

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FÍSICA GLEB WATAGHIN
DEPARTAMENTO DE RAIOS CÓSMICOS E CRONOLOGIA

**A OBSERVAÇÃO DA DISTRIBUIÇÃO LATERAL
DE CHUVEIROS ATMOSFÉRICOS EXTENSOS
PELO DETECTOR DE FLUORESCÊNCIA**

Dissertação de Mestrado

por

Walter José Medeiros de Mello Junior

*Este exemplar corresponde
a redação final da tese de
Mestrado defendida por Walter
José Medeiros de Mello Junior e
aprovada pela Comissão Julgadora
10/06/2003*

**Dissertação apresentada como parte
dos requisitos para a obtenção do
título de Mestre em Ciências**

Orientador:

Prof. Dr. Carlos Ourivio Escobar – DRCC / IFGW / UNICAMP

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Carlos Ourivio Escobar

Prof. Dr. Gustavo Adolfo Medina Tanco – IAG / USP

Prof. Dr. Marcelo Moraes Guzzo – DRCC / IFGW / UNICAMP

CAMPINAS – SP – BRASIL

Abril de 2003

**FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DO IFGW - UNICAMP**

M489o

Mello Junior, Walter José Medeiros de

A observação da distribuição lateral de chuviros atmosféricos extensos pelo detector de fluorescência / Walter José Medeiros de Mello Junior. – Campinas, SP : [s.n.], 2003.

Orientador: Carlos Ourivio Escobar.

Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física “Gleb Wataghin”.

1. Raios cósmicos. 2. Chuviros de raios cósmicos.
3. Fluorescência. 4. Simulação (Computadores).
I. Escobar, Carlos Ourivio. II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Física “Gleb Wataghin”.
III. Título.



Instituto
de Física
Gleb Wataghin

C.P. 6165
CEP: 13083-970
Tel. (19) 788-5305
e-mail: secpos@ifi.unicamp.br

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE MESTRADO DE **WALTER JOSÉ MEDEIROS DE MELLO JUNIOR – RA 982470** APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA “GLEB WATAGHIN”, DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 23 / 04 / 2003.

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. Carlos Ourivio Escobar (Orientador do Candidato)

DRCC/IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. Gustavo Adolfo Medina Tanco – IAG/USP

Prof. Dr. Marcelo Moraes Guzzo – DRCC/IFGW/UNICAMP

À “filósofa” Zulmira, que muito nos ensinou não apenas com seus provérbios, mas principalmente através de uma vida de sacrifícios e de renúncia. Aqui registro minha grande afeição pela senhora;

Ao tio Mauro, que acompanhou de perto a minha trajetória estudantil e muito me auxiliou neste sentido; que vibrou com minhas conquistas e sempre revelou uma preocupação sincera com minha formação, desejoso de ver meu sucesso.

AGRADECIMENTOS

Esta página significa, para mim, mais do que uma prática habitual na redação de textos como este, mas especialmente a oportunidade de revelar minha gratidão sincera e profunda àqueles cujo concurso foi essencial para a realização desta dissertação.

Agradeço, primeiramente, a Deus, cuja bondade e misericórdia têm se revelado sempre em minha vida, através do amparo constante, da presença reconfortadora e, principalmente, através da renovação das oportunidades, apesar dos tantos tropeços;

Ao Prof. Carlos Escobar, pelo muito que fez por mim. A disposição para a orientação durante todo esse tempo, a paciência e a compreensão que tanto demonstrou, a motivação e o auxílio que me proporcionou em momentos cruciais, tornam o senhor o maior responsável pela conclusão deste trabalho, a quem também o dedico;

Aos meus pais e irmãos, a quem muito devo, pelo grande carinho e estímulo que me fortaleceram bastante, assim como pelos sacrifícios a que certamente se submeteram, seja pela minha ausência, seja para a minha manutenção aqui;

Aos amigos Alex, Daniel, Emerson, Maia e Nildsen, que se revelaram como verdadeiros irmãos e sempre se fizeram presentes, prestando toda a assistência e o encorajamento incessante ao longo destes anos;

Ao Padre Benedito e às equipes do IEDE e da “Casinha”, pelo amparo espiritual, sem dúvida fundamental;

À Dona Guiomar e ao Seu Edílson, sempre zelosos comigo; à Dona Zelinda, pela preocupação que sempre demonstrou e pelo auxílio, principalmente através de suas orações;

Ao povo brasileiro, e em particular o paulista, pelo financiamento do meu curso e pela oportunidade da bolsa de estudos, proporcionada através da CAPES (Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior), a quem também agradeço;

Ao grupo de orientandos do Prof. Escobar, pelo companheirismo e motivação, e particularmente ao Jeferson e ao Ricardo Sato, pelo grande apoio para a realização das simulações e elaboração dos programas de leitura de dados, além das várias conversas que muito me ajudaram;

À Dona Angelina, pela atenção carinhosa que sempre me dedicou em todos esses anos, e em especial pela generosidade e delicadeza com que me acolheu no período em que fiquei sem bolsa, o que guardarei sempre em minha lembrança;

Aos amigos que ganhei em Campinas, me deram muita força e me proporcionaram bons momentos e experiências edificantes. À Marisa (a primeira!) e ao Rodolfo, assim como aos colegas de sala Alexis, Humberto, Eugênio e José, sempre companheiros; à família Bouth – Bouth, D. Lila, Cynthia, Junior e Mari – pela acolhida sempre calorosa, pelos cuidados constantes e pelos momentos de refazimento e diversão; ao pessoal do Santuário do Tao, de Jundiaí, e do grupo de estudos de Campinas, pelo aprendizado e pelas oportunidades de reflexão, trabalho e crescimento; aos companheiros Pepe, Pedro, Enver, Roddy, Ney, Edson, Fernando Sato e tantos outros, pelos filmes, partidas de xadrez, boas conversas, principalmente nas madrugadas, quando me ajudaram a tornar as noites de trabalho mais agradáveis;

Aos membros da secretaria da Pós-Graduação, Maria Ignez, Armando e Alessandra, e aos outros que por lá passaram, pela atenção e o apoio dispensados durante o curso;

À equipe responsável pelo desenvolvimento do programa CORSIKA, utilizado neste trabalho; à FAPESP (Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo), pelos recursos computacionais que propiciaram a realização das simulações, e à Coordenação da Pós-Graduação e ao Instituto de Física “Gleb Wataghin”, pela infraestrutura e condições de trabalho.

“Visão é a arte de enxergar coisas invisíveis.”

Jonathan Swift (1667-1745), escritor irlandês

RESUMO

Este trabalho foi desenvolvido com o objetivo de se fazer uma análise inicial da possibilidade de estudo da distribuição lateral de chuviros atmosféricos extensos com a técnica de fluorescência, levantada a partir dos aprimoramentos significativos na resolução da óptica do detector de fluorescência feitos nos últimos anos.

Uma apresentação dos primeiros desenvolvimentos da técnica de fluorescência é feita inicialmente, seguida de uma revisão de trabalhos sobre emissão de fluorescência no nitrogênio e no ar e uma descrição geral da técnica de detecção de chuviros via fluorescência atmosférica.

A distribuição lateral de elétrons em diversas altitudes foi investigada, a partir de simulações Monte Carlo feitas com o programa CORSIKA e o modelo de interações hadrônicas QGSJET. Neste estudo, foram considerados chuviros com energias de 10^{19} e 10^{20} eV, iniciados por prótons e núcleos de ferro e registrados em dez níveis de observação. Procurou-se avaliar, também, a extensão lateral *efetiva* dos chuviros e sua relação com a energia e composição do primário.

Finalmente, o trabalho aborda a observação de um chuviro com extensão lateral por um detector de fluorescência, incluindo uma descrição da formação da “frente de luz” e da imagem do chuviro no detector, assim como uma análise de sugestões de medição de distribuição lateral de um chuviro através da técnica de fluorescência.

ABSTRACT

The goal of this work is to make an initial analysis of the possibility of studying the lateral distribution of extensive air showers with the fluorescence technique, which may become possible by the significant improvements in the optical resolution of the fluorescence detector in the last years.

A survey of the first developments of the technique is made in the beginning, followed by a review of the investigation of fluorescence emission in nitrogen and air and a general description of the technique of shower detection by the atmospheric fluorescence.

The lateral distribution of electrons in different altitudes was investigated through Monte Carlo simulations with CORSIKA and the QGSJET model of hadronic interactions. In this study, showers with 10^{19} and 10^{20} eV, induced by protons and iron nuclei and registered in ten observation levels were considered. It was also studied the *effective* lateral extension of showers and its relation to the primary energy and composition.

Finally, the text deals with the observation of a shower with lateral extension, by a fluorescence detector, including a description of the “light front” formation and the shower image produced in the detector, as well as an analysis of suggestions of measuring the lateral distribution of showers with the fluorescence technique.

SUMÁRIO

AGRADECIMENTOS	vii
RESUMO	xi
LISTA DE TABELAS	xvii
LISTA DE FIGURAS	xix
INTRODUÇÃO	1
1 O ESTUDO DOS RAIOS CÓSMICOS DE ALTÍSSIMA ENERGIA	5
1.1 OS RAIOS CÓSMICOS E SEU ESTUDO	5
1.2 NOTAS HISTÓRICAS	8
A questão da composição	9
Os chuviros atmosféricos extensos	10
A técnica baseada nos detectores de superfície	11
O estudo dos raios cósmicos de altíssima energia	12
O corte GZK	13
1.3 O SURGIMENTO DA TÉCNICA DE FLUORESCÊNCIA	15
Estudos da fluorescência atmosférica na década de 60	16
Os primeiros desenvolvimentos. O “embrião” do <i>Fly’s Eye</i>	17
2 A TÉCNICA DE DETECÇÃO DA FLUORESCÊNCIA ATMOSFÉRICA	21
2.1 O FENÔMENOS DE FLUORESCÊNCIA ATMOSFÉRICA	21
2.1.1 O desenvolvimento de cascatas eletromagnéticas e a fluorescência	21
2.1.2 Caracterização da fluorescência	22
Investigações experimentais	25
Trabalhos recentes	54
2.2 OS EXPERIMENTOS E A TÉCNICA DE DETECÇÃO	56
2.2.1 Os experimentos	57
<i>Fly’s Eye</i>	57
HiRes (<i>High Resolution Fly’s Eye</i>)	58
Observatório Auger	59
2.2.2 Aspectos da detecção de um chuviro	61
A cinemática de um chuviro	62
A razão sinal-ruído	68

2.2.3	A reconstrução dos parâmetros de um chuvaeiro	69
	Reconstrução geométrica	70
	Reconstrução do perfil do chuvaeiro	72
	Determinação da energia	73
	O desempenho dos detectores	74
3	A DISTRIBUIÇÃO LATERAL DE CHUVEIROS ATMOSFÉRICOS	79
3.1	CHUVEIROS ATMOSFÉRICOS EXTENSOS	79
3.1.1	O desenvolvimento de um chuvaeiro	80
3.1.2	A dissipação da energia e o desenvolvimento longitudinal	82
	A influência das interações hadrônicas	84
3.1.3	A extensão lateral das partículas secundárias	85
	A formação da distribuição lateral	85
3.2	INVESTIGAÇÕES EM DIFERENTES PROFUNDIDADES	87
3.2.1	Distribuição lateral	88
	A distribuição lateral de elétrons	90
3.2.2	Análise da concentração dos elétrons e de sua energia	98
4	A OBSERVAÇÃO DA EXTENSÃO LATERAL DE UM CHUVEIRO PELO DETECTOR DE FLUORESCÊNCIA	103
4.1	A EXTENSÃO LATERAL DE CHUVEIROS E A TÉCNICA DE FLUORESCÊNCIA	103
4.2	CARACTERIZAÇÃO DA IMAGEM DE UM CHUVEIRO	105
	A extensão longitudinal associada à formação da frente de luz	109
	O tamanho da imagem	112
	Generalização para ângulo de inclinação qualquer do plano	116
4.3	CONSIDERAÇÕES SOBRE A POSSIBILIDADE DE ESTUDO DA DISTRIBUIÇÃO LATERAL VIA FLUORESCÊNCIA	122
4.3.1	Determinação “estática” – câmara com <i>pixels</i> pequenos	124
4.3.2	Determinação dinâmica – o “fatiamiento temporal” da imagem	126
	CONSIDERAÇÕES FINAIS	131
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	137

LISTA DE TABELAS

- 1.1 Experimentos voltados para o estudo dos raios cósmicos de altíssima energia. (p. 7)
- 1.2 Relação dos eventos acima de 10^{20} eV já registrados. (p. 13)
- 2.1 Percentuais médios do total de partículas carregadas em dois conjuntos de 75 chuueiros atmosféricos extensos verticais iniciados por próton e ferro. Dados obtidos por simulação com o CORSIKA para três profundidades diferentes (alturas respectivamente iguais a 3772, 2650 e 1641 m). (p. 19)
- 2.2 Condições de investigação da fluorescência para os trabalhos apresentados na seção 2.1. Nos experimentos marcados com asterisco, as partículas paravam no gás. No caso de Nicholls, Reeves e Bromley, isso passava a ocorrer a partir de 15 mmHg. (p. 25)
- 2.3 Condições experimentais usadas por Bunner [43] no estudo do espectro emitido no ar, induzido por dêuterons de 3.93 MeV. (p. 31)
- 2.4 Valores da eficiência da fluorescência produzida no N_2 e no ar, a pressão de 600 mmHg, por meio de elétrons de 50 keV (Davidson e O’Neil, [41]). Os valores entre parênteses, na coluna “Ar”, representam a razão entre as eficiências no nitrogênio e no ar. (a) Bandas de maior intensidade no intervalo de 320 a 440 nm; representam, respectivamente, 95.6% e 94.5% dos totais obtidos no nitrogênio e no ar. (b) Sistemas de bandas registrados no intervalo total. (p. 35)
- 2.5 Valores da eficiência da fluorescência “a pressão nula” η_0 e da constante de desexcitação colisional K, no N_2 e no ar, obtidos por Mitchell [61] usando raios X com energia de 1.5 keV. (p. 40)
- 2.6 Comparação entre os valores, tomados relativamente à banda 391.4 nm no gás correspondente, das eficiências da fluorescência “a pressão nula” obtidas por Mitchell [61] com raios X de 1.5 keV e os valores da eficiência a 600 mmHg, determinados por Davidson e O’Neil [41] utilizando elétrons de 50 keV. (p. 40)
- 2.7 Quadro comparativo de parâmetros do desenho de experimentos baseados na detecção da fluorescência. (p. 60)
- 2.8 Valores do tempo de permanência de um chuueiro no campo visual de um *pixel*, seu deslocamento e a gramagem do trecho correspondente, para chuueiros de 45°, 90° e 135° de inclinação, atingindo o solo a 10 km do detector, num nível de observação a uma profundidade de 875 g/cm², em duas situações: (a) *pixels* com diâmetros de 1°, 1.5° e 5.5° e ângulo de observação de 15°; (b) *pixel* de 1.5° observando o chuueiro em três elevações diferentes, 30°, 20° e 10°. (p. 65)

- 2.9** Avaliação da precisão dos experimentos na reconstrução geométrica de feixes luminosos produzidos por *flashers* e *lasers*, chuveiros observados simultaneamente por duas estações e eventos simulados. (p. 75)
- 2.10** Estimativas da resolução da energia e da profundidade do máximo, feitas por comparação de medidas monocular / estéreo de eventos simultâneos e por simulações Monte Carlo. (p. 76)
- 3.1** Valores da profundidade atmosférica e altitude correspondentes aos níveis de observação definidos para as simulações. (p. 86)
- 3.2** Valores relativos ao nível de observação do número máximo de elétrons, por conjunto de chuveiros. (p. 94)
- 3.3** Valores absolutos e relativos da quantidade dos elétrons em três intervalos da distribuição lateral, para os níveis 1, 4, 7 e 10 e todos os conjuntos de chuveiros simulados. O número relativo apresentado nas faixas 10 – 11m e 100 – 101m representa a razão entre o valor absoluto correspondente e o registrado na primeira faixa do mesmo nível, enquanto os percentuais indicam a variação sofrida pelos valores de uma mesma faixa na passagem de um nível para o seguinte. (p. 96)

LISTA DE FIGURAS

- 1.1 Espectro de energia dos raios cósmicos, a partir de uma compilação, feita por S. Swordy [10], de dados dos experimentos: LEAP, Proton, Akeno, AGASA, Fly's Eye, Haverah Park, Yakutsk. (p. 5)
- 1.2 Protótipo do experimento Fly's Eye, testado em 1976, no Novo México. Os espelhos observaram a região acima do experimento de Volcano Ranch, para detecção de chuviros atmosféricos extensos em coincidência. Foto extraída de [52]. (p. 18)
- 2.1 Espectro do nitrogênio induzido por prótons de 200 keV, segundo Hughes, Philpot e Fan [40], nas seguintes condições de pressão do gás e corrente do feixe: (a) 19 μmHg e 0.04 μA ; (b) 20 μmHg e 0.15 μA . (p. 27)
- 2.2 Medidas do espectro feitas por Bunner [43] através de dêuterons de 3.93 MeV no ar seco, nas seguintes condições: (a) região ultravioleta, pressão de 95 mmHg; (b) região visível, pressão de 692 mmHg (medidas 35 e 1, respectivamente, conforme a tabela 2.3). (p. 30)
- 2.3 Variação do número de fótons por partícula incidente com a pressão, segundo o estudo feito por Bunner [43] com dêuterons de 3.93 MeV, para dois comprimentos de onda: (a) 335.2 nm, envolvendo as bandas (0,0) (337.1 nm) e (1,1) (333.9 nm) do sistema 2P do N_2 ; (b) 391.4 nm, banda (0,0) do sistema 1N do N_2^+ . (p. 32)
- 2.4 Comparação dos comportamentos esperados para a eficiência total e dos sistemas 2P e 1N, com a pressão, a partir dos resultados obtidos por Bunner [43] com o feixe de elétrons (experimento 2/B) e o de dêuterons (experimento 3). (p. 33)
- 2.5 Intensidade da banda 3914 Å, emitida no nitrogênio a 1.90 mmHg, em função da corrente do feixe incidente de elétrons a 1.50 MeV (Hirsh, Poss e Eisner [60]). (p. 37)
- 2.6 Intensidade da banda 3914 Å, induzida no nitrogênio (o) e no ar (x) por um feixe de elétrons de 1.46 MeV, em função da pressão no gás (Hirsh, Poss e Eisner [60]). (p. 37)
- 2.7 Razão entre a pressão do gás e o sinal induzido pela emissão de 3914 Å em função da pressão, no nitrogênio (o) e no ar (x), para os mesmos dados da figura 2.7 (Hirsh, Poss e Eisner [60]). (p. 37)
- 2.8 Variação do inverso da eficiência da fluorescência ($1/\eta$) em termos da pressão, para emissões induzidas no nitrogênio (A) e no ar (B) por meio de raios X (Mitchell [61]), em duas condições distintas: (1) banda 391.4 nm, raios X de 1.5 keV; (2) banda 337.1 nm, raios X de 4.5 keV. (p. 39)
- 2.9 Inverso da eficiência da fluorescência em função da pressão, para a banda 391.4 nm, no nitrogênio (A) e no ar (B), a partir do uso de raios X de 8 keV por Mitchell [61]. A e C

representam a variação prevista pela relação de Stern-Volmer, enquanto B retrata sua extensão para desexcitação colisional por três corpos. (p. 41)

- 2.10** Espectro do ar obtido por Hughes [62] usando elétrons de 6.5 MeV, constituindo-se o feixe de pulsos de 80 ns com intensidade da ordem de 75 kA. O gás foi submetido a pressões de 2, 10 e 50 mmHg, respectivamente. (p. 44)
- 2.11** Espectro do ar, à pressão atmosférica, excitado por pulsos de elétrons de 600 keV, duração de 3 ns e intensidade de 5000 A, segundo trabalho de Eckstrom, Dickinson e Hill [63]. (p. 45)
- 2.12** Estudo feito por Eckstrom, Dickinson e Hill [63] da não-linearidade na variação da intensidade de bandas dos sistemas 1N e 2P com a densidade de corrente do feixe. (a) 391.4 nm, 1N (0,0); (b) 337.1 nm, 2P (0,0); (c) 316 nm, 2P (1,0); (d) 297.5 nm, 2P (2,0); (e) 282 nm, 2P (3,0). (p. 47)
- 2.13** Eficiência da fluorescência referente às bandas 391.4 e 427.8 nm do sistema 1N do N_2^+ , induzida no ar por uma sequência de pulsos de elétrons relativísticos, em função da pressão do gás e da ordem do pulso, num trabalho feito por Karl [64]. (p. 49)
- 2.14** Variação da eficiência da fluorescência a 391.4 nm em função da “dose prévia” fornecida por um feixe de elétrons com energia de 25 MeV, em duas pressões distintas, segundo investigação feita por Karl [64]. (p. 49)
- 2.15** Taxas de produção de fluorescência em função da pressão, referentes às bandas 337, 357 e 391 nm e para comprimentos de onda entre 300 e 400 nm, obtidas no ar por Kakimoto *et al.* [55], a uma temperatura de 15°C, com elétrons de 1.4 MeV. (p. 51)
- 2.16** Taxas de produção de fluorescência em função da pressão, para emissões entre 300 e 400 nm, no ar, induzidas por elétrons de 1000 MeV (Kakimoto *et al.* [55]). (p. 52)
- 2.17** Comparação entre o comportamento da taxa de produção de fluorescência com a energia dos elétrons e a curva dE/dx . Valores obtidos no ar, a 760 mmHg, para comprimentos de onda no intervalo de 300 a 400 nm (Kakimoto *et al.* [55]). (p. 52)
- 2.18** Taxa de produção de fluorescência no intervalo de 300 a 400 nm em função da altitude, calculada por Kakimoto *et al.* [55] para elétrons de 80 MeV, tomando por base o Modelo Atmosférico Padrão dos Estados Unidos, de 1966, para latitudes médias, e duas estações: verão (●) e inverno (○). (p. 53)
- 2.19** Estação I do experimento Fly’s Eye, em Dugway, Utah, Estados Unidos. Cada telescópio se encontra na orientação definida para coleta de dados, cobrindo uma região específica do céu. Foto extraída de [52]. (p. 56)
- 2.20** Projeção das câmeras do Fly’s Eye I sobre a esfera celestial. Em destaque, conjunto de fotomultiplicadoras acionadas pela detecção de um chuveiro e a trajetória reconstruída. Figura extraída de [52]. (p. 61)
- 2.21** Esquema da geometria de um chuveiro. (p. 62)
- 2.22** Velocidade angular da imagem, em mrad/s, em função do ângulo de observação, para seis geometrias do chuveiro. (p. 63)
- 2.23** Taxa de variação da velocidade angular da imagem com o ângulo de observação, em mrad/s/grau, para seis geometrias do chuveiro. (p. 63)

- 3.1 Distribuição lateral da densidade de fótons, elétrons e múons em duas profundidades (650 g/cm^2 - nível 1, 875 g/cm^2 - nível 10), obtida a partir de um conjunto de 75 chuviscos, iniciados por prótons a energia de 10^{19} eV . (p. 85)
- 3.2 Distribuição lateral da densidade de fótons, elétrons e múons nos níveis 1 e 10, para os quatro conjuntos de chuviscos simulados na investigação. (p. 88)
- 3.3 Distribuição lateral do número de fótons, elétrons e múons nos níveis 1 e 10, para chuviscos iniciados por prótons de 10^{19} eV . (p. 90)
- 3.4-a Distribuição lateral dos elétrons em quatro níveis de observação – 1 (650 g/cm^2), 4 (725 g/cm^2), 7 (800 g/cm^2) e 10 (875 g/cm^2) – para todos os conjuntos de chuviscos simulados. (p. 91)
- 3.4-b Distribuição lateral dos elétrons nos níveis 1, 4, 7 e 10, para todos os conjuntos de chuviscos simulados. Distância limitada a 200m. (p. 92)
- 3.5 Variação do número total médio de elétrons com o nível de observação, para todos os grupos de chuviscos simulados: (a) 10^{19} eV ; (b) 10^{20} eV . (p. 93)
- 3.6 Número de ocorrências do máximo do chuvisco por nível de observação, para todos os grupos simulados. (p. 93)
- 3.7 Variação, com o nível de observação, dos raios delimitadores de percentuais do número de elétrons, para os quatro conjuntos de chuviscos simulados. (p. 98)
- 3.8 Variação, com o nível de observação, dos raios delimitadores de percentuais da energia dos elétrons, para os quatro conjuntos de chuviscos simulados. (p. 99)
- 3.9 Valores do desvio padrão associados aos raios delimitadores de 90% do número e energia dos elétrons. (p. 100)
- 3.10 Correlação entre o nível do número máximo de elétrons e o raio concentrando 90% do número ou da energia dos elétrons (referente ao nível 5), a partir de todos os chuviscos dos quatro conjuntos simulados. (p. 101)
- 4.1 Esquema ilustrativo da formação de uma frente de luz, produzida pela emissão de fluorescência de um chuvisco atmosférico extenso, quando ele se aproxima (a) ou se afasta (b) do detector. (p. 106)
- 4.2 Deslocamento do chuvisco no processo de formação de uma frente de luz, em função do ângulo de observação, para três ângulos de inclinação do chuvisco diferentes e em condições descritas no texto. (p. 109)
- 4.3 Gramagem ΔX_{cf} associada ao deslocamento do chuvisco durante a produção de uma frente de luz, em termos do ângulo de observação, para combinações diversas da geometria e o detector situado em uma altitude de 1400m. (p. 110)
- 4.4 Esquema do diâmetro angular da frente de luz e da imagem correspondente. (p. 112)
- 4.5 Diâmetro angular da frente de luz instantânea, na visão do detector de fluorescência, em função do ângulo de observação. (a) Variação segundo diversas combinações de R_p e χ_0 , para um chuvisco com diâmetro de 200 m; (b) influência do diâmetro da frente, no caso de um chuvisco vertical com valores diferentes de R_p . (p. 113)

- 4.6** Campo visual de um detector de fluorescência limitado por uma elevação angular dada por $\varepsilon_{máx}$, e o ângulo máximo de observação $\alpha_{máx}$ de um chuveiro para uma determinada inclinação χ_p do plano chuveiro-detector. (p. 116)
- 4.7** Esquema da geometria de um chuveiro com um ângulo azimutal ϕ ; o plano chuveiro-detector se encontra inclinado segundo um ângulo χ_p . (p. 117)
- 4.8** Reapresentação do deslocamento do chuveiro na formação de uma frente de luz, para uma inclinação de 30° do plano chuveiro-detector. (p. 119)
- 4.9** Gramagem $\Delta X_{c,f}$ associada ao deslocamento necessário para a formação de uma frente de luz, considerando agora 30° de inclinação do plano chuveiro-detector. (a) Intervalo de observação completo; (b) restrição da observação para $\alpha < 30^\circ$. (p. 120)
- 4.10** Nova apresentação do diâmetro angular da frente de luz instantânea, com plano chuveiro-detector inclinado segundo um ângulo de 30° . (p. 121)
- 4.11** Esquema da geometria de um chuveiro, a partir do plano chuveiro-detector. (p. 122)
- 4.12** Influência do tempo de integração do sinal no diâmetro “longitudinal” da imagem. As linhas tracejadas se referem ao valor do diâmetro δ da imagem instantânea. (a) $R_p = 2500\text{m}$; (b) $R_p = 5000\text{m}$. (p. 125)
- 4.13** Deslocamento do chuveiro associado à imagem registrada na câmera, durante o tempo de integração do sinal. As linhas com traços menores correspondem ao deslocamento durante a formação de uma frente de luz ($\Delta s_{c,f}$). (p. 126)
- 4.14** Tempo de transição da imagem entre *pixels* adjacentes, ao longo do movimento do chuveiro. (a) Variação segundo combinações de R_p e χ_0 ($D = 200\text{m}$); (b) influência do diâmetro D da frente do chuveiro. (p. 128)

Introdução

A comunidade (astro)física mundial vive mobilização intensa para a construção do maior experimento de raios cósmicos já concebido: o Observatório Pierre Auger.

