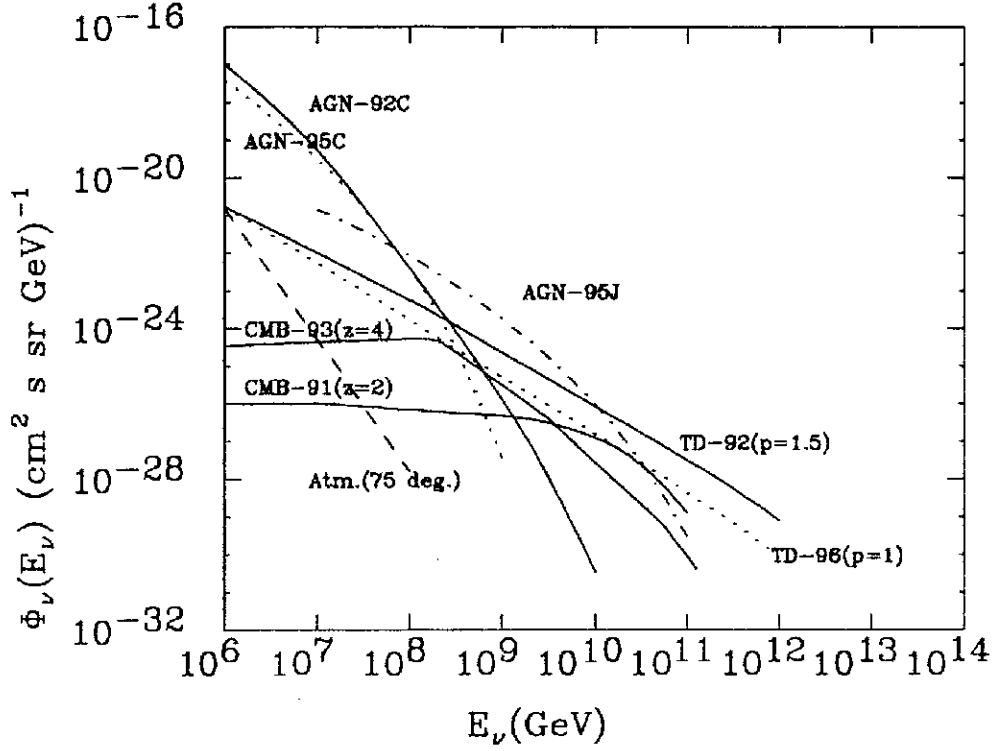


Figura 7.1: Fluxos de neutrinos produzidos nos modelos de AGN: AGN-92C, AGN95-C e AGN-95J; nos modelos de TD: TD-92 e TD-96; os fluxos dos neutrinos GZK: CMB-91 e CMB-93 e dos neutrinos atmosféricos [12].

**AGN-92C** : Este modelo foi proposto por Szabo e Protheroe [61] e tem seu fluxo apresentado na figura (7.1). O fluxo chega até energias de  $10^{19}$  eV. A parametrização foi calculada com os dados logarítmicos do fluxo em  $[\text{cm}^2 \text{ s sr GeV}]^{-1}$  e da energia em GeV entre  $10^{17}$  e  $10^{19}$  eV:

$$\frac{d\phi_{\nu_{AGN92C}}}{dE_{\nu}} = 10^{9.8} E_{\nu}^{-4.03} . \quad (7.1)$$

**AGN-P96** : Este modelo foi proposto por Protheroe [70] e tem seu fluxo apresentado na figura (7.2). O fluxo chega até energias de  $10^{19.53}$  eV. A parametrização foi calculada com os dados logarítmicos do fluxo em  $[\text{cm}^2 \text{ s sr GeV}]^{-1}$  e da energia em GeV entre



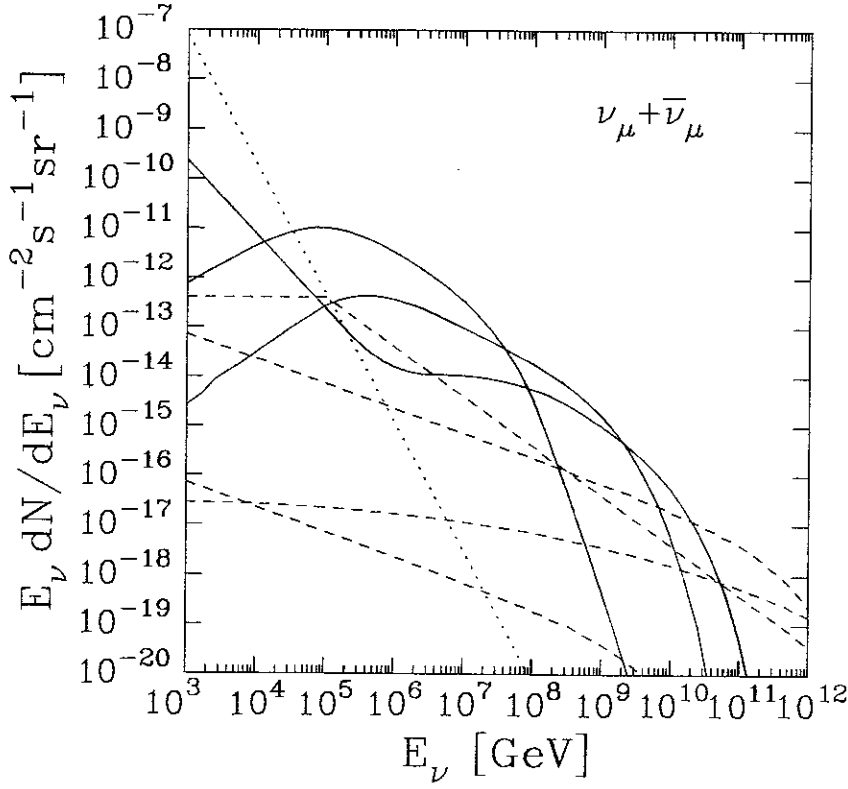


Figura 7.2: Fluxos de neutrinos produzidos nos modelos de AGN: AGN-M95, AGN-SS91 e AGN-P96 (— em ordem descendente em  $10^3$  GeV); nos modelos de GRB e TD: GRB-WB, TD-WMB12, TD-WMB16 e TD-SLSC (--- em ordem descendente em  $10^3$  GeV) e o fluxo dos neutrinos atmosféricos (...) [59].

$10^{17}$  e  $10^{19.53}$  eV:

$$\frac{d\phi_{\nu_{AGNP96}}}{dE_\nu} = \begin{cases} 10^{-5.14} E_\nu^{-2.07} & \text{para } 10^{17} \text{ eV} \leq E_\nu \leq 10^{18} \text{ eV} \\ 10^{6.65} E_\nu^{-3.38} & \text{para } 10^{18} \text{ eV} \leq E_\nu \leq 10^{19} \text{ eV} \\ 10^{-36.6} E_\nu^{-6.38} & \text{para } 10^{19} \text{ eV} \leq E_\nu \leq 10^{19.53} \text{ eV} . \end{cases} \quad (7.2)$$

**AGN-95C ou AGN-SS91 :** Este modelo foi proposto por Stecker e Salamon [71] e tem seu fluxo apresentado na figura (7.1), onde é denominado AGN-95C e na figura (7.2), onde é denominado AGN-SS91. O fluxo chega somente até energias de  $10^{18.39}$  eV. A parametrização foi calculada com os dados logarítmicos do fluxo em  $[\text{cm}^2 \text{ s}$

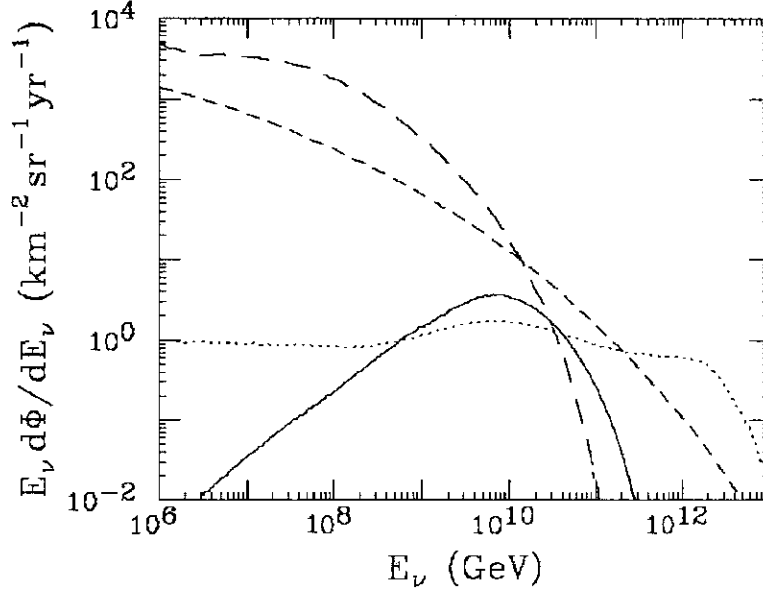


Figura 7.3: Fluxos de neutrinos produzidos no modelo de AGN: AGN-W(---), no modelo de TD: TD-W(-.-), no modelo *Z-burst*: Z-b(...) e o fluxo dos neutrinos GZK: CMB-W(—) [5].

sr GeV] $^{-1}$  e da energia em GeV entre  $10^{17}$  e  $10^{18.39}$  eV:

$$\frac{d\phi_{\nu_{AGNSS91}}}{dE_{\nu}} = \begin{cases} 10^{16.56} E_{\nu}^{-4.87} & \text{para } 10^{17} \text{ eV} \leq E_{\nu} \leq 10^{18} \text{ eV} \\ 10^{21.65} E_{\nu}^{-5.43} & \text{para } 10^{18} \text{ eV} \leq E_{\nu} \leq 10^{18.39} \text{ eV} . \end{cases} \quad (7.3)$$

**AGN-95J ou AGN-M95 ou AGN-W** : Este modelo foi proposto por Mannheim [72] e tem seu fluxo apresentado na figura (7.1), onde é denominado AGN-95J, na figura (7.2), onde é denominado AGN-M95 e na figura (7.3), onde é denominado AGN-W. O fluxo chega até energias de  $10^{20.11}$  eV, pois considera aos Blazares. A parametrização foi calculada com os dados logarítmicos do fluxo em  $[\text{cm}^2 \text{ s sr GeV}]^{-1}$  e da energia em GeV entre  $10^{17}$  e  $10^{20.11}$  eV:

$$\frac{d\phi_{\nu_{AGNM95}}}{dE_{\nu}} = \begin{cases} 10^{-8.25} E_{\nu}^{-1.75} & \text{para } 10^{17} \text{ eV} \leq E_{\nu} \leq 10^{18} \text{ eV} \\ 10^{-3.57} E_{\nu}^{-2.27} & \text{para } 10^{18} \text{ eV} \leq E_{\nu} \leq 10^{19} \text{ eV} \\ 10^{13.33} E_{\nu}^{-3.96} & \text{para } 10^{19} \text{ eV} \leq E_{\nu} \leq 10^{20} \text{ eV} \\ 10^{65.47} E_{\nu}^{-8.7} & \text{para } 10^{20} \text{ eV} \leq E_{\nu} \leq 10^{20.11} \text{ eV} . \end{cases} \quad (7.4)$$

## GRB

**GRB-WB** : Este modelo foi proposto por Waxman e Bahcall [78] e tem seu fluxo apresentado na figura (7.2). O fluxo chega até energias de  $10^{21}$  eV. A parametrização foi calculada com os dados logarítmicos do fluxo em  $[\text{cm}^2 \text{ s sr GeV}]^{-1}$  e da energia em GeV entre  $10^{17}$  eV e  $10^{21}$  eV:

$$\frac{d\phi_{\nu_{GRBWB}}}{dE_\nu} = 4.0 \times 10^{-8} E_\nu^{-2} . \quad (7.5)$$

## TD

Os fluxos são muito especulativos, pois dependem de vários fatores ainda não conhecidos experimentalmente. Dentro destes fatores encontra-se a razão de injeção de partículas X por unidade de volume, denominado usualmente  $p$ , a massa das partículas X, entre outros.

**TD-92** : Este modelo foi proposto por Bhattacharjee, Hill e Schramm [83] e tem seu fluxo apresentado na figura (7.1). O fluxo chega até energias de  $10^{21}$  eV e utiliza um  $p = 1.5$ . A parametrização foi calculada com os dados logarítmicos do fluxo e da energia em GeV entre  $10^{17}$  e  $10^{21}$  eV:

$$\frac{d\phi_{\nu_{TD92}}}{dE_\nu} = \begin{cases} 10^{-11.92} E_\nu^{-1.42} & \text{para } 10^{17} \text{ eV} \leq E_\nu \leq 10^{20} \text{ eV} \\ 10^{-10.34} E_\nu^{-1.56} & \text{para } 10^{20} \text{ eV} \leq E_\nu \leq 10^{21} \text{ eV} . \end{cases} \quad (7.6)$$

**TD-96 ou TD-SLSC** : Este modelo foi proposto por Sigl *et al* [82] e tem seu fluxo apresentado na figura (7.1) como TD-96 e como TD-SLSC na figura (7.2). O fluxo chega até energias de  $10^{21}$  eV e utiliza um  $p = 1$ . A parametrização foi calculada com os dados logarítmicos do fluxo em  $[\text{cm}^2 \text{ s sr GeV}]^{-1}$  e da energia em GeV entre

$10^{17}$  e  $10^{21}$  eV:

$$\frac{d\phi_{\nu_{TD96}}}{dE_\nu} = \begin{cases} 10^{-11.40} E_\nu^{-1.54} & \text{para } 10^{17} \text{ eV} \leq E_\nu \leq 10^{20} \text{ eV} \\ 10^{-9.13} E_\nu^{-1.75} & \text{para } 10^{20} \text{ eV} \leq E_\nu \leq 10^{21} \text{ eV} . \end{cases} \quad (7.7)$$

**TD-W** : Este modelo foi proposto por Sigl *et al* [84] e tem seu fluxo apresentado na figura (7.3) como TD-W. O fluxo chega até energias de  $10^{21}$  eV. A parametrização foi calculada com os dados logarítmicos do fluxo em  $[\text{cm}^2 \text{ s sr GeV}]^{-1}$  e da energia em GeV entre  $10^{17}$  e  $10^{21}$  eV:

$$\frac{d\phi_{\nu_{TDW}}}{dE_\nu} = \begin{cases} 10^{-10.3} E_\nu^{-1.6} & \text{para } 10^{17} \text{ eV} \leq E_\nu \leq 10^{18} \text{ eV} \\ 10^{-9.4} E_\nu^{-1.7} & \text{para } 10^{18} \text{ eV} \leq E_\nu \leq 10^{19} \text{ eV} \\ 10^{-7.1} E_\nu^{-1.93} & \text{para } 10^{19} \text{ eV} \leq E_\nu \leq 10^{20} \text{ eV} \\ 10^{-5.0} E_\nu^{-2.12} & \text{para } 10^{20} \text{ eV} \leq E_\nu \leq 10^{21} \text{ eV} . \end{cases} \quad (7.8)$$

**TD-WMB** : Este modelo foi proposto por Wichoski, MacGibbon e Brandenberger [62] e tem dois fluxos apresentado na figura (7.2) dependendo do valor do  $G\mu$ :

**TD-WMB16** : Neste caso o  $G\mu = 10^{-16}$  e assim o fluxo chega somente até energias de  $10^{18.36}$  eV. A parametrização foi calculada com os dados logarítmicos do fluxo e da energia em GeV entre  $10^{17}$  e  $10^{18.36}$  eV:

$$\frac{d\phi_{\nu_{TDWMB16}}}{dE_\nu} = \begin{cases} 10^{-13.34} E_\nu^{-1.67} & \text{para } 10^{17} \text{ eV} \leq E_\nu \leq 10^{18} \text{ eV} \\ 10^{-3.62} E_\nu^{-2.75} & \text{para } 10^{18} \text{ eV} \leq E_\nu \leq 10^{18.36} \text{ eV} . \end{cases} \quad (7.9)$$