O Projeto Auger [1] é fruto de um enorme esforço internacional, envolvendo vinte países, reunido em torno de um desafio: a compreensão da origem e natureza dos raios cósmicos de mais alta energia, um verdadeiro enigma que vem atravessando décadas de investigação. Prevê, para isso, o funcionamento de duas grandes redes de detectores, uma no hemisfério norte e outra no sul, cobrindo um total de 6000 km^2 e utilizando duas técnicas de detecção independentes, muito bem estabelecidas pela experiência adquirida com um tempo grande de sua adoção em experimentos anteriores.

A cobertura de uma área vasta permitirá a coleta do volume de dados adequado para tal estudo, e que em pouco tempo superará toda a quantidade que se conseguiu obter nas últimas décadas. O Projeto Auger também apostou no aprimoramento das técnicas de detecção, não só pelo uso de tecnologia moderna na construção dos detectores, mas também na concepção de um projeto que favorecesse um aumento substancial na resolução das medidas da direção de chegada e energia dos raios cósmicos, assim como de parâmetros ligados à sua composição.

Ao mesmo tempo o projeto inova, ao ser concebido e otimizado para a adoção, em grande escala, de um procedimento híbrido de reconstrução dos chuveiros medidos simultaneamente por tanques de água-Cherenkov e detectores de fluorescência, explorando as vantagens e o aspecto complementar das duas técnicas. Uma nova etapa se abre, com a possibilidade de observação do chuveiro em “três dimensões” – o desenvolvimento ao longo do eixo e a frente do chuveiro na superfície. Não apenas o uso concomitante de duas técnicas, mas uma nova abordagem no estudo de chuveiros.

Um projeto com esse caráter levanta, naturalmente, a necessidade de revisão de procedimentos já adotados e reflexão em torno das novas condições estabelecidas, a fim de se explorar as possibilidades oriundas da melhoria na resolução dos detectores e da detecção híbrida, atentando para as suas implicações.

Esse é o contexto no qual este trabalho está inserido.

A Universidade de Utah, nos Estados Unidos, foi quem conseguiu implementar pela primeira vez, de forma bem sucedida, a técnica de detecção da fluorescência atmosférica para estudo dos raios cósmicos de altíssima energia, através do experimento *Fly's Eye*. O êxito motivou o grupo a formar uma colaboração com outras universidades para investir em uma nova geração do detector, com grande melhoria da sua resolução óptica. Surgiu assim o “sucessor” do *Fly's Eye*: o “High Resolution Fly's Eye” (HiRes).

Paralelamente à construção do HiRes, deu-se o processo de formação do Projeto Auger.

O projeto do HiRes serviu de base para a definição preliminar do detector óptico a ser adotado no Observatório Auger / hemisfério sul. Entretanto, no âmbito da colaboração Auger, discutiu-se a possibilidade de aumento da coleta de luz e simplificação do “olho” com o aumento dos espelhos, o que esbarrava no problema de aberrações ópticas – coma e aberração esférica. Daí foi sugerida a incorporação de uma câmara de Schmidt ao detector de fluorescência, abrindo a possibilidade de ganho na resolução óptica.

Com a adoção da Óptica de Schmidt, atinge-se um novo estágio da técnica. O aperfeiçoamento constante do detector, desde a melhoria da resolução angular até o aumento da coleta de luz com controle das aberrações, remete a uma questão a ser analisada cuidadosamente: que possibilidades surgem, no uso da técnica de fluorescência no estudo de chuueiros atmosféricos extensos, a partir desses aprimoramentos?

Considerando a disponibilidade de uma resolução óptica muito boa, Paul Sommers [2] levantou a possibilidade de se medir a distribuição lateral de chuueiros pela dependência temporal da transição da imagem entre *pixels* adjacentes da câmara de um detector de fluorescência.

Para efeito de estudo, os chuueiros atmosféricos extensos têm sido aproximados a um ponto luminoso se deslocando ao longo da direção de chegada do raio cósmico. Essa aproximação, no entanto, deixa de ser válida para chuueiros de energia muito elevada, detectados a distâncias relativamente pequenas. Neste caso, poderia ser possível para um detector de alta performance óptica uma caracterização melhor da imagem obtida, a ponto de se conseguir estudar a distribuição lateral de um chuueiro ao longo de sua propagação, em profundidades diferentes. Ter-se-ia, desse modo, um detector fazendo uma observação tri-dimensional *efetiva* de um chuueiro.

Ao se levar em conta o estágio atingido pelo detector de fluorescência, a adoção de um esquema híbrido e a possibilidade de estudo da distribuição lateral a diferentes profundidades, surgem questões muito relevantes: o que muda com a melhoria da resolução óptica? É útil conhecer a distribuição lateral a diferentes altitudes? O que se pode fazer, a partir disso? Quais os requisitos necessários a um detector de fluorescência e as condições de observação impostas para esse estudo?

Tendo em vista as considerações acima, este trabalho procura fazer um apanhado do conhecimento já adquirido sobre o fenômeno e a técnica de detecção da fluorescência atmosférica, reunindo elementos que auxiliem numa análise das questões apresentadas, e atender especificamente aos seguintes objetivos:

- estudar a distribuição lateral de elétrons em um chuveiro atmosférico extenso, em altitudes diferentes, examinando a influência da energia e composição do primário, e discutir sua utilidade no estudo do desenvolvimento de chuveiros e identificação das propriedades do primário;
- caracterizar a observação da frente de um chuveiro por um detector de fluorescência;
- analisar a possibilidade da investigação da distribuição lateral de chuveiros com o detector de fluorescência, tecendo considerações sobre o sistema adequado para tal estudo e discutindo as condições em que ele seria viável.

A dissertação se encontra estruturada da seguinte maneira:

O primeiro capítulo apresenta uma introdução ao estudo dos raios cósmicos, com uma exposição de informações básicas a seu respeito. Começando com uma breve descrição do que são os raios cósmicos e aspectos gerais do seu estudo, o capítulo segue com um relato histórico do desenvolvimento da área, onde se procura ressaltar o surgimento e a evolução dos experimentos voltados para as mais altas energias e a caracterização do problema envolvendo a origem e a natureza dos raios cósmicos dessa faixa de energia. Tal relato é concluído com o surgimento da técnica de fluorescência.

No segundo capítulo faz-se um apanhado sobre o fenômeno da fluorescência atmosférica e a técnica de sua detecção. Inicialmente é feito um estudo sobre a fluorescência, com a apresentação das investigações experimentais mais relevantes nesse sentido. Na sequência, uma abordagem da técnica em si, envolvendo uma descrição dos experimentos que a adotaram, considerações sobre a cinemática de um chuveiro e o processo de detecção, falando-se por fim dos procedimentos de reconstrução dos parâmetros de um chuveiro para identificação das propriedades do primário, e do desempenho dos diversos experimentos nesse sentido.

Partindo da descrição do desenvolvimento de chuveiros e das propriedades importantes na determinação de seus parâmetros, o terceiro capítulo procura tratar da distribuição lateral de partículas em um chuveiro, de modo a destacar os fatores que influenciam seu comportamento e a relação com o desenvolvimento longitudinal. É apresentada a investigação feita sobre a distribuição lateral de elétrons em chuveiros de 10^{19} e 10^{20} eV iniciados por prótons e núcleos de ferro, a fim de analisar seu comportamento em termos da altitude e, principalmente, o grau de concentração dos elétrons e da sua energia em torno do eixo do chuveiro. Desse modo, é possível avaliar a sua extensão lateral *efetiva* e se ter uma idéia da fração da frente do chuveiro perceptível para um detector de fluorescência.

O quarto capítulo aborda a observação, pelo detector de fluorescência, de um chuveiro com extensão lateral. Inicialmente, faz-se uma descrição da formação da “frente de luz” e a caracterização da imagem produzida no detector, incluindo a sua retratação do chuveiro e um estudo da variação de sua dimensão com a geometria do chuveiro. Em seguida tem-se a exposição da investigação feita sobre a possibilidade de estudo da distribuição lateral via fluorescência, segundo a adoção de dois procedimentos diferentes, tomando-se por base o modelo de formação da frente de luz descrito no início do capítulo e a cinemática de um chuveiro.

Nas considerações finais, é feita uma exposição do que a análise do tema e a elaboração deste trabalho proporcionaram, através de uma apreciação breve dos estudos e desenvolvimentos realizados, destacando-se os resultados obtidos, as conclusões e os questionamentos que permanecem, para finalmente comentar possibilidades em torno do assunto e indicar os desdobramentos possíveis deste trabalho.

Capítulo 1

O estudo dos raios cósmicos de altíssima energia

1.1. Os raios cósmicos e seu estudo

Os aglomerados de matéria do Universo se encontram imersos num verdadeiro oceano de radiações. A Terra é constantemente atingida por uma infinidade de partículas provenientes do cosmo. Fótons das faixas mais diversas do espectro eletromagnético, prótons, elétrons, núcleos atômicos, neutrinos e outras partículas são produzidos em estrelas e galáxias e incidem na atmosfera, num intervalo extenso de energias.

A investigação dessa radiação vem desempenhando um papel crucial na compreensão do Universo; permite uma sondagem da estrutura dos astros e dos fenômenos a eles associados, revelando assim as condições em que a matéria se apresenta no cosmo. Decifrando as informações trazidas pela radiação, o homem já acumulou um conhecimento vasto de um volume do espaço imensamente superior ao planeta ao qual se encontra preso.

De todo esse conjunto de partículas, aquelas que se distinguem pela energia relativamente alta (superior a algo em torno de 10^8 eV) têm sido denominadas de raios cósmicos¹.

Para que se tenha uma idéia da composição dos raios cósmicos que atingem a parte superior da atmosfera terrestre, na faixa de 10^{12} a 10^{15} eV as observações experimentais (consultar, por exemplo, Kalmykov e Khristiansen [5]) indicam que o maior percentual é constituído de núcleos leves (prótons e partículas alfa). Núcleos de peso médio (C, N, O), pesados (Ne - S) e muito pesados (Fe) praticamente dividem o restante. Elétrons e raios gama também são detectados, porém com percentuais inferiores a 1% e 0.1%, respectivamente.

E o que seriam, a rigor, os raios cósmicos de altíssima energia?

Na literatura, os raios cósmicos costumam ser classificados de acordo com a sua energia, para o que, no entanto, não existe uma convenção estipulada. A partir de um consenso baseado em alguns

¹ A rigor, não há uma definição estabelecida e universalmente aceita. Alguns autores costumam divergir nas conceituações apresentadas. A definição apresentada no texto está de acordo com Greisen [3]; a energia mínima indicada tem como justificativa excluir a radiação oriunda das reações nucleares ordinárias que se dão no interior das estrelas. Além da energia, a natureza das partículas tem sido um outro critério adotado; p. ex., segundo Berezinskii *et al.* [4], “apenas partículas carregadas com energias suficientemente altas (principalmente relativísticas) são normalmente chamadas raios cósmicos”.

trabalhos consultados, os raios cósmicos de altíssima energia poderiam ser definidos como aqueles com energia superior a $10^{17} - 10^{18}$ eV²; correspondem à última faixa do espectro.

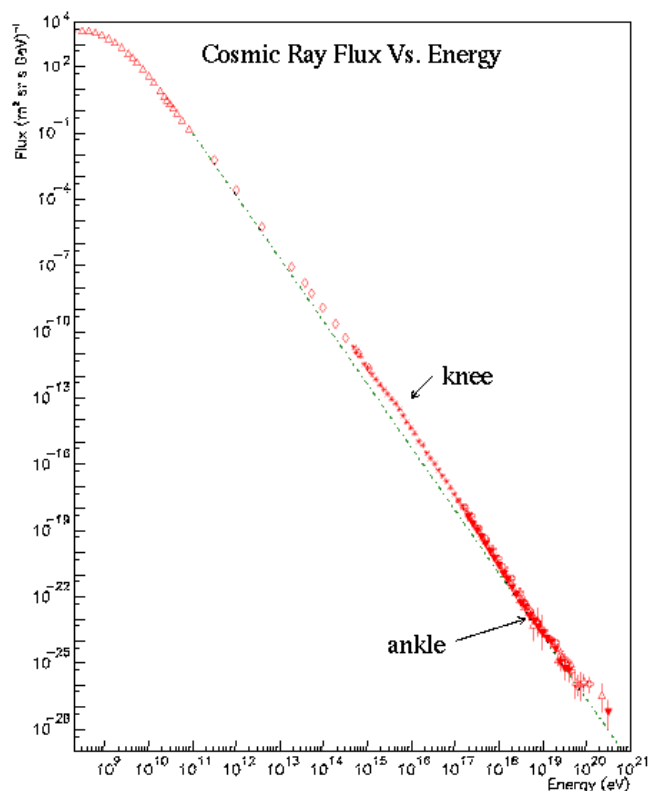


Figura 1.1 – Espectro de energia dos raios cósmicos, a partir de uma compilação, feita por S. Swordy [10], de dados dos experimentos: LEAP, Proton, Akeno, AGASA, Fly’s Eye, Haverah Park, Yakutsk.

O estudo dos raios cósmicos tem por finalidade o entendimento de sua origem e natureza. Mais especificamente: caracterizar as fontes dos raios cósmicos e compreender os mecanismos de produção e aceleração; identificar a sua composição química. Para isso, os experimentos registram: a direção de chegada, tanto para verificar a correlação com fontes individuais como para detectar a existência de anisotropia em escala maior; a energia, com o propósito de determinar seu espectro; parâmetros dos chuviscos correlacionados à composição.

Um elemento importante nesse estudo é o conhecimento da variação do fluxo de raios cósmicos (número de partículas por unidade de área, por ângulo sólido, por unidade de tempo) com a energia – o espectro de energia. A figura 1.1 [10] apresenta uma compilação de medidas do espectro, reunindo dados de vários experimentos. Ela ilustra bem o amplo intervalo de energia já investigado ao longo de algumas décadas, assim como a

variedade do fluxo de raios cósmicos que atingem a Terra, num estudo que tem envolvido diversas técnicas de detecção, diretas e indiretas, dependendo do fluxo e apropriadas a cada faixa de energia.

Para energias acima de 10^{11} eV, o espectro como um todo pode ser aproximado a uma lei de potência do tipo $\sim E^{-3}$, notando-se, porém, mudanças visíveis no índice espectral. Duas estruturas se destacam: uma logo acima de 10^{15} eV e outra no intervalo de $10^{18} - 10^{19}$ eV. Elas passaram a ser conhecidas, respectivamente, como o “joelho” e o “tornozelo” do espectro. Sua caracterização é fundamental, pois cada uma delas pode estar associada a uma mudança na origem e composição da radiação cósmica.

² Este critério foi adotado por Kalmykov e Khristiansen [5]. Segundo Sokolsky [6], Sokolsky, Sommers e Dawson [7] e Yoshida e Dai [8], a faixa mais energética do espectro de raios cósmicos corresponde a energias superiores a 10^{17} eV, correspondendo na língua inglesa à terminologia “ultrahigh energy cosmic rays” [Kalmykov e Khristiansen; Sokolsky] ou “extremely high energy cosmic rays” [Sokolsky, Sommers e Dawson; Yoshida e Dai]. Para Sokolsky, Sommers e Dawson [7], o uso desse critério se baseia numa analogia ao adotado em astronomia de raios gama. Nagano e Watson [9] consideram “ultrahigh energy cosmic rays” aqueles com energia acima de 10^{18} eV.

O fluxo diminui muito rapidamente com o aumento da energia, segundo se observa na figura 1.1; de 1000 partículas / $\text{m}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{s}$ em torno de 10^9 eV, passa a 1 partícula / $\text{km}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{século}$ nas energias mais elevadas! Isso significa que, em média, a cada década de energia o fluxo se torna quase 500 vezes menor.

Os raios cósmicos têm sido detectados tanto direta como indiretamente, de acordo com o fluxo. No caso de energias até no máximo 10^{15} eV, ele torna possível a detecção direta, feita por meio de instrumentos alojados em balões ou satélites. Contudo, para energias superiores, isto se tornaria impraticável, pois exigiria detectores com uma área muito grande.

Felizmente, a partir dessa energia, a atmosfera passa a desempenhar um papel essencial: converte os raios incidentes em cascatas de partículas secundárias – os chuueiros atmosféricos extensos –, que chegam em número suficiente na superfície da Terra a ponto de possibilitar, por meio de técnicas indiretas, a investigação na faixa das energias mais altas. A determinação das propriedades do primário passa, no entanto, a depender do conhecimento apurado do desenvolvimento e propagação dos chuueiros na atmosfera.

As técnicas de detecção dos chuueiros atmosféricos extensos incluem:

- redes de detectores de superfície para registro das densidades de secundários (partículas carregadas, partículas carregadas e fótons, ou múons, dependendo do tipo de detector);
- detectores de luz de fluorescência emitida pelas moléculas da atmosfera, a partir de sua excitação pelas partículas carregadas do chuueiro;
- detectores de luz Cherenkov emitida em função da passagem do chuueiro pela atmosfera;
- experimentos subterrâneos para detecção de múons ou neutrinos.

Seis grandes experimentos foram construídos para o estudo na faixa de altíssimas energias (tabela 1.1), empregando as duas primeiras técnicas.

A detecção de partículas secundárias na superfície se dá por meio de grandes conjuntos de detectores espalhados em áreas extensas da superfície, com distanciamentos que vão desde alguns metros a 1km; cintiladores líquidos e plásticos e tanques de água-Cherenkov costumam ser empregados, às vezes associados a detectores de múons. O estudo da distribuição lateral das densidades de partículas medidas e os tempos de chegada nos detectores permitem a reconstituição da geometria do chuueiro assim como inferir a energia do primário e obter informações associadas à sua composição.

A outra técnica envolve o estudo do desenvolvimento longitudinal dos chuueiros, com base na detecção da luz de fluorescência emitida ao longo da propagação do chuueiro pela atmosfera.

A coleta de luz tem sido feita por meio de espelhos esféricos, tendo na superfície focal conjuntos de fotomultiplicadoras. A partir da caracterização dos sinais registrados é possível reconstituir a geometria do chuueiro e estudar a sua evolução ao longo da propagação, de modo a se obter o seu perfil longitudinal – curva que mostra a variação do total de partículas carregadas com a profundidade atmosférica, cuja integral permite a determinação da energia do primário. A profundidade em que se registra o número máximo de partículas (o “máximo” do chuueiro – $X_{\text{máx}}$) está correlacionada à composição do primário.

<i>Experimento</i>	<i>Nível de observação</i>	<i>Período de operação</i>	<i>Detectores</i>	<i>Área coberta (km²)</i>
Volcano Ranch [11] Novo México, EUA	1770 m 834 g/cm ²	1959 a 1963	Cintiladores plásticos Detectores de múons	8
Haverah Park [12] North Yorkshire Moors, Reino Unido	220 m 1016 g/cm ²	1968 a 1987	Tanques de água- Cherenkov	12
SUGAR [13] Narribri, Austrália	250 m 1015 g/cm ²	1968 a 1979	Cintiladores líquidos (detecção de múons)	60
Yakutsk [14] Yakutsk, Siberia, Rússia	105 m 1020 g/cm ²	1974 Em operação com área reduzida	Cintiladores plásticos Detectores de múons e de Cherenkov atmosférico	18
Fly's Eye [15] / HiRes [16] Dugway, Utah, EUA	~ 1500 m 860 g/cm ²	FE: 1981 a 1993 HiRes: 1997 (em operação)	Espelhos esféricos	
AGASA [17] Akeno, Japão	900 m 920 g/cm ²	1990 Em operação	Cintiladores plásticos Detectores de múons	100

Tabela 1.1 – Experimentos voltados para o estudo dos raios cósmicos de altíssima energia.

90 anos já passaram desde a descoberta dos raios cósmicos, com os vôos de balão de Victor Hess. Como se deu a trajetória de seu estudo, ao longo desse tempo? Este é o assunto da seção seguinte.

1.2. Notas históricas

A descoberta dos raios cósmicos remonta aos primeiros estudos da radioatividade, no início do século passado.

Na época, havia sido descoberto o poder ionizante das emissões radioativas. Cientistas já tinham observado, por exemplo, que um eletroscópio descarregava na presença de materiais radioativos, uma consequência da ionização do ar provocada pela radiação que emitiam. Contudo, notaram também o registro de radiação na ausência de material emissor, mesmo com o instrumento de detecção blindado. Acreditou-se que provavelmente toda essa ionização poderia ser explicada pela radiação residual emitida por elementos radioativos contidos no solo e na atmosfera. Resultados obtidos pareciam concordar com essa hipótese.

Pensando assim, medições efetuadas a alguma distância acima da superfície da Terra deveriam apresentar uma redução na ionização.

Em 1912, o físico austríaco Victor F. Hess obteve medidas dos níveis de radiação em altitudes diferentes, com instrumentos a bordo de um balão. Ele observou que a ionização aumentava consideravelmente com a altitude, após uma pequena queda inicial, ao contrário do que se deveria esperar, se a origem fosse totalmente atribuída à radioatividade de elementos presentes na crosta. No melhor dos seus vôos, feito no dia 7 de agosto, atingiu uma altitude de 5 km, encontrando aí uma taxa de ionização muitas vezes maior que a do nível do mar. Os resultados foram confirmados em 1913-1914 por W. Kolhörster, que chegou a medir, a 9 km, taxas ainda maiores.

Hess deduziu que a ionização era causada por um fluxo de radiação altamente penetrante, originária do espaço sideral. Em 1925, Millikan introduziu, para tal agente, a denominação “raios cósmicos”.

O aumento da ionização com a altitude seria, de fato, efeito de radiação penetrante de origem cósmica? Para que a questão ficasse suficientemente esclarecida, e a existência dos raios cósmicos fosse definitivamente aceita, ainda foram necessários vários anos. Na época, por exemplo, ainda não estava descartada a possibilidade do comportamento da ionização no ar estar associado a emissões radioativas das camadas superiores da atmosfera, ao invés da ação de uma radiação cósmica desconhecida.

Demorou-se até 1927 para que a dúvida fosse desfeita. Conseguiu-se provar que os raios causadores da ionização na atmosfera experimentavam uma absorção muito menor do que os raios gama emitidos pelos elementos radioativos, o que excluía a possibilidade de serem fruto de radioatividade na atmosfera.

Anos mais tarde, em 1936, Victor Hess seria laureado com o Prêmio Nobel de Física, “pela sua descoberta da radiação cósmica”.

A natureza dos raios cósmicos, no entanto, ainda estava por ser determinada.

A questão da composição

Apesar da dúvida da existência em si dos raios cósmicos ter perdurado 15 anos, acreditava-se na ocasião que a questão da composição parecia clara. Havia um certo consenso de que raios gama duros eram os candidatos mais fortes. Das radiações conhecidas, era exatamente a radiação gama a mais penetrante. Havia também o fato de que a lei de absorção dela se ajustava aproximadamente aos resultados experimentais. A princípio, supunha-se uma única componente, mas observações posteriores indicavam a possibilidade de outras, o que corresponderiam a comprimentos de onda diferentes.