**TD-WMB12** : Neste caso o  $G\mu = 10^{-12}$  e assim o fluxo chega até energias maiores como  $10^{21}$  eV. A parametrização foi calculada com os dados logarítmicos do

fluxo e da energia em GeV entre  $10^{17}$  e  $10^{21}$  eV:

$$\frac{d\phi_{\nu_{TDWM B12}}}{dE_\nu} = \begin{cases} 10^{-11.25} E_\nu^{-1.55} & \text{para } 10^{17} \text{ eV} \leq E_\nu \leq 10^{18} \text{ eV} \\ 10^{-11.7} E_\nu^{-1.5} & \text{para } 10^{18} \text{ eV} \leq E_\nu \leq 10^{19} \text{ eV} \\ 10^{-9.7} E_\nu^{-1.7} & \text{para } 10^{19} \text{ eV} \leq E_\nu \leq 10^{20} \text{ eV} \\ 10^{-3.65} E_\nu^{-2.25} & \text{para } 10^{20} \text{ eV} \leq E_\nu \leq 10^{21} \text{ eV} . \end{cases} \quad (7.10)$$

## Neutrinos GZK

**CMB-91 ou CMB-W** : Este modelo foi proposto por Stecker *et al* [66] e tem seu fluxo apresentado na figura (7.1) como CMB-91 e na figura (7.3) como CMB-W. O fluxo chega até energias de  $10^{20}$  eV. A parametrização foi calculada com os dados logarítmicos do fluxo em  $[\text{cm}^2 \text{ s sr GeV}]^{-1}$  e da energia em GeV entre  $10^{17}$  e  $10^{20}$  eV:

$$\frac{d\phi_{\nu_{GZK91}}}{dE_\nu} = \begin{cases} 10^{-24.5} E_\nu^{-0.2} & \text{para } 10^{17} \text{ eV} \leq E_\nu \leq 10^{18} \text{ eV} \\ 10^{-20.9} E_\nu^{-0.6} & \text{para } 10^{18} \text{ eV} \leq E_\nu \leq 10^{19} \text{ eV} \\ 10^{-5.9} E_\nu^{-2.1} & \text{para } 10^{19} \text{ eV} \leq E_\nu \leq 10^{20} \text{ eV} . \end{cases} \quad (7.11)$$

**CMB-93** : Este modelo foi proposto por Yoshida e Teshima [67] e tem seu fluxo apresentado na figura (7.1). O fluxo chega até energias de  $10^{20}$  eV. A parametrização foi calculada com os dados logarítmicos do fluxo em  $[\text{cm}^2 \text{ s sr GeV}]^{-1}$  e da energia em GeV entre  $10^{17}$  e  $10^{20}$  eV:

$$\frac{d\phi_{\nu_{GZK93}}}{dE_\nu} = \begin{cases} 10^{-12.0} E_\nu^{-1.5} & \text{para } 10^{17} \text{ eV} \leq E_\nu \leq 10^{18} \text{ eV} \\ 10^{-7.5} E_\nu^{-2} & \text{para } 10^{18} \text{ eV} \leq E_\nu \leq 10^{19} \text{ eV} \\ 10^{-2.5} E_\nu^{-2.5} & \text{para } 10^{19} \text{ eV} \leq E_\nu \leq 10^{20} \text{ eV} . \end{cases} \quad (7.12)$$

## Z-burst

**Z-b** : Este modelo foi proposto por Yoshida *et al* [101] e tem seu fluxo apresentado na figura (7.3). O fluxo chega até energias de  $10^{22}$  eV. A parametrização foi calculada

com os dados logarítmicos do fluxo em  $[\text{cm}^2 \text{ s sr GeV}]^{-1}$  e da energia em GeV entre  $10^{17}$  e  $10^{21}$  eV:

$$\frac{d\phi_{\nu_{zb}}}{dE_\nu} = \begin{cases} 10^{-18.98} E_\nu^{-0.83} & \text{para } 10^{17} \text{ eV} \leq E_\nu \leq 10^{18} \text{ eV} \\ 10^{-18.89} E_\nu^{-0.84} & \text{para } 10^{18} \text{ eV} \leq E_\nu \leq 10^{19} \text{ eV} \\ 10^{-14.69} E_\nu^{-1.26} & \text{para } 10^{19} \text{ eV} \leq E_\nu \leq 10^{20} \text{ eV} \\ 10^{-15.68} E_\nu^{-1.17} & \text{para } 10^{20} \text{ eV} \leq E_\nu \leq 10^{21} \text{ eV} . \end{cases} \quad (7.13)$$

## 7.2 Cálculo das taxas de detecção dos neutrinos UHE

Foram feitos os cálculos da quantidade de eventos detetados nos casos simulados no capítulo 6 para os diferentes fluxos parametrizados e para os diferentes sabores de neutrinos para o tempo de funcionamento do PAO segundo a seguinte fórmula geral:

$$N = \int_{E_{\nu_i}}^{E_{\nu_f}} \frac{d\phi_{\nu}}{dE_{\nu}} P_{\nu \rightarrow sh}(E_{\nu}) A(E_{sh}) T dE_{\nu} . \quad (7.14)$$

O tempo de funcionamento do PAO  $T$  foi projetado para 20 anos. Os detetores de fluorescência somente funcionam o 10% do tempo, mas isso já é considerado na aceitação  $A$ .

Quanto aos sabores dos neutrinos, no caso do neutrino de sabor eletrônico, toda sua energia é transferida ao chuveiro:  $E_{sh} = E_{\nu_e}$ . No entanto, para energias UHE no caso do neutrino de sabor muônico ou tauônico (primeiro *bang*) somente 20% de sua energia é transferida ao chuveiro e 80% restante é levada pelo lépton (múon ou  $\tau$  respectivamente). O caso especial para identificar um neutrino de sabor tauônico é o *Double Bang*. Outro caso do neutrino de sabor tauônico é o caso da detecção do segundo *bang* gerado pelo decaimento do  $\tau$ .

Passa-se a descrever o cálculo para os casos simulados no capítulo anterior.

### 7.2.1 Neutrinos UHE descendentes

Precisa-se a parametrização da aceitação e da probabilidade  $P_{\nu \rightarrow sh}$  para obter o número de eventos que podem ser detetados para este caso. As aceitações para os chuveiros gerados por neutrinos UHE descendentes com ângulo zenital maiores do que  $60^\circ$ ,

70° e 80° apresentadas na figura (6.3), foram parametrizadas segundo:

$$\begin{aligned}
\mathcal{A}_{>60^\circ} &= \begin{cases} 482.75 \log(E_{sh}) - 3862.01 & \text{para } 10^{17}\text{eV} \leq E_{sh} \leq 10^{18}\text{eV} \\ 745.14 \log(E_{sh}) - 6223.53 & \text{para } 10^{18}\text{eV} \leq E_{sh} \leq 10^{19}\text{eV} \\ 345.80 \log(E_{sh}) - 2230.12 & \text{para } 10^{19}\text{eV} \leq E_{sh} \leq 10^{20}\text{eV} \\ 1573.69 & \text{para } 10^{20}\text{eV} \leq E_{sh} \leq 10^{21}\text{eV}, \end{cases} \\
\mathcal{A}_{>70^\circ} &= \begin{cases} 341.81 \log(E_{sh}) - 2734.50 & \text{para } 10^{17}\text{eV} \leq E_{sh} \leq 10^{18}\text{eV} \\ 439.83 \log(E_{sh}) - 3616.70 & \text{para } 10^{18}\text{eV} \leq E_{sh} \leq 10^{19}\text{eV} \\ 311.52 \log(E_{sh}) - 2333.58 & \text{para } 10^{19}\text{eV} \leq E_{sh} \leq 10^{20}\text{eV} \\ 1093.17 & \text{para } 10^{20}\text{eV} \leq E_{sh} \leq 10^{21}\text{eV}, \end{cases} \\
\mathcal{A}_{>80^\circ} &= \begin{cases} 148.11 \log(E_{sh}) - 1184.92 & \text{para } 10^{17}\text{eV} \leq E_{sh} \leq 10^{18}\text{eV} \\ 258.13 \log(E_{sh}) - 2175.12 & \text{para } 10^{18}\text{eV} \leq E_{sh} \leq 10^{19}\text{eV} \\ 214.46 \log(E_{sh}) - 1738.39 & \text{para } 10^{19}\text{eV} \leq E_{sh} \leq 10^{20}\text{eV} \\ 620.71 & \text{para } 10^{20}\text{eV} \leq E_{sh} \leq 10^{21}\text{eV}, \end{cases} \quad (7.15)
\end{aligned}$$

onde as aceitações  $\mathcal{A}$  estão em  $\text{km}^2 \text{ sr}$ .

Além dos resultados das simulações, foi feita uma projeção conservadora da aceitação do detetor para menores e maiores energias. Para a projeção inferior foi considerado o início da aceitação a energias de  $10^{17}$  eV, já que o detetor de fluorescência não é eficiente para energias menores. Para a projeção superior, foi considerado uma saturação da aceitação para energias acima de  $10^{20}$  eV. A parametrização feita é linear com o logaritmo da energia do chuveiro ( $E_{sh}$ ).

Outra quantidade importante é a probabilidade  $P_{\nu \rightarrow sh}$  de que um neutrino de energia  $E_\nu$  tenha uma interação no intervalo entre o ponto  $I$  e  $F$  gerando um chuveiro. Esta probabilidade depende da energia do neutrino  $E_\nu$  e da quantidade de matéria  $x_i$  e  $x_f$ :

$$P_{\nu \rightarrow sh}(E_\nu) = \int_{x_i}^{x_f} \frac{1}{L(E_\nu)} \exp\left(-\frac{x}{L(E_\nu)}\right) dx, \quad (7.16)$$



onde  $x$  é a quantidade de matéria atravessada,  $L(E_\nu)$  é o comprimento de interação definido na equação Eq. (4.9) – utilizou-se a seção de choque com os dados na tabela (4.1).

Para ter uma aproximação simples desta probabilidade  $P_{\nu \rightarrow sh}$  em função da energia, considerou-se  $P_{\nu \rightarrow sh} = P_{\nu \rightarrow sh}(\bar{E}_\nu)$  onde  $\bar{E}_\nu$  é a energia média para cada intervalo utilizado. Quanto à quantidade de matéria, o neutrino pode interagir em qualquer parte da atmosfera desde 1000 g/cm<sup>2</sup> até a quantidade máxima de matéria para cada ângulo zenital. Para diferenciar os chuviros iniciados pelos neutrinos dos chuviros iniciados pelos raios cósmicos hadrônicos, utilizou-se 1000 g/cm<sup>2</sup> como a quantidade de matéria inicial. Sendo o máximo ângulo zenital 90°, o neutrino poderia interagir entre 1000 g/cm<sup>2</sup> e 36479 g/cm<sup>2</sup>, calculou-se  $P_1$ :

$$P_1 = \int_{1000}^{36479} \frac{1}{L(\bar{E}_\nu)} \exp\left(-\frac{x}{L(\bar{E}_\nu)}\right) dx. \quad (7.17)$$

Mas a quantidade máxima de matéria varia com o ângulo zenital. Para os ângulos menores incluídos, como por exemplo 80°, a máxima quantidade de matéria é somente 5765 g/cm<sup>2</sup>. Assim o intervalo de integração para o  $P_1$  torna-se muito maior ao intervalo real para cada ângulo zenital, sendo que a probabilidade  $P_1$  encontra-se sobre-estimada. Para calcular outra aproximação mais real para  $P_2$ , utilizou-se uma quantidade de matéria média para o alcance angular considerado como a quantidade de matéria máxima:

$$P_2 = \begin{cases} \int_{1000}^{7110} 1/L(\bar{E}_\nu) \exp\left(-x/L(\bar{E}_\nu)\right) dx & \text{para } 60^\circ \leq \theta \leq 90^\circ \\ \int_{1000}^{9340} 1/L(\bar{E}_\nu) \exp\left(-x/L(\bar{E}_\nu)\right) dx & \text{para } 70^\circ \leq \theta \leq 90^\circ \\ \int_{1000}^{14243} 1/L(\bar{E}_\nu) \exp\left(-x/L(\bar{E}_\nu)\right) dx & \text{para } 80^\circ \leq \theta \leq 90^\circ. \end{cases} \quad (7.18)$$

Calculou-se então o número de eventos que podem ser detetados pelos detetores de fluorescência do PAO em diferentes intervalos de energias ( $E_A$ ,  $E_B$ ,  $E_C$ ,  $E_D$ ,  $E_{total}$ ) com diferentes probabilidades ( $P_1$  e  $P_2$ ) para os diferentes fluxos e diferentes sabores dos neutrinos. Os resultados são apresentados nas tabelas (7.1) e (7.2) respectivamente para os

neutrinos de sabor muônico ou tauônico (primeiro *bang*) e os neutrinos de sabor eletrônico.

Os intervalos de energia são diferentes para cada sabor do neutrino, assim para os neutrinos de sabor eletrônico  $E_A$  encontra-se entre  $10^{17}$  e  $10^{18}$  eV,  $E_B$  entre  $10^{18}$  e  $10^{19}$  eV,  $E_C$  entre  $10^{19}$  e  $10^{20}$  eV e  $E_D$  entre  $10^{20}$  e  $10^{21}$  eV. Para os neutrinos de sabor muônico e tauônico(primeiro *bang*),  $E_A$  encontra-se entre  $5 \times 10^{17}$  eV e  $5 \times 10^{18}$  eV,  $E_B$  entre  $5 \times 10^{18}$  eV e  $5 \times 10^{19}$  eV,  $E_C$  entre  $5 \times 10^{19}$  eV e  $5 \times 10^{20}$  eV e  $E_D$  entre  $5 \times 10^{20}$  eV e  $5 \times 10^{21}$  eV.

Modelo	$\mathcal{A}$	P	$E_A$	$E_B$	$E_C$	$E_D$	$E_{total}$
AGN-92C	$> 60^\circ$	$P_1$	.959	.148e-1	0.	0.	.973
	$> 60^\circ$	$P_2$	.165	.255e-2	0.	0.	.167
	$> 70^\circ$	$P_1$	.679	.102e-1	0.	0.	.689
	$> 70^\circ$	$P_2$	.159	.241e-2	0.	0.	.161
	$> 80^\circ$	$P_1$	.294	.464e-2	0.	0.	.298
	$> 80^\circ$	$P_2$	.109	.173e-2	0.	0.	.111
AGN-P96	$> 60^\circ$	$P_1$	370.843	25.694	0.	0.	396.538
	$> 60^\circ$	$P_2$	63.826	4.422	0.	0.	68.249
	$> 70^\circ$	$P_1$	262.575	17.666	0.	0.	280.242
	$> 70^\circ$	$P_2$	61.696	4.151	0.	0.	65.847
	$> 80^\circ$	$P_1$	113.780	8.060	0.	0.	121.840
	$> 80^\circ$	$P_2$	42.445	3.007	0.	0.	45.453
AGN-95C	$> 60^\circ$	$P_1$	.144	0.	0.	0.	.144
	$> 60^\circ$	$P_2$	.248e-1	0.	0.	0.	.248e-1
	$> 70^\circ$	$P_1$	.102	0.	0.	0.	.102
	$> 70^\circ$	$P_2$	.240e-1	0.	0.	0.	.240e-1
	$> 80^\circ$	$P_1$	.442e-1	0.	0.	0.	.442e-1
	$> 80^\circ$	$P_2$	.165e-1	0.	0.	0.	.165e-1
AGN-M95	$> 60^\circ$	$P_1$	329.112	156.279	1.312	0.	486.704
	$> 60^\circ$	$P_2$	56.644	26.900	.225	0.	83.770
	$> 70^\circ$	$P_1$	233.028	106.292	.846	0.	340.166
	$> 70^\circ$	$P_2$	54.753	24.977	.198	0.	79.930
	$> 80^\circ$	$P_1$	100.976	49.415	.445	0.	150.838
	$> 80^\circ$	$P_2$	37.669	18.436	.166	0.	56.272
GRB-WB	$> 60^\circ$	$P_1$	15.487	16.566	7.072	1.063	40.190
	$> 60^\circ$	$P_2$	2.665	2.851	1.217	.183	6.918
	$> 70^\circ$	$P_1$	10.966	11.080	4.658	.739	27.443
	$> 70^\circ$	$P_2$	2.576	2.603	1.094	.173	6.449
	$> 80^\circ$	$P_1$	4.751	5.301	2.510	.419	12.983
	$> 80^\circ$	$P_2$	1.772	1.977	.936	.156	4.844
TD-92	$> 60^\circ$	$P_1$	119.376	413.226	590.947	196.188	1319.739
	$> 60^\circ$	$P_2$	20.546	71.129	101.748	33.800	227.225
	$> 70^\circ$	$P_1$	84.524	273.408	392.080	136.282	886.296
	$> 70^\circ$	$P_2$	19.860	64.248	92.159	32.052	208.320
	$> 80^\circ$	$P_1$	36.626	133.233	212.921	77.383	460.164
	$> 80^\circ$	$P_2$	13.663	49.707	79.454	28.890	171.715
TD-96	$> 60^\circ$	$P_1$	25.835	69.133	73.674	17.923	186.567
	$> 60^\circ$	$P_2$	4.446	11.900	12.685	3.088	32.120
	$> 70^\circ$	$P_1$	18.293	45.849	48.750	12.450	125.343
	$> 70^\circ$	$P_2$	4.298	10.774	11.458	2.928	29.459
	$> 80^\circ$	$P_1$	7.926	22.253	26.401	7.069	63.652
	$> 80^\circ$	$P_2$	2.957	8.302	9.852	2.639	23.751
continua							