Seguindo esse caminho, uma das hipóteses que surgiram, procurando explicar não apenas a natureza mas a origem dos raios cósmicos, foi a apresentada no trabalho de Millikan e Cameron [18]. Segundo eles, a radiação seria resultante da formação de núcleos atômicos a partir de prótons e elétrons no espaço interestelar; a energia de ligação seria liberada na forma de raios gama.

Entretanto, a descoberta do efeito geomagnético, em 1927, mudou o panorama. Em 1929, já havia sido obtido um indício forte de que os raios cósmicos seriam partículas carregadas de alta velocidade. Compton [19] fez, em 1933, um relato preliminar dos resultados de uma investigação da

variação da intensidade dos raios cósmicos com a latitude, iniciada em 1930. Dados obtidos por 8 expedições em 69 pontos espalhados pela Terra mostraram que, para determinada altitude, a intensidade era maior nas latitudes altas do que nas proximidades do Equador; tal comportamento se manifestava, inclusive, ao nível do mar, e seguia mais de perto as latitudes geomagnéticas do que as geográficas.

Por volta de 1936 ficou definitivamente demonstrado que os raios cósmicos eram partículas carregadas, e no período de 1939 a 1941 foi estabelecida a predominância dos prótons. Finalmente, em 1948, descobriu-se a participação de núcleos de vários elementos. Também foi observada a contribuição de elétrons, determinando-se contudo que sua participação na composição dos raios cósmicos não excedia 1%.

Mais de 35 anos foram necessários para se constatar a existência dos raios cósmicos primários e se descobrir o que de fato constituíam.

Os chuueiros atmosféricos extensos

Na década de 30, teve início uma nova etapa na observação da radiação cósmica. A descoberta dos chuueiros atmosféricos extensos abriu o caminho para o estudo dos raios cósmicos de altas energias, permitindo não só a ampliação do espectro mas, fundamentalmente, motivando a busca do limite de energia para as partículas produzidas no Universo.

Hoje se sabe que o fluxo de raios cósmicos com energias acima de 10^{14} eV se torna tão baixo, que seu estudo só é possível de maneira indireta, através da investigação das propriedades dos chuueiros induzidos na atmosfera pela radiação cósmica. A atmosfera passa a fazer parte dos experimentos.

Em 1938, o físico francês Pierre Auger e colaboradores demonstraram a chegada correlacionada de partículas em contadores Geiger-Müller bem afastados, operando em coincidência, concluindo que as partículas observadas representavam secundários de um mesmo raio cósmico [20]. Segundo John Linsley, tal fenômeno havia sido suspeitado por Bruno Rossi já em 1934, conforme reporta Nagano e Watson [9].

Uma estimativa da energia dos chuueiros foi feita a partir da energia total das partículas que atingiam a superfície. Estimando em 10^6 o número total de partículas, e considerando que a energia da maioria delas era provavelmente o valor da energia crítica no ar, puderam obter para a energia total o valor de 10^{14} eV. Assumindo uma perda de energia de 90% ao longo da propagação pela atmosfera, a partícula primária teria uma energia da ordem de 10^{15} eV. É interessante ressaltar que, na época, as maiores energias já observadas na natureza ou obtidas em aceleradores eram da ordem de MeV.

Segundo a conclusão do trabalho [20], “uma das consequências da extensão do espectro de energia dos raios cósmicos a 10^{15} eV é que é realmente impossível imaginar um processo simples capaz de dar a uma partícula tal energia.” Auger viu-se diante de um dilema semelhante ao que despontaria na década de 60 e se estenderia até hoje, no tocante aos raios cósmicos de 10^{20} eV.

A técnica baseada nos detectores de superfície

A descoberta dos chuviros atmosféricos extensos motivou o surgimento de vários experimentos, com a montagem de redes de detectores cada vez maiores. Outros tipos de detectores, como câmaras de nuvens e de ionização, passaram a ser testados.

Durante vários anos, entretanto, a caracterização dos chuviros apresentou limitações relevantes, decorrentes da necessidade de critérios mais específicos na identificação dos eventos e de uma descrição mais completa e inequívoca das propriedades dos chuviros, o que exigiria a adoção de um método mais adequado, que não se baseasse apenas nos valores em si das densidades de partículas [3]. Outra questão era a dificuldade de se estabelecer um procedimento para a determinação da direção do chuviro [9].

O grupo do Instituto de Tecnologia de Massachusetts (MIT – *Massachusetts Institute of Technology*) desenvolveu, no final da década de 40 e início da década de 50, as técnicas [21, 22] para reconstrução de parâmetros de chuviros que serviram de base para os procedimentos que viriam a ser adotados nos experimentos envolvendo redes de detectores de superfície.

Em 1948, Williams [21] apresentou uma série de experimentos realizados com o objetivo de investigar, de forma detalhada, a estrutura individual de chuviros atmosféricos extensos, a partir das densidades de partículas medidas em quatro câmaras de ionização, operando em coincidência segundo três arranjos diferentes, em altitudes de 3050, 3500 e 4300m. A resolução desses instrumentos era maior do que a de qualquer outro já usado.

Numa primeira etapa, as densidades registradas foram comparadas com as previsões da teoria de cascatas eletromagnéticas. Constatou-se que os chuviros apresentavam, qualitativamente, a estrutura prevista pela teoria; especificamente, a densidade de partículas diminuía monotonicamente com a distância ao eixo.

Em vista disso, foi feito um estudo dos chuviros medidos com o arranjo da rede que mostrou o melhor desempenho, tomando por base resultados da teoria de cascatas. Com o uso de uma função de distribuição lateral das densidades e os valores obtidos nos quatro detectores, encontrava-se para cada chuviro a melhor localização do seu eixo, a distância deste para cada câmara, o seu “tamanho” (número total de partículas carregadas no nível de observação) e a energia total.

Várias tentativas para detectar diferenças no tempo de chegada das partículas que constituem os chuviros foram feitas no início da década de 50. Jelley e Whitehouse [23] obtiveram o primeiro resultado positivo, medindo os tempos entre pulsos sucessivos produzidos em um único cintilador.

Bassi, Clark e Rossi [22] estudaram os tempos de chegada das partículas em cada um dos três cintiladores líquidos de uma rede, espaçados entre si de 30m e dispostos em diversos arranjos.

A distribuição longitudinal instantânea das partículas do chuviro foi descrita com base nessas informações. Observaram que, num certo instante, a maior parte dos elétrons estava disposta em um disco com espessura de 1 a 2m, e determinaram um limite inferior de 1300m para o raio de curvatura da frente do chuviro. Encontraram ainda que os múons estariam distribuídos segundo um disco

ligeiramente mais grosso (2-3m), afastado dos elétrons por no máximo 3m. Além disso, demonstraram que era possível determinar a direção de chegada dos chuviros a partir dos tempos relativos de chegada nos detectores da rede. Mediram, então, a distribuição das direções de chegada dos chuviros registrados.

Os estudos acima descritos culminaram com a construção da rede de detectores Agassiz [24], no qual o grupo do MIT fez o uso combinado das duas técnicas desenvolvidas [21, 22]. O experimento operou na Estação Agassiz do Observatório da Faculdade de Harvard, no período de 1954 a 1957; contou com 15 cintiladores plásticos distribuídos em uma área de 100.000 m² e visava o estudo do espectro de energia e das direções de chegada dos raios cósmicos de alta energia, além da obtenção de dados mais precisos sobre a estrutura dos chuviros, a fim de analisar a validade das teorias baseadas nos modelos de interação em altas energias.

Dentre os resultados mais importantes, destaca-se a demonstração da existência de raios cósmicos com energias superiores a 10¹⁸ eV. O espectro de energia no intervalo de 3x10¹⁵ a 10¹⁸ eV foi determinado.

Agassiz parece ter sido o primeiro experimento que pode ser caracterizado como um *array*, segundo o padrão atual, e serviu como protótipo para o experimento de Chacaltaya, Bolívia, e para aquele que se tornou a primeira grande rede de superfície para estudo dos raios cósmicos de altíssimas energias: Volcano Ranch, no Novo México, Estados Unidos.

O estudo dos raios cósmicos de altíssima energia

A detecção de raios cósmicos com energias cada vez maiores sempre deixou no ar questões como:

“Quais as maiores energias produzidas no universo?”

“Quais os objetos astrofísicos ou fenômenos capazes de produzi-las?”

No contexto dessas interrogações, a observação de um evento com energia acima de 10¹⁸ eV, pelo experimento de Agassiz, já extrapolando seu limite de detecção, parece ter tornado natural e necessário estender a investigação para energias mais altas, o que exigiria uma área bem maior, apropriado para a nova faixa de energia. O grupo do MIT, liderado por John Linsley, utilizou a experiência adquirida com Agassiz para montar a rede de detectores de Volcano Ranch em 1959 [11], com uma área de 8 km², inaugurando a era dos experimentos planejados para a detecção dos raios cósmicos na faixa mais alta do espectro.

A comprovação da extensão do espectro para energias bem acima de 10¹⁸ eV, com Volcano Ranch, só veio confirmar a necessidade do estudo da radiação cósmica de altíssima energia e gerar motivação nesse sentido. O problema da identificação das fontes para primários com energias dessa ordem parece bem sintetizado por Linsley [25] (onde faz referência ao evento mais energético registrado em Volcano Ranch):

“The existence of cosmic-ray particles having such a great energy is of importance to astrophysics because such particles (...) have very great magnetic rigidity. It is believed that the

region in which such a particle originates must be large enough and possess a strong enough magnetic field (...). This condition is not satisfied by our galaxy (...)"

Alguns anos após o término do período de operação de Volcano Ranch (1963), começaram a operar duas novas redes de superfície para a faixa de altas energias. O experimento de Haverah Park, conduzido pela Universidade de Leeds, Reino Unido, iniciou a coleta de dados em 1968. Neste mesmo ano, entrou em funcionamento na Austrália o experimento SUGAR (*Sidney University Giant Air-shower Recorder*), o único grande conjunto de detectores do hemisfério sul, chegando a ocupar uma área de 60 km².

A observação de eventos de energia muito alta levantou a possibilidade, no início dos anos 60, do estudo dos chuveiros através da detecção da emissão tênue de luz de fluorescência, por ocasião da propagação dos chuveiros ao longo da atmosfera. Na segunda metade dessa década, começaram a surgir os primeiros ensaios.

A propósito, é interessante destacar que a região próxima de Albuquerque, no Novo México, foi o berço dos dois tipos de experimentos voltados para as energias mais elevadas. Além de Volcano Ranch, nesse local o grupo da Universidade de Utah testou com sucesso, em 1976, em conjunto com a rede, o protótipo dos detectores que viriam a ser utilizados no primeiro observatório baseado na técnica de detecção da fluorescência atmosférica: o experimento *Fly's Eye*, cujo funcionamento iniciou em 1981 e se estendeu até 1993.

O corte GZK

Uma das descobertas de maior repercussão no estudo dos raios cósmicos foi a observação da radiação cósmica de fundo, por Penzias e Wilson [26], em 1965.

Logo no ano seguinte, Greisen [27] e Zatsepin e Kuz'min [28] analisaram a implicação da descoberta na propagação dos raios cósmicos de altíssima energia. No caso de energias superiores a 10¹⁹ eV, a interação com os fótons da radiação de fundo resultaria na degradação da energia ao longo da trajetória pelo espaço, em função da fotoprodução de píons, o que levou à previsão de um corte no espectro de energia – que passou a ser conhecido como o corte GZK.

Com a possibilidade do corte, o enigma na compreensão da radiação cósmica de altíssima energia se estabeleceu. O experimento de Volcano Ranch já havia observado a extensão do espectro para a região acima da energia de corte prevista, inclusive com a detecção, em 1962, de um evento com energia de 1.0×10^{20} eV [25]!

A constatação de Auger, acima destacada, voltou à tona nos anos 60 com os resultados de Volcano Ranch, agora com cinco ordens de grandeza a mais, e tem permanecido desde então.

Um novo questionamento se juntou aos outros:

"Há corte no espectro de raios cósmicos?"

As questões em aberto vem instigando teóricos e experimentais desde então, e sua resposta tem sido procurada por vários experimentos. Ainda hoje, a existência ou não do corte não está

confirmada, tendo havido muitas dificuldades na interpretação das observações experimentais, incluindo conclusões contraditórias a respeito dessa questão.

Em 40 anos de investigação dos raios cósmicos pelos grandes experimentos, pouco mais de 30 eventos com energias acima de 10^{20} eV foram divulgados. A tabela 1.2 apresenta o número deles obtido por experimento. Detalhes de vários desses eventos estão reunidos em [9], segundo os dados disponíveis até a ocasião.

Três eventos se destacam do conjunto apresentado na tabela 1.2 ³. Em outubro de 1991, o *Fly's Eye* registrou um chuva com a maior energia já observada: 3.2×10^{20} eV [32]. A rede de superfície de AGASA detectou, em dezembro de 1993, um evento de 2.1×10^{20} eV [33], e recentemente a colaboração reportou o seu evento mais energético – 2.8×10^{20} eV [34]. Apesar da suspeita de superestimativa na determinação da energia, os eventos acima não deixam dúvida quanto à existência de raios cósmicos com energias excedendo 100 EeV, muito acima do corte GZK.

<i>Experimento</i>	<i>Número de eventos acima de 10^{20} eV</i>
Volcano Ranch [25]	1
Haverah Park [12, 29]	6
Yakutsk [30, 31]	1
Fly's Eye [32]	1
AGASA [33, 34]	18
HiRes [35]	7

Tabela 1.2 – Relação dos eventos acima de 10^{20} eV já registrados.

Depois de 90 anos da sua descoberta, a origem e a natureza dos raios cósmicos permanecem um desafio. As dúvidas ainda persistem, principalmente no que diz respeito às altíssimas energias, mesmo após décadas de investigação.

O fluxo muito baixo de raios cósmicos com energias acima de 10^{19} eV e a exposição total pequena para eventos dessa faixa tem possibilitado um volume de dados estatisticamente insuficiente para a determinação adequada do espectro acima do corte GZK e uma análise conclusiva sobre a existência ou não de anisotropia na direção de chegada dos raios cósmicos, a correlação com possíveis fontes e a composição química dos primários.

³ Antonov *et al.* [31] propuseram, em 1999, um novo método de análise dos dados de Yakutsk, tomando por base o modelo QGS (“quark-gluon strings”) de interação hadrônica. Desse modo, o evento mais energético desse experimento [30] teve sua energia aumentada em quase três vezes, atingindo $\sim 3 \times 10^{20}$ eV.

Essa preocupação levou à sugestão, em 1992, de um esforço internacional para a construção de um gigantesco observatório, o que se consolidou em 1995: foi lançada a primeira edição do “Design Report” do Observatório Pierre Auger e formalizada, em novembro, a Colaboração Auger.

O projeto prevê o funcionamento de dois observatórios [1], um no hemisfério norte e outro no sul, cada qual cobrindo uma área de 3000 km^2 , num total que chega a 60 vezes a área da maior rede de detectores já posta em operação para estudo de raios cósmicos (AGASA). Essa extensão permitirá que cada sítio seja capaz de detectar, em um ano, o total de eventos de 10^{20} eV já detectados em 40 anos. A observação nos dois hemisférios permitirá uma cobertura completa do céu, favorecendo amplamente o estudo de anisotropia.

Cada sítio consistirá de um conjunto de 1600 tanques de água-Cherenkov, espaçados de 1.5 km, com detectores de fluorescência dispostos no centro e nos limites laterais, de modo que no período de funcionamento simultâneo, todos os chuveiros sejam reconstruídos de maneira conjunta.

A construção do sítio sul iniciou em janeiro de 2000, na província de Mendoza, Argentina. Dados já estão sendo coletados de uma porção do observatório funcionando como um protótipo – o *Engineering Array*, composto de 40 tanques e dois telescópios com a abertura voltada para eles.

A adoção conjunta das duas técnicas permitirá um meio poderoso de estudo dos chuveiros. A reconstrução híbrida dos eventos coincidentes, explorando as vantagens de ambas as técnicas e seu caráter complementar, produzirá um conjunto de eventos muito bem medidos, com informação redundante que permitirá a inter-calibração dos dois tipos de detectores. Além disso, espera-se um grande aprimoramento no estudo da composição dos primários, um tópico de dificuldade bem reconhecida, já que se poderá contar com uma análise de todos os parâmetros fornecidos pelas duas técnicas e que estejam correlacionados à composição, principalmente no caso dos chuveiros híbridos.

Há uma grande expectativa de que, com o volume e a qualidade dos dados a serem obtidos com o Observatório Auger, em um tempo não muito grande sejam reunidos elementos essenciais para a compreensão da natureza e da origem das partículas mais energéticas que o Universo é capaz de produzir.

1.3. O surgimento da técnica de fluorescência

No final dos anos 50, os resultados obtidos com a investigação de chuveiros atmosféricos extensos indicavam a existência de raios cósmicos com energias da ordem de 10^{19} eV , e havia indício da extensão do espectro para energias acima desse valor; isso frustrava a previsão de um limite de energia para a radiação cósmica, tendo em vista o tamanho e a densidade de energia magnética das fontes possíveis [3]. Por outro lado, os pesquisadores ansiavam pela detecção de primários com energias suficientemente altas a ponto de suas trajetórias não apresentarem desvios significativos ao longo da propagação pelo espaço e assim tornar possível a identificação de suas fontes.

Em função do fluxo muito baixo observado para eventos tão energéticos, o estudo de anisotropia e a determinação do espectro nessa faixa de energia exigia o emprego de áreas de detecção

bem maiores do que as adotadas até então. Tratando desse aspecto, Kenneth Greisen, da Universidade de Cornell, fez em 1960 a seguinte observação [3]:

“(...) it will be necessary to adopt new methods of detection based on a type of radiation that permits the showers to be observed over a much wider radius than that reached by the charged particles. Use of Cherenkov light offers some improvement, but a more isotropic electromagnetic radiation in the visible or radio spectrum will ultimately provide the greatest area of reception.”

A implementação de uma técnica de detecção de chuueiros a partir da luz de fluorescência começou a ser considerada nessa época. O assunto foi discutido por Suga e Chudakov no 5º Seminário Interamericano de Raios Cósmicos, realizado em 1962 na cidade de La Paz, Bolívia [36].

Greisen, numa revisão sobre chuueiros atmosféricos extensos apresentada na Conferência Internacional de Raios Cósmicos de Londres, em 1965 [37], discutiu de forma detalhada a idéia, apresentando os primeiros resultados do estudo em andamento, na Universidade de Cornell, sobre o espectro e a eficiência da fluorescência, além de abordar características do processo de detecção que estava sendo desenvolvido nesta universidade. Na ocasião, Seinosuke Ozaki e colaboradores, da Universidade de Osaka, também trabalhavam num dispositivo para detecção da fluorescência causada por chuueiros.

É interessante destacar que, até essa época, nenhum experimento estudava diretamente o desenvolvimento longitudinal de chuueiros [3]; apenas se limitavam a medições em um único nível de seu desenvolvimento. Entretanto, a radiação Cherenkov emitida pela passagem de um chuueiro já estava sendo utilizada para o estudo de propriedades de chuueiros, como é o caso do trabalho de Chudakov *et al.* [38]. Além disso, alguns experimentos com detectores de superfície introduziam o uso de fotomultiplicadoras para medir a radiação Cherenkov.

Estudos da fluorescência atmosférica na década de 60

Em meados dos anos 60, o mecanismo do processo de fluorescência já era bem conhecido. Ao longo dos anos anteriores, várias investigações da luminosidade provocada pela passagem de íons positivos em gases vinham sendo conduzidas, dada a importância crescente do fenômeno na física de radiações e de auroras⁴. Em 1959, Nicholls, Reeves e Bromley [39] estudaram a luz produzida pela passagem de feixes de prótons de 1/2 e 1 MeV em nitrogênio e oxigênio. Hughes, Philpot e Fan [40], em 1961, investigaram o espectro induzido, em nitrogênio, por prótons de 200 keV. Três anos depois, Davidson e O’Neil [41] determinaram as características espectrais e as eficiências da fluorescência do nitrogênio e do ar por impacto de elétrons de 50 keV.

O fenômeno chegou a ser estudado em Los Alamos, nessa época, a fim de se aplicar a detecção da luz de fluorescência na estimativa da energia liberada em explosões nucleares, produzidas em testes atmosféricos [42].

Greisen e seu aluno de pós-graduação, Alan Bunner (hoje diretor do Programa de Ciência – Estrutura e Evolução do Universo – da NASA), realizaram importantes investigações, tendo em vista a

⁴ Para uma breve revisão de tais investigações e indicações de referências, consultar introdução de [26].

detecção de chuviros atmosféricos extensos, o que estava em processo de implementação pelo grupo de Cornell; mediram o espectro do nitrogênio, a taxa de produção de fluorescência no ar e investigaram sua dependência com a pressão. Utilizaram, para isso, elétrons de 10 MeV e dêuterons de 4 MeV [43].

Na ocasião, já se sabia que a emissão de luz se dava a comprimentos de onda convenientes tanto para sua transmissão pela atmosfera como para sua detecção por fotomultiplicadoras [44].

Os primeiros desenvolvimentos. O “embrião” do *Fly’s Eye*

O grupo de raios cósmicos da Universidade de Cornell, liderado por Greisen, foi o primeiro a observar a fluorescência emitida por chuviros atmosféricos extensos. Um arranjo simples foi desenvolvido inicialmente [37], na primeira metade da década de 60, com o apoio de Osaki e também de Goro Tanahashi, da Universidade de Tóquio; envolveu o uso de cinco fotomultiplicadoras de 15 polegadas de diâmetro, apontadas para cima e nas direções dos pontos cardeais e se destinava a determinar a geometria de chuviros. Contudo, a razão sinal-ruído era muito baixa, prejudicando a análise dos sinais.

Nessa época um sistema bem mais elaborado estava sendo implementado [45–47], tendo sido matéria de capa da revista *Sky and Telescope* [45], em 1967. A “Casa Cósmica”, como era conhecido, entre os pós-graduandos, o observatório de aparência não-usual, era um grande sistema óptico refrator, usando lentes Fresnel de aproximadamente 0.15 m^2 em cada um dos módulos instalados nas faces de sua forma icosaédrica truncada, concentrando a luz sobre conjuntos de 19 a 37 fotomultiplicadoras de $6^\circ \times 6^\circ$. Filtros ópticos, colocados em cada módulo, restringiam a detecção a comprimentos de onda no intervalo de 3100–4100 Å. Os sinais das fotomultiplicadoras eram exibidos em tubos de raios catódicos, fotografados a cada evento registrado.

O projeto original previa o funcionamento de 16 módulos, totalizando 505 fotomultiplicadoras, além da construção de um outro detector similar, de modo que ambos, separados por 10 km, favorecessem uma visão estereoscópica dos chuviros, com uma determinação mais acurada dos seus parâmetros. Depois de um período de testes em Ithaca, o grupo planejava a transferência do experimento para a Austrália, a fim de operar em conjunto com a rede de detectores SUGAR, da Universidade de Sidney, e dispor de uma atmosfera com maior transparência.

Em 1967, um dos módulos com uma lente e 37 fotomultiplicadoras já estava em operação, e o primeiro observatório estava sendo preparado para abrigar os primeiros módulos [46]. O grupo reportou, em 1970 [47], o desenvolvimento de duas estações, cada qual contendo sete lentes e 202 fotomultiplicadoras, sendo que apenas uma das estações estava em funcionamento na ocasião. O experimento foi testado com êxito na detecção e reconstrução geométrica monocular de eventos simulados com feixes de luz (gerados por um “xenon flasher”), emitidos a distâncias de 1 a 1.5 km e com ângulos zenitais até 4° ; o detector possibilitava uma resolução angular de 3° . No momento, estavam tentando desenvolver métodos de calibração das fotomultiplicadoras e de monitoramento atmosférico com um *laser* de nitrogênio (ainda em construção).

Apesar do esforço de vários anos, o grupo de Cornell não obteve êxito no registro inequívoco de chuviros atmosféricos e determinação de suas propriedades. As condições em Ithaca limitavam o

tempo de operação do detector a menos de 5%; o valor da razão sinal-ruído ainda era baixo; o clima da região, a qualidade da atmosfera e a dificuldade na caracterização do perfil de aerossóis tornavam Ithaca um local inadequado para um experimento desse tipo.

Outro experimento surgiu no final da década de 60, usando um aparato semelhante ao empregado pelo grupo de Cornell, tendo-se procurado, contudo, aumentar a coleta de luz, reduzir o diâmetro das fotomultiplicadoras e aumentar a resolução temporal da eletrônica.

No ano de 1969, Tanahashi e colaboradores [48] apresentaram os resultados de um experimento preliminar, operado no período de dezembro de 1968 a abril de 1969 no Observatório Dodaira (876 m de altitude) da Universidade de Tóquio. Reportaram a detecção de 15 eventos identificados como chuviscos atmosféricos, um deles com energia de 10^{19} eV. Utilizaram, para isso, um telescópio com uma lente Fresnel de 1.6 m de diâmetro (área de 2.0 m^2) e 24 fotomultiplicadoras de $4.5^\circ \times 4.5^\circ$ dispostas na sua superfície focal (2.0 m de raio), totalizando uma visão de $23^\circ \times 20^\circ$.

Com base na distribuição temporal dos sinais, foram obtidos a menor distância do detector ao eixo do chuvisco e o ângulo deste com a linha de visão do telescópio; no caso do chuvisco mais energético, os valores foram, respectivamente, 3 km e $40^\circ - 60^\circ$. As intensidades registradas eram comparadas àquelas previstas para um modelo de chuvisco unidimensional. O espectro da intensidade de luz medido foi bem menor do que o esperado pela estimativa calculada; atribuiu-se a isso o espalhamento e absorção da luz na atmosfera (desconsiderados no modelo).

Um novo experimento foi realizado pela Universidade de Tóquio [49], desta vez conjuntamente com a rede de detectores SUGAR, no período de outubro de 1973 a maio de 1974. O telescópio usado ficava a uma distância de 1.3 km do centro da rede, e diferia do outro pelo número e arranjo das fotomultiplicadoras; agora 12, dispostas em duas fileiras horizontais segundo ângulos de elevação de 26° e 34° .

O objetivo do experimento era medir a intensidade de luz oriunda de chuviscos, a fim de compará-la aos valores esperados, determinados com auxílio dos valores obtidos pelo experimento de Sidney para a energia e a distância dos eventos. De um total de 900 eventos registrados pelo telescópio, 51 foram identificados como chuviscos detectados pela rede, apresentando mais de 3 partículas por detector acionado e um número de estações superior a 3; 17 deles corresponderam a chuviscos que passaram pelo campo de visão do telescópio e foram analisados.

Os sinais medidos foram considerados muito baixos, destacando-se bem pouco do ruído, mesmo no caso dos chuviscos para os quais se esperava os maiores valores da razão S/N. Concluíram que tal resultado estaria ligado à atenuação da luz na sua propagação ao detector ou à estimativa da intensidade da luz – possivelmente a atenuação do chuvisco após o seu máximo seria mais intensa do que o previsto.

Tal resultado parece surpreendente, considerando os resultados obtidos em 1969 e a operação do telescópio em uma atmosfera bem mais transparente do que a encontrada próximo à cidade de Tóquio. Soube-se, depois, que por um equívoco a lente fornecida para essa experiência estava fora das

especificações técnicas, tendo possivelmente comprometido a experiência e sido responsável por seu insucesso.

Os primeiros desenvolvimentos, apesar de não terem atingido êxito total, mostraram-se de grande importância, proporcionando um acúmulo de experiências e lançando as bases do procedimento de detecção e reconstrução de chuviros. É interessante destacar, também, a colaboração entre os grupos das universidades de Cornell, de Tóquio e de Sidney, assim como a iniciativa de operação em coincidência de um detector de fluorescência e uma rede de detectores de superfície.

A culminância bem sucedida de todo esse processo de concepção e desenvolvimento da técnica de detecção de chuviros via fluorescência veio em 1976 [50], quando o grupo da Universidade de Utah, liderado na ocasião por George Cassiday, testou, no Novo México, o protótipo de um sistema de detecção que estava em fase de construção [51] (o surgimento do *Fly's Eye*).

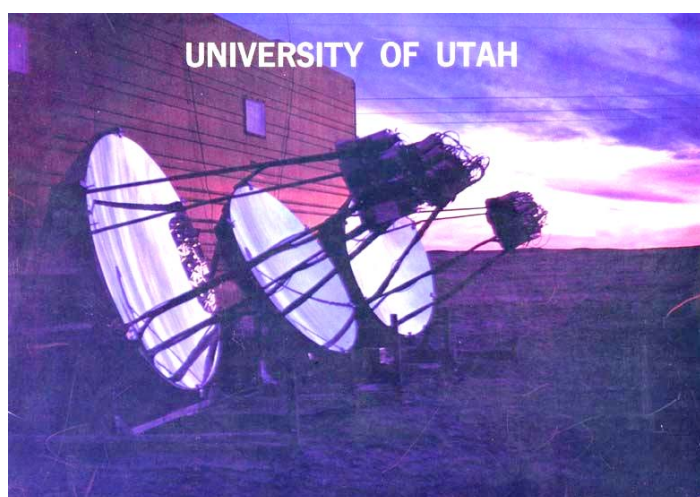


Figura 1.2 – Protótipo do experimento Fly's Eye, testado em 1976, no Novo México. Os espelhos observaram a região acima do experimento de Volcano Ranch, para detecção de chuviros atmosféricos extensos em coincidência. Foto extraída de [52].

O grupo optou por um sistema refletor; o protótipo era constituído por três espelhos de 1.5 m de diâmetro, cada qual equipado com 12 fotomultiplicadoras (diâmetro de $\sim 5^\circ$) na superfície focal (figura 1.2). Os parâmetros do sistema óptico e da eletrônica foram otimizados a fim de favorecer a razão sinal-ruído.

Os espelhos ficaram voltados para a região acima do experimento de Volcano Ranch, posicionados a 1.53 km do centro da rede, operando em coincidência com ele. Em 12 noites sucessivas de operação, 44 chuviros foram detectados simultaneamente pelos experimentos; destes, 15 foram bem medidos pelo sistema óptico: produziram

sinais suficientemente altos e suas trajetórias ficaram bem definidas na abertura disponível. Um conjunto de 20 chuviros registrados pela rede não acionaram os telescópios: sete não passaram pela seu campo visual, e os outros produziram sinais abaixo do limiar em todas as fotomultiplicadoras.

As trajetórias reconstruídas independentemente pelo protótipo e pela rede apresentaram diferenças consideráveis, porém consistentes com as resoluções angulares dos dois sistemas [50]. Quanto à determinação do total de partículas carregadas, as medidas ópticas excediam as da rede 10% em média.

Demonstrou-se, com essa experiência, a capacidade de um sistema óptico de detectar e reconstruir chuviros atmosféricos distantes a partir da fluorescência atmosférica, o que levou ao primeiro observatório baseado na técnica – o *Fly's Eye* – que começou a operar em 1981.

Capítulo 2

A técnica de detecção da fluorescência atmosférica

2.1. O fenômeno de fluorescência atmosférica

Ao atravessarem a matéria, partículas carregadas perdem energia basicamente por dois processos: colisão ou radiação. No caso das colisões, os átomos e/ou moléculas sofrem ionização e/ou excitação; no segundo caso, há emissão de *bremssstrahlung*. A maior ou menor dissipação de energia por um ou outro processo depende da energia das partículas, assim como de sua massa e carga elétrica. Tendo isso em vista, será feita a seguir uma breve descrição dos processos de transformação e dissipação da energia na componente eletromagnética de um chuveiro, a fim de situar, nesse panorama, a produção da fluorescência.

2.1.1. O desenvolvimento de cascatas eletromagnéticas e a fluorescência

Em um chuveiro atmosférico extenso, os elétrons⁵ constituem o maior número de partículas carregadas. Como ilustração disso, na tabela 2.1 é mostrada a composição percentual média das partículas carregadas de dois conjuntos de 75 chuveiros verticais, com energia de 10^{19} eV e iniciados por próton e núcleo de ferro, segundo simulação feita com o CORSIKA (a ser melhor descrita no capítulo 3). Os dados são apresentados para três profundidades atmosféricas diferentes.

Partículas carregadas	Próton a 10^{19} eV			Ferro a 10^{19} eV		
	650 g/cm ²	750 g/cm ²	850 g/cm ²	650 g/cm ²	750 g/cm ²	850 g/cm ²
Elétrons / pósitrons	98.73%	98.81%	98.75%	98.51%	98.41%	98.14%
Múons + / –	1.01%	0.97%	1.05%	1.21%	1.32%	1.58%
Outras	0.26%	0.22%	0.2%	0.28%	0.27%	0.28%

Tabela 2.1 – Percentuais médios do total de partículas carregadas em dois conjuntos de 75 chuveiros atmosféricos extensos verticais iniciados por próton e ferro. Dados obtidos por simulação com o CORSIKA para três profundidades diferentes (alturas respectivamente iguais a 3772, 2650 e 1641 m).

⁵ Como é de costume, elétrons e pósitrons serão tratados sem distinção, como elétrons, salvo qualquer observação em contrário.

Elétrons perdem energia por *bremsstrahlung* a uma taxa aproximadamente proporcional a energia, enquanto no caso da ionização a variação se dá apenas logaritmicamente com a energia. Desse modo, a altas energias, predomina a perda por *bremsstrahlung*, ao contrário do que acontece a baixas energias, quando o processo de ionização se torna o mais importante. A energia na qual as duas perdas se igualam é aproximadamente igual à *energia crítica*⁶ do material – parâmetro que é utilizado na teoria de cascatas eletromagnéticas. A energia crítica dos elétrons, no ar, é igual a 86 MeV.

A componente eletromagnética de um chuveiro atmosférico extenso se inicia com os fótons provenientes do decaimento de píons neutros, os quais produzirão quase exclusivamente elétrons via produção de par elétron-pósitron – tal processo é dominante na interação de fótons de alta energia com a matéria. A maior parte da energia dos elétrons assim produzidos será dissipada por *bremsstrahlung*, gerando por sua vez fótons que realimentarão os elétrons com produção de pares, num processo multiplicativo conhecido como cascata eletromagnética.

Com a redução progressiva da energia dos fótons e elétrons, outros processos de dissipação da energia desses secundários passam a ter contribuição mais expressiva. Por um lado, o espalhamento Compton, afetando os fótons com energias abaixo de aproximadamente 100 MeV e promovendo um retorno da energia para o chuveiro na forma de elétrons. No caso dos elétrons, a excitação e a ionização de átomos e moléculas, que passa a dominar a energias abaixo da energia crítica e começa a impedir a retro-alimentação do chuveiro com fótons via *bremsstrahlung* e promover a dissipação da energia do chuveiro. Tal processo ainda pode realimentar a cascata com elétrons liberados das moléculas, por ionização, que adquirindo energias suficientemente altas podem ser considerados secundários – os “raios delta”.

Com base no exposto acima, observa-se que o desenvolvimento das cascatas eletromagnéticas resulta em grande número de elétrons de energia relativamente baixa, de modo que a maior parte da energia de um chuveiro atmosférico extenso é dissipada por meio da ionização e excitação das moléculas do ar. A energia absorvida pelas moléculas pode ser emitida na forma de radiação eletromagnética, caracterizando o fenômeno de *luminescência* ou *cintilação*, que a comunidade (astro)física acabou consagrando como *fluorescência*⁷.

2.1.2. Caracterização da fluorescência

A maior parte da luz de fluorescência, produzida pela propagação de um chuveiro atmosférico extenso, vem da excitação das moléculas e íons de nitrogênio – gás que representa 78% da composição da atmosfera.

⁶ Segundo Rossi [53], energia na qual a perda por ionização por comprimento de radiação se iguala à energia do elétron. Entretanto, pode ser definida alternativamente como a energia na qual as duas taxas de perda se igualam. Consultar [54] para considerações a respeito das duas definições e da relação entre elas.

⁷ A rigor, tal uso do termo *fluorescência* é inadequado, pelo fato de se referir a outro fenômeno, no qual um átomo absorve fótons de um comprimento de onda e a emissão se dá em comprimentos de onda maiores.

A excitação resulta em fluorescência quando não ocorre desexcitação por colisão com outras moléculas (“quenching”), principalmente O_2 , que constitui um forte inibidor das emissões do N_2 ; é de se esperar, portanto, que a emissão de luz no nitrogênio puro seja mais intensa do que no ar, o que é verificado experimentalmente [41, 55]. A eficiência da fluorescência começa a ser afetada pela desexcitação colisional em condições de pressão e temperatura nas quais o tempo médio entre colisões passa a ficar da ordem do tempo médio de vida do estado excitado.

Algumas características gerais são destacadas a seguir, considerando suas implicações na técnica de detecção (uma abordagem mais detalhada do fenômeno será feita na sequência do texto).

A emissão da luz de fluorescência é isotrópica, o que favorece a detecção de chuviros distantes e com diferentes inclinações relativas ao detector – ao contrário do que é possível na técnica de detecção baseada na luz Cherenkov, em função do caráter direcional de sua emissão.

Essa propriedade permite à técnica de fluorescência uma área efetiva de detecção muito grande, limitada apenas pelo alcance visual do detector, e a observação longitudinal de um chuviro – o que possibilita o seu estudo em várias fases de seu desenvolvimento, o conhecimento de sua história.

*A intensidade da luz emitida é proporcional ao número de partículas carregadas*⁸. O número de fótons N_γ produzidos, por unidade de ângulo sólido, por N_e partículas carregadas ao percorrerem uma distância dl é dado por:

$$\frac{dN_\gamma}{dl d\Omega} = \frac{n_f N_e}{4\pi}, \quad (2.1)$$

sendo n_f a taxa de produção de fluorescência (“fluorescence yield”) em fótons por partícula carregada por metro. Na prática, reduz-se o total de partículas carregadas ao número de elétrons, já que estes correspondem à grande maioria das partículas carregadas de um chuviro.

Com base nessa propriedade, a partir dos sinais registrados pelas fotomultiplicadoras, procura-se reconstruir o número de partículas carregadas (número de elétrons) do chuviro em função da profundidade atmosférica (gramagem, em g/cm^2 , medida ao longo da direção de seu eixo) – o que é conhecido como o perfil longitudinal do chuviro. Para isso, deve-se levar em conta: a atenuação da luz ao se propagar do chuviro ao detector, devido ao seu espalhamento pelas moléculas do ar (espalhamento Rayleigh) e pelas partículas em suspensão na atmosfera (espalhamento Mie); a “contaminação” do sinal com a luz Cherenkov (direta e espalhada) e a radiação de fundo; a eficiência total da detecção, determinada por vários itens, como a transparência do filtro óptico, a refletividade do espelho, a coleta de luz pelo *pixel* e a eficiência quântica das fotomultiplicadoras.

⁸ A rigor, a intensidade da luz de fluorescência é diretamente proporcional à energia dissipada na atmosfera, que por sua vez depende não só do número de partículas mas também de sua energia. Entretanto, argumenta-se que a proporcionalidade destacada no texto é uma aproximação válida, tendo em vista que a grande maioria das partículas corresponde a elétrons de baixa energia, que dominam assim a produção de fluorescência. Além disso, é possível considerar que, na equação (2.1), a influência da taxa de dissipação de energia está no fator n_f , conforme resultado experimental obtido por Kakimoto *et al.* [55].

Ademais, a associação da luz emitida com a energia dissipada pelos secundários carregados leva ao uso da atmosfera como um calorímetro, favorecendo a determinação direta da energia total do chuveiro. No caso da técnica empregada em redes de detectores de superfície, a energia é obtida de um modo indireto e dependente de modelos de interação hadrônica.

A taxa de produção de fluorescência varia pouco com a altitude. À medida que a pressão e a temperatura da atmosfera aumentam, com a redução da altitude, o número de excitações produzidas por partícula cresce, ao mesmo tempo em que a eficiência da fluorescência reduz por aumentar a probabilidade de colisões com as moléculas de oxigênio. Sendo assim, a emissão de luz de fluorescência e a desexcitação colisional competem entre si de tal maneira que n_f seja aproximadamente constante.

Esse comportamento de n_f facilita bastante o uso da técnica; o número de partículas a uma certa profundidade atmosférica é estimado através da quantidade de luz observada, sem complicação adicional.

A produção da luz de fluorescência é muito baixa – da ordem de 4 fótons por partícula carregada por metro. A eficiência do processo, definida como a razão entre a energia irradiada e a energia dissipada no meio, é de apenas $\sim 10^{-5}$. Daí decorre o fato da técnica ser viável apenas para o caso de chuveiros com energias altas (energia mínima em torno de $10^{16} - 10^{17}$ eV no caso de distâncias relativamente pequenas), quando a quantidade imensa de partículas carregadas produzidas compensa a baixíssima eficiência e torna os chuveiros detectáveis.

A eficiência baixa, ao lado da atenuação da luz ao longo de sua propagação até o detector e da necessidade de uma boa razão sinal-ruído, impõe limitações na energia e distância dos chuveiros a serem detectados, assim como cuidados no procedimento de detecção, para que a aplicação da técnica tenha êxito.

O sinal produzido pela luz de fluorescência pode ser relativamente baixo, tornando-se comparável ao ruído, que se deve à intensidade da luz de fundo e suas flutuações, assim como à eletrônica; isso desfavorece a adoção da técnica na detecção de chuveiros de energias mais baixas, ou aqueles situados a grande distância do detector. No entanto, se os chuveiros são “grandes” o bastante, e a resolução do sinal obtido é alta (boa razão sinal-ruído) é possível obter-se uma grande abertura (o “raio de ação” do detector), e assim registrá-los sobre uma área muito extensa. À título de ilustração, o Fly’s Eye I tinha uma abertura de $1000 \text{ km}^2 \cdot \text{sr}$ a 10^{20} eV, apesar da qualidade óptica relativamente baixa. A melhoria do sistema óptico permitiu ao HiRes se aproximar de $10000 \text{ km}^2 \cdot \text{sr}$ nessa energia.

Em função da intensidade relativamente baixa da emissão da fluorescência, tornam-se ainda necessários o monitoramento do ruído e a detecção em condições de bom tempo e luz de fundo mínima – o que limita o período de funcionamento dos detectores a 10-15%, no caso de operação em noites límpidas, sem luar. Convém destacar que seria possível operar o detector de fluorescência em noites com luar, o que exigiria algumas alterações, como a redução do ganho das fotomultiplicadoras.

As considerações apresentadas acima permitem uma primeira apreciação da adoção da técnica de fluorescência.

A obtenção de uma área efetiva de detecção muito extensa, o estudo *individual* do desenvolvimento longitudinal dos chuveiros e a determinação direta da energia do primário são vantagens que a técnica permitiu, principalmente quando se tem em vista as limitações inerentes à detecção de chuveiros por meio de redes de detectores de superfície. Um outro aspecto importante é que, ao contrário das redes, a abertura de um detector de fluorescência aumenta com a energia dos chuveiros, já que o “alcance visual” (determinado pela razão sinal-ruído) depende do número de partículas carregadas do chuveiro, e portanto da energia.

Por outro lado, o próprio caráter do fenômeno é fonte de limitações. A eficiência baixa na produção de luz de fluorescência concorre para um sinal de intensidade pequena em grande parte das situações, o que torna a contribuição da luz Cherenkov bastante significativa para certas posições relativas do chuveiro, comprometendo a reconstrução de muitos eventos; além disso, aumenta a preocupação com o efeito do ruído na detecção. No que diz respeito à propagação da luz pela atmosfera, a quantidade de partículas suspensas no ar – os aerossóis – e a variação do seu perfil é outro aspecto relevante; o espalhamento Mie produz uma atenuação mais séria e bem menos previsível, quando comparada com a que é produzida pelo espalhamento Rayleigh. Há ainda a redução enorme no período de coleta de luz, dada a necessidade de operação do experimento em condição de poluição luminosa mínima.

É interessante notar, no entanto, que as dificuldades decorrentes do problema da intensidade da luz – a limitação capital – acabam sendo compensadas pelo grande raio de ação do detector e seu aumento com a energia dos chuveiros, fazendo com que a técnica de fluorescência seja não apenas um meio viável mas importante e necessário para o estudo dos raios cósmicos, o que tem se verificado até agora.

Investigações experimentais

A adoção da técnica de detecção de chuveiros a partir da fluorescência exige uma caracterização satisfatória deste fenômeno. Isto envolve o conhecimento do espectro de emissão no ar e da taxa de fótons produzidos pelos elétrons, além do estudo dos fatores que os influenciam, como a inibição das emissões por colisões e a dependência com a pressão, a temperatura e a composição do ar.

Tais estudos são importantes para a aplicação da técnica, fornecendo informações essenciais para a reconstrução do perfil longitudinal e a determinação da energia de chuveiros atmosféricos extensos, assim como para a definição de características do projeto do detector a ser utilizado.

Um aspecto muito relevante com relação a isso, por exemplo, é o que trata da influência da incerteza na medida de n_f sobre a determinação do perfil longitudinal, e consequentemente sobre a energia e seu espectro. Os resultados das primeiras medições da produção de fluorescência apresentavam diferenças grandes entre si. A incerteza estimada na década de 60 por Bunner em sua tese de doutorado [56], com base numa combinação de dados disponíveis até a ocasião, foi de 20%, valor usado no experimento *Fly's Eye* para definir o erro sistemático acarretado por tal incerteza na energia [57]. Isso representou a maior fonte de erro sistemático nas determinações de energia com o *Fly's Eye*, comparável apenas ao efeito da reconstrução geométrica de eventos monoculares, ao passo

que a contribuição de outras fontes, como o modelamento da atmosfera e da transmissão da luz e a contaminação com luz Cherenkov, não passaram de 10% [57].

A nova geração de detectores de fluorescência possui uma óptica superior, permitindo medir o perfil longitudinal com uma precisão bem maior que a do *Fly's Eye*. Para que se possa aproveitar completamente essa capacidade de resolução para a qual os novos detectores são projetados, é preciso investir na redução da incerteza em n_f .

O espectro da luz de fluorescência emitida no nitrogênio e no ar, assim como a eficiência na sua emissão e a sua taxa de produção, já foram investigados para diversos fins, desde espectroscopia molecular e investigações dos mecanismos de ionização, excitação e dissociação de moléculas até o estudo da dissipação da energia de partículas carregadas na atmosfera para compreensão de fenômenos como auroras e chuviros induzidos por radiação cósmica. Em decorrência disso, foram exploradas as mais diversas condições experimentais, com o emprego de vários tipos de partícula ionizante (prótons, elétrons, núcleos atômicos, raios X), energias (de dezenas de eV a 1000 MeV), pressões do gás (desde valores da ordem de μmHg a 1 atm) e mesmo características da corrente do feixe ionizante (como intensidade e duração).

A seguir, serão apresentados alguns experimentos, vários deles comumente citados em textos específicos da área de detecção de chuviros atmosféricos; na tabela 2.2 se encontra uma descrição das condições de investigação. Não se tem a pretensão, aqui, de se fazer uma abordagem detalhada e completa do tema; essa é uma tentativa de facilitar a apreciação de vários aspectos já levantados sobre o fenômeno e assim ajudar numa análise criteriosa do conhecimento adquirido, segundo o ponto de vista da aplicação da técnica de detecção de fluorescência atmosférica. É interessante avaliar as condições de investigação empregadas e o quanto tais resultados têm auxiliado na compreensão da fluorescência produzida por chuviros atmosféricos extensos (em especial aqueles de energias altíssimas) e no atendimento das necessidades de uma boa determinação das suas propriedades.

Nicholls, Reeves e Bromley [39] produziram a excitação de N_2 e O_2 com feixes de prótons de 0.5 e 1 MeV (0.25 - 0.5 μA) em quatro situações diferentes de pressão: 63 a 150 μHg e 5 a 20 mmHg (N_2 / 1 MeV), 150 μHg (N_2 / 0.5 MeV) e atmosférica (tanto N_2 quanto O_2 / 1 MeV). Os prótons paravam no gás, para pressões acima de 15 mmHg.

Neste trabalho os autores descrevem o espectro obtido e sua variação com a pressão, além de discutir os mecanismos de excitação coerentes com as observações espectrais feitas. A investigação se deu no intervalo de 380 - 800 nm e eles detectaram, no caso do nitrogênio, a presença dominante das bandas 1P e 2P do N_2 e 1N do N_2^+ , sem registro de linhas devidas a H, N ou N^+ ; bandas do sistema *Gaydon green* também foram observadas, no caso de elétrons com 1 MeV e pressão atmosférica. Quanto ao oxigênio, verificou-se a ocorrência de linhas O_I e O_{II} com ausência de linhas do H ou bandas de O_2 ou O_2^+ .

Experimentos	Gás	Pressão (mmHg)	Partículas	Corrente	λ (nm)
Nicholls, Reeves e Bromley, 1959 [39] (*)	N ₂ / O ₂	0.063 a 0.15, 5 a 20 e 760	prótons 0.5 e 1 MeV	0.25 a 0.5 μ A	380 – 800
Hughes, Philpot e Fan, 1961 [40]	N ₂	0.001 a 0.03	prótons 200 keV	0.04 a 0.18 μ A	300 – 600
Bunner, 1964 [43]	ar	760 2 a 760	elétrons, 10 MeV dêuterons, 4 MeV	100 mA, 30 x 0.5 μ s / s 1.7 μ A	270 – 500 214 – 488
Davidson e O’Neil, 1964 [41] (*)	N ₂ / ar	600	elétrons 50 keV	3 mA 0.4 A/cm ²	320 – 1080
Hirsh, Poss e Eisner, 1970 [60]	N ₂ / ar	0.05 a 8	elétrons 0.65 a 1.6 MeV		391.4
Mitchell, 1970 [61]	N ₂ / ar	0.3 a 600	raios X 0.9, 1.5, 4.5 e 8 keV		391.4; 7 bandas 1P, 4 bandas 2P
Hughes, 1985 [62]	ar	0.2, 2, 10, 50	elétrons 6.5 MeV	75 kA; 80 ns	330 – 620
Eckstrom, Dickinson e Hill, 1985 [63]	ar	760	elétrons 600 keV	5000 A; 3 ns 2200 A/cm ²	225 – 340
Karl, 1989 [64]	ar	10 a 590 (?)	elétrons 10 a 30 MeV (?)	200 a 650 A 10 x 3 ns	337.1, 357.7, 391.4 e 427.8
Kakimoto <i>et al.</i> , 1996 [55]	ar	40 a 760	elétrons 1.4, 300, 650 e 1000 MeV		300 – 400

Tabela 2.2 – Condições de investigação da fluorescência para os trabalhos apresentados na seção 2.1. Nos experimentos marcados com asterisco, as partículas paravam no gás. No caso de Nicholls, Reeves e Bromley, isso passava a ocorrer a partir de 15 mmHg.