Modelo	$\mathcal{A}$	P	$E_A$	$E_B$	$E_C$	$E_D$	$E_{total}$
TD-W	$> 60^\circ$	$P_1$	91.414	162.210	79.036	9.914	342.575
	$> 60^\circ$	$P_2$	15.733	27.921	13.608	1.708	58.971
	$> 70^\circ$	$P_1$	64.725	108.210	52.015	6.887	231.839
	$> 70^\circ$	$P_2$	15.208	25.428	12.226	1.619	54.483
	$> 80^\circ$	$P_1$	28.047	52.002	28.013	3.910	111.973
	$> 80^\circ$	$P_2$	10.463	19.401	10.453	1.460	41.777
TD-WMB16	$> 60^\circ$	$P_1$	.893e-2	0.	0.	0.	.893e-2
	$> 60^\circ$	$P_2$	.153e-2	0.	0.	0.	.153e-2
	$> 70^\circ$	$P_1$	.632e-2	0.	0.	0.	.632e-2
	$> 70^\circ$	$P_2$	.148e-2	0.	0.	0.	.148e-2
	$> 80^\circ$	$P_1$	.274e-2	0.	0.	0.	.274e-2
	$> 80^\circ$	$P_2$	.102e-2	0.	0.	0.	.102e-2
TD-WMB12	$> 60^\circ$	$P_1$	33.045	87.263	61.847	6.566	188.722
	$> 60^\circ$	$P_2$	5.687	15.020	10.648	1.131	32.488
	$> 70^\circ$	$P_1$	23.397	57.980	40.699	4.561	126.638
	$> 70^\circ$	$P_2$	5.497	13.625	9.566	1.072	29.761
	$> 80^\circ$	$P_1$	10.138	28.053	21.917	2.589	62.699
	$> 80^\circ$	$P_2$	3.782	10.466	8.178	.966	23.394
CMB-91	$> 60^\circ$	$P_1$	5.474	41.549	9.707	0.	56.731
	$> 60^\circ$	$P_2$	.942	7.152	1.671	0.	9.765
	$> 70^\circ$	$P_1$	3.876	27.620	6.270	0.	37.767
	$> 70^\circ$	$P_2$	.910	6.490	1.473	0.	8.875
	$> 80^\circ$	$P_1$	1.679	13.353	3.311	0.	18.344
	$> 80^\circ$	$P_2$	.626	4.981	1.235	0.	6.844
CMB-93	$> 60^\circ$	$P_1$	11.912	11.173	1.136	0.	24.222
	$> 60^\circ$	$P_2$	2.050	1.923	.195	0.	4.169
	$> 70^\circ$	$P_1$	8.434	7.514	.733	0.	16.682
	$> 70^\circ$	$P_2$	1.981	1.765	.172	0.	3.920
	$> 80^\circ$	$P_1$	3.654	3.561	.387	0.	7.603
	$> 80^\circ$	$P_2$	1.363	1.328	.144	0.	2.836
Z-b	$> 60^\circ$	$P_1$	3.130	26.823	62.353	37.384	129.692
	$> 60^\circ$	$P_2$	.538	4.617	10.736	6.440	22.332
	$> 70^\circ$	$P_1$	2.216	17.665	41.595	25.969	87.447
	$> 70^\circ$	$P_2$	.520	4.151	9.777	6.107	20.556
	$> 80^\circ$	$P_1$	.960	8.675	22.712	14.745	47.094
	$> 80^\circ$	$P_2$	.358	3.236	8.475	5.505	17.575

Tabela 7.1: Número de eventos gerados por neutrinos de sabor muônico ou tauônico (primeiro *bang*) detetados durante o tempo de operação do PAO pelos detetores de fluorescência. O cálculo utiliza a aceitação para chuveiros de ângulos maiores do que  $60^\circ$ ,  $70^\circ$  e  $80^\circ$  e com diferentes probabilidades de interação  $P_1$  e  $P_2$ .

## 7.2.2 Neutrinos UHE ascendentes que não atravessaram a Terra

Neste caso o alcance angular dos neutrinos gerados é pequeno, assim somente tem-se uma aceitação calculada para ângulos zenitais entre 90 e 101°. A parametrização desta aceitação com a energia é a seguinte:

$$A_{90-101^\circ} [\text{km}^2 \text{sr}] = \begin{cases} 145.13 \log(E_{sh}) - 1161.06 & \text{para } 10^{17} \text{ eV} \leq E_{sh} \leq 10^{18} \text{ eV} \\ 328.68 \log(E_{sh}) - 2813.00 & \text{para } 10^{18} \text{ eV} \leq E_{sh} \leq 10^{19} \text{ eV} \\ 213.43 \log(E_{sh}) - 1660.48 & \text{para } 10^{19} \text{ eV} \leq E_{sh} \leq 10^{20} \text{ eV} \\ 687.24 & \text{para } 10^{20} \text{ eV} \leq E_{sh} \leq 10^{21} \text{ eV}. \end{cases} \quad (7.19)$$

Mas como foi descrito no capítulo anterior, esta aceitação é somente calculada para os neutrinos com uma geometria tal, que não penetram a Terra. Mas para este ângulo sólido alguns neutrinos não são levados em conta já que atravessaram a Terra. Assim para efeitos de fluxo, precisam ser levados em conta todos os eventos. Para cada uma das três energias simuladas encontraram-se ao redor de 5000 eventos (4975, 5034, 4983) que tinham atravessado a Terra, além dos que foram simulados (1800, 1800, 1800). Com isto ficam diminuídas as aceitações a um 0.26 do valor calculado:

$$\mathcal{A}_{Real90-101^\circ} [\text{km}^2 \text{sr}] = 0.26 \mathcal{A}_{90-101^\circ}. \quad (7.20)$$

Neste caso o cálculo da probabilidade  $P_{\nu \rightarrow sh}$  é somente na parte ascendente da trajetória, mas também muda muito devido a energia, assim para ter uma aproximação simples desta probabilidade  $P_{\nu \rightarrow sh}$  em função da energia, pode-se considerar uma probabilidade fixa, a probabilidade da energia média para cada intervalo de energia onde foi parametrizada a aceitação e o fluxo dos neutrinos. Mas a probabilidade também muda com a máxima quantidade de matéria atravessada para cada ângulo zenital, que nesta geometria é equivalente à máxima quantidade de matéria atravessadas nas trajetórias horizontais a diferentes alturas. A máxima quantidade de matéria atravessada ocorre para a altura de 0.0 km como pode ser visto na figura (5.6), mas como o PAO encontra-se a

1.4 km, então a máxima quantidade de matéria atravessada é  $62648 \text{ g/cm}^2$  e como somente são gerados os chuviros na parte ascendente, a probabilidade  $P_1$  é calculada entre a metade da trajetória ( $31324 \text{ g/cm}^2$ ) e o final da trajetória ( $62648 \text{ g/cm}^2$ ):

$$P_1 = \int_{31324}^{62648} \frac{1}{L(\overline{E}_\nu)} \exp\left(-\frac{x}{L(\overline{E}_\nu)}\right) dx . \quad (7.21)$$

Esta probabilidade  $P_1$  é um limite superior, pois na verdade é somente válida nesta altura de 1.4 km. Mas deve ser levado em conta que para alturas maiores, a máxima quantidade de matéria é menor, por exemplo para uma altura de 30 km a máxima quantidade de matéria é somente  $1000 \text{ g/cm}^2$ . Assim como uma aproximação poderá-se utilizar a média da quantidade de matéria das trajetórias horizontais em função da altura, mas levando em conta que a altura onde são gerados os chuviros muda segundo a equação eq. (6.13), quer dizer, as alturas menores têm maior probabilidade de ser geradas. A média resultante é de  $31324 \text{ g/cm}^2$ , mas como somente são gerados na metade ascendente da trajetória, então os limites de integração da probabilidade mais real  $P_2$  são:

$$P_2 = \int_{16116}^{32232} \frac{1}{L(\overline{E}_\nu)} \exp\left(-\frac{x}{L(\overline{E}_\nu)}\right) dx . \quad (7.22)$$

Calculou-se então o número de eventos que podem ser detectados pelos detectores de fluorescência do PAO em diferentes intervalos de energias ( $E_A, E_B, E_C, E_D, E_{total}$ ) com diferentes probabilidades ( $P_1$  e  $P_2$ ) para diferentes fluxos e diferentes sabores de neutrinos. Os resultados para neutrinos de sabor eletrônico são apresentados na tabela (7.4) e para neutrinos de sabor muônico ou tauônico (primeiro *bang*) na tabela (7.3). Os intervalos da energia são iguais aos dos neutrinos descendentes.

Modelo	$\mathcal{A}$	P	$E_A$	$E_B$	$E_C$	$E_D$	$E_{total}$
AGN-92C	$> 60^\circ$	$P_1$	97.050	1.807	0.	0.	98.858
	$> 60^\circ$	$P_2$	16.703	.311	0.	0.	17.014
	$> 70^\circ$	$P_1$	68.716	1.241	0.	0.	69.958
	$> 70^\circ$	$P_2$	16.145	.291	0.	0.	16.437
	$> 80^\circ$	$P_1$	29.776	.567	0.	0.	30.344
	$> 80^\circ$	$P_2$	11.108	.211	0.	0.	11.319
AGN-P96	$> 60^\circ$	$P_1$	2762.248	1081.626	9.412	0.	3853.287
	$> 60^\circ$	$P_2$	475.406	186.174	1.620	0.	663.201
	$> 70^\circ$	$P_1$	1955.811	738.353	6.046	0.	2700.212
	$> 70^\circ$	$P_2$	459.541	173.499	1.421	0.	634.461
	$> 80^\circ$	$P_1$	847.497	341.105	3.174	0.	1191.777
	$> 80^\circ$	$P_2$	316.156	127.257	1.184	0.	444.597
AGN-95C	$> 60^\circ$	$P_1$	59.665	.161	0.	0.	59.827
	$> 60^\circ$	$P_2$	10.268	.278e-1	0.	0.	10.296
	$> 70^\circ$	$P_1$	42.246	.112	0.	0.	42.358
	$> 70^\circ$	$P_2$	9.926	.263e-1	0.	0.	9.952
	$> 80^\circ$	$P_1$	18.306	.503e-1	0.	0.	18.356
	$> 80^\circ$	$P_2$	6.829	.187e-1	0.	0.	6.847
AGN-M95	$> 60^\circ$	$P_1$	1157.374	1280.998	132.098	.131	2570.602
	$> 60^\circ$	$P_2$	199.194	220.490	22.742	.226e-1	442.449
	$> 70^\circ$	$P_1$	819.479	860.892	85.466	.912e-1	1765.930
	$> 70^\circ$	$P_2$	192.546	202.294	20.086	.214e-1	414.949
	$> 80^\circ$	$P_1$	355.099	408.539	45.210	.518e-1	808.901
	$> 80^\circ$	$P_2$	132.468	152.415	16.869	.193e-1	301.772
GRB-WB	$> 60^\circ$	$P_1$	60.213	64.409	27.500	7.447	159.571
	$> 60^\circ$	$P_2$	10.363	11.086	4.734	1.282	27.467
	$> 70^\circ$	$P_1$	42.634	43.080	18.112	5.173	109.000
	$> 70^\circ$	$P_2$	10.017	10.123	4.256	1.216	25.613
	$> 80^\circ$	$P_1$	18.474	20.610	9.762	2.937	51.785
	$> 80^\circ$	$P_2$	6.891	7.689	3.642	1.096	19.320
TD-92	$> 60^\circ$	$P_1$	181.507	628.314	957.145	846.439	2613.407
	$> 60^\circ$	$P_2$	31.238	108.148	164.782	145.794	449.964
	$> 70^\circ$	$P_1$	128.516	415.719	636.123	587.980	1768.340
	$> 70^\circ$	$P_2$	30.196	97.686	149.506	138.254	415.644
	$> 80^\circ$	$P_1$	55.689	202.582	346.045	333.864	938.181
	$> 80^\circ$	$P_2$	20.774	75.578	129.120	124.621	350.095
TD-96	$> 60^\circ$	$P_1$	48.165	128.887	149.016	94.536	420.606
	$> 60^\circ$	$P_2$	8.289	22.184	25.654	16.283	72.412
	$> 70^\circ$	$P_1$	34.103	85.479	98.832	65.670	284.085
	$> 70^\circ$	$P_2$	8.013	20.086	23.228	15.441	66.768
	$> 80^\circ$	$P_1$	14.778	41.488	53.651	37.288	147.206
	$> 80^\circ$	$P_2$	5.512	15.478	20.019	13.918	54.929
continua							

Modelo	$A$	$P$	$E_A$	$E_B$	$E_C$	$E_D$	$E_{total}$
TD-W	$> 60^\circ$	$P_1$	199.805	429.570	290.179	80.059	999.614
	$> 60^\circ$	$P_2$	34.388	73.939	49.957	13.789	172.075
	$> 70^\circ$	$P_1$	141.472	285.729	191.311	55.613	674.127
	$> 70^\circ$	$P_2$	33.240	67.141	44.963	13.076	158.422
	$> 80^\circ$	$P_1$	61.303	137.996	103.222	31.578	334.100
	$> 80^\circ$	$P_2$	22.868	51.482	38.515	11.787	124.654
TD-WMB16	$> 60^\circ$	$P_1$	.455e-1	.270e-1	0.	0.	.726e-1
	$> 60^\circ$	$P_2$	.784e-2	.465e-2	0.	0.	.124e-1
	$> 70^\circ$	$P_1$	.322e-1	.185e-1	0.	0.	.508e-1
	$> 70^\circ$	$P_2$	.758e-2	.436e-2	0.	0.	.119e-1
	$> 80^\circ$	$P_1$	.139e-1	.847e-2	0.	0.	.224e-1
	$> 80^\circ$	$P_2$	.521e-2	.316e-2	0.	0.	.838e-2
TD-WMB12	$> 60^\circ$	$P_1$	60.088	167.563	176.455	62.180	466.288
	$> 60^\circ$	$P_2$	10.341	28.841	30.378	10.710	80.272
	$> 70^\circ$	$P_1$	42.545	111.039	116.740	43.193	313.519
	$> 70^\circ$	$P_2$	9.996	26.092	27.437	10.156	73.682
	$> 80^\circ$	$P_1$	18.436	53.968	63.212	24.526	160.143
	$> 80^\circ$	$P_2$	6.877	20.134	23.586	9.154	59.753
CMB-91	$> 60^\circ$	$P_1$	1.761	42.706	80.178	0.	124.645
	$> 60^\circ$	$P_2$	.303	7.350	13.803	0.	21.457
	$> 70^\circ$	$P_1$	1.246	27.871	52.733	0.	81.852
	$> 70^\circ$	$P_2$	.292	6.549	12.393	0.	19.236
	$> 80^\circ$	$P_1$	.146e-15	13.898	28.381	0.	42.280
	$> 80^\circ$	$P_2$	.544e-16	5.185	10.590	0.	15.775
CMB-93	$> 60^\circ$	$P_1$	28.742	50.920	15.328	0.	94.991
	$> 60^\circ$	$P_2$	4.946	8.764	2.638	0.	16.350
	$> 70^\circ$	$P_1$	20.351	34.058	10.030	0.	64.440
	$> 70^\circ$	$P_2$	4.781	8.003	2.357	0.	15.142
	$> 80^\circ$	$P_1$	8.818	16.294	5.370	0.	30.483
	$> 80^\circ$	$P_2$	3.289	6.078	2.003	0.	11.372
Z-b	$> 60^\circ$	$P_1$	1.868	21.507	70.299	111.398	205.073
	$> 60^\circ$	$P_2$	.321	3.702	12.102	19.187	35.314
	$> 70^\circ$	$P_1$	1.322	14.088	46.842	77.382	139.635
	$> 70^\circ$	$P_2$	.310	3.310	11.009	18.195	32.825
	$> 80^\circ$	$P_1$	.573	6.982	25.548	43.939	77.043
	$> 80^\circ$	$P_2$	.213	2.605	9.532	16.401	28.752

Tabela 7.2: Número de eventos gerados por neutrinos de sabor eletrônico detetados durante o tempo de operação do PAO pelos detetores de fluorescência. O cálculo utiliza a aceitação para chuviscos de ângulos maiores do que  $60^\circ (A_{>60})$ ,  $70^\circ (A_{>70})$  e  $80^\circ (A_{>80})$  e com diferentes probabilidades de interação  $P_1$  e  $P_2$ .