Algumas observações feitas no trabalho são destacadas a seguir:

- 1) A presença de bandas do N₂⁺ e a ausência de linhas do H revelam que é muito maior a probabilidade de ionização e excitação do N₂, por prótons de energia relativamente alta, sem “captura” do elétron pelo próton:



ao contrário do que se observa a energias mais baixas, quando ocorre preferencialmente formação de H;

- 2) A comparação com o espectro obtido por descargas elétricas em N₂ demonstrou que, na experiência em discussão, várias bandas 1N do N₂⁺ e 2P do N₂ foram mais intensas;
- 3) A mudança mais evidente no espectro, com o aumento da pressão, foi o aumento constante na intensidade da banda 2P do N₂ em relação às bandas adjacentes do N₂⁺;
- 4) A excitação do N₂ (e a consequente produção dos sistemas 2P e 1P) se deu certamente por elétrons secundários – o mecanismo direto, via prótons, é suprimido, já que a transição envolveria mudança de multiplicidade. É também possível a atuação dos elétrons na produção das bandas do N₂⁺, mas o aumento relativo, com a pressão, da intensidade da banda 2P do N₂ (item acima) seria indício de “preferência” dos elétrons por este último mecanismo, e maior contribuição de prótons na excitação do N₂⁺;
- 5) A luminosidade produzida no O₂ foi bem menos intensa, e o espectro resultante sugere fortemente a ocorrência de dissociação e ionização das moléculas:



Uma outra investigação do espectro de N₂ induzido por prótons foi apresentada em 1961, por **Hughes, Philpot e Fan** [40], agora com feixe de menor energia (200 keV), e no intervalo de 300 - 600 nm. O gás foi submetido a pressões entre 1 e 30 μmHg, e a corrente do feixe variava de 0.04 a 0.18 μA.

A característica principal, destacada pelos autores, foi a emissão intensa de bandas do sistema 1N do N₂⁺, principalmente 391.4 e 427.8 nm, para as mais diversas condições de corrente e pressão. Já as bandas do sistema 2P do N₂ eram observadas nas pressões mais altas.

Comparando-se as figuras 2.1 (a) e 2.1 (b), é possível verificar o aparecimento de bandas 2P (p.ex., 3371, 3755 e 3805 Å, em ordem decrescente de intensidade) com a pressão passando de 19 a 20 μmHg e a corrente de 0.04 a 0.15 μA. Tal variação favoreceu bem mais as bandas do N₂ do que as do N₂⁺ – basta notar o efeito sobre 4709 Å (1N do N₂⁺) e 3371 Å (2P do N₂) – evidenciando um comportamento diferenciado entre tais sistemas diante da variação ocorrida. A figura 2.1 (b) foi obtida a partir da observação da *borda* do feixe; a maior parte da radiação mostrada vinha da parte exterior do feixe – isso atesta a contribuição de elétrons secundários na produção das bandas do sistema 2P.

A variação da intensidade das emissões com a pressão do gás e a corrente do feixe confirmou o caráter, já verificado anteriormente (ver trabalho comentado acima), dos mecanismos de excitação dos sistemas de bandas. O aumento linear com a corrente e a pressão, no caso das bandas 1N do N₂⁺, evidenciava excitação por impacto direto. No caso das bandas 2P do N₂, entretanto, a intensidade aumentava com o quadrado da pressão, característico de mecanismo em duas etapas; com alguns procedimentos, os autores puderam concluir pela excitação por impacto de elétrons secundários.

As seções de choque de excitação para as bandas dos níveis v'=0 e v'=1 do sistema 1N do N₂⁺ foram determinadas; no caso do primeiro nível, obteve-se um valor total de 42 × 10⁻¹⁸ cm², que concordou bem com o valor conseguido através do uso de probabilidades de transição tabuladas. Esse valor foi comparado à seção de choque de excitação do nível v'=0 por impacto de elétrons de mesma velocidade (energia de 100 eV); a razão próton/elétron resultou em 4.4. Considerando que a razão entre

os valores, encontrados na literatura, das seções de choque para ionização total por impacto de prótons ($5.3 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$) e elétrons ($2.9 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$) é menor que a citada acima (cerca de 1.8), os autores argumentaram que prótons seriam mais eficientes na excitação do nível $v'=0$ do sistema 1N do N_2^+ (eficiência 2.4 vezes maior), a menos das incertezas nos resultados experimentais; aproximadamente 8% dos íons produzidos por colisões com prótons de 200 keV se encontrariam nesse nível de excitação (no caso dos elétrons de 100 eV, 3.3%).

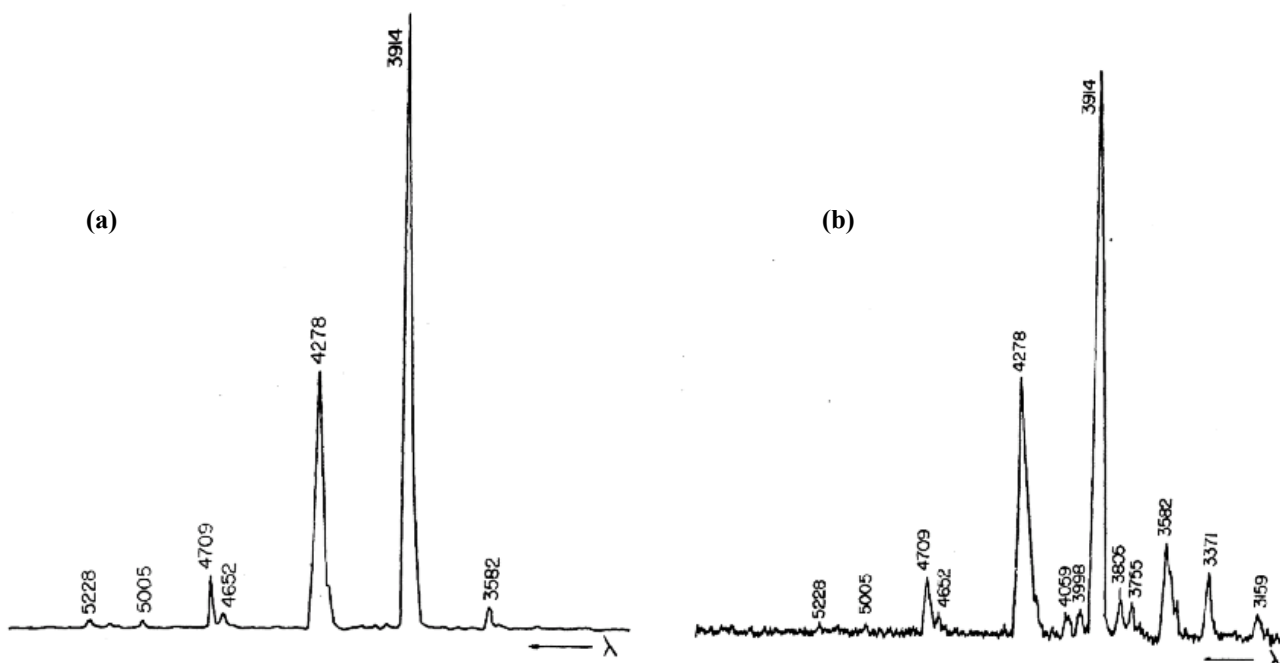


Figura 2.1 – Espectro do nitrogênio induzido por prótons de 200 keV, segundo Hughes, Philpot e Fan [40], nas seguintes condições de pressão do gás e corrente do feixe: (a) 19 μmHg e 0.04 μA ; (b) 20 μmHg e 0.15 μA .

Em 1964, **Bunner** [43] apresentou, em sua *tese de mestrado*, investigações do espectro e da eficiência da fluorescência no ar. O objetivo central de seu trabalho era, a partir do conhecimento da intensidade da emissão de fluorescência no ar, estimar o valor mínimo do “tamanho” de um chuva detectável, ou seja, que produzisse uma razão sinal-ruído satisfatória para detecção. Ademais, segundo atestou o próprio autor, os resultados experimentais até então disponíveis careciam de informações mais completas a respeito da fluorescência, o que exigia uma investigação mais detalhada do fenômeno.

Num primeiro experimento, ar foi bombardeado por elétrons de alta energia produzidos a partir da incidência, num anteparo de chumbo, de *bremsstrahlung* oriundo do síncrotron de 1 GeV da Universidade de Cornell. A investigação foi mal-sucedida, em função da grande intensidade de radiação gama de fundo registrada pela fotomultiplicadora. Além disso, a eficiência na produção de elétrons era baixa, o feixe produzido era muito divergente e sua energia pouco definida. Dois novos experimentos foram realizados.

A fim de determinar a eficiência da fluorescência, Bunner contou, no esforço seguinte, com um feixe de elétrons de 10 MeV obtido com o acelerador linear de Cornell, constituído de pulsos de

aproximadamente 0.5 μ s e intensidade média de 100 mA, produzidos numa taxa de 30 por segundo (o que leva a intervalos pouco acima de 30 ms).

A eficiência no ar, a uma pressão de 760 mmHg, foi calculada em termos do número de fótons por MeV de energia dissipada por ionização, para comprimentos de onda entre 270 e 500 nm. Considerando que um elétron de 10 MeV dissipa 1.95 MeV por g/cm² de ar, a energia depositada, por segundo, por um feixe de corrente I_{feixe} na região sensível do gás, correspondente a 0.0332 g/cm², foi estimada em:

$$\Delta E = 4.03 \times 10^{17} \times I_{\text{feixe}}. \quad (2.2)$$

A medição da intensidade da luz emitida foi feita de duas maneiras, de acordo com os dois métodos usados para a calibração da fotomultiplicadora: uso de uma lâmpada de filamento de tungstênio, cujo brilho foi determinado por comparação com uma lâmpada padrão Philips W-4 (experimento 2/A); detecção da luz Cherenkov de múons de raios cósmicos (experimento 2/B).

No primeiro caso, obteve-se uma eficiência de 52 fótons / MeV de energia dissipada, com uma incerteza resultante de 39%. As principais fontes de erro foram: fator envolvendo as correntes na fotomultiplicadora, lâmpada e do feixe, principalmente em função da observação de saturação na fotomultiplicadora para várias medidas – 30%; influência da incerteza na sensibilidade da fotomultiplicadora na medição da luz da lâmpada Philips – 20%; espectro – 15%.

A eficiência obtida com a calibração pela luz Cherenkov de múons resultou em 40 fótons / MeV, sendo o erro de 37%, para o qual as principais contribuições foram: razão entre as correntes na fotomultiplicadora e do feixe – 30%; espectro – 15%; altura do pulso dos múons – máximo de 15%. Os dois valores concordaram dentro do erro experimental, indicando, por sua vez, uma concordância entre os dois métodos independentes de determinação da eficiência.

Definindo-se a eficiência como a razão entre a energia emitida na forma de fluorescência e a energia dissipada no meio, os valores seriam 1.8×10^{-4} e 1.4×10^{-4} .

Partindo da razão entre a taxa de desexcitação por emissão de radiação e a taxa total de desexcitação, Bunner [43] demonstrou que a eficiência da fluorescência em fótons / MeV dissipado por ionização, é dada em função da pressão por:

$$\eta = \frac{A}{1 + \frac{p}{p_0}}, \quad (2.3)$$

sendo as constantes A e p_0 dependentes da banda ou sistema de bandas em questão. Nota-se, a partir de (2.3), que A representa o valor da eficiência “a pressão nula” e p_0 a pressão na qual a desexcitação ocorre em taxas iguais via emissão e colisões.

Considerando que, do total da fluorescência emitida no ar entre 270 e 500 nm, a 760 mmHg, 76% era proveniente de bandas do sistema 2P e 19% do sistema 1N (segundo a distribuição espectral que viria a ser obtida no terceiro experimento), e utilizando o resultado de 40 fótons / MeV

(experimento 2/B), Bunner expressou, nesse intervalo espectral, a eficiência devida à contribuição desses dois sistemas como:

$$\eta = \frac{2280}{1 + \frac{p}{10}} + \frac{940}{1 + \frac{p}{6}}, \quad (2.4)$$

para pressões dadas em mmHg.

Os resultados obtidos para a eficiência, incluindo previsões feitas a partir da equação (2.4), foram comparados a outros trabalhos, observando-se várias discordâncias. Por exemplo, tal resultado mostrou-se maior que o apresentado por Chudakov [36], que obteve $A = 1000$ e $p_0 = 10$ segundo a equação (2.3).

Destaca-se, aqui, o fato da eficiência prevista por Bunner para o sistema 1N, a pressões muito baixas, ser menor que valores obtidos por outros autores *apenas* para a banda 391.4 nm deste sistema. No que diz respeito a pressões baixas, convém notar que a equação (2.4) também prevê, nesse regime, emissão mais intensa do sistema 2P; Hughes, Philpot e Fan [40], ao contrário, destacaram a maior intensidade das bandas 1N nesse regime de pressões, produzida com prótons de 200 keV.

Uma terceira experiência mostrou-se necessária para a determinação do espectro. A intensidade alta de radiação gama de fundo, envolvendo a área do acelerador linear, inviabilizou medições da emissão de fluorescência para bandas específicas (intervalos pequenos de comprimento de onda) com o segundo aparato experimental. Decidiu-se, então, usar o feixe de dêuterons produzido pelo ciclotron da Universidade de Rochester. Além de evitar o problema com a radiação de fundo, seria possível obter um feixe intenso e bem definido geometricamente.

Para o uso de dêuterons, ao invés de elétrons (partículas que interessam, no caso do estudo da fluorescência para fins de detecção de chuviscos atmosféricos extensos), Bunner baseou-se no fato de que, em altas energias, partículas carregadas de espécies diferentes, mas de mesma velocidade, tendem a produzir ionização de forma equivalente e assim geram espectros muito semelhantes [58].

O espectro foi, então, investigado no ar a diversas pressões, a partir de um feixe de dêuterons de 3.93 MeV com intensidade de 1.7 μ A. As medições se deram no ar seco e em misturas resultantes da adição controlada de H₂O e CO₂.

29 espectrogramas foram registrados: 15 na região do visível (800 a 350 nm) e 14 no ultravioleta (400 a 180 nm), em diversas condições de composição e pressão do gás⁹:

- 19 deles no ar seco, sendo 7 em pressões próximas de 1 atm (5 no visível e 2 no ultravioleta) e os outros 12 em pressões mais baixas (5 no visível e 7 no ultravioleta);

⁹ Na tese de Bunner [43], os valores apresentados em meio ao texto (p. 78) para as medidas em cada região espectral (16 e 13, ao invés de 15 e 14) discordam do que expõe a tabela com a descrição das condições em que foram realizadas todas as observações (p. 80 e 80a – ver tabela 2.3). Além disso, a composição do gás referente a um dos espectrogramas não foi identificada.

- 4 no ar saturado de vapor d'água (todos no visível) e outros 5 nos quais aproximadamente 12% de gás carbônico foi adicionado (1 no visível e 4 no ultravioleta); todos esses 9 obtidos em pressões altas.

8 medidas espectrais também foram feitas com fins de calibração do ganho das fotomultiplicadoras, a partir da emissão de duas lâmpadas padrão de filamento de tungstênio, calibradas, operando em correntes diferentes (identificadas, por Bunner, como lâmpadas 1 e 3). A tabela 2.3 apresenta a descrição das condições experimentais empregadas na determinação de cada um dos 37 espectrogramas, e a figura 2.2 mostra dois deles, obtidos no ar seco em duas regiões espectrais diferentes, e em condições distintas de pressão (números 35 e 1 da tabela 2.3).

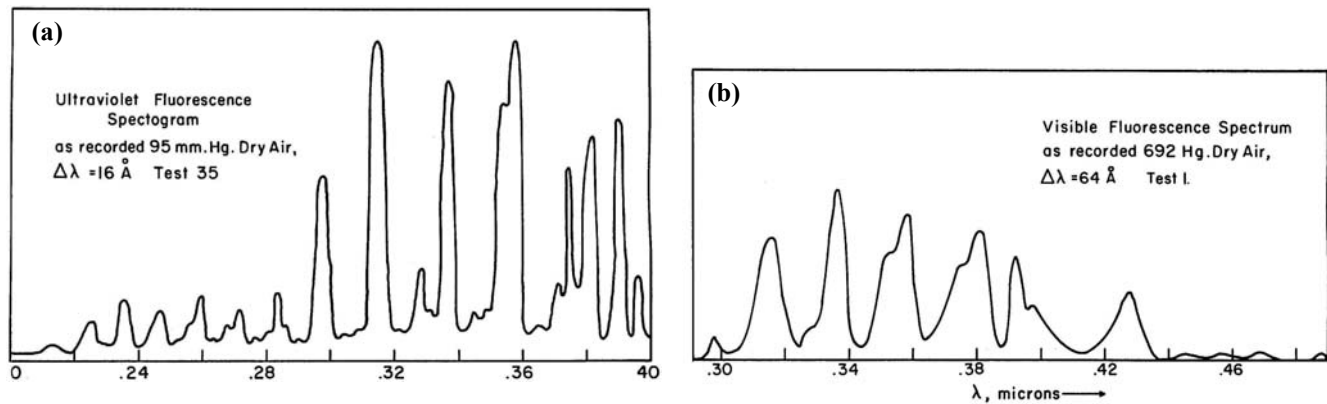


Figura 2.2 – Medidas do espectro feitas por Bunner [43] através de dêuterons de 3.93 MeV no ar seco, nas seguintes condições: (a) região ultravioleta, pressão de 95 mmHg; (b) região visível, pressão de 692 mmHg (medidas 35 e 1, respectivamente, conforme a tabela 2.3).

Bunner procurou estudar a variação da taxa de produção de fluorescência com a pressão para um determinado comprimento de onda. Para isso, fixou-se no pico observado a 335.2 nm, combinação das bandas 337.1 nm (0,0) e 333.9 nm (1,1) do sistema 2P (sendo a primeira dominante) e efetuou uma redução lenta e contínua da pressão, de 1 atm a 2 mmHg, registrando graficamente a corrente do feixe e a fotocorrente de modo a determinar o número de fótons por dêuteron para cada valor de pressão nesse intervalo.

Considerando que a densidade de moléculas aumenta linearmente com a pressão, e consequentemente o número de excitações por partícula do feixe, o número de fótons por partícula incidente pode ser dado por:

$$n_f \propto \frac{p}{1 + \frac{p}{p_0}}, \quad (2.5)$$

expressão que representou bem os dados determinados para 335.2 nm, conforme se observa na figura 2.3-a. Obteve-se, para p_0 , 10.0 ± 0.5 mmHg. Tal valor mostrou-se de acordo com a estimativa feita a partir do tempo médio para colisões desexcitadoras e do tempo de vida médio do estado excitado, assim como com outros resultados experimentais.

	Fonte	Região espectral	Gás	Pressão (mmHg)
1	Fluorescência	Visível	Ar seco	692
2	Fluorescência	Visível	Ar seco	692
3	Fluorescência	Visível	Ar seco	744
4	Fluorescência	Visível	Ar seco	744
5	Fluorescência	Visível	Ar seco	744
6	Fluorescência	Visível	Ar seco	376
7	Fluorescência	Visível	Ar seco	412
8	Fluorescência	Visível	Ar seco	157
9	Lâmpada 1	Visível		
10	Lâmpada 1	Visível		
11	Lâmpada 1	Visível		
12	Fluorescência	Visível	Ar seco	54
13	Fluorescência	Visível	Ar seco	27
14	Fluorescência	Visível	Ar + H ₂ O	744
15	Fluorescência	Visível	Ar + H ₂ O	744
16	Fluorescência	Visível	Ar + H ₂ O	744
17	Fluorescência	Visível	Ar + H ₂ O	744
18	Fluorescência	Visível	Ar + H ₂ O + CO ₂	623
19	Fluorescência	Ultravioleta	Ar + H ₂ O + CO ₂	660
20	Fluorescência	Ultravioleta	Ar + H ₂ O + CO ₂	682
21	Fluorescência	Ultravioleta	Ar + H ₂ O + CO ₂	682
22	Lâmpada 1	Ultravioleta		
23	Lâmpada 3	Ultravioleta		
24	Lâmpada 3	Ultravioleta		
25	Lâmpada 3	Ultravioleta		
26	Lâmpada 3	Ultravioleta		
27	Fluorescência	Ultravioleta	Ar + H ₂ O + CO ₂	744
28	Fluorescência	Ultravioleta		diversas
29	Fluorescência	Ultravioleta	Ar seco	645
30	Fluorescência	Ultravioleta	Ar seco	645
31	Fluorescência	Ultravioleta	Ar seco	318
32	Fluorescência	Ultravioleta	Ar seco	90
33	Fluorescência	Ultravioleta	Ar seco	95
34	Fluorescência	Ultravioleta	Ar seco	95
35	Fluorescência	Ultravioleta	Ar seco	95
36	Fluorescência	Ultravioleta	Ar seco	20
37	Fluorescência	Ultravioleta	Ar seco	2.2

Tabela 2.3 – Condições experimentais usadas por Bunner [43] no estudo do espectro emitido no ar, induzido por dêuterons de 3.93 MeV.

O comportamento da taxa de produção de fluorescência a 391.4 nm, com a pressão, também foi investigado a partir da comparação entre as intensidades medidas nesse comprimento de onda e a 335.2 nm, com os resultados expostos na figura 2.3-b. p_0 apresentou, nesse caso, valor igual a 6 ± 1 mmHg.

Tendo em vista que p_0 é inversamente proporcional ao tempo de vida médio do estado excitado envolvido, a razão $p_0(337.1 \text{ nm}) / p_0(391.4 \text{ nm})$, 1.66 ± 0.29 de acordo com Bunner, pôde ser comparada à razão $\tau(391.4 \text{ nm}) / \tau(337.1 \text{ nm})$, que segundo valores medidos por Bennett e Dalby [59] resulta em 1.48 ± 0.21 , havendo concordância dentro dos limites experimentais.

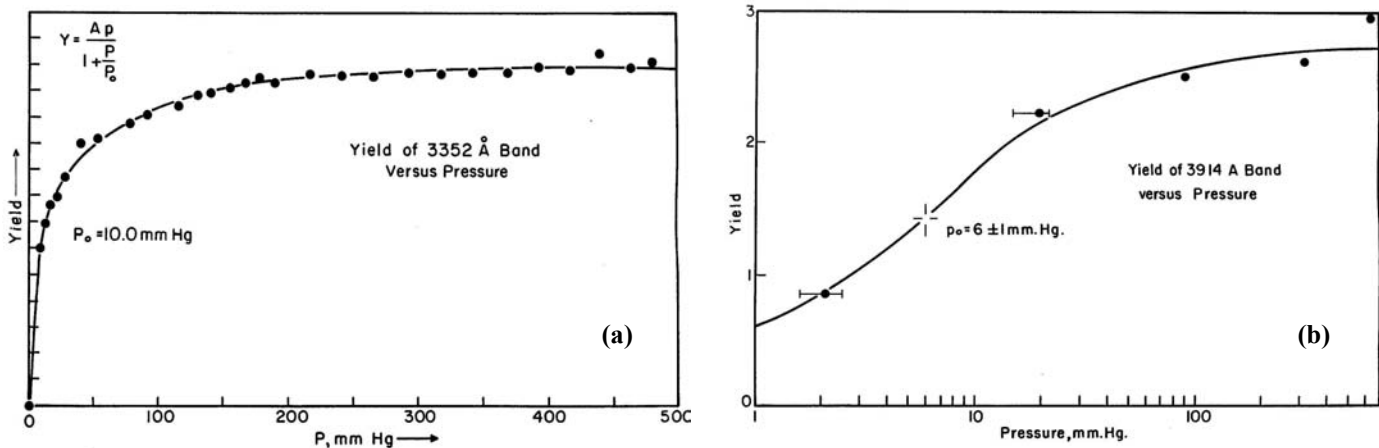


Figura 2.3 – Variação do número de fótons por partícula incidente com a pressão, segundo o estudo feito por Bunner [43] com dêutrons de 3.93 MeV, para dois comprimentos de onda: (a) 335.2 nm, envolvendo as bandas (0,0) (337.1 nm) e (1,1) (333.9 nm) do sistema 2P do N_2 ; (b) 391.4 nm, banda (0,0) do sistema 1N do N_2^+ .

Com base nas medições do espectro, caracterizadas na tabela 2.3, a eficiência em termos do número de fótons por MeV dissipado por ionização foi determinada para as bandas principais, sendo seus valores apresentados para um certo conjunto de espectrogramas.

A emissão mais intensa ocorreu entre 310 e 400 nm, justamente onde ocorre a superposição das duas regiões espectrais (350 a 400 nm), intervalo em que a transmissão de ambas as grades de difração (?) não é constante (introduzindo, por exemplo, erro adicional para as medidas indiretas).

O erro total atribuído às determinações diretas da eficiência foi de 13%, chegando a 17% no caso dos valores obtidos indiretamente. As maiores fontes foram a calibração da lâmpada usada como referência (10%) e das sensibilidades relativas do amplificador da fotomultiplicadora (5%), além do erro adicional de 10% que afetou as medidas indiretas, devido à falta de precisão no conhecimento do fator de transmissão do monocromador.

A partir desses resultados, a eficiência no ar seco, a uma pressão de uma atmosfera, pôde ser calculada para o conjunto das bandas identificadas no intervalo investigado. Obteve-se, entre 214 e 488 nm, um valor total de 10.97 fótons por MeV, bem menor que os relativos ao experimento com elétrons (52 e 40 fótons / MeV). Considerando não haver razão para se esperar grande diferença na produção de fluorescência induzida por dêutrons e elétrons, o aprimoramento no aparato e nos procedimentos

usados na iniciativa com os dêuterons, e ainda levando em conta os grandes e vários erros experimentais identificados na experiência do feixe de elétrons, Bunner assumiu a maior confiabilidade dos últimos resultados, presumindo inclusive que os resultados anteriores estariam incorretos.

A eficiência em função da pressão, em fótons / MeV, dada pela contribuição das emissões associadas aos sistemas 2P e 1N, foi expressa por:

$$\eta = \frac{564}{1 + \frac{p}{10}} + \frac{231}{1 + \frac{p}{6}}. \quad (2.6)$$

Na figura 2.4 são mostradas as eficiências total (soma dos sistemas 2P e 1N) e por sistema, obtidas a partir dos experimentos com elétrons (2/B) e com dêuterons (3), segundo as equações (2.4) e (2.6), respectivamente.

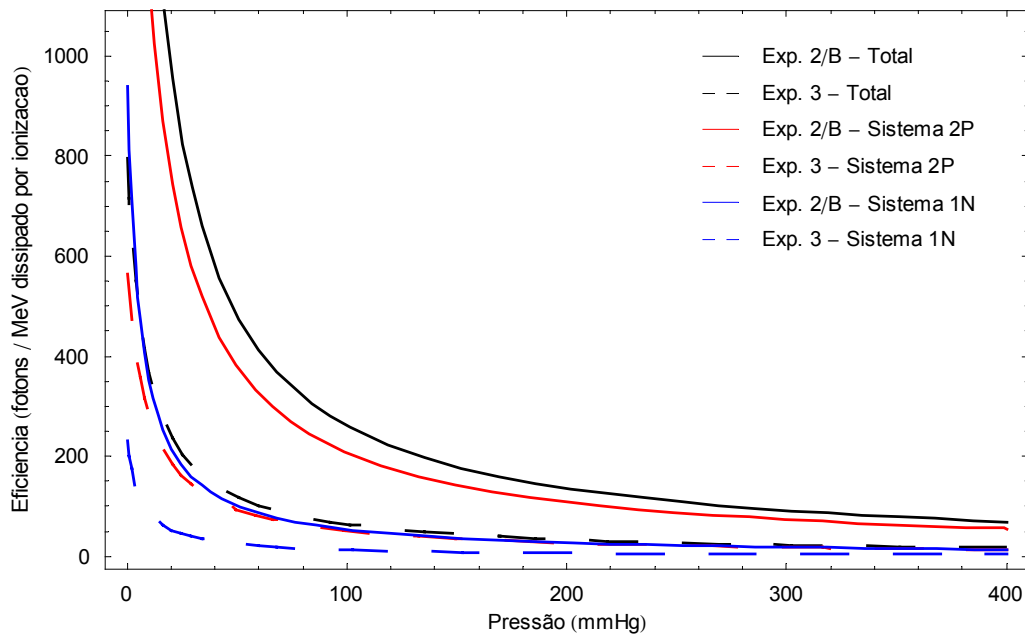
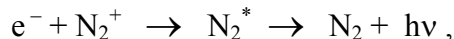


Figura 2.4 – Comparação dos comportamentos esperados para a eficiência total e dos sistemas 2P e 1N, com a pressão, a partir dos resultados obtidos por Bunner [43] com o feixe de elétrons (experimento 2/B) e o de dêuterons (experimento 3).

A variação definida pela equação (2.6) tornou-se bem próxima do comportamento previsto por Chudakov [36], que assinalou, por exemplo, uma eficiência de 13 fótons / MeV à pressão de 1 atm. Nota-se, entretanto, com base na figura 2.4, que a redução das eficiências para pressões baixas mostrou-se marcante, aumentando ainda mais a diferença para resultados de outros autores, no que tange o sistema 1N. Além disso, o comportamento relativo entre a eficiência do sistema 1N e a do sistema 2P, observado no experimento 2/B, se manteve, quando comparado ao que foi obtido a partir do experimento 3; o sistema 2P continua superando 1N a pressões baixas. Quanto a isso, Bunner argumentou que experimentos realizados a pressões muito baixas (da ordem de μmHg) tendem a inviabilizar a excitação do sistema 2P ao adotarem câmaras de gás com dimensões menores que o livre caminho médio dos elétrons secundários, principais agentes da produção das bandas desse sistema; isso

evidenciaria as emissões do sistema 1N. É interessante notar, também, que a quantidade de elétrons secundários produzidos está ligada à densidade do gás, ficando comprometida para pressões pequenas e de qualquer forma limitando a manifestação do sistema 2P.

Com relação à excitação do sistema 2P, Bunner procurou avaliar a contribuição a esse processo do mecanismo de recombinação íon-elétron:



mediante o uso do aparato experimental do experimento 2, concluindo que a emissão proveniente da recombinação é desprezível, o que estaria de acordo com as conclusões obtidas, por exemplo, por Hughes, Philpot e Fan [40], que descartaram experimentalmente tal mecanismo como processo relevante, a partir da observação da linearidade da emissão com a corrente.

No que diz respeito à influência da composição do gás, a presença de CO₂, com uma pressão parcial de 90 mmHg, chegou a reduzir em torno de 5 a 10% a emissão das bandas dos sistemas 2P e 1N, favorecendo ligeiramente a razão 1N/2P (talvez em 5%). A adição de 30 mmHg de água mostrou efeito semelhante, mas quantitativamente bem menor. Tais observações levaram à conclusão de que, considerando os percentuais de gás carbônico e água na atmosfera, o efeito desses gases na fluorescência produzida seria desprezível.

Ainda em 1964, *Davidson e O'Neil* [41] apresentaram estudo detalhado do espectro e da eficiência da fluorescência emitida no nitrogênio e no ar, a uma pressão de 600 mmHg e num intervalo espectral amplo (de 320 a 1080 nm). Utilizaram, para isso, um feixe de elétrons de 50 keV parando no gás (corrente de 3 mA, 0.4 A/cm²). Experimentos anteriores com impacto de elétrons costumavam ser realizados a baixas energias e/ou baixas pressões, feixes de correntes menos intensas e intervalos menores de comprimentos de onda (ver referências na introdução de [41]). Entretanto, as condições neste experimento foram escolhidas de modo a favorecer a obtenção de certas bandas e linhas difíceis de serem produzidas de outro modo.

A eficiência total medida foi de $(0.14 \pm 0.02) \%$ no nitrogênio e de $(6.7 \pm 1.0) \times 10^{-3} \%$ no ar. Na tabela 2.4, encontram-se os valores obtidos para as eficiências relativas às bandas de maior intensidade (2.4-a), assim como para os totais por sistema de bandas (2.4-b) registrados em todo o intervalo investigado (320 a 1080 nm). O erro nos valores absolutos das eficiências, devido à calibração das intensidades medidas e à determinação da corrente do feixe, foi estimado em $\pm 15\%$. Esse valor deve ser acrescido da precisão estimada na obtenção das eficiências relativas, dependente da capacidade de separar bandas e linhas adjacentes; seus valores vão de 10% até mesmo 100% em alguns casos.

A partir dos valores obtidos para cada banda, é possível constatar que, no intervalo de 320 – 400 nm, as eficiências no nitrogênio e no ar representam, respectivamente, 84.0 % e 87.0 % de cada total correspondente. Ampliando o intervalo até 440 nm, os percentuais chegam a atingir 89.6% e 95.2 %. Vale ressaltar que a contribuição nessas faixas deveu-se praticamente às bandas 2P do N₂ (exceto por uma / duas 1N do N₂⁺ – ver tabela 2.4-a), além de se tornar mais expressiva no ar.

(a)				(b)		
λ (nm)	Sistema (ν' - ν'')	Eficiência ($\times 10^{-3}$ %)		Sistema	Eficiência ($\times 10^{-3}$ %)	
		Nitrogênio	Ar		Nitrogênio	Ar
337.1	2P (0-0)	52	2.1 (24.8)	2 P do N_2	120	5.5 (21.8)
353.7	2P (1-2)	4.7	0.32 (14.7)	1 N do N_2^+	1.5	1.0 (1.5)
357.7	2P (0-1)	37	1.5 (24.7)	1 P do N_2	3.6	0.17 (21.2)
375.6	2P (1-3)	3.7	0.3 (12.3)	Gaydon green	7.0	
380.5	2P (0-2)	14	0.52 (26.9)	Herman infrared	2.5	
391.4	1N (0-0)	1.02	0.7 (1.5)	Goldstein-Kaplan	0.21	
399.8	2P (1-4)	2	0.18 (11.1)			
405.9	2P (0-3)	4.3	0.18 (23.9)			
427.0	2P (1-5)	0.82 ¹⁰	0.274			
427.8	1N (0-1)	0.34 ¹⁰				

Tabela 2.4 – Valores da eficiência da fluorescência produzida no N_2 e no ar, a pressão de 600 mmHg, por meio de elétrons de 50 keV (Davidson e O’Neil, [41]). Os valores entre parênteses, na coluna “Ar”, representam a razão entre as eficiências no nitrogênio e no ar. (a) Bandas de maior intensidade no intervalo de 320 a 440 nm; representam, respectivamente, 95.6% e 94.5% dos totais obtidos no nitrogênio e no ar. (b) Sistemas de bandas registrados no intervalo total.

A propósito, aqui se obteve a predominância do sistema 2P do N_2 , ao contrário dos resultados obtidos por Hughes, Philpot e Fan [40]. Tal sistema foi responsável por 87% da eficiência total no nitrogênio, e 82% do valor correspondente no ar. Levando em conta o intervalo espectral total investigado, no caso do ar, tal contribuição chegou a ser 5.5 vezes maior que a produzida por bandas 1N do N_2^+ ou mais de 30 vezes a das bandas 1P do N_2 , que começaram a surgir a partir de 575.5 nm (tabela 2.4-b). No intervalo de 320 a 400 nm, a eficiência do sistema 2P no nitrogênio representou quase 98%, reduzindo a 88% no ar.

A comparação dos valores no nitrogênio e no ar permite uma visão do efeito da desexcitação por colisões com moléculas de oxigênio. Com base nos dados da tabela 2.4-a, é possível notar que tal efeito parece mais pronunciado para as bandas 2P do N_2 . De fato, a comparação dos valores totais para os sistemas mostra que a desexcitação colisional afeta muito mais as bandas 1P e 2P do N_2 (tabela 2.4-b) – as eficiências são reduzidas por um fator pouco maior que 20, enquanto nas bandas 1N do N_2^+ a redução se dá por fator 1.5 (apesar de pequeno, é maior do que se deveria esperar considerando a diminuição da pressão parcial do N_2 no ar). Avaliando-se os valores por banda na tabela 2.4-a (ver fatores de redução entre parênteses, na coluna “Ar”), nota-se ainda a influência diferenciada sobre as bandas 2P, dependendo do valor de ν' .

¹⁰ Valores obtidos com resolução espectral maior.

Desse modo, relativamente aos sistemas do N_2 , as bandas do sistema 1N do N_2^+ , no ar, ficam bem mais destacadas; como ilustração disso, tem-se que a razão entre as eficiências dos sistemas 1N e 2P, no intervalo de 320 a 400 nm, passa de 0.00887 (no nitrogênio) para 0.135 (no ar) – um aumento de 15 vezes.

A banda 391.4 nm – 1N (0,0) do N_2^+ – foi investigada, tanto no nitrogênio como em mistura $N_2:O_2$ imitando o ar, por **Hirsh, Poss e Eisner** [60], no ano de 1970.

Usando elétrons com energia na faixa de 0.65 a 1.6 MeV (não estudada até então, segundo os autores), mediram a eficiência da fluorescência da referida banda e a seção de choque *efetiva* de excitação a ela associada, assim como as seções de choque de desexcitação por moléculas de N_2 e O_2 , com o gás submetido a pressões variando de 0.05 a 8 mmHg. As condições do experimento foram tais que a ionização era produzida tanto pelos elétrons primários incidentes como por todos os secundários resultantes; os primários depositavam apenas uma parte pequena de sua energia no gás.

Os comportamentos da intensidade da banda com a variação da corrente do feixe de elétrons no nitrogênio, a uma pressão de 1.90 ± 0.05 mmHg (figura 2.5), e em função da pressão, no nitrogênio e no ar (figura 2.6), foram examinados. A variação linear com a corrente foi observada em todo o intervalo de pressão explorado no experimento, tanto no ar como no nitrogênio, indicando que a excitação se dava diretamente do estado fundamental do N_2 – único estado com população independente do feixe. No caso da variação da intensidade com a pressão, observou-se uma taxa decrescente de aumento, mostrando-se de acordo com a previsão feita a partir da descrição da relação entre a taxa de produção do estado excitado e a desexcitação via emissão e colisões intermoleculares. A intensidade I do sinal detectado seria, então, dada pela expressão:

$$I \propto \frac{B_{jk} K_j(E) p_N}{A_j + C p}, \quad (2.7)$$

onde $K_j(E)$ é o coeficiente associado à taxa de produção do estado E_j , B_{jk} é a fração das transições que resultam no estado E_k , p_N é a pressão parcial do nitrogênio no gás, A_j o inverso do tempo de vida médio do estado excitado e C o coeficiente de desexcitação efetivo.

A razão p/I foi também investigada, confirmando a dependência linear em p que resulta de (2.7), segundo mostra a figura 2.7, e permitindo, a partir dos valores da inclinação das retas e do conhecimento do valor de A_j para o nível $v'=0$ do estado $B^2\Sigma_u^+$, a determinação dos coeficientes de desexcitação para o nitrogênio e para o ar. Com estes valores, obtiveram as seções de choque de desexcitação colisional do referido estado por moléculas de N_2 e O_2 , $(65 \pm 4) \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ e $(109 \pm 45) \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ respectivamente, que mostraram concordância com outros resultados experimentais.

A determinação da razão p/I em $p=0$, para diversos valores da energia do feixe, permitiu ainda a obtenção dos valores de $B_{jk} K_j(E)$, coeficientes de produção dos fótons na transição $E_j \rightarrow E_k$; a partir do valor $B_{jk} = 0.63$ obtido da literatura e associado à emissão da banda 391.4 nm, calcularam os valores do coeficiente $K_j(E)$ de produção do nível $v'=0$ do estado $B^2\Sigma_u^+$.

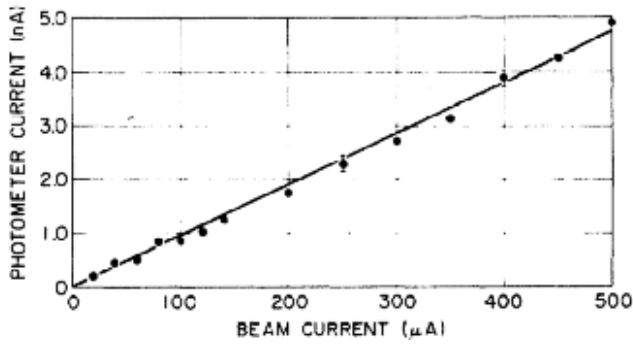


Figura 2.5 – Intensidade da banda 3914 Å, emitida no nitrogênio a 1.90 mmHg, em função da corrente do feixe incidente de elétrons a 1.50 MeV (Hirsh, Poss e Eisner [60]).

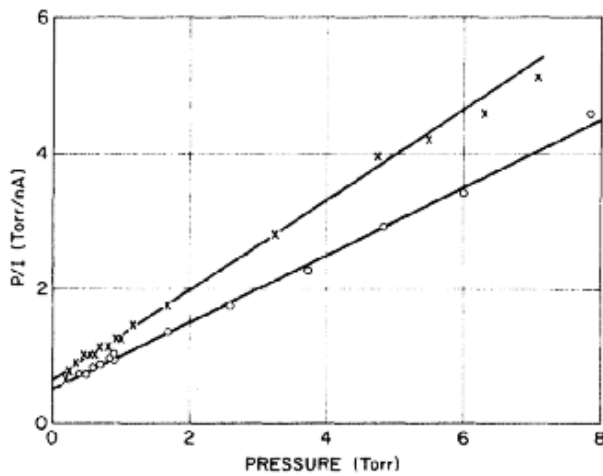


Figura 2.7 – Razão entre a pressão do gás e o sinal induzido pela emissão de 3914 Å em função da pressão, no nitrogênio (o) e no ar (x), para os mesmos dados da figura 2.6 (Hirsh, Poss e Eisner [60]).

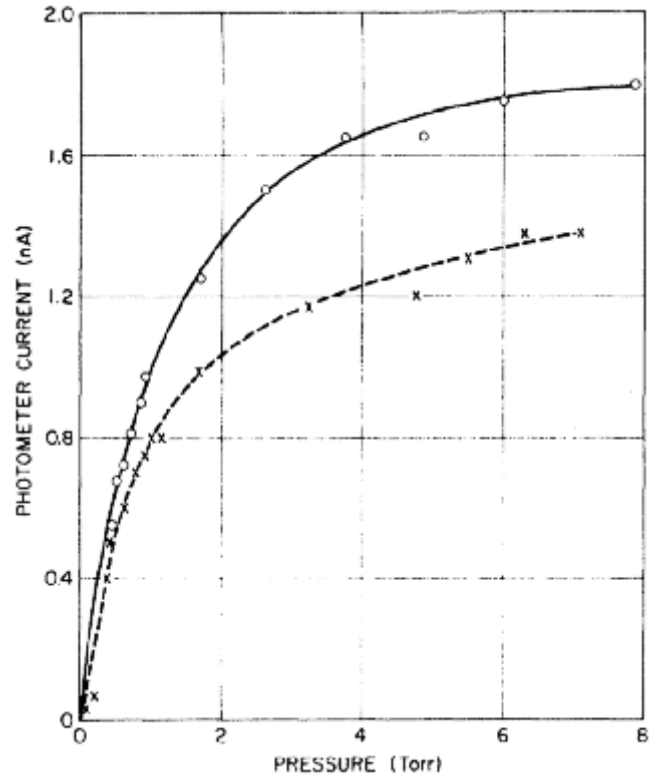


Figura 2.6 – Intensidade da banda 3914 Å, induzida no nitrogênio (o) e no ar (x) por um feixe de elétrons de 1.46 MeV, em função da pressão no gás (Hirsh, Poss e Eisner [60]).

No caso de $E = 1.46$ MeV, obteve-se $B_{jk} K_j = (3.14 \pm 0.73) \times 10^{10}$ fótons / cm.s.mmHg.μA e $K_j = (5.0 \pm 1.2) \times 10^{10}$ excitações / cm.s.mmHg.μA. Esses valores foram comparados aos coeficientes referentes à taxa de ionização a energia de (1.5 ± 0.1) MeV para o nitrogênio e para o ar, $K_{ion,N} = (4.75 \pm 1.0) \times 10^{11}$ íons / cm.s.mmHg.μA e $K_{ion,ar} = (4.93 \pm 1.0) \times 10^{11}$ íons / cm.s.mmHg.μA, permitindo concluir que aproximadamente 10% dos íons produzidos eram formados no nível $v'=0$ do estado $B^2\Sigma_u^+$ do N_2^+ . Além disso, pôde-se observar que pouco mais de 6% das ionizações produzidas resultaram na emissão de fluorescência a 391.4 nm – em torno de 1 fóton para cada 15 íons N_2^+ formados.

Finalmente, as eficiências da fluorescência no nitrogênio e no ar foram determinadas para um feixe de elétrons de 1.46 MeV, com o uso dos dados apresentados acima, encontrando-se, respectivamente, $(6.0 \pm 1.9) \times 10^{-3}$ e $(4.75 \pm 1.5) \times 10^{-3}$. Convém lembrar que tais valores se referem a pressões suficientemente baixas, a ponto da eficiência não ser afetada por desexcitação colisional.

No mesmo ano de 1970, um trabalho semelhante ao de Hirsh, Poss e Eisner foi publicado por *Mitchell* [61], no qual o estudo da eficiência da fluorescência no nitrogênio e no ar e do efeito de desexcitação colisional abrangeu também bandas dos sistemas 1P e 2P do N₂, estendendo-se por um intervalo de pressão muito maior. Mitchell empregou, no entanto, feixes monocromáticos de raios X para produção das emissões; suas energias foram de 0.9, 1.5, 4.5 e 8 keV. Nessa faixa de energia, predomina a absorção fotoelétrica dos raios X.

As eficiências η para as bandas dos sistemas 1N e 2P foram medidas com pressões variando de 0.3 a 600 mmHg, por meio de feixes com todos os valores de energia. Já no caso do sistema 1P, as medições foram feitas no intervalo de 0.5 a 5 mmHg usando-se raios X de 1.5 keV, e as eficiências foram determinadas relativamente aos valores obtidos para a banda 391.4 nm. No experimento, ar representou uma mistura de 80% de N₂ e 20% de O₂, exceto no estudo do sistema 1P, em que as proporções de N₂ e O₂ foram, respectivamente, 80.5% e 19.5%.

A determinação da eficiência da fluorescência a “pressão nula” (pressão suficientemente baixa para que a eficiência não seja afetada por desexcitação colisional) e o estudo do efeito da desexcitação colisional para os diversos sistemas e bandas foi feito a partir da variação de $1/\eta$ com a pressão do gás. Tal comportamento, apresentado nas figuras 2.8-a e 2.9 para a banda 391.4 nm, em duas situações de pressão e energia dos raios X, e na figura 2.8-b para a banda 337.1 nm, permitia comparar os dados obtidos com a previsão feita para um processo de desexcitação colisional de dois corpos, segundo a *relação de Stern-Volmer* (retas traçadas nas figuras):

$$\frac{1}{\eta} = \frac{1}{\eta_0} (1 + K p), \quad (2.8)$$

onde K representa a constante de desexcitação colisional. Tal constante assume um valor diferente para cada comprimento de onda.

A partir dos gráficos, obteve-se os valores de η_0 e K . No caso da banda 391.4 nm, usando-se um feixe de 1.5 keV e submetendo-se o gás a pressões baixas (figura 2.8-a), a eficiência η_0 foi igual a $(0.66 \pm 0.08)\%$ no nitrogênio e $(0.53 \pm 0.07)\%$ no ar, obtendo-se para K os valores 0.96 ± 0.09 e $1.08 \pm 0.11 \text{ mmHg}^{-1}$, no nitrogênio e no ar, respectivamente. Quanto à banda 337.1 nm (figura 2.8-b), obteve-se $(0.27 \pm 0.04)\%$ e $0.016 \pm 0.002 \text{ mmHg}^{-1}$ no nitrogênio, $(0.22 \pm 0.03)\%$ e $0.102 \pm 0.01 \text{ mmHg}^{-1}$ no ar, para raios X de 4.5 keV e pressões até 140 mmHg.

Resultados similares foram determinados para outras condições de energia do feixe e pressão do gás. Mitchell observou que η_0 não variava com a energia; para valores crescentes da energia no nitrogênio, encontrou para a banda 391.4 nm os valores 0.64%, 0.66%, 0.65% e 0.67%, e no caso de 337.1 nm, 0.26%, 0.26%, 0.27% e 0.26%.

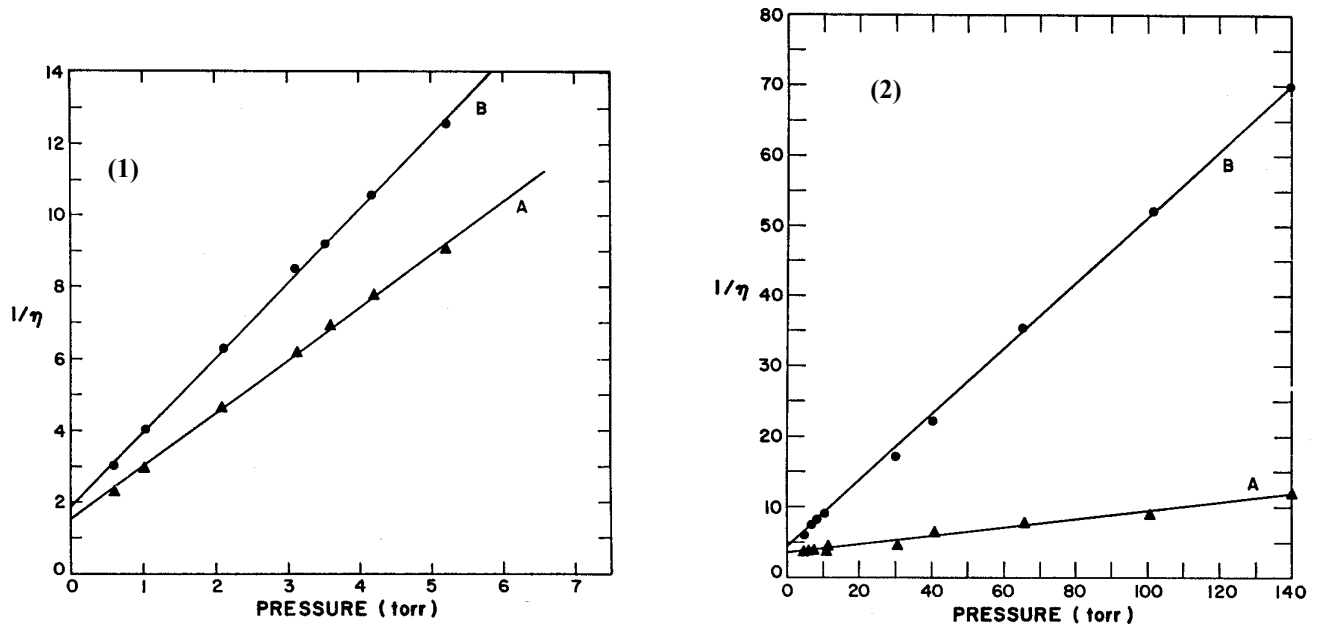


Figura 2.8 – Variação do inverso da eficiência da fluorescência ($1/\eta$) em termos da pressão, para emissões induzidas no nitrogênio (A) e no ar (B) por meio de raios X (Mitchell [61]), em duas condições distintas: (1) banda 391.4 nm, raios X de 1.5 keV; (2) banda 337.1 nm, raios X de 4.5 keV.