Modelo	P	$E_A$	$E_B$	$E_C$	$E_D$	$E_{total}$
AGN-92C	$P_1$	.661e-1	.108e-2	0.	0.	.672e-1
	$P_2$	.340e-1	.560e-3	0.	0.	.345e-1
AGN-P96	$P_1$	25.572	1.916	.184e-3	0.	27.489
	$P_2$	13.158	.986	.948e-4	0.	14.145
AGN-95C	$P_1$	.100e-1	.115e-4	0.	0.	.100e-1
	$P_2$	.516e-2	.593e-5	0.	0.	.516e-2
AGN-M95	$P_1$	22.695	11.967	.118	0.	34.780
	$P_2$	11.678	6.159	.608e-1	0.	17.898
GRB-WB	$P_1$	1.068	1.319	.413	0.	2.801
	$P_2$	.549	.679	.212	0.	1.441
TD-92	$P_1$	8.232	33.733	27.840	0.	69.806
	$P_2$	4.235	17.361	14.334	0.	35.931
TD-96	$P_1$	1.781	5.614	3.784	0.	11.180
	$P_2$	.916	2.889	1.948	0.	5.754
TD-W	$P_1$	6.303	12.999	4.733	0.	24.036
	$P_2$	3.243	6.690	2.436	0.	12.371
TD-WMB16	$P_1$	.770e-3	.138e-3	0.	0.	.908e-3
	$P_2$	.396e-3	.710e-4	0.	0.	.467e-3
TD-WMB12	$P_1$	2.278	7.057	3.738	0.	13.074
	$P_2$	1.172	3.632	1.924	0.	6.729
CMB-91	$P_1$	.377	3.356	.876	0.	4.610
	$P_2$	.194	1.727	.451	0.	2.373
CMB-93	$P_1$	.821	.878	.102	0.	1.802
	$P_2$	.422	.452	.527e-1	0.	.927
Z-b	$P_1$	.215	2.212	2.410	0.	4.838
	$P_2$	.111	1.138	1.240	0.	2.490

Tabela 7.3: Número de eventos gerados por neutrinos de sabor muônico ou tauônico (primeiro *bang*) detetados durante o tempo de operação do PAO pelos FD. O cálculo utiliza a aceitação para chuveiros de ângulos entre 90 e 101° e com diferentes probabilidades de interação  $P_1$  e  $P_2$ .

Modelo	P	$E_A$	$E_B$	$E_C$	$E_D$	$E_{total}$
AGN-92C	$P_1$	6.692	.135	0.	0.	6.827
	$P_2$	3.443	.695e-1	0.	0.	3.513
AGN-P96	$P_1$	190.487	82.096	.845	0.	273.429
	$P_2$	98.015	42.248	.435	0.	140.699
AGN-95C	$P_1$	4.114	.121e-1	0.	0.	4.126
	$P_2$	2.117	.626e-2	0.	0.	2.123
AGN-M95	$P_1$	79.813	100.937	11.961	.131e-1	192.725
	$P_2$	41.068	51.944	6.157	.676e-2	99.177
GRB-WB	$P_1$	4.152	5.131	2.554	.170	12.008
	$P_2$	2.136	2.640	1.315	.876e-1	6.180
TD-92	$P_1$	12.516	51.296	90.054	14.135	168.003
	$P_2$	6.440	26.398	46.359	7.282	86.480
TD-96	$P_1$	3.321	10.467	13.979	1.824	29.592
	$P_2$	1.709	5.386	7.196	.939	15.232
TD-W	$P_1$	13.778	34.658	26.992	1.969	77.399
	$P_2$	7.089	17.836	13.895	1.014	39.836
TD-WMB16	$P_1$	.314e-2	.299e-2	0.	0.	.614e-2
	$P_2$	.161e-2	.154e-2	0.	0.	.316e-2
TD-WMB12	$P_1$	4.143	13.633	16.495	1.648	35.920
	$P_2$	2.132	7.015	8.491	.849	18.488
CMB-91	$P_1$	.121	3.591	7.432	0.	11.145
	$P_2$	.624e-1	1.848	3.826	0.	5.737
CMB-93	$P_1$	1.982	4.056	1.410	0.	7.449
	$P_2$	1.019	2.087	.726	0.	3.833
Z-b	$P_1$	.128	1.794	6.638	1.320	9.882
	$P_2$	.662e-1	.923	3.417	.680	5.087

Tabela 7.4: Número de eventos gerados por neutrinos de sabor eletrônico detetados durante o tempo de operação do PAO pelos FD. O cálculo utiliza a aceitação para chuveiros de ângulos entre 90 e 101° e com diferentes probabilidades de interação  $P_1$  e  $P_2$ .

### 7.2.3 Neutrinos UHE ascendentes que atravessaram a Terra

Precisa-se a parametrização da aceitação para diferentes alcances angulares e de energia e também precisa-se a probabilidade  $P_{\nu \rightarrow sh}$  para obter o número de eventos que podem ser detetados para este caso. Primeiro será definida a probabilidade. Como pode ser observado dos cálculos dos eventos anteriores, para probabilidades menores de  $10^{-7}$  não é possível detetar nenhum neutrino no PAO até para os modelos de maiores fluxos de neutrinos.

A probabilidade para este caso é mais complexa e foi calculada com a equação Eq. (6.26). Para uma energia fixa, a probabilidade aumenta com o aumento do ângulo de emergência, assim a máxima probabilidade ocorre para o maior ângulo de emergência em cada energia. Em geral a probabilidade diminui com o aumento da energia para um ângulo de emergência dado, mas para ângulos de emergência muito perto aos  $90^\circ$ , ocorre um comportamento diferente: a probabilidade aumenta com o aumento da energia nas energias menores e somente nas energias maiores a probabilidade diminui com o aumento da energia até que para os  $90^\circ$  a probabilidade aumenta com a energia. Mas para quase todo o alcance angular simulado a probabilidade diminui com a energia para um ângulo de emergência fixo, precisando que o ângulo com esta probabilidade mínima de  $10^{-7}$  seja cada vez maior com o aumento da energia, deixando cada vez menor o ângulo sólido, onde poderiam ser produzidos estes chuveiros ascendentes. Com estes resultados é construída a tabela (7.5) com os ângulos de emergência que têm uma probabilidade igual à mínima probabilidade de  $10^{-7}$  para cada energia e com a máxima probabilidade para cada energia.

Para ângulos menores ao ângulo mínimo para cada energia a probabilidade é considerada nula. Como foi feito nos cálculos anteriores, será utilizada uma aproximação da probabilidade em função da energia em cada intervalo de energia, utilizando uma energia média. Assim para os neutrinos de sabor muônico, com energias médias de  $10^{18}, 10^{19}, 10^{20}$  e  $10^{21}$  eV, somente um alcance angular a partir de  $75^\circ$  poderia dar uma detecção não nula. No entanto, para os neutrinos de sabor eletrônico, com energias médias de  $5 \times 10^{17}, 5 \times 10^{18}, 5 \times 10^{19}$  e  $5 \times 10^{20}$  eV, alcances angulares a partir de  $72^\circ$  poderiam

$E$ [eV]	Ângulo mínimo	Prob. máxima
$1.0 \times 10^{17}$	62°	.99e-4
$5.0 \times 10^{17}$	72°	.18e-3
$1.0 \times 10^{18}$	75°	.23e-3
$5.0 \times 10^{18}$	80°	.41e-3
$1.0 \times 10^{19}$	82°	.53e-3
$5.0 \times 10^{19}$	85°	.95e-3
$1.0 \times 10^{20}$	86°	.12e-2
$5.0 \times 10^{20}$	87.5°	.22e-2
$1.0 \times 10^{21}$	88°	.28e-2
$5.0 \times 10^{21}$	89°	.50e-2

Tabela 7.5: Ângulo mínimo e probabilidade máxima para cada energia de neutrinos UHE que atravessam a Terra e conseguem gerar um chuva com seu máximo dentro da atmosfera.

ser significativos.

O alcance da probabilidade muda com o ângulo de emergência várias ordens de magnitude de  $10^{-7}$  a  $10^{-2}$ , sendo assim que a aproximação dos casos anteriores de ter somente uma probabilidade média angular para cada intervalo de energia é insuficiente. Assim uma aproximação melhor pode ser com probabilidades médias em pequenos alcances angulares. Para o cálculo da taxa de detecção, precisa-se também de outra magnitude que depende do alcance angular: a aceitação, a qual também será dividida em pequenos alcances angulares. Da definição da aceitação na equação Eq. (6.7), a área e o ciclo de trabalho são constantes, tendo o ângulo sólido que depende do ângulo de emergência e a eficiência que depende da energia e em certa forma do ângulo de emergência. Mas esta dependência não é muito forte, quer dizer a eficiência de chuvas de 81° não é muito diferente a eficiência para chuvas de 83°, mas sim um pouco diferente de chuvas de 89°.

Foram feitas duas divisões: uma com alcances angulares de 5° (entre 70 e 75°, entre 75 e 80°, entre 80 e 85° e entre 85 e 90°) e já que os ângulos grandes têm maior importância a outra divisão foi feita entre 70 e 80°, entre 80 e 82.5°, entre 82.5 e 85°, entre 85 e 87.5° e entre 87.5 e 90°. Assim em cada pequeno alcance angular considera-se eficiência

constante com o ângulo, sendo que ficará a aceitação por ângulo sólido dependente somente da energia do chuveiro. Assim a multiplicação da probabilidade pela aceitação é calculada segundo:

$$\begin{aligned}
 P(E_\nu) A(E_{sh}) = & \int_0^{2\pi} \left[ \int_{70}^{80} P(\theta, \overline{E_{nu}}) \frac{A_{70-80}(E_{sh})}{\Omega_{70-80}} d\Omega + \int_{80}^{82.5} P(\theta, \overline{E_{nu}}) \frac{A_{80-82.5}(E_{sh})}{\Omega_{80-82.5}} d\Omega \right. \\
 & + \int_{82.5}^{85} P(\theta, \overline{E_{nu}}) \frac{A_{82.5-85}(E_{sh})}{\Omega_{82.5-85}} d\Omega + \int_{85}^{87.5} P(\theta, \overline{E_{nu}}) \frac{A_{85-87.5}(E_{sh})}{\Omega_{85-87.5}} d\Omega \\
 & \left. + \int_{87.5}^{90} P(\theta, \overline{E_{nu}}) \frac{A_{87.5-90}(E_{sh})}{\Omega_{87.5-90}} d\Omega \right] . \quad (7.23)
 \end{aligned}$$

De forma similar é calculada esta expressão para a outra divisão de alcances angulares.

Foram calculadas as aceitações para os diferentes alcances angulares e foram parametrizadas as aceitações por unidade de ângulo sólido com a energia. São apresentadas as parametrizações correspondentes aos ângulos de emergência grandes:

$$\frac{A_{80-82.5^\circ}[\text{km}^2]}{\Omega_{80-82.5^\circ}} = \begin{cases} 126.22 \log(E_{sh}) - 1009.79 & \text{para } 10^{17} \text{ eV} \leq E_{sh} \leq 10^{18} \text{ eV} \\ 401.88 \log(E_{sh}) - 3490.76 & \text{para } 10^{18} \text{ eV} \leq E_{sh} \leq 10^{19} \text{ eV} \\ 205.65 \log(E_{sh}) - 1528.39 & \text{para } 10^{19} \text{ eV} \leq E_{sh} \leq 10^{20} \text{ eV} \\ 733.76 & \text{para } 10^{20} \text{ eV} \leq E_{sh} \leq 10^{21} \text{ eV} , \end{cases}$$

$$\frac{A_{82.5-85^\circ}[\text{km}^2]}{\Omega_{82.5-85^\circ}} = \begin{cases} 102.19 \log(E_{sh}) - 817.57 & \text{para } 10^{17} \text{ eV} \leq E_{sh} \leq 10^{18} \text{ eV} \\ 372.05 \log(E_{sh}) - 3246.28 & \text{para } 10^{18} \text{ eV} \leq E_{sh} \leq 10^{19} \text{ eV} \\ 122.16 \log(E_{sh}) - 747.36 & \text{para } 10^{19} \text{ eV} \leq E_{sh} \leq 10^{20} \text{ eV} \\ 596.41 & \text{para } 10^{20} \text{ eV} \leq E_{sh} \leq 10^{21} \text{ eV} , \end{cases}$$

$$\frac{A_{85-87.5^\circ}[\text{km}^2]}{\Omega_{85-87.5^\circ}} = \begin{cases} 89.02 \log(E_{sh}) - 712.19 & \text{para } 10^{17} \text{ eV} \leq E_{sh} \leq 10^{18} \text{ eV} \\ 168.79 \log(E_{sh}) - 1430.13 & \text{para } 10^{18} \text{ eV} \leq E_{sh} \leq 10^{19} \text{ eV} \\ 189.85 \log(E_{sh}) - 1640.74 & \text{para } 10^{19} \text{ eV} \leq E_{sh} \leq 10^{20} \text{ eV} \\ 447.67 & \text{para } 10^{20} \text{ eV} \leq E_{sh} \leq 10^{21} \text{ eV} , \end{cases}$$

$$\frac{A_{87.5-90^\circ}[\text{km}^2]}{\Omega_{87.5-90^\circ}} = \begin{cases} 82.19 \log(E_{sh}) - 657.54 & \text{para } 10^{17} \text{ eV} \leq E_{sh} \leq 10^{18} \text{ eV} \\ 115.99 \log(E_{sh}) - 961.73 & \text{para } 10^{18} \text{ eV} \leq E_{sh} \leq 10^{19} \text{ eV} \\ 57.58 \log(E_{sh}) - 377.68 & \text{para } 10^{19} \text{ eV} \leq E_{sh} \leq 10^{20} \text{ eV} \\ 255.77 & \text{para } 10^{20} \text{ eV} \leq E_{sh} \leq 10^{21} \text{ eV} . \end{cases} \quad (7.24)$$

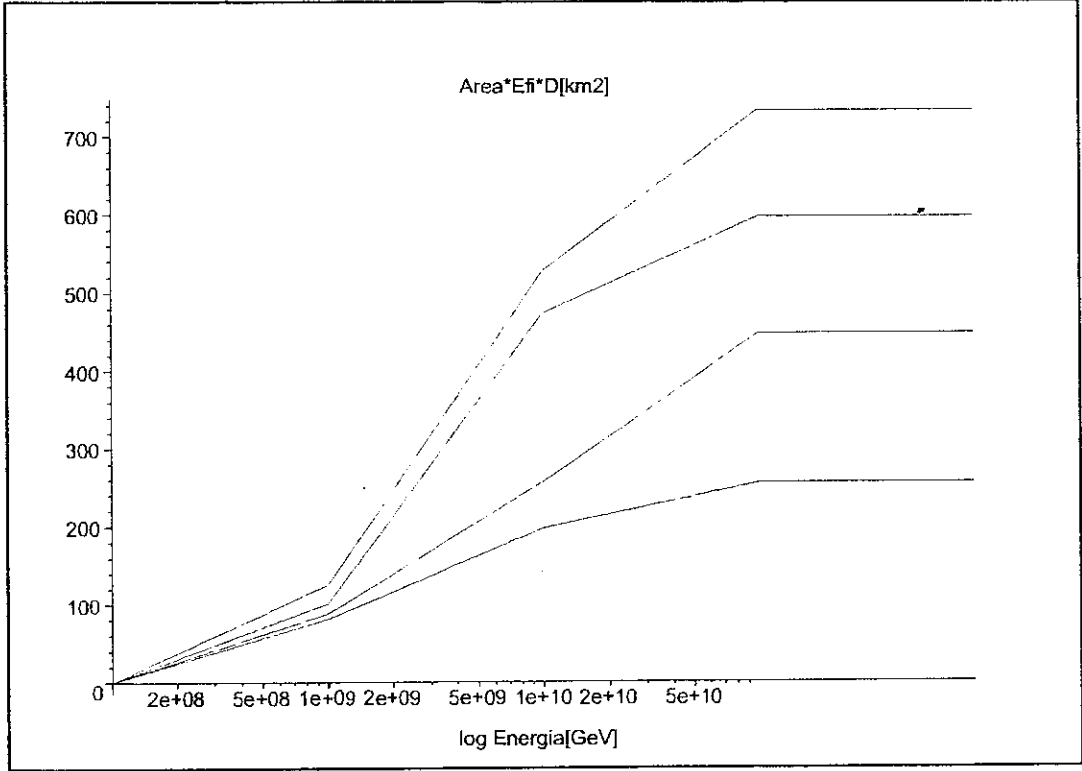


Figura 7.4: Aceitação por ângulo sólido para 4 pequenos intervalos angulares em função da energia do chuveiro (entre 80 e 82.5°, entre 82.5 e 85°, entre 85 e 87.5° e entre 87.5 e 90°.)

Calculou-se então com a equação Eq. (7.14) o número de eventos que podem ser detectados pelos detectores de fluorescência do PAO em diferentes intervalos de energia ( $E_A$ ,  $E_B$ ,  $E_C$ ,  $E_D$ ,  $E_{total}$ ) para as duas formas de divisão dos alcances angulares e para diferentes fluxos e diferentes sabores de neutrinos. Os resultados para neutrinos de sabor eletrônico são apresentados na tabela (7.9) e para neutrinos de sabor muônico ou tauônico (primeiro *bang*) na tabela (7.6). Os intervalos da energia são iguais aos dos neutrinos descendentes.

Modelo	$\theta$	$E_A$	$E_B$	$E_C$	$E_D$	$E_{total}$
AGN-92C	$70^\circ \rightarrow 90^\circ$	.316e-1	.252e-3	0.	0.	.318e-1
	$70^\circ \rightarrow 80^\circ$	.321e-3	.577e-7	0.	0.	.322e-3
	$80^\circ \rightarrow 82.5^\circ$	.549e-3	.369e-6	0.	0.	.549e-3
	$82.5^\circ \rightarrow 85^\circ$	.148e-2	.273e-5	0.	0.	.148e-2
	$85^\circ \rightarrow 87.5^\circ$	.493e-2	.200e-4	0.	0.	.495e-2
	$87.5^\circ \rightarrow 90^\circ$	.243e-1	.229e-3	0.	0.	.245e-1
AGN-P96	$70^\circ \rightarrow 90^\circ$	12.617	.440	.171e-4	0.	13.057
	$70^\circ \rightarrow 80^\circ$	.905e-1	.881e-4	.284e-12	0.	.906e-1
	$80^\circ \rightarrow 82.5^\circ$	.167	.567e-3	.242e-10	0.	.168
	$82.5^\circ \rightarrow 85^\circ$	.492	.426e-2	.224e-8	0.	.496
	$85^\circ \rightarrow 87.5^\circ$	1.817	.319e-1	.142e-6	0.	1.849
	$87.5^\circ \rightarrow 90^\circ$	10.048	.403	.170e-4	0.	10.452
AGN-95C	$70^\circ \rightarrow 90^\circ$	.467e-2	.268e-5	0.	0.	.468e-2
	$70^\circ \rightarrow 80^\circ$	.586e-4	.604e-9	0.	0.	.586e-4
	$80^\circ \rightarrow 82.5^\circ$	.963e-4	.385e-8	0.	0.	.963e-4
	$82.5^\circ \rightarrow 85^\circ$	.248e-3	.284e-7	0.	0.	.248e-3
	$85^\circ \rightarrow 87.5^\circ$	.774e-3	.212e-6	0.	0.	.774e-3
	$87.5^\circ \rightarrow 90^\circ$	.350e-2	.244e-5	0.	0.	.350e-2
AGN-M95	$70^\circ \rightarrow 90^\circ$	11.462	2.718	.111e-1	.337e-8	14.192
	$70^\circ \rightarrow 80^\circ$	.574e-1	.438e-3	.175e-9	.107e-25	.578e-1
	$80^\circ \rightarrow 82.5^\circ$	.118	.284e-2	.147e-7	.196e-21	.121
	$82.5^\circ \rightarrow 85^\circ$	.381	.220e-1	.136e-5	.486e-17	.403
	$85^\circ \rightarrow 87.5^\circ$	1.551	.171	.880e-4	.117e-12	1.723
	$87.5^\circ \rightarrow 90^\circ$	9.353	2.521	.110e-1	.337e-8	11.886
GRB-WB	$70^\circ \rightarrow 90^\circ$	.541	.293	.610e-1	.428e-2	.900
	$70^\circ \rightarrow 80^\circ$	.254e-2	.298e-4	.532e-9	.135e-19	.257e-2
	$80^\circ \rightarrow 82.5^\circ$	.535e-2	.198e-3	.442e-7	.248e-15	.555e-2
	$82.5^\circ \rightarrow 85^\circ$	.175e-1	.164e-2	.408e-5	.615e-11	.192e-1
	$85^\circ \rightarrow 87.5^\circ$	.725e-1	.145e-1	.281e-3	.149e-6	.873e-1
	$87.5^\circ \rightarrow 90^\circ$	.443	.277	.607e-1	.427e-2	.785
TD-92	$70^\circ \rightarrow 90^\circ$	3.934	6.849	4.990	.789	16.563
	$70^\circ \rightarrow 80^\circ$	.138e-1	.473e-3	.313e-7	.250e-17	.143e-1
	$80^\circ \rightarrow 82.5^\circ$	.326e-1	.323e-2	.259e-5	.458e-13	.358e-1
	$82.5^\circ \rightarrow 85^\circ$	.115	.291e-1	.240e-3	.113e-8	.145
	$85^\circ \rightarrow 87.5^\circ$	.5092	.287	.173e-1	.275e-4	.814
	$87.5^\circ \rightarrow 90^\circ$	3.263	6.528	4.972	.789	15.554
TD-96	$70^\circ \rightarrow 90^\circ$	.979	1.337	.663	.721e-1	3.052
	$70^\circ \rightarrow 80^\circ$	.366e-2	.101e-3	.510e-8	.228e-18	.376e-2
	$80^\circ \rightarrow 82.5^\circ$	.841e-2	.686e-3	.423e-6	.419e-14	.909e-2
	$82.5^\circ \rightarrow 85^\circ$	.293e-1	.604e-2	.390e-4	.103e-9	.354e-1
	$85^\circ \rightarrow 87.5^\circ$	.127	.5814e-1	.274e-2	.251e-5	.188
	$87.5^\circ \rightarrow 90^\circ$	.810	1.272	.660	.721e-1	2.816
continua						

Modelo	$\theta$	$E_A$	$E_B$	$E_C$	$E_D$	$E_{total}$
TD-W	$70^\circ \rightarrow 90^\circ$	3.219	2.885	.681	.398e-1	6.826
	$70^\circ \rightarrow 80^\circ$	.128e-1	.269e-3	.608e-8	.126e-18	.131e-1
	$80^\circ \rightarrow 82.5^\circ$	.287e-1	.179e-2	.505e-6	.231e-14	.305e-1
	$82.5^\circ \rightarrow 85^\circ$	.986e-1	.151e-1	.466e-4	.573e-10	.113
	$85^\circ \rightarrow 87.5^\circ$	.422	.1370	.321e-2	.139e-5	.562
	$87.5^\circ \rightarrow 90^\circ$	2.656	2.731	.678	.398e-1	6.106
TD-WMB16	$70^\circ \rightarrow 90^\circ$	.386e-3	.316e-4	0.	0.	.417e-3
	$70^\circ \rightarrow 80^\circ$	.223e-5	.7360-8	0.	0.	.224e-5
	$80^\circ \rightarrow 82.5^\circ$	.439e-5	.473e-7	0.	0.	.443e-5
	$82.5^\circ \rightarrow 85^\circ$	.136e-4	.351e-6	0.	0.	.139e-4
	$85^\circ \rightarrow 87.5^\circ$	.534e-4	.252e-5	0.	0.	.559e-4
	$87.5^\circ \rightarrow 90^\circ$	.312e-3	.286e-4	0.	0.	.341e-3
TD-WMB12	$70^\circ \rightarrow 90^\circ$	1.167	1.558	.533	.264e-1	3.286
	$70^\circ \rightarrow 80^\circ$	.431e-2	.126e-3	.474e-8	.837e-19	.443e-2
	$80^\circ \rightarrow 82.5^\circ$	.994e-2	.852e-3	.393e-6	.153e-14	.107e-1
	$82.5^\circ \rightarrow 85^\circ$	.348e-1	.739e-2	.363e-4	.380e-10	.422e-1
	$85^\circ \rightarrow 87.5^\circ$	.151	.696e-1	.250e-2	.921e-6	.224
	$87.5^\circ \rightarrow 90^\circ$	.966	1.480	.531	.264e-1	3.004
CMB-91	$70^\circ \rightarrow 90^\circ$	.196	.742	.810e-1	0.	1.019
	$70^\circ \rightarrow 80^\circ$	.481e-3	.600e-4	.138e-8	0.	.541e-3
	$80^\circ \rightarrow 82.5^\circ$	.133e-2	.406e-3	.114e-6	0.	.174e-2
	$82.5^\circ \rightarrow 85^\circ$	.521e-2	.353e-2	.105e-4	0.	.875e-2
	$85^\circ \rightarrow 87.5^\circ$	.245e-1	.330e-1	.689e-3	0.	.582e-1
	$87.5^\circ \rightarrow 90^\circ$	.164	.705	.803e-1	0.	.950
CMB-93	$70^\circ \rightarrow 90^\circ$	.417	.197	.948e-2	0.	.624
	$70^\circ \rightarrow 80^\circ$	.184e-2	.235e-4	.161e-9	0.	.186e-2
	$80^\circ \rightarrow 82.5^\circ$	.397e-2	.155e-3	.134e-7	0.	.412e-2
	$82.5^\circ \rightarrow 85^\circ$	.132e-1	.125e-2	.123e-5	0.	.145e-1
	$85^\circ \rightarrow 87.5^\circ$	.555e-1	.105e-1	.804e-4	0.	.661e-1
	$87.5^\circ \rightarrow 90^\circ$	.342	.185	.939e-2	0.	.537
Z-b	$70^\circ \rightarrow 90^\circ$	.111	.482	.546	.150	1.291
	$70^\circ \rightarrow 80^\circ$	.306e-3	.267e-4	.288e-8	.476e-18	.332e-3
	$80^\circ \rightarrow 82.5^\circ$	.806e-3	.186e-3	.238e-6	.874e-14	.993e-3
	$82.5^\circ \rightarrow 85^\circ$	.305e-2	.177e-2	.220e-4	.216e-9	.485e-2
	$85^\circ \rightarrow 87.5^\circ$	.141e-1	.187e-1	.164e-2	.524e-5	.345e-1
	$87.5^\circ \rightarrow 90^\circ$	.935e-1	.462	.544	.150	1.250

Tabela 7.6: Número de eventos gerados por neutrinos de sabor muônico ou tauônico (primeiro *bang*) detetados durante o tempo de operação do PAO pelos detetores de fluorescência. O cálculo utiliza a aceitação para os chuveiros ascendentes com ângulos de emergência entre  $70^\circ$  e  $90^\circ$  divididos em pequenos alcances angulares:  $70^\circ \rightarrow 80^\circ \rightarrow 82.5^\circ \rightarrow 85^\circ \rightarrow 87.5^\circ \rightarrow 90^\circ$ .



Modelo	$E_A$	$E_B$	$E_C$	$E_D$	$E_{total}$
AGN-92C	.296e-1	.246e-3	0.	0.	.298e-1
AGN-P96	11.817	.437	.201e-4	0.	12.254
AGN-95C	.439e-2	.261e-5	0.	0.	.439e-2
AGN-M95	10.728	2.760	.131e-1	.464e-8	13.501
GRB-WB	.506	.308	.757e-1	.588e-2	.897
TD-92	3.680	7.348	6.293	1.085	18.408
TD-96	.916	1.428	.829	.992e-1	3.274
TD-W	3.012	3.048	.844	.548e-1	6.959
TD-WMB16	.361e-3	.311e-4	0.	0.	.392e-3
TD-WMB12	1.092	1.658	.660	.363e-1	3.448
CMB-91	.183	.789	.963e-1	0.	1.069
CMB-93	.390	.204	.112e-1	0.	.606
Z-b	.104	.522	.695	.206	1.529

Tabela 7.7: Número de eventos gerados por neutrinos de sabor muônico ou tauônico (primeiro *bang*) detetados durante o tempo de operação do PAO pelos detetores de fluorescência. O cálculo utiliza a aceitação para os chuveiros ascendentes com ângulos de emergência entre 70 e 90°.

Modelo	$E_A$	$E_B$	$E_C$	$E_D$	$E_{total}$
AGN-92C	3.520	.379e-1	0.	0.	3.558
AGN-P96	100.213	22.943	.116	0.	123.273
AGN-95C	2.164	.343e-2	0.	0.	2.168
AGN-M95	41.989	27.844	1.659	.111e-2	71.494
GRB-WB	2.184	1.410	.358	.525e-1	4.006
TD-92	6.163	12.997	11.748	5.966	36.876
TD-96	1.866	3.073	2.137	.666	7.744
TD-W	7.248	9.484	3.794	.564	21.092
TD-WMB16	.165e-2	.831e-3	0.	0.	.248e-2
TD-WMB12	2.179	3.720	2.324	.438	8.663
CMB-91	.638e-1	.969	1.043	0.	2.076
CMB-93	.390	.204	.112e-1	0.	.606
Z-b	.677e-1	.485	.939	.785	2.278

Tabela 7.8: Número de eventos gerados por neutrinos de sabor eletrônico detetados durante o tempo de operação do PAO pelos detetores de fluorescência. O cálculo utiliza a aceitação para os chuveiros ascendentes com ângulos de emergência entre 70 e 90°.