Na tabela 2.5 estão os valores de η_0 e K correspondentes às bandas 391.4 nm do sistema 1N e 337.1, 380.5 e 406.0 nm do sistema 2P, obtidos por Mitchell com raios X de 1.5 keV no nitrogênio e no ar. Algumas observações podem ser feitas com base nos dados apresentados nesta tabela:

- A diferença entre os valores de η_0 no nitrogênio e no ar se deve exclusivamente à pressão parcial do nitrogênio no ar, conforme se pode verificar pela razão ar/nitrogênio (menor do que o esperado no caso das bandas 380.5 e 406.0 nm, possivelmente por erro experimental);
- A emissão de fluorescência a 391.4 nm é mais intensa para pressões muito baixas, levando a supor que o sistema 1N apresenta eficiência maior que o 2P nessa condição. Contudo, o efeito de desexcitação colisional *com o aumento da pressão*, sobre a banda 391.4 nm, é muito mais severo, chegando a 60 vezes o verificado para bandas 2P no nitrogênio, levando-se a esperar que a pressões mais altas, o sistema 2P apresente eficiências bem mais altas. É necessário perceber, no entanto, que esse efeito sobre a banda 391.4 nm, relativamente ao sistema 2P, se torna menos intenso no ar (6 vezes menor), o que se poderia atribuir ao gás oxigênio;
- A fim de se avaliar a ação de desexcitação das moléculas de oxigênio, é possível calcular os valores de K para este gás, a partir dos dados referentes ao nitrogênio e ao ar, dispostos na tabela 2.5, considerando que:

$$K_{ar} p = K_N p_N + K_O p_O, \quad (2.9)$$

sendo p_N e p_O as pressões parciais do nitrogênio e do oxigênio no ar. Os valores assim determinados, para as bandas 391.4 e 337.1 nm são, respectivamente, 1.56 e 0.446, a serem comparados com os dados correspondentes ao nitrogênio, 0.96 e 0.016. Nota-se que a desexcitação provocada pelo oxigênio sobre o sistema 2P, quando comparada à ação do nitrogênio, é muito maior do que no caso da banda 391.4 nm do sistema 1N; este efeito faz com que a eficiência associada às

bandas do sistema 2P não cresça, no ar, o tanto que poderia, relativamente ao sistema 1N, considerando o que foi exposto no item acima;

- Desse modo, constata-se que as intensidades relativas das bandas e sistemas variam com a pressão, para um mesmo gás, além da mudança que se verifica ao se passar do nitrogênio para o ar, mantendo-se a pressão (o que já havia sido apontado ao se tratar do trabalho de Davidson e O’Neil – ver tabela 2.4). Tudo isso está melhor ilustrado na tabela 2.6, onde são mostrados os valores relativos das eficiências determinadas por Mitchell e Davidson e O’Neil [41], tomando como referência a banda 391.4 nm no gás correspondente;
- Os valores de K para as bandas do sistema 2P apresentaram essencialmente o mesmo valor, o que era de se esperar, considerando que o efeito da desexcitação deve afetar igualmente todas as bandas de um certo sistema, provenientes do mesmo nível vibracional inicial.

Os valores de $1/\eta$ para a banda 391.4 nm, obtidos com fótons de 8 keV para pressões de 50 a 600 mmHg, estão dispostos na figura 2.9. A partir deles, η_0 foi determinado, encontrando-se no nitrogênio $(0.67 \pm 0.17)\%$ e no ar $(0.54 \pm 0.15)\%$. A eficiência medida no ar a 600 mmHg foi de $(6.4 \pm 1.6) \times 10^{-4} \%$.

λ (nm)	Sistema ($v'-v''$)	Eficiência η_0 (%)		K (mmHg ⁻¹)	
		Nitrogênio	Ar	Nitrogênio	Ar
391.4	1N (0,0)	0.66	0.53	0.96	1.08
337.1	2P (0,0)	0.26	0.21	0.016	0.102
308.5	2P (0,2)	0.062	0.048	0.016	0.100
406.0	2P (0,3)	0.018	0.014	0.015	0.101

Tabela 2.5 – Valores da eficiência da fluorescência “a pressão nula” η_0 e da constante de desexcitação colisional K , no N₂ e no ar, obtidos por Mitchell [61] usando raios X com energia de 1.5 keV.

λ (nm)	Mitchell [61]		Davidson e O’Neil [41]	
	Nitrogênio	Ar	Nitrogênio	Ar
391.4	1.000	1.000	1.000	1.000
337.1	0.394	0.396	50.980	3.000
308.5	0.094	0.091	13.725	0.743
406.0	0.027	0.026	4.216	0.257

Tabela 2.6 – Comparação entre os valores, tomados relativamente à banda 391.4 nm no gás correspondente, das eficiências da fluorescência “a pressão nula” obtidas por Mitchell [61] com raios X de 1.5 keV e os valores da eficiência a 600 mmHg, determinados por Davidson e O’Neil [41] utilizando elétrons de 50 keV.

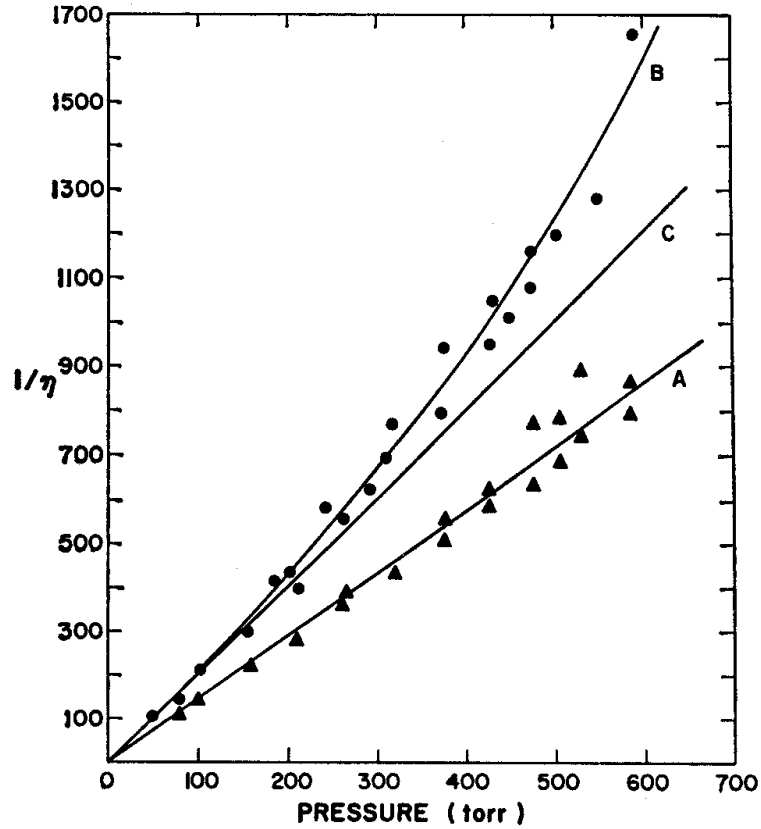


Figura 2.9 – Inverso da eficiência da fluorescência em função da pressão, para a banda 391.4 nm, no nitrogênio (A) e no ar (B), a partir do uso de raios X de 8 keV por Mitchell [61]. A e C representam a variação prevista pela relação de Stern-Volmer, enquanto B retrata sua extensão para desexcitação colisional por três corpos.

Segundo a figura 2.9, observou-se no ar, acima de 100 mmHg, um desvio dos dados obtidos em relação ao comportamento previsto pela relação de Stern-Volmer, indicado na figura pela reta C. Supondo que tal desvio resultasse da contribuição de colisões de três corpos para o processo de desexcitação, a equação (2.8) deveria ser acrescida de um termo de segundo grau em p , o que levou Mitchell a ajustar os dados à expressão:

$$\frac{1}{\eta} = \frac{1}{\eta_0} (1 + K p + C p^2), \quad (2.10)$$

obtendo $K = 1.08 \text{ mmHg}^{-1}$ e $C = 4.4 \times 10^{-4} \text{ mmHg}^{-2}$. Com base na equação (2.10), Mitchell determinou, para a eficiência a 760 mmHg, o valor $5.1 \times 10^{-4} \%$.

A equação (2.10) pode ser expressa em função das pressões parciais do nitrogênio e do oxigênio, levando a:

$$\frac{1}{\eta} = \frac{1}{\eta_0} (1 + K_N p_N + K_O p_O + C_{O-N} p_O p_N + C_{N-N} p_N^2 + C_{O-O} p_O^2). \quad (2.11)$$

Medidas no nitrogênio relativas à banda 391.4 nm mostraram que $C_{N-N} \approx 0$. As constantes C_{O-N} e C_{O-O} foram calculadas a partir de dois valores de C (segundo a equação (2.10)) medidos em misturas diferentes de N_2 e O_2 a 400 mmHg; para isso, foi necessário nova determinação de C , feita para a composição 20% N_2 e 80% O_2 , para a qual se obteve $1.67 \times 10^{-3} \text{ mmHg}^{-2}$. Encontrou-se, dessa forma, $C_{O-N} = 2.2 \times 10^{-3} \text{ mmHg}^{-2}$ e $C_{O-O} = 2.1 \times 10^{-3} \text{ mmHg}^{-2}$.

O estudo da desexcitação colisional a partir da expressão (2.11) permite melhor compreensão da contribuição a esse processo, no ar, do mecanismo envolvendo a ação de três corpos. A desexcitação do N_2^+ por duas moléculas de N_2 não é verificada, dado o valor determinado para C_{N-N} , o que talvez indique que, no ar, aconteça o mesmo com a desexcitação provocada por uma molécula de N_2 , acompanhada de outra de O_2 . Seguindo esse raciocínio, a molécula de O_2 deve ser o elemento principal num processo envolvendo três corpos, e considerando que $C_{O-N} \approx C_{O-O}$, tanto N_2 quanto O_2 parecem produzir o mesmo efeito como “acompanhantes”. Mitchell destacou que, nesse sentido, o papel do “terceiro corpo” (N_2 ou O_2 , indistintamente) seria simplesmente carregar parte da energia cinética adquirida no processo de desexcitação, favorecendo a ação do O_2 .

Os valores da eficiência e de K foram comparados a cálculos e a resultados de outros experimentos, envolvendo tanto raios X como elétrons, em diversas condições de energia e pressão, obtendo-se, em geral, uma boa concordância. Destacam-se, aqui, algumas dessas comparações e conclusões decorrentes:

- A distribuição espectral pelas bandas 1N do N_2^+ e 2P do N_2 mostrou-se a mesma para emissão estimulada por fótons e elétrons, a partir da comparação das intensidades relativas obtidas por Mitchell com as de outros dois experimentos empregando feixes de elétrons. Desse modo, concluiu-se que a excitação produzida a partir dos raios X era, de fato, devida aos fotoelétrons gerados; além disso, em ambos os casos os elétrons parecem produzir o mesmo efeito no processo de ionização e excitação das moléculas;
- As eficiências medidas por Mitchell se mostraram independentes da energia empregada, o que também foi verificado, teórica e experimentalmente, em outros trabalhos envolvendo diferentes intervalos de energia, além de concordarem com resultados obtidos a pressões altas em experimentos realizados com uma única energia, mas bem diferentes daquelas que Mitchell usou. Isso levou-o a concluir que as eficiências não variam com a energia em um intervalo muito grande, estendendo-se de centenas de eV a dezenas de MeV;
- A concordância muito boa dos valores de K para bandas dos sistemas 1N e 2P, observados no nitrogênio e no ar em diversos trabalhos, era um indicativo, segundo Mitchell, de que a descrição do processo de desexcitação por dois corpos já estava bem estabelecido.

Até meados da década de 80, parecia haver poucas pesquisas, divulgadas na literatura, sobre o espectro do ar induzido por feixes de elétrons relativísticos *muito intensos*, segundo apontou Hughes [62]. Apesar disso, trabalho considerável já havia sido feito nessa área, conforme destacou o próprio Hughes, mas permanecia na forma de resultados técnicos não publicados. Tinha sido observado que espectros de íons de nitrogênio e oxigênio dominavam em pressões baixas (menores que 1 mmHg), ao passo que o espectro do nitrogênio molecular era dominante em pressões maiores.

O espectro fotográfico do ar, obtido por impacto de elétrons de 6.5 MeV no intervalo de 330 a 620 nm, foi apresentado por *Hughes* [62] em 1985. O estudo se deu principalmente a uma pressão de 0.2 mmHg, havendo no entanto envolvido também pressões de 2, 10 e 50 mmHg, para fins de comparação. O feixe era constituído de um pulso com tempo de subida de 20 ns e duração de 80 ns, e intensidade por volta de 75 kA.

A mudança da pressão de 0.2 para 2 mmHg introduziu grande diferença, permitindo constatar as características apontadas logo acima. As linhas associadas aos íons N^+ e O^+ , dominantes na pressão mais baixa, desapareceram (além daquelas atribuídas a impurezas), passando a se destacar, sobremaneira, as bandas do sistema 2P do N_2 , havendo também registro de bandas 1N do N_2^+ .

Dentre as bandas do nitrogênio molecular, a pressão mais baixa favoreceu o sistema 1N do N_2^+ ; várias bandas deste sistema foram identificadas – 353.8, 356.4, 358.2, 381.8, 383.5, 385.8, 388.4, 391.4 e 427.8 nm –, enquanto apenas as bandas 337.1, 353.7, 357.7, 375.5 e 380.5 nm do sistema 2P foram registradas. Em contrapartida, a 2 mmHg apenas os dois maiores comprimentos de onda do sistema 1N listados acima foram indicados; a pressões maiores, somente a banda 391.4 nm se manteve. Em 2 mmHg o sistema 2P recebeu um grande destaque – em número e intensidade – com as bandas 337.1, 350.1, 353.7, 357.7, 367.2, 371.0, 375.5, 380.5, 389.4, 394.3, 399.8 e 405.9 nm.

A figura 2.10 ilustra observações feitas a três pressões diferentes: 2, 10 e 50 mmHg. É possível notar a diminuição das emissões do sistema 1N / N_2^+ em relação ao 2P / N_2 , com o aumento da pressão.

A fim de se analisar o efeito da pressão e da intensidade da corrente no perfil espectral, vale a pena comparar as observações de Hughes com os resultados obtidos por Davidson e O’Neil [41]. Com relação às bandas 1N, apenas 391.4 e 427.8 nm foram detectadas por Davidson e O’Neil, ao contrário do que ocorreu no caso do sistema 2P, em que várias delas inclusive se destacaram como as mais intensas (337.1, 357.7 e 380.5 nm, em ordem decrescente de intensidade). Outro ponto a ser destacado nessa comparação é o que se refere às bandas mais intensas registradas: no caso de Hughes, as bandas 380.4, 399.8 e 405.9 nm (e até mesmo 394.3 nm) tiveram um destaque expressivo, quando comparado ao comportamento verificado por Davidson e O’Neil (consultar tabela 2.4); segundo estes, a banda 357.7 demonstrou uma intensidade bem maior que as demais (a banda 337.1 nm teve intensidade ainda maior, mas não foi contemplada no intervalo mostrado na figura 2.10), e as bandas 353.7 e 375.5 tiveram bem mais expressão do que 399.8 e 405.9, e principalmente 394.3 nm.

Uma outra investigação do espectro de fluorescência do ar usando feixe de elétrons com corrente muito elevada e de curta duração foi relatada por *Eckstrom, Dickinson e Hill* [63], também em 1985, mas à pressão atmosférica.

Investigaram o intervalo de 225 a 340 nm, com uma resolução de 0.5 nm, empregando para isso pulsos de elétrons de 600 keV com duração de 3 ns e intensidade de 5000 A, obtendo uma densidade de corrente central média de 2200 A / cm²; os elétrons eram disparados diretamente para o ar do próprio laboratório, num pequeno volume envolvido por uma blindagem de chumbo. Para cada comprimento de onda, 4 pulsos eram registrados e a média obtida; procedimento análogo era feito, a

fim de se medir a radiação de fundo. O espectro obtido está apresentado na figura 2.11. As incertezas nas intensidades relativas se estenderam de aproximadamente $\pm 20\%$ para as bandas mais intensas até $\pm 100\%$ para aquelas mais fracas.

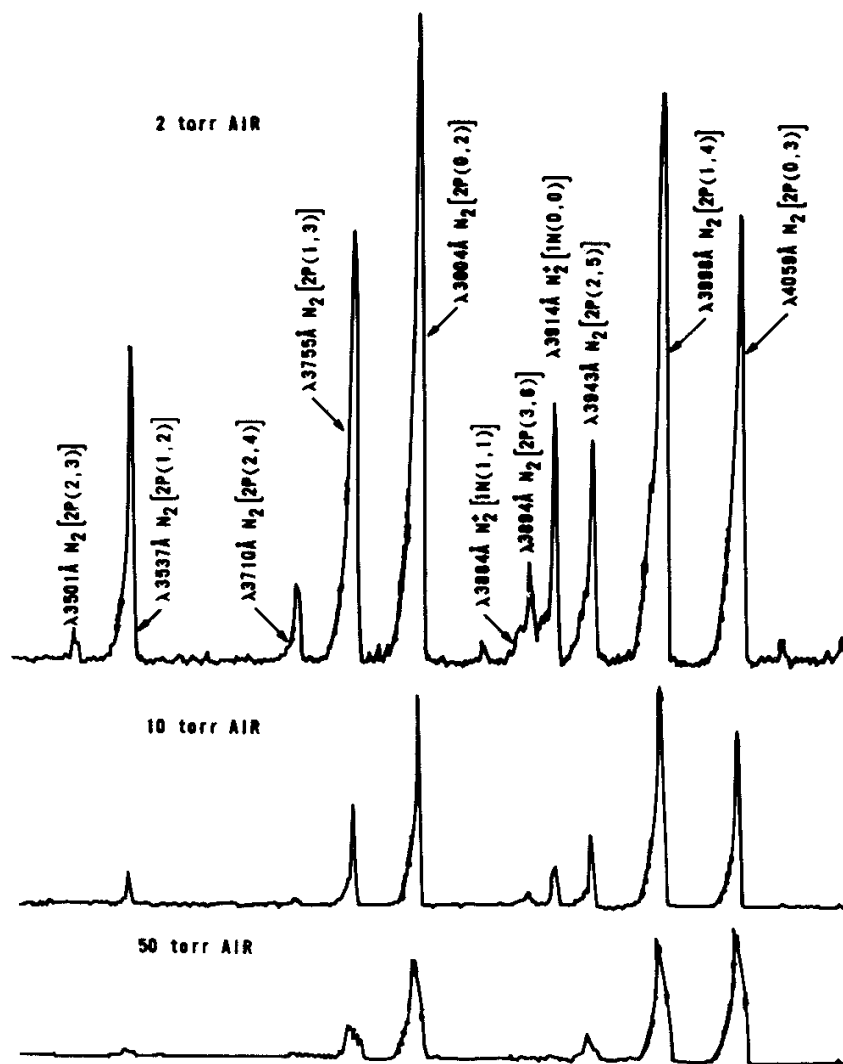


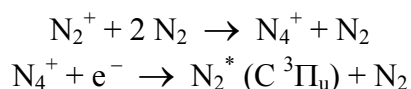
Figura 2.10 – Espectro do ar obtido por Hughes [62] usando elétrons de 6.5 MeV, constituindo-se o feixe de pulsos de 80 ns com intensidade da ordem de 75 kA. O gás foi submetido a pressões de 2, 10 e 50 mmHg, respectivamente.

No espectro sobressaem-se as bandas 2P(0,0) (337.1 nm) e 2P (1,0) (316 nm) do N₂. Convém destacar a identificação da banda 316 nm, levando-se em conta os resultados obtidos por Davidson e O’Neil [41]; com uma intensidade igual à banda 337.1 nm (que segundo Davidson e O’Neil foi a mais intensa do intervalo investigado), parece representar um elemento importante do intervalo 300 – 400 nm (que deixou de ser contemplado em [41] em virtude do menor comprimento de onda estudado – 320 nm). Considerando o grande percentual da eficiência da fluorescência concentrado no intervalo de 320 a 400 nm, segundo as observações feitas quando se abordou o trabalho [41], conclui-se que tal concentração aumenta ao se levar em conta a contribuição do intervalo de 300 a 400 nm. Supondo que,

à pressão de 600 mmHg (usada em [41]), as duas bandas em questão apresentem a mesma eficiência, e desprezando-se as eficiências relativas aos outros comprimentos de onda da faixa de 300 a 320 nm, o intervalo 300 – 400 nm totalizaria 90% da eficiência registrada por Davidson e O’Neil, ao invés dos 87% verificados entre 320 e 400 nm.

Eckstrom, Dickinson e Hill também investigaram a eficiência da fluorescência; sua determinação, em termos absolutos, foi possível usando-se a banda 391.4 nm como referência. Para isso, mediram sua intensidade relativa, para a qual encontraram o valor 10 ± 3 , e a partir da eficiência medida no ar, a baixa pressão, por Hirsh, Poss e Eisner [60], 4.8×10^{-3} ¹¹, calcularam a eficiência a 760 mmHg, obtendo 5.1×10^{-6} ¹². Desse modo, uma intensidade relativa igual a 1 correspondia a uma eficiência de 5×10^{-7} ; as bandas mais intensas do intervalo de 225 a 290 nm apresentaram eficiências com esse valor – para efeito de comparação, uma ordem de grandeza abaixo dos menores valores expostos na tabela 2.4-a.

A eficiência determinada para a banda 337.1 nm (2P / N₂), 5×10^{-5} , foi mais de duas vezes maior do que o valor esperado a partir de medições anteriores, $(2.2 \pm 0.3) \times 10^{-5}$ [63]; calculando-se o valor a partir da equação (2.8), seguindo os resultados de Mitchell [61], obtém-se 2.67×10^{-5} . Segundo Eckstrom, Dickinson e Hill, tal fato poderia ser atribuído a uma componente adicional de produção de N₂^{*} (C³Π_u) resultante do seguinte mecanismo de recombinação:



e que deveria contribuir em experimentos com uso de densidades de corrente altas. Sendo assim, seria de se esperar que a intensidade das bandas do sistema 2P aumentasse de forma não-linear com a corrente do feixe.

A intensidade das bandas 391.4 nm do sistema 1N e das bandas 337.1 nm (0,0), 316 nm (1,0), 297.5 nm (2,0) e 282 nm (3,0) do sistema 2P foram medidas, em função da densidade de corrente do feixe, conforme ilustra a figura 2.12. Observou-se que a variação não-linear afetava apenas as bandas do sistema 2P, o que indicaria a importância do mecanismo de recombinação. A não-linearidade tornou-se menos acentuada, à medida que aumentava ν' .

Em 1989, **Karl** [64] divulgou um trabalho no qual investigava, a partir da fluorescência gerada no ar por uma sequência de pulsos de grande intensidade, a variação da taxa de deposição da energia de um feixe de elétrons relativísticos, com a pressão do gás e a ordem do pulso. Procurava, dessa forma, avaliar o efeito dos campos elétricos gerados pelos pulsos na criação de ionização adicional.

A deposição da energia de elétrons via colisões, por meio de feixes com densidade de corrente baixa, foi bem descrita por Berger e Seltzer [65]. Contudo, Karl argumentou que pulsos de elétrons com densidade de corrente muito alta e diâmetro pequeno possuíam campos elétricos radiais e longitudinais de grande intensidade, associados a cada pulso. Sendo assim, elétrons provenientes da ionização provocada pelos pulsos iniciais poderiam ser acelerados pelos campos elétricos de pulsos

¹¹ O resultado divulgado por Hirsh, Poss e Eisner foi $(4.75 \pm 1.5) \times 10^{-3}$; Mitchell [61] obteve $(5.3 \pm 0.7) \times 10^{-3}$.

¹² Valor exatamente igual ao calculado por Mitchell [61].

posteriores e produzir avalanches, gerando um acréscimo de colisões e podendo levar a um aumento na emissão de fluorescência.