Modelo	$\theta$	$E_A$	$E_B$	$E_C$	$E_D$	$E_{total}$
AGN-92C	$70^\circ \rightarrow 90^\circ$	3.740	.383e-1	0.	0.	3.778
	$70^\circ \rightarrow 80^\circ$	.855e-1	.205e-4	0.	0.	.855e-1
	$80^\circ \rightarrow 82.5^\circ$	.118	.104e-3	0.	0.	.118
	$82.5^\circ \rightarrow 85^\circ$	.266	.641e-3	0.	0.	.266
	$85^\circ \rightarrow 87.5^\circ$	.703	.369e-2	0.	0.	.707
	$87.5^\circ \rightarrow 90^\circ$	2.566	.338e-1	0.	0.	2.600
AGN-P96	$70^\circ \rightarrow 90^\circ$	106.456	22.912	.993e-1	0.	129.468
	$70^\circ \rightarrow 80^\circ$	2.434	.126e-1	.105e-7	0.	2.447
	$80^\circ \rightarrow 82.5^\circ$	3.368	.647e-1	.564e-6	0.	3.433
	$82.5^\circ \rightarrow 85^\circ$	7.579	.398	.328e-4	0.	7.978
	$85^\circ \rightarrow 87.5^\circ$	20.028	2.225	.132e-2	0.	22.255
	$87.5^\circ \rightarrow 90^\circ$	73.045	20.210	.979e-1	0.	93.353
AGN-95C	$70^\circ \rightarrow 90^\circ$	2.299	.352e-2	0.	0.	2.303
	$70^\circ \rightarrow 80^\circ$	.525e-1	.181e-5	0.	0.	.525e-1
	$80^\circ \rightarrow 82.5^\circ$	.727e-1	.921e-5	0.	0.	.727e-1
	$82.5^\circ \rightarrow 85^\circ$	.163	.557e-4	0.	0.	.163
	$85^\circ \rightarrow 87.5^\circ$	.432	.335e-3	0.	0.	.432
	$87.5^\circ \rightarrow 90^\circ$	1.577	.312e-2	0.	0.	1.580
AGN-M95	$70^\circ \rightarrow 90^\circ$	44.605	27.050	1.393	.810e-3	73.049
	$70^\circ \rightarrow 80^\circ$	1.020	.158e-1	.152e-6	.181e-18	1.035
	$80^\circ \rightarrow 82.5^\circ$	1.411	.827e-1	.795e-5	.116e-14	1.494
	$82.5^\circ \rightarrow 85^\circ$	3.175	.516	.460e-3	.990e-11	3.693
	$85^\circ \rightarrow 87.5^\circ$	8.391	2.687	.189e-1	.829e-7	11.098
	$87.5^\circ \rightarrow 90^\circ$	30.605	23.747	1.373	.810e-3	55.727
GRB-WB	$70^\circ \rightarrow 90^\circ$	2.320	1.358	.290	.381e-1	4.008
	$70^\circ \rightarrow 80^\circ$	.530e-1	.814e-3	.343e-7	.855e-17	.538e-1
	$80^\circ \rightarrow 82.5^\circ$	.734e-1	.424e-2	.168e-5	.546e-13	.776e-1
	$82.5^\circ \rightarrow 85^\circ$	.165	.266e-1	.954e-4	.466e-9	.191
	$85^\circ \rightarrow 87.5^\circ$	.436	.135	.421e-2	.390e-5	.576
	$87.5^\circ \rightarrow 90^\circ$	1.592	1.191	.286	.381e-1	3.107
TD-92	$70^\circ \rightarrow 90^\circ$	6.547	12.297	9.348	4.336	32.530
	$70^\circ \rightarrow 80^\circ$	.149	.768e-2	.114e-5	.971e-15	.157
	$80^\circ \rightarrow 82.5^\circ$	.207	.403e-1	.545e-4	.621e-11	.247
	$82.5^\circ \rightarrow 85^\circ$	.466	.255	.305e-2	.529e-7	.724
	$85^\circ \rightarrow 87.5^\circ$	1.231	1.248	.139	.443e-3	2.620
	$87.5^\circ \rightarrow 90^\circ$	4.492	10.745	9.205	4.336	28.779
TD-96	$70^\circ \rightarrow 90^\circ$	1.982	2.919	1.707	.484	7.094
	$70^\circ \rightarrow 80^\circ$	.453e-1	.180e-2	.207e-6	.108e-15	.471e-1
	$80^\circ \rightarrow 82.5^\circ$	.627e-1	.949e-2	.994e-5	.693e-12	.722e-1
	$82.5^\circ \rightarrow 85^\circ$	.141	.599e-1	.559e-3	.591e-8	.201
	$85^\circ \rightarrow 87.5^\circ$	.373	.295	.253e-1	.495e-4	.693
	$87.5^\circ \rightarrow 90^\circ$	1.360	2.552	1.681	.484	6.079
continua						

Modelo	$\theta$	$E_A$	$E_B$	$E_C$	$E_D$	$E_{total}$
TD-W	$70^\circ \rightarrow 90^\circ$	7.700	9.052	3.067	.410	20.230
	$70^\circ \rightarrow 80^\circ$	.176	.554e-2	.364e-6	.919e-16	.181
	$80^\circ \rightarrow 82.5^\circ$	.243	.290e-1	.177e-4	.587e-12	.272
	$82.5^\circ \rightarrow 85^\circ$	.548	.183	.100e-2	.501e-8	.732
	$85^\circ \rightarrow 87.5^\circ$	1.448	.912	.446e-1	.419e-4	2.405
	$87.5^\circ \rightarrow 90^\circ$	5.283	7.922	3.021	.410	16.638
TD-WMB16	$70^\circ \rightarrow 90^\circ$	.175e-2	.819e-3	0.	0.	.257e-2
	$70^\circ \rightarrow 80^\circ$	.401e-4	.466e-6	0.	0.	.406e-4
	$80^\circ \rightarrow 82.5^\circ$	.555e-4	.241e-5	0.	0.	.580e-4
	$82.5^\circ \rightarrow 85^\circ$	.125e-3	.149e-4	0.	0.	.140e-3
	$85^\circ \rightarrow 87.5^\circ$	.330e-3	.804e-4	0.	0.	.411e-3
	$87.5^\circ \rightarrow 90^\circ$	.120e-2	.720e-3	0.	0.	.192e-2
TD-WMB12	$70^\circ \rightarrow 90^\circ$	2.315	3.528	1.866	.318	8.029
	$70^\circ \rightarrow 80^\circ$	.529e-1	.219e-2	.224e-6	.713e-16	.551e-1
	$80^\circ \rightarrow 82.5^\circ$	.732e-1	.115e-1	.108e-4	.456e-12	.847e-1
	$82.5^\circ \rightarrow 85^\circ$	.164	.727e-1	.6117e-3	.389e-8	.238
	$85^\circ \rightarrow 87.5^\circ$	.435	.3575	.275e-1	.325e-4	.820
	$87.5^\circ \rightarrow 90^\circ$	1.588	3.084	1.837	.318	6.830
CMB-91	$70^\circ \rightarrow 90^\circ$	.678e-1	.896	.847	0.	1.811
	$70^\circ \rightarrow 80^\circ$	.155e-2	.588e-3	.996e-7	0.	.214e-2
	$80^\circ \rightarrow 82.5^\circ$	.214e-2	.312e-2	.490e-5	0.	.527e-2
	$82.5^\circ \rightarrow 85^\circ$	.483e-2	.199e-1	.278e-3	0.	.250e-1
	$85^\circ \rightarrow 87.5^\circ$	.127e-1	.927e-1	.122e-1	0.	.117
	$87.5^\circ \rightarrow 90^\circ$	.465e-1	.780	.834	0.	1.661
CMB-93	$70^\circ \rightarrow 90^\circ$	.417	.197	.948e-2	0.	.624
	$70^\circ \rightarrow 80^\circ$	.184e-2	.235e-4	.161e-9	0.	.186e-2
	$80^\circ \rightarrow 82.5^\circ$	.397e-2	.155e-3	.134e-7	0.	.412e-2
	$82.5^\circ \rightarrow 85^\circ$	.132e-1	.125e-2	.123e-5	0.	.145e-1
	$85^\circ \rightarrow 87.5^\circ$	.555e-1	.105e-1	.804e-4	0.	.661e-1
	$87.5^\circ \rightarrow 90^\circ$	.342	.185	.939e-2	0.	.537
Z-b	$70^\circ \rightarrow 90^\circ$	.720e-1	.451	.744	.570	1.838
	$70^\circ \rightarrow 80^\circ$	.164e-2	.292e-3	.921e-7	.127e-15	.193e-2
	$80^\circ \rightarrow 82.5^\circ$	.227e-2	.154e-2	.435e-5	.817e-12	.383e-2
	$82.5^\circ \rightarrow 85^\circ$	.512e-2	.988e-2	.243e-3	.697e-8	.152e-1
	$85^\circ \rightarrow 87.5^\circ$	.135e-1	.465e-1	.112e-1	.583e-4	.713e-1
	$87.5^\circ \rightarrow 90^\circ$	.494e-1	.393	.732	.570	1.746

Tabela 7.9: Número de eventos gerados por neutrinos de sabor eletrônico detetados durante o tempo de operação do PAO pelos detetores de fluorescência. O cálculo utiliza a aceitação para os chuveiros ascendentes com ângulos de emergência entre  $70^\circ$  e  $90^\circ$  divididos em pequenos alcances angulares:  $70^\circ \rightarrow 80^\circ \rightarrow 82.5^\circ \rightarrow 85^\circ \rightarrow 87.5^\circ \rightarrow 90^\circ$ .

### 7.2.4 Neutrinos UHE descendentes de sabor tauônico

Este caso é muito parecido aos neutrinos descendentes de sabor muônico, só que para o *Double Bang* existem as restrições em energia, ficando somente o intervalo  $E_A$  e pode-se utilizar a aceitação de  $> 60^\circ$  mas diminuída pela pequena probabilidade de que o neutrino gere o primeiro chuveiro somente nas alturas restringidas que foram calculadas no capítulo 6 para que seu tau possa desenvolver um segundo chuveiro ainda na atmosfera e diferenciado do primeiro chuveiro.

Para os eventos apresentados na simulação, estas são as probabilidades:

$$P_{60} = \int_{20}^{35} \frac{1}{L(10^{18} \text{ eV})} \exp\left(-\frac{x(H)}{L(10^{18} \text{ eV})}\right) dx = 6 \times 10^{-7} = 0.09 P_{d_{60}} , \quad (7.25)$$

$$P_{70} = \int_{16}^{28} \frac{1}{L(10^{18} \text{ eV})} \exp\left(-\frac{x(H)}{L(10^{18} \text{ eV})}\right) dx = 1 \times 10^{-6} = 0.12 P_{d_{70}} , \quad (7.26)$$

$$P_{85} = \int_5^{16} \frac{1}{L(10^{18} \text{ eV})} \exp\left(-\frac{x(H)}{L(10^{18} \text{ eV})}\right) dx = 3 \times 10^{-5} = 0.47 P_{d_{85}} . \quad (7.27)$$

Devido a estas restrições, as taxas de detecção correspondem às dos neutrinos descendentes de sabor muônico no intervalo de energia  $E_A$  multiplicada por  $\sim 0.2$ . Assim este fator diminui fortemente a detecção, ficando somente as taxas de AGN-P96, AGN-M95, TD-92, TD-W com somente umas dezenas de neutrinos nos 20 anos de operação do PAO, mas a detecção de somente um evento será uma importante detecção de sabor. Moura e Guzzo [102] também fizeram este cálculo paralelamente, mas com o fluxo de  $\nu_\tau$  sem levar em conta oscilações.

### 7.2.5 Neutrinos UHE ascendentes de sabor tauônico

Neste caso o fluxo precisado é o dos taus a partir dos neutrinos de sabor tauônico que interagem no interior da Terra. Uma fonte astrofísica isotrópica de neutrinos entrando na atmosfera da Terra com um fluxo diferencial de  $d\Phi_\nu/dE_\nu$  produzirá um fluxo diferencial de léptons,  $d\Phi_l/dE_l$ , que são os que produzirão os chuveiros atmosféricos no seu decaimento. Esta probabilidade de que o fluxo de neutrinos gere um fluxo de léptons encontra-se

embutida na seguinte função  $P$ :

$$\frac{d\Phi_l(E_l, \cos \theta_l, \phi_l)}{dE_l} = \int dE_\nu \frac{d\Phi_\nu(E_\nu, \cos \theta_\nu, \phi_\nu)}{dE_\nu} P(E_\nu, \theta; E_l) . \quad (7.28)$$

Para as energias de interesse a trajetória do neutrino é conservada pelo lépton filho, sendo  $\theta = \theta_\nu = \theta_l$  e  $\phi = \phi_\nu = \phi_l$ . Assim  $P$ , dada na equação Eq. (6.40), é a probabilidade de que o neutrino que entra na Terra com energia  $E_\nu$  e ângulo de emergência  $\theta$  gere em uma interação carregada um lépton que consiga emergir na superfície da Terra com uma energia  $E_l$ .

O número de chuveiros que podem ser detectados, calcula-se com a seguinte equação similar à equação Eq. (7.14), somente que para os taus:

$$N = \int_{E_{i\tau}}^{E_{f\tau}} \frac{d\phi_\tau(E_\tau)}{dE_\tau} P_{decai_{atm}}(E_\tau) T A(E_\tau/3) D dE_\tau , \quad (7.29)$$

onde o fluxo diferencial de taus é o descrito pela equação Eq. (7.28) em função do fluxo de neutrinos de sabor tauônico e onde

$$P_{decai_{atm}}(E_\tau) = 1 - \exp \left( - \frac{600 \text{ km}}{(490 \text{ km} \frac{E_\tau}{10^{10} \text{ GeV}})} \right) \quad (7.30)$$

é a probabilidade de decaimento entre 0 e 600 km, já que os decaimentos somente foram simulados nesta região, pois para maiores distâncias os taus já não podem desenvolver um chuveiro devido a que já acabou a atmosfera ou até para ângulos de emergência de 90° somente fica menos de 200 g/cm<sup>2</sup> de atmosfera.

Precisa-se a parametrização da aceitação com respeito à energia para obter o número de eventos que podem ser detetados para este caso. Mas já que a probabilidade muda várias ordens de magnitude com o ângulo de emergência e a aceitação também tem uma dependência com o ângulo de emergência, utiliza-se a aceitação por ângulo sólido em forma similar ao caso dos neutrinos ascendentes que atravessam a Terra, para divisões em alcances angulares pequenos (80-85-90 e 80-825-85-875-90). A parametrização da aceitação

por ângulo sólido pela probabilidade  $P_{decayatm}(P)$  é apresentada a seguir:

$$\begin{aligned}
\frac{P A_{80-82.5^\circ} [\text{km}^2]}{\Omega_{80-82.5^\circ}} &= \begin{cases} 1183.8 \log(E_{sh}) - 9470.5 & \text{para } 3 \times 10^{17} \text{ eV} \leq E_{sh} \leq \frac{0.8}{3} 10^{18} \text{ eV} \\ -169.4 \log(E_{sh}) - 1931.6 & \text{para } \frac{0.8}{3} 10^{18} \text{ eV} \leq E_{sh} \leq \frac{0.8}{3} 10^{19} \text{ eV} \\ -113.6 \log(E_{sh}) - 1405.7 & \text{para } \frac{0.8}{3} 10^{19} \text{ eV} \leq E_{sh} \leq \frac{0.8}{3} 10^{20} \text{ eV} \\ -199.1 \log(E_{sh}) - 2297.5 & \text{para } \frac{0.8}{3} 10^{20} \text{ eV} \leq E_{sh} \leq \frac{0.8}{3} 10^{21} \text{ eV} , \end{cases} \\
\frac{P A_{82.5-85^\circ} [\text{km}^2]}{\Omega_{82.5-85^\circ}} &= \begin{cases} 1049.2 \log(E_{sh}) - 8393.5 & \text{para } 3 \times 10^{17} \text{ eV} \leq E_{sh} \leq \frac{0.8}{3} 10^{18} \text{ eV} \\ 277.5 \log(E_{sh}) - 1891.2 & \text{para } \frac{0.8}{3} 10^{18} \text{ eV} \leq E_{sh} \leq \frac{0.8}{3} 10^{19} \text{ eV} \\ -417.6 \log(E_{sh}) + 4660.7 & \text{para } \frac{0.8}{3} 10^{19} \text{ eV} \leq E_{sh} \leq \frac{0.8}{3} 10^{20} \text{ eV} \\ -276.1 \log(E_{sh}) + 3185.6 & \text{para } \frac{0.8}{3} 10^{20} \text{ eV} \leq E_{sh} \leq \frac{0.8}{3} 10^{21} \text{ eV} , \end{cases} \\
\frac{P A_{85-87.5^\circ} [\text{km}^2]}{\Omega_{85-87.5^\circ}} &= \begin{cases} 1646.8 \log(E_{sh}) - 13174.1 & \text{para } 3 \times 10^{17} \text{ eV} \leq E_{sh} \leq \frac{0.8}{3} 10^{18} \text{ eV} \\ 404.7 \log(E_{sh}) - 2708.9 & \text{para } \frac{0.8}{3} 10^{18} \text{ eV} \leq E_{sh} \leq \frac{0.8}{3} 10^{19} \text{ eV} \\ -821.3 \log(E_{sh}) + 8847.8 & \text{para } \frac{0.8}{3} 10^{19} \text{ eV} \leq E_{sh} \leq \frac{0.8}{3} 10^{20} \text{ eV} \\ -256.4 \log(E_{sh}) + 2958.3 & \text{para } \frac{0.8}{3} 10^{20} \text{ eV} \leq E_{sh} \leq \frac{0.8}{3} 10^{21} \text{ eV} , \end{cases} \\
\frac{P A_{87.5-90^\circ} [\text{km}^2]}{\Omega_{87.5-90^\circ}} &= \begin{cases} 1020.4 \log(E_{sh}) - 8163.1 & \text{para } 3 \times 10^{17} \text{ eV} \leq E_{sh} \leq \frac{0.8}{3} 10^{18} \text{ eV} \\ 507.5 \log(E_{sh}) - 3841.3 & \text{para } \frac{0.8}{3} 10^{18} \text{ eV} \leq E_{sh} \leq \frac{0.8}{3} 10^{19} \text{ eV} \\ -463.8 \log(E_{sh}) + 5314.3 & \text{para } \frac{0.8}{3} 10^{19} \text{ eV} \leq E_{sh} \leq \frac{0.8}{3} 10^{20} \text{ eV} \\ -430.5 \log(E_{sh}) + 4966.3 & \text{para } \frac{0.8}{3} 10^{20} \text{ eV} \leq E_{sh} \leq \frac{0.8}{3} 10^{21} \text{ eV} , \end{cases} \quad (7.31)
\end{aligned}$$

Todos estes dados são introduzidos à equação Eq. (7.29) para obter o número de eventos que podem ser detetados pelos detetores de fluorescência do PAO em diferentes intervalos de energia ( $E_A$ ,  $E_B$ ,  $E_C$ ,  $E_D$ ,  $E_{total}$ ) para as duas formas de divisão dos alcances angulares e para os diferentes fluxos parametrizados anteriormente para os neutrinos de sabor tauônico (segundo *bang*) e são apresentados na tabela (7.10). Os intervalos da energia do  $\tau$  são:  $E_A T$  entre  $3 \times 10^{17}$  eV e  $0.8 \times 10^{18}$  eV (intervalo menor),  $E_B$  entre  $0.8 \times 10^{18}$  eV e  $0.8 \times 10^{19}$  eV,  $E_C$  entre  $0.8 \times 10^{19}$  eV e  $0.8 \times 10^{20}$  eV e  $E_D$  entre  $0.8 \times 10^{20}$  eV e  $0.8 \times 10^{21}$  eV.

Modelo	$\theta$	$E_{AT}$	$E_B$	$E_C$	$E_D$	$E_{total}$
AGN-92C	$80^\circ \rightarrow 85^\circ \rightarrow 90^\circ$	9.617	3.294	0.	0.	12.912
AGN-92C	$80^\circ \rightarrow 90^\circ$	8.965	3.122	0.	0.	12.087
	$80^\circ \rightarrow 82.5^\circ$	0.566	.056	0.	0.	0.622
	$82.5^\circ \rightarrow 85^\circ$	1.015	0.215	0.	0.	1.230
	$85^\circ \rightarrow 87.5^\circ$	3.248	0.910	0.	0.	4.158
	$87.5^\circ \rightarrow 90^\circ$	4.136	1.941	0.	0.	6.077
AGN-P96	$80^\circ \rightarrow 85^\circ \rightarrow 90^\circ$	1415.055	1885.112	3.136	0.	3303.303
AGN-P96	$80^\circ \rightarrow 90^\circ$	1307.792	1782.689	3.164	0.	3093.646
	$80^\circ \rightarrow 82.5^\circ$	71.713	30.168	.15e-2	0.	101.883
	$82.5^\circ \rightarrow 85^\circ$	135.705	117.240	0.024	0.	252.969
	$85^\circ \rightarrow 87.5^\circ$	462.977	509.966	0.298	0.	973.241
	$87.5^\circ \rightarrow 90^\circ$	637.397	1125.314	2.840	0.	1765.552
AGN-95C	$80^\circ \rightarrow 85^\circ \rightarrow 90^\circ$	2.476	0.322	0.	0.	2.798
AGN-95C	$80^\circ \rightarrow 90^\circ$	2.313	0.306	0.	0.	2.619
	$80^\circ \rightarrow 82.5^\circ$	0.152	.60e-2	0.	0.	0.158
	$82.5^\circ \rightarrow 85^\circ$	0.268	0.022	0.	0.	0.290
	$85^\circ \rightarrow 87.5^\circ$	0.843	0.091	0.	0.	0.934
	$87.5^\circ \rightarrow 90^\circ$	1.051	0.187	0.	0.	1.238
AGN-M95	$80^\circ \rightarrow 85^\circ \rightarrow 90^\circ$	840.769	2010.544	43.102	.55e-2	2894.420
AGN-M95	$80^\circ \rightarrow 90^\circ$	769.655	1886.992	43.485	.68e-2	2700.138
	$80^\circ \rightarrow 82.5^\circ$	37.203	25.912	.016	.99e-9	63.130
	$82.5^\circ \rightarrow 85^\circ$	73.030	106.572	.279	.19e-6	179.881
	$85^\circ \rightarrow 87.5^\circ$	263.191	502.273	3.700	.26e-4	769.164
	$87.5^\circ \rightarrow 90^\circ$	396.231	1252.235	39.490	.68e-2	1687.962
GRB-WB	$80^\circ \rightarrow 85^\circ \rightarrow 90^\circ$	40.410	104.978	9.397	.255	155.041
GRB-WB	$80^\circ \rightarrow 90^\circ$	36.816	97.861	9.481	.320	144.479
	$80^\circ \rightarrow 82.5^\circ$	1.726	1.163	.18e-2	.13e-7	2.891
	$82.5^\circ \rightarrow 85^\circ$	3.385	4.900	.035	.31e-5	8.320
	$85^\circ \rightarrow 87.5^\circ$	12.293	24.098	.554	.57e-3	36.945
	$87.5^\circ \rightarrow 90^\circ$	19.413	67.700	8.891	.319	96.322
TD-92	$80^\circ \rightarrow 85^\circ \rightarrow 90^\circ$	253.526	1175.591	364.436	29.029	1822.582
TD-92	$80^\circ \rightarrow 90^\circ$	222.432	1074.035	367.740	36.326	1700.532
	$80^\circ \rightarrow 82.5^\circ$	6.950	7.835	.042	.11e-5	14.827
	$82.5^\circ \rightarrow 85^\circ$	14.667	35.390	.844	.27e-3	50.900
	$85^\circ \rightarrow 87.5^\circ$	60.575	197.644	14.672	.052	272.942
	$87.5^\circ \rightarrow 90^\circ$	140.241	833.166	352.183	36.273	1361.862
TD-96	$80^\circ \rightarrow 85^\circ \rightarrow 90^\circ$	61.824	254.022	59.989	3.242	379.078
TD-96	$80^\circ \rightarrow 90^\circ$	54.924	233.538	60.529	4.057	353.049
	$80^\circ \rightarrow 82.5^\circ$	1.957	1.988	.82e-2	.14e-6	3.953
	$82.5^\circ \rightarrow 85^\circ$	4.051	8.825	.165	.34e-4	13.042
	$85^\circ \rightarrow 87.5^\circ$	16.150	47.656	2.794	.64e-2	66.607
	$87.5^\circ \rightarrow 90^\circ$	32.769	175.068	57.562	4.051	269.447
continua						

Modelo	$\theta$	$E_A$	$E_B$	$E_C$	$E_D$	$E_{total}$
TD-W TD-W	$80^\circ \rightarrow 85^\circ \rightarrow 90^\circ$	200.370	709.070	99.073	2.746	1011.259
	$80^\circ \rightarrow 90^\circ$	180.280	657.192	99.960	3.436	940.867
	$80^\circ \rightarrow 82.5^\circ$	7.247	6.709	.019	.15e-6	13.974
	$82.5^\circ \rightarrow 85^\circ$	14.761	29.141	.362	.35e-4	44.264
	$85^\circ \rightarrow 87.5^\circ$	56.891	150.751	5.720	.64e-2	213.368
	$87.5^\circ \rightarrow 90^\circ$	101.382	470.591	93.859	3.429	669.261
TD-WMB16 TD-WMB16	$80^\circ \rightarrow 85^\circ \rightarrow 90^\circ$	.032	.063	0.	0.	.095
	$80^\circ \rightarrow 90^\circ$	.029	.060	0.	0.	.089
	$80^\circ \rightarrow 82.5^\circ$	.15e-2	.92e-3	0.	0.	.24e-2
	$82.5^\circ \rightarrow 85^\circ$	.29e-2	.37e-2	0.	0.	.66e-2
	$85^\circ \rightarrow 87.5^\circ$	.010	.016	0.	0.	.027
	$87.5^\circ \rightarrow 90^\circ$	.015	.038	0.	0.	.053
TD-WMB12 TD-WMB12	$80^\circ \rightarrow 85^\circ \rightarrow 90^\circ$	71.626	293.211	61.259	2.133	428.228
	$80^\circ \rightarrow 90^\circ$	63.749	270.056	61.808	2.668	398.282
	$80^\circ \rightarrow 82.5^\circ$	2.286	2.350	.010	.13e-6	4.646
	$82.5^\circ \rightarrow 85^\circ$	4.744	10.477	.197	.29e-4	15.418
	$85^\circ \rightarrow 87.5^\circ$	18.982	56.772	3.230	.52e-2	78.989
	$87.5^\circ \rightarrow 90^\circ$	37.737	200.458	58.371	2.663	299.229
CMB-91 CMB-91	$80^\circ \rightarrow 85^\circ \rightarrow 90^\circ$	11.615	76.743	25.011	0.	113.368
	$80^\circ \rightarrow 90^\circ$	9.870	69.797	25.234	0.	104.900
	$80^\circ \rightarrow 82.5^\circ$	.144	.341	.56e-2	0.	.491
	$82.5^\circ \rightarrow 85^\circ$	.382	1.778	.108	0.	2.268
	$85^\circ \rightarrow 87.5^\circ$	2.196	12.111	1.654	0.	15.961
	$87.5^\circ \rightarrow 90^\circ$	7.147	55.567	23.466	0.	86.181
CMB-93 CMB-93	$80^\circ \rightarrow 85^\circ \rightarrow 90^\circ$	26.512	80.178	4.848	0.	111.538
	$80^\circ \rightarrow 90^\circ$	24.088	74.901	4.891	0.	103.880
	$80^\circ \rightarrow 82.5^\circ$	1.061	.919	.13e-2	0.	1.982
	$82.5^\circ \rightarrow 85^\circ$	2.134	3.869	.024	0.	6.027
	$85^\circ \rightarrow 87.5^\circ$	7.983	18.940	.349	0.	27.274
	$87.5^\circ \rightarrow 90^\circ$	12.909	51.171	4.517	0.	68.597
Z-b Z-b	$80^\circ \rightarrow 85^\circ \rightarrow 90^\circ$	9.660	62.830	33.874	3.820	110.183
	$80^\circ \rightarrow 90^\circ$	8.039	56.306	34.183	4.781	103.309
	$80^\circ \rightarrow 82.5^\circ$	.112	.202	.29e-2	.11e-6	.316
	$82.5^\circ \rightarrow 85^\circ$	.269	1.015	.061	.26e-4	1.344
	$85^\circ \rightarrow 87.5^\circ$	1.410	6.841	1.099	.54e-2	9.354
	$87.5^\circ \rightarrow 90^\circ$	6.249	48.248	33.020	4.776	92.293

Tabela 7.10: Número de eventos gerados por neutrinos de sabor tauônico(segundo *bang*) detetados durante o tempo de operação do PAO pelos detetores de fluorescência. O cálculo utiliza a aceitação para os chuveiros ascendentes com ângulos de emergência entre  $80^\circ$  e  $90^\circ$  divididos em pequenos alcances angulares:  $80^\circ \rightarrow 85^\circ \rightarrow 90^\circ$  e  $80^\circ \rightarrow 82.5^\circ \rightarrow 85^\circ \rightarrow 87.5^\circ \rightarrow 90^\circ$ .



### 7.3 Os detetores de superfície e os neutrinos UHE

Também os detetores de superfície foram estudados como detetores de neutrinos UHE. Tem-se estudos [13, 12] onde é calculada a aceitação dos detetores de superfície para os chuviros quase horizontais e suas respectivas taxas de detecção para diferentes modelos de neutrinos UHE. Na figura (7.5) é apresentado o cálculo da aceitação dos detetores de superfície para os chuviros quase horizontais segundo Billoir [13] e na tabela (7.11) [59] são apresentadas as taxas de detecção anuais para os diferentes fluxos de neutrinos apresentados na figura (7.2).

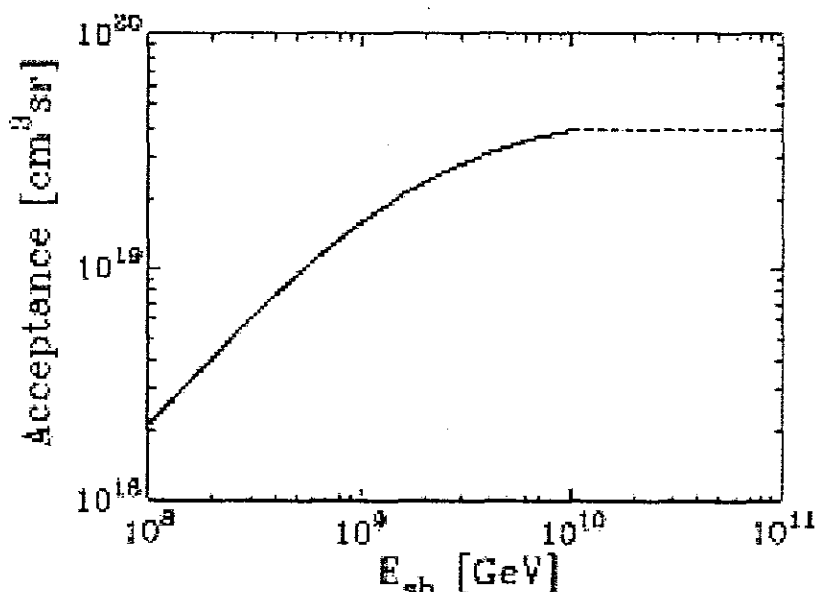


Figura 7.5: Aceitação dos detetores de superfície para chuviros quase horizontais produzidos por neutrinos UHE segundo Billoir [13].

Na figura (7.6) é apresentado o cálculo da aceitação dos detetores de superfície para os chuviros quase horizontais segundo Cronin *et al.* [12] e na tabela (7.12) são apresentadas as taxas de detecção anuais para os diferentes fluxos de neutrinos apresentados na figura (7.1).

Também Bertou *et al.* [14] fez um estudo da detecção pelos detetores de superfície dos chuviros ascendentes dos taus que provêm dos neutrinos de sabor tauônico que atravessam a Terra. Para os modelos dos fluxos de neutrinos utilizados, as taxas de detecção anuais

Fluxo	$E_{sh} > 10^8 \text{ GeV}$	$E_{sh} > 10^9 \text{ GeV}$
AGN – SS91[71]	0.15	0.00026
AGN – M95[72]	6.1	3.3
AGN – P96[70]	8.9	2.6
GRB – WB[78]	0.31	0.18
TD – SLSC[82]	0.068	0.061
TD – WMB12[62]	0.85	0.71
TD – WMB16[62]	0.00024	0.00014

Tabela 7.11: Taxa anual de detecção de neutrinos UHE pelos detetores de superfície do PAO para diferentes fluxos de neutrinos UHE na extensão de energia mencionada.

Fluxo	MRS(R1)	GRV95	Energia(GeV)
AGN – 92C[61]	2.5/0.4	2/0.3	$10^6 < E < 10^8$
AGN – 95C[71]	1.5/0.2	1.2/0.2	$10^6 < E < 10^8$
AGN – 95J[72]	7/2.1	5.5/1.6	$10^8 < E < 10^{10}$
CMB – 91[66]	0.5/0.2	0.4/0.1	$10^{10} < E < 10^{11}$
CMB – 93[67]	0.2/0.06	0.13/0.04	$10^8 < E < 10^{12}$
TD – 92[83]	12/4	7/2.4	$10^9 < E < 10^{13}$
TD – 96[82]	1.4/0.5	0.9/0.3	$10^{10} < E < 10^{12}$

Tabela 7.12: Taxa anual de detecção de neutrinos UHE pelos detetores de superfície do PAO para diferentes fluxos de neutrinos UHE e para duas diferentes seções de choque (MRS(R1) e GRV 95) na extensão de energia mencionada. O primeiro resultado corresponde ao cálculo geométrico da aceitação e o segundo ao cálculo resultado de uma simulação.

são apresentadas na tabela (7.13). Estas taxas têm uma grande restrição na energia, pois os chuveiros ascendentes somente podem ser detetados pelos detetores de superfície, se desenvolvem-se perto do detetor, quer dizer, o tau deve decair perto de sua saída da Terra a somente uns poucos quilômetros. Isto somente pode acontecer se a energia do tau não é muito grande, tipicamente menor de  $10^{18}$  eV. Isto restringe as possibilidades de detecção.

Este problema dos detetores de superfície que somente podem olhar chuveiros com um desenvolvimento que fique perto deles, não acontece com os detetores de fluorescência, que podem olhar mais longe na atmosfera, mas somente durante um 10% do tempo devido a seu ciclo de trabalho. No entanto os detetores de superfície trabalham o tempo todo e podem distinguir se os chuveiros que os atingem foram desenvolvidos perto ou

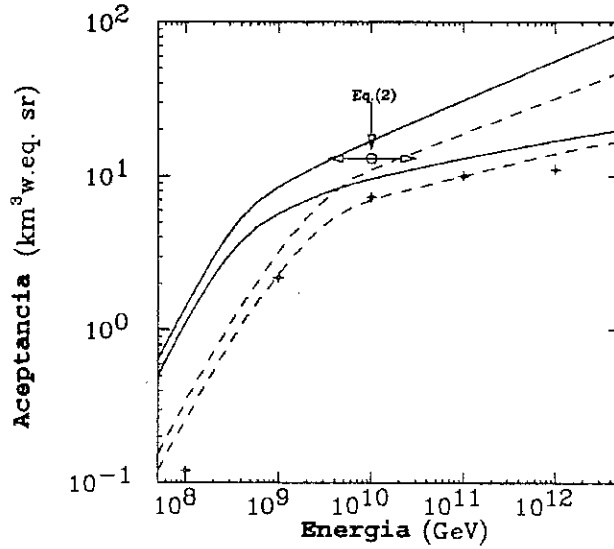


Figura 7.6: Aceitação dos detetores de superfície para chuviros quase horizontais produzidos por neutrinos UHE segundo Cronin *et al.* [12].

DIS	AGN – 1	TD	GRB	GZK	AGN – 2
nenhuma	27.0	2.3	0.5	1.7	2.9
baixa	24.0	1.8	0.4	1.5	2.5
alta	10.0	0.8	0.2	0.6	1.1

Tabela 7.13: Taxa anual de detecção de taus que provem de neutrinos UHE de sabor tauônico pelos detetores de superfície do PAO para diferentes fluxos de neutrinos UHE [14].

longe deles pelas características da distribuição das partículas que detetam. Assim por exemplo, no caso dos chuviros descendentes, os detetores de superfície podem distinguir os chuviros gerados pelos neutrinos, que geralmente começam perto do detetor por serem altamente penetrantes, dos chuviros gerados pelos raios cósmicos hadrônicos, que geralmente começam longe do detetor no início da atmosfera.

A aceitação dos detetores de superfície do PAO nestes três cálculos corresponde à aceitação dos detetores da mais nova geração dentro dos detetores criados especificamente para os neutrinos. Ainda o PAO chega a energias muito mais elevadas em comparação a estes detetores específicos de neutrinos [12].

# Capítulo 8

## Conclusões

A detecção dos neutrinos UHE é um grande desafio. Estes neutrinos têm muitas propriedades que os fazem especiais para a astronomia. Eles podem trazer informações dos eventos mais energéticos do Universo, nos quais foram originados. Os neutrinos UHE podem viajar sem ser desviados pelos campos magnéticos galácticos ou intergalácticos e sem apresentar atenuação de seu fluxo para estas altas energias na sua trajetória, a diferença de outras partículas como os fótons e os raios cósmicos hadrônicos de altas energias. Ainda os neutrinos UHE são muito penetrantes devido a seu grande comprimento de interação atravessando muitos objetos que outras partículas não poderiam. Sua criação também está envolvida com muitos processos além do modelo padrão. Mas tudo isto só pode ser estudado com sua detecção.

A detecção dos neutrinos UHE é bastante difícil, pois todos os fatores são desfavoráveis, nestas energias o fluxo é cada vez menor, ainda o comprimento de interação é muito grande para interagir na atmosfera e muito pequeno para interagir no interior da Terra o perto suficiente para que seu chuveiro possa sair na atmosfera. Mas as dimensões e o tempo de detecção do PAO contribuem a favorecer a detecção. Nesta tese foram simulados todos os possíveis cenários para os 3 diferentes sabores dos neutrinos e para diferentes modelos de fluxos e foi simulada sua detecção pelos detectores de fluorescência do PAO, tanto a configuração de Coihecos como por um olho central.

Entre os cenários, os neutrinos descendentes na atmosfera são escolhidos com ângulos zenitais grandes para poder ser distinguidos dos raios cósmicos hadrônicos e apresentam as maiores taxas de detecção desta tese. Os neutrinos ascendentes que não penetram a Terra, aumentam o ângulo sólido dos neutrinos que geram chuveis na sua passagem na atmosfera, contribuindo um pouco menos que o caso anterior, mas com a diferença de não ter que ser distinguidos dos chuveis de raios cósmicos hadrônicos. Os neutrinos que atravessam a Terra contribuem também em menor quantidade que o primeiro caso, mas estes chuveis são exclusivos de partículas fracamente interativas. Dentro dos três sabores de neutrinos, os neutrinos de sabor electrónico contribuem com maiores taxas em todos os casos, devido a que toda sua energia é entregue ao chuva.

Os neutrinos de sabor tauônico, de ter um fluxo similar aos fluxos dos outros dois sabores de neutrinos, contribuem em forma geral igual aos neutrinos de sabor muónico, mas também alguns deles podem contribuir de uma forma especial devido a um segundo chuva que podem desenvolver através do decaimento do tau que geraram na sua primeira interação. Assim quando estes neutrinos atravessam a Terra, e conseguem gerar seu segundo *bang* na atmosfera, podem contribuir também com taxas de detecção muito interessantes. Outro caso especial constitui poder detetar e distinguir os dois *bangs* na atmosfera (*Double Bang*), apesar de não contribuir muito no cenário descendente, pode contribuir a uma importante detecção de neutrinos com distinção de sabores.

Dentro dos modelos que mais contribuem com a detecção encontram-se os defeitos topológicos e alguns modelos de AGN. Mas só a evidencia experimental que será acumulada durante os anos de operação com os detetores do PAO, chegará a validar a possibilidade da existência destes modelos geradores de neutrinos UHE e ajudará a entender os mecanismos envolvidos.

# 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] R. Protheroe, *astro-ph/9809144*.
- [5] J. L. Feng, P. Fisher, F. Wilczek e T. M. Yu, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 161102 (2002).
- [6] E. Andres *et al.* [AMANDA Collaboration], *Int. J. Mod. Phys. A* **16S1C**, 1013 (2001).  
B. K. Lubsandorzhev [BAIKAL Collaboration], *Part. Nucl. Lett.* **106**, 21 (2001).  
P. K. Grieder [NESTOR Collaboration], *Nuovo Cim.* **24C**, 771 (2001).  
T. Montaruli [ANTARES Collaboration], *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **110**, 513 (2002).  
F. Halzen *et al.* [AMANDA Collaboration], *Prepared for 26th International Cosmic Ray Conference (ICRC 99), Salt Lake City, UT, 17-25 Aug 1999*.
- [7] F. Halzen, *Comments Nucl. Part. Phys.* **22**, 155 (1997).

- [8] Auger Collaboration "The Pierre Auger Observatory Design Report". 2nd ed. Fermilab (Batavia).  
Pierre Auger Observatory, <http://www.auger.org>.
- [9] Auger Collaboration "The Pierre Auger Project Technical Design Report - DRAFT". September, 2001.
- [10] J. C. Diaz, R. C. Shellard and M. G. Amaral, *Nota Interna Auger* GAP-2000-058, "Weakly Interacting Particles Viewed by Fluorescence Detectors".  
J. C. Diaz, R. C. Shellard and M. G. Amaral, *Nucl.Phys.Proc.Suppl.* **97** 247 (2001).  
Diaz, J. C. 1998, Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, *Os Neutrinos no Observatório Pierre Auger*, Dissertação apresentada para defesa de Mestrado.
- [11] S. Yoshida, H. Y. Dai, C. C. Jui and P. Sommers, *Astrophys. J.* **479**, 547 (1997).
- [12] K. S. Capelle, J. W. Cronin, G. Parente, E. Zas, *Astropart. Phys.* **8**, 321 (1998).
- [13] P. Billoir, *Nota Interna Auger* GAP-97-049, "Estimation of the Acceptance of the Auger Ground Detector to Quasi-horizontal Showers Induced Deeply in the Atmosphere".
- [14] X. Bertou, P. Billoir, O. Deligny, C. Lachaud e A. Letessier-Selvon, *Astropart. Phys.* **17**, 183 (2002)
- [15] P. Auger, R. Maze, T. Grivet-Meyer, *C.R.Acad.Sci.*, 206 (1938) 1721.
- [16] J. Lindsay, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 146 (1963).  
J. Lindsay, *Proc. 8<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conf.* 4, 295 (1963).
- [17] S. Yoshida and H. Dai, *J. Phys. G* **24**, 905 (1998).
- [18] M. A. Lawrence, R. J. Reid and A. A. Watson, *J. Phys. G* **17** (1991) 733.
- [19] B. N. Afanasiev *et al.*, *Proc. of the 24th ICRC, Rome, Italy* (2), 756 (1995).

- [20] D. J. Bird *et al.*, *Ap. J.* (424), 491 (1994).
- [21] S. Yoshida *et al.*, *Proc. of the 24th ICRC, Rome, Italy* (1), 793 (1995).
- [22] B. R. Dawson , H.Y. Dai, P. Sommers, S. Yoshida, *Astropart. Phys.* 5 (1996) 239.
- [23] B. R. Dawson and C. L. Pryke, *Nota Interna Auger* GAP-97-044, "Simulated Performance of the Auger Observatory Hybrid Detectors".
- [24] I. Allekotte, *et al.*, *Nota Interna Auger* GAP-2001-022, "Status of the Auger Engineering Array".
- [25] <http://www.auger.org.ar/CDAS>
- [26] T. K. Gaisser, Hillas, *Proc. 15th International Cosmic Ray Conference, Plovdiv*, (8), 353 (1977).
- [27] J. Nishimura, K. Kamata, *Prog. Theoretical Phys., Suppl.* .6 (1958), 93.
- [28] 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).
- [29] HiRes Collaboration, *Proc. 27th Int. Conf. Cosmic Rays, Hamburg*, HE1.4.1 (2001).
- [30] <http://www-ta.icrr.u-tokyo.ac.jp/>
- [31] R. E. Streitmatter [OWL Collaboration], *Prepared for Ultra High-Energy Cosmic Ray Workshop on Observing Giant Cosmic Ray Air Showers for  $\geq 10^{20}$  eV Particles from Space, College Park, MD, 13-15 Nov 1997.*
- [32] B. R. Dawson, *Nota Interna Auger* GAP-96-017, "Fluorescence Detector Techniques".
- [33] L. Eltermann, R. B. Toolin, *Handbook of Geophysics and Space Environments* , (1965).



- [34] B. Dawson *et al.* [Auger Collaboration], at  
<http://www.physics.utah.edu/~sommers/hybrid/papers/index.html>
- [35] Matthiae, G. [Auger Collaboration], Proc. 27th Int. Conf. Cosmic Rays, Hamburg, HE1.8.10 (2001).
- [36] Cordero, A. *et al.* , *Nota Interna Auger* GAP-96-039, "Proposal for the Optical System of the Fluorescence Detectors of the Auger Project".
- [37] Cester, R. *et al.* , *Nota Interna Auger* GAP-99-031, "Evaluation of Commercial UV Glass Filters for the Auger Prototype Fluorescence Detector".
- [38] Sato, R. *et al.* , *Nota Interna Auger* GAP-99-014, "Corrector Plate with an Annulus Shape".
- [39] Facal, P. *et al.* , *Nota Interna Auger* GAP-2000-010, "Measurement of the FD Camera Light Collection Efficiency and Uniformity".
- [40] B. R. Dawson, *Nota Interna Auger* GAP-2000-039, "Comparing Fluorescence Triggering and Reconstruction for the Coihueco and Puntilla Site Options".
- [41] J. C. Diaz, R. C. Shellard and M. G. Amaral, *in preparation*.
- [42] CERN-Program Library Office, *PAW Physics Analysis Workstation An Introductory Tutorial*, 1995.
- [43] CERN-Program Library, 98 *CERNLIB* Release .
- [44] S. J. Sciutto, arXiv:astro-ph/9911331.
- [45] D. Heck, *Nachr. Forsch. zentr. Karlsruhe* **33**, 113 (2001).
- [46] P. Sokolsky, "Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics", Addison-Wesley Publishing Company, 1989. pg 152.

- [47] B. R. Dawson, *Nota Interna Auger* GAP-1999-024, "Requirements for Fluorescence Sky Coverage at the Southern Auger Site".
- [48] B. R. Dawson, *Nota Interna Auger* GAP-1998-030, "A First Calculation of the Nihuil Site Hybrid Efficiency".
- [49] R.M. Baltrusaitis, G.L. Cassiday, J.W. Elbert, P.R. Gerhardy, E.C. Loh, Y. Mizumoto, P. Sokolsky, D. Steck, *Phys. Rev. D* **31**, 2192 (1985).
- [50] J. C. Diaz, R. C. Shellard and M. G. Amaral, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **97**, 251 (2001).
- [51] J. W. Elbert, in: *Proc. Tokyo Workshop on Techniques for the Study of Extremely High Energy Cosmic Rays, 1993*, ed. M. Nagano (University of Tokyo, 1994), 158.  
C. R. Wilkinson *et al.* [HIRES Collaboration], *Astropart. Phys.* **12**, 121 (1999).  
B. R. Dawson, H. Y. Dai, P. Sommers and S. Yoshida, *Astropart. Phys.* **5**, 239 (1996).
- [52] W. Press *et al.*, *Numerical Recipes in Fortran 77: The Art of Scientific Computing* (Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1992).
- [53] B. R. Dawson, *Nota Interna Auger* GAP-2001-016, "Shower Profile Reconstruction with Engineering Array FD Data".
- [54] T. Stanev *et al.*, *Phys. Rev. D* **62**, 093005 (2000).
- [55] H. Wilczy, *Nota Interna Auger* GAP-2000-020, "Neutrinos in the Pierre Auger Experiment".
- [56] J. Bordes *et al.*, *hep-ph/9705463*.  
J. Bordes *et al.*, *Astropart. Phys.* **8**, 135 (1998).  
J. W. Bolesta *et al.*, *astro-ph/9705198*.  
G. Sigl *et al.*, *Phys. Lett. B* **392**, 129 (1997).

- G. Sigl *et al.*, *Proc. of the 24th ICRC, Rome, Italy* (3), 356 (1995).
- [57] G. M. Frichter, D. W. McKay, J. P. Ralston, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1508 (1995).
- [58] A. D. Martin *et al.*, *Phys.Lett.* **B306**, 145 (1993).
- [59] R. Gandhi, C. Quigg, M. H. Reno and I. Sarcevic, *Phys. Rev. D* **58**, 093009 (1998).
- [60] V. S. Berezinskii *et al.*, *Sov. J. Nucl. Phys.* **43**, 406 (1986).
- [61] A. P. Szabo and R. J. Protheroe, *Given at High-energy Neutrino Astrophysics Workshop on Astrophysics of High-energy Neutrinos: Particle Physics, Sources, Production Mechanisms and Detection Prospects, Honolulu, Hawaii, 23-26 Mar 1992*.
- [62] U. F. Wichoski, J. H. MacGibbon and R. H. Brandenberger, *Phys. Rev. D* **65**, 063005 (2002).
- [63] Y. Fukuda *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1562 (1998).
- [64] J. G. Learned and S. Pakvasa, *Astropart. Phys.* **3**, 267 (1995).
- [65] L. V. Volkova, *Yad. Fiz, Sov.J.Nucl.Phys.* **31**, 784 (1980).
- [66] F. W. Stecker, C. Done, M. H. Salamon and P. Sommers, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2697 (1991) [Erratum-ibid. **69**, 2738 (1992)].
- [67] S. Yoshida and M. Teshima, *Prog. Theor. Phys.* **89**, 833 (1993).
- [68] F. Halzen, [arXiv:astro-ph/9810368].
- [69] 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.
- [70] R. J. Protheroe, *arXiv:astro-ph/9607165*.

# “A DETENÇÃO DOS NEUTRINOS UHE NO OBSERVATÓRIO PIERRE AUGER”

Johana María Chirino Diaz

Tese de Doutorado apresentada no Centro  
Brasileiro de Pesquisas Físicas, do Conselho  
Nacional de Desenvolvimento Científico e  
Tecnológico, fazendo parte da Banca Exa-  
minadora os seguintes Professores:

Ronald Cintra Shellard – Presidente

Carlos Ourivio Escobas - Unicamp

Marcia Gonçalves do Amara - Uff

João Carlos Costa dos Anjos - CBPF

Sérgio José Barbosa Duarte - CBPF

Rio de Janeiro, 19 de Dezembro de 2002