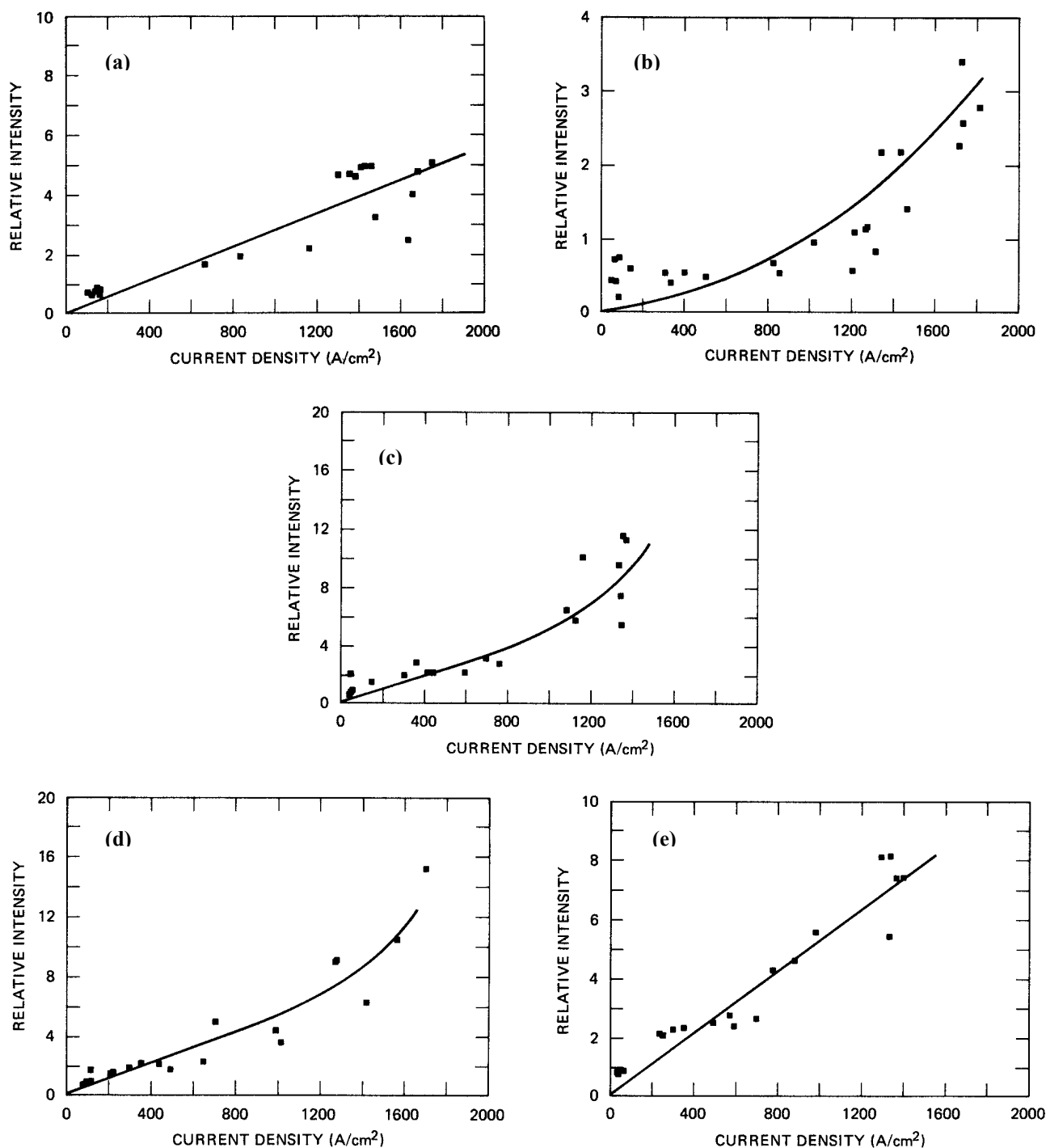


Figura 2.12 – Estudo feito por Eckstrom, Dickinson e Hill [63] da não-linearidade na variação da intensidade de bandas dos sistemas 1N e 2P com a densidade de corrente do feixe. (a) 391.4 nm, 1N (0,0); (b) 337.1 nm, 2P (0,0); (c) 316 nm, 2P (1,0); (d) 297.5 nm, 2P (2,0); (e) 282 nm, 2P (3,0).

Karl determinou as eficiências da fluorescência, no ar, associadas às bandas (0,0) e (0,1) dos sistemas 1N do N_2^+ (391.4 e 427.8 nm) e 2P do N_2 (337.1 e 357.7 nm), para cada pulso, em função da pressão do gás, que assumiu valores de 10 a 590 mmHg. Empregou, para isso, feixes de elétrons com energias na faixa de 15 a 30 MeV (?), na forma de uma sequência de 10 pulsos de 3.5 ns, com intervalos de 20 ns; as correntes apresentaram picos variando entre 200 e 650 A.

O comportamento da eficiência da fluorescência emitida a 391.4 e 427.8 nm (as bandas 1N investigadas), com a pressão do ar e a ordem do pulso, está exposto na figura 2.13, juntamente com a variação observada por Mitchell [61] (linha tracejada). Os resultados apresentados indicam que:

- o aumento da ordem do pulso favorece a eficiência, e o efeito se torna cada vez mais acentuado com a diminuição da pressão;
- as eficiências medidas por Karl divergem dos resultados de Mitchell [61], à medida que a pressão diminui, chegando a ficar muitas vezes maior nas pressões mais baixas.

Tais observações estão de acordo com a previsão de aumento da emissão de fluorescência, baseada nas considerações levantadas pelo autor sobre o efeito de pulsos com densidade de corrente muito elevada no aumento da produção de ionização.

Os campos elétricos muito intensos dos pulsos aceleram os elétrons secundários gerados por pulsos anteriores, antes que sofram recombinação; os elétrons, por sua vez, provocam avalanches e assim uma grande elevação da quantidade de colisões. O volume de elétrons “residuais” aumenta para pulsos subsequentes, favorecendo ainda mais a emissão de fluorescência.

Com a redução da pressão, além da atenuação do efeito de desexcitação colisional, outro fator que concorre para uma emissão de fluorescência mais intensa é o aumento do tempo médio de recombinação elétron-íon, face a diminuição da densidade do gás (e consequente diminuição do número de íons); isso disponibiliza um número maior de elétrons secundários para aceleração nos pulsos seguintes.

Karl apresentou os dados da eficiência associada a 391.4 nm também em termos da “dose prévia”, em nC, para duas pressões: 25 e 590 mmHg (figura 2.14). O comportamento distinto apresentado pela eficiência nas duas situações de pressão permite avaliar melhor a variação do efeito de intensificação da emissão de fluorescência com a diminuição de pressão, de acordo com a figura 2.13. O patamar atingido para doses acima de 1000 nC, observado na figura 2.14, a uma pressão de 590 mmHg, ilustra o fato da diferença de eficiência entre pulsos adjacentes a altas pressões não variar da forma como se dá a pressões mais baixas, situação na qual a eficiência cresce continuamente com a dose (promovendo, assim, a divergência indicada entre os resultados de Karl e de Mitchell). A incrementação da emissão de fluorescência por meio da aceleração dos elétrons secundários nos campos elétricos gerados pelos pulsos tende a atingir uma saturação, à medida que a pressão aumenta, e isso deve estar relacionado com o aumento da taxa de recombinação elétron-íon, que reduz a quantidade de elétrons secundários disponíveis.

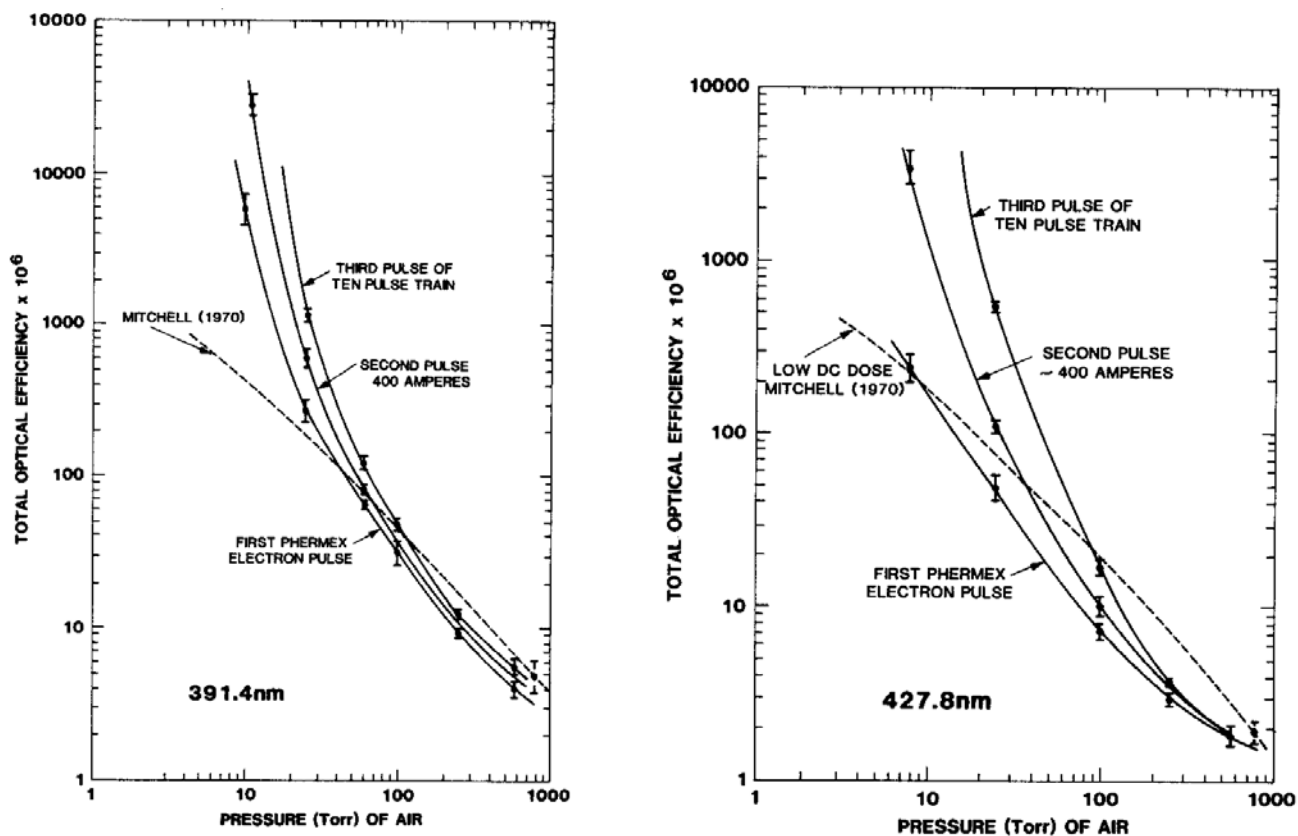


Figura 2.13 – Eficiência da fluorescência referente às bandas 391.4 e 427.8 nm do sistema 1N do N_2^+ , induzida no ar por uma sequência de pulsos de elétrons relativísticos, em função da pressão do gás e da ordem do pulso, num trabalho feito por Karl [64].

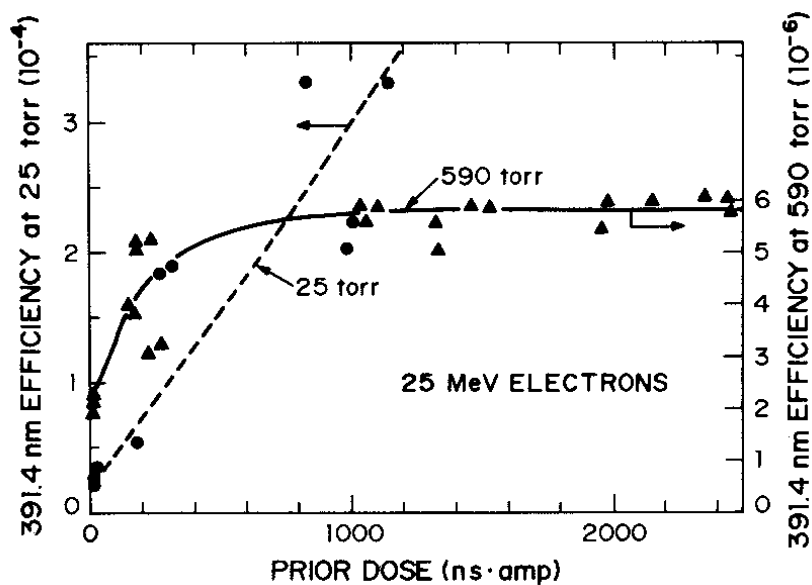


Figura 2.14 – Variação da eficiência da fluorescência a 391.4 nm em função da “dose prévia” fornecida por um feixe de elétrons com energia de 25 MeV, em duas pressões distintas, segundo investigação feita por Karl [64].

Kakimoto et al. [55] mediram a taxa de produção de fluorescência (n_f) no ar, para algumas pressões na faixa de 40 a 760 mmHg, usando elétrons de 1.4 MeV emitidos por ^{90}Sr de 1 mCi e feixes de elétrons de 300, 650 e 1000 MeV, extraídos de um síncrotron da Universidade de Tóquio. Ar seco, com ponto de ebulição a -50°C , foi usado em toda a investigação.

As medidas foram feitas tanto para comprimentos de onda no intervalo de 300 a 400 nm como para três bandas específicas (as mais expressivas do intervalo): 337.1, 357.7 e 391.4 nm, por intermédio do uso de filtros adequados. O filtro de banda larga, cobrindo o intervalo completo, foi igual ao adotado no experimento HiRes. O erro sistemático total nas medições foi estimado em 10%, e o estatístico ficou por volta de 3%.

Dentre os resultados apresentados, estão:

- 1) Taxas de fluorescência, em função da pressão, obtidas em duas situações: elétrons de 1.4 MeV, para as três bandas estudadas, em separado, e também no intervalo de 300 a 400 nm, com o ar a uma temperatura de 15°C ¹³ (figura 2.15); elétrons de 1000 MeV, para o intervalo total (figura 2.16). Com base nas figuras, é possível observar que:
 - quanto às medidas feitas para cada uma das três bandas, nota-se que para 337 e 357 nm (bandas 2P do N_2) ocorre um comportamento similar na variação de n_f com a pressão, ao contrário do que acontece com 391 nm (banda 1N do N_2^+), em que n_f é praticamente independente da pressão. Tal resultado está de acordo com observações já apontadas nesta seção (referências [39, 40]), refletindo a diferença dos mecanismos de excitação do N_2 e do N_2^+ ;
 - a taxa de fluorescência medida com os elétrons de 1000 MeV apresenta uma diminuição com o aumento da pressão a partir da metade do intervalo (taxa de fluorescência “típica”, segundo o texto), o que não é verificado no caso da excitação por elétrons de 1.4 MeV; no entanto, seu crescimento na primeira parte do intervalo de pressões é maior do que para os elétrons menos energéticos: de 3.8 para 5.4, variação de 42%, ao contrário do outro caso, onde a taxa passa de 2.4 para 3.1 – aumento de 29%).
- 2) O comportamento da taxa de fluorescência com a energia dos elétrons, no intervalo de 300 a 400 nm, a uma pressão de 760 mmHg, plotado juntamente com a curva dE/dx . A escala foi ajustada de modo a fazer com que o ponto referente à menor energia caísse sobre a curva (figura 2.17).

Os resultados obtidos apontaram para a proporcionalidade, no intervalo de 300 a 400 nm, entre n_f e o valor de dE/dx para os elétrons (na faixa de energia investigada).

¹³ Neste trabalho, a temperatura do ar usada é citada apenas no caso das investigações com elétrons de 1.4 MeV. Presume-se que a mesma tenha sido utilizada em toda a investigação.

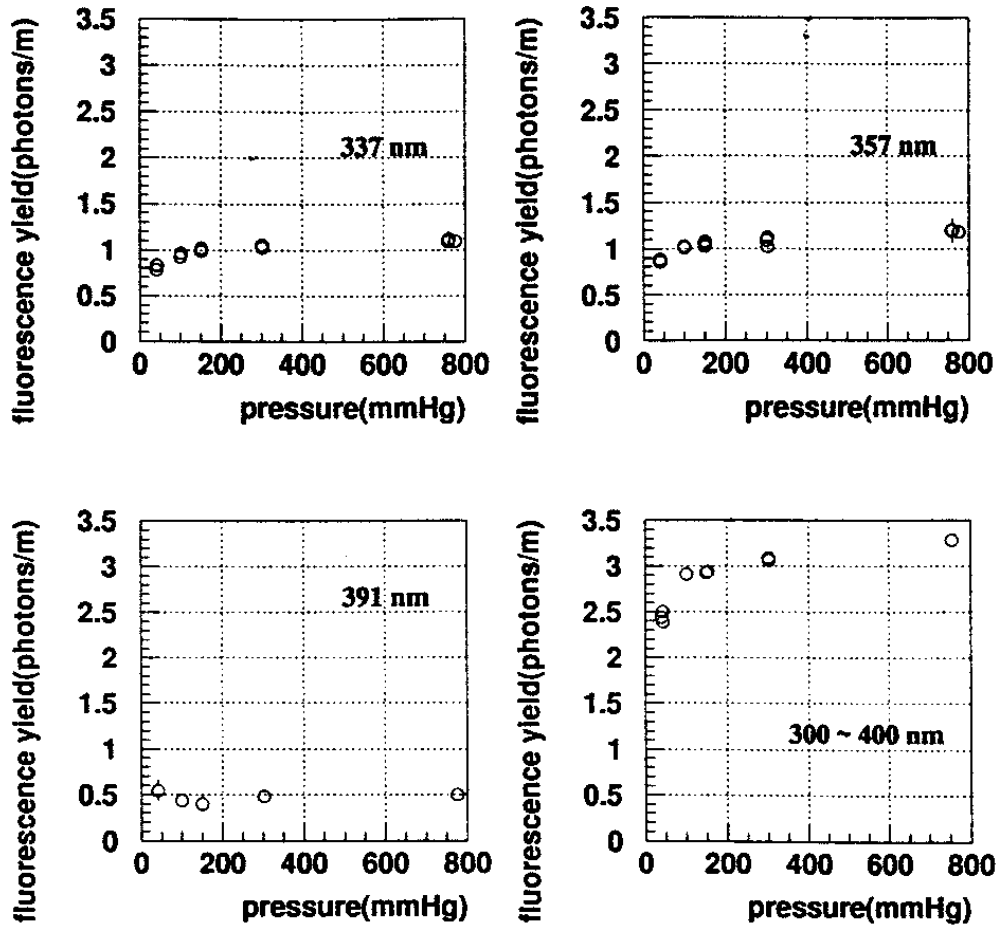


Figura 2.15 – Taxas de produção de fluorescência em função da pressão, referentes às bandas 337, 357 e 391 nm e para comprimentos de onda entre 300 e 400 nm, obtidas no ar por Kakimoto *et al.* [55], a uma temperatura de 15°C, com elétrons de 1.4 MeV.

3) Expressão para a dependência da fluorescência do ar com dE/dx e pressão-temperatura.

A partir da conclusão anterior, Kakimoto *et al.* ajustaram os dados obtidos a expressão reunindo a proporcionalidade de n_f com dE/dx e a dependência à pressão e à temperatura, baseando-se neste último caso em uma parametrização devida a Bunner [56], definida a partir da teoria cinética dos gases. Segundo Bunner, a taxa de fluorescência de uma banda seria:

$$n_f \propto \frac{\rho}{1 + B \rho \sqrt{t}}, \quad (2.12)$$

onde B é uma constante, t a temperatura e ρ a densidade do ar. No denominador, $\sqrt{t}$ representa a dependência com a velocidade das moléculas no gás, e ρ está relacionado à variação de n_f com a seção de choque colisional – o segundo termo do denominador expressa a influência da desexcitação colisional.

Dois termos na forma da equação (2.12) foram utilizados por Kakimoto *et al.*, para levar em conta a diferença observada entre os sistemas 2P e 1N, quanto ao comportamento com a pressão.

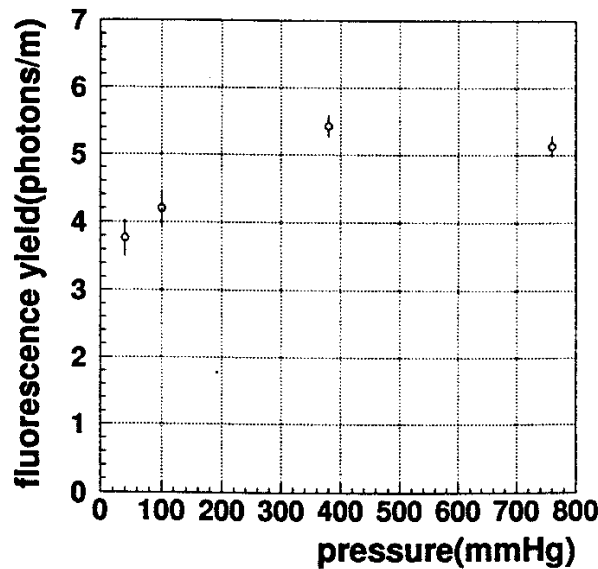


Figura 2.16 – Taxa de produção de fluorescência em função da pressão, para emissões entre 300 e 400 nm, no ar, induzidas por elétrons de 1000 MeV (Kakimoto *et al.* [55]).

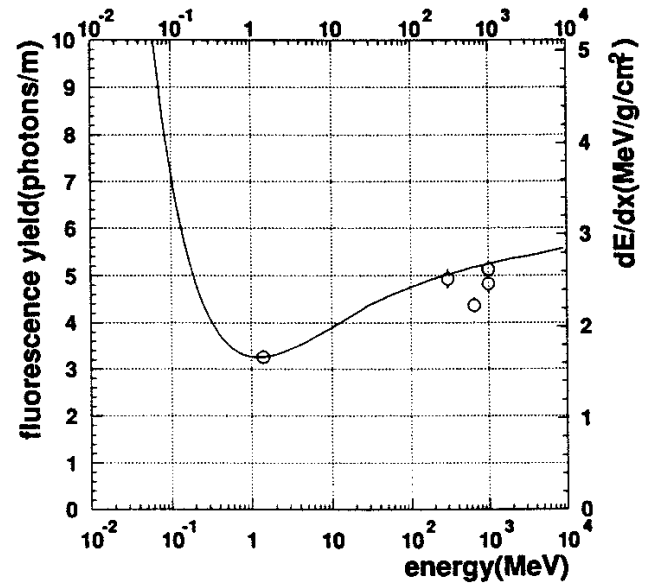


Figura 2.17 – Comparação entre o comportamento da taxa de produção de fluorescência com a energia dos elétrons e a curva dE/dx . Valores obtidos no ar, a 760 mmHg, para comprimentos de onda no intervalo de 300 a 400 nm (Kakimoto *et al.* [55]).

4) Variação de n_f com a altitude (figura 2.18)

Para estabelecer a relação com a altitude, no intervalo de 300 a 400 nm, Kakimoto *et al.* calcularam a taxa de fluorescência produzida no ar por elétrons de 80 MeV (energia crítica), utilizando para isso o Modelo Atmosférico Padrão dos Estados Unidos, de 1966, para latitudes médias. Os cálculos foram feitos para duas estações diferentes: verão, com temperatura da superfície de 296 K; inverno, com superfície a 273 K.

O comportamento de n_f com a altitude, segundo o que se observa na figura 2.18, pode ser entendido com base na variação da densidade (pressão) e da temperatura ao longo da troposfera e na tropopausa (esta situada a aproximadamente 15 km de altura), conforme é destacado no artigo. Com base na equação (2.12), é possível perceber que a redução da densidade contribui para a redução de n_f , ao contrário do que acontece quando a temperatura diminui. O efeito da variação da temperatura ao longo da troposfera (numa taxa média de -6°C por quilômetro, aproximadamente) prevaleceria, levando a ligeiro aumento de n_f até se aproximar da tropopausa, onde a temperatura fica praticamente constante, passando a prevalecer o efeito da densidade, o que provoca a diminuição de n_f .

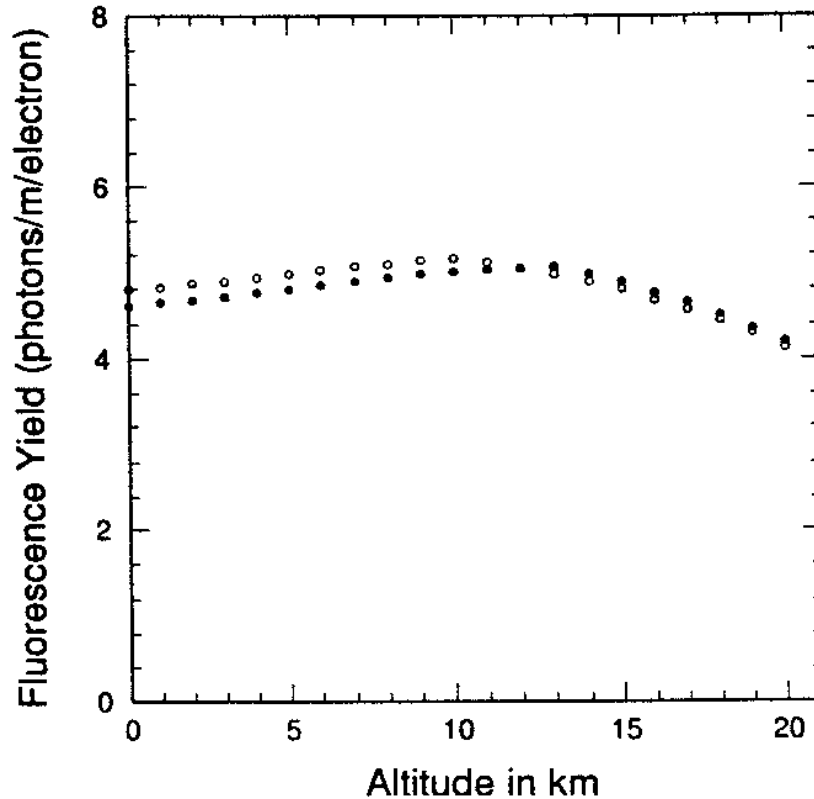


Figura 2.18 – Taxa de produção de fluorescência no intervalo de 300 a 400 nm em função da altitude, calculada por Kakimoto *et al.* [55] para elétrons de 80 MeV, tomando por base o Modelo Atmosférico Padrão dos Estados Unidos, de 1966, para latitudes médias, e duas estações: verão (●) e inverno (○).

Trabalhos recentes

Alguns experimentos têm tido andamento nos últimos anos, tendo em vista o planejamento e a construção / operação de uma nova geração de observatórios para detecção de raios cósmicos de altíssima energia. A seguir, tais desenvolvimentos serão brevemente descritos.

No âmbito da colaboração OWL-AIRWATCH, tendo em vista o interesse de se detectar raios X e gama oriundos de GRB's (*Gamma Ray Bursts*), a partir da detecção de fluorescência atmosférica por meio de telescópio refrator instalado em satélite, têm sido realizadas investigações da fluorescência produzida por raios X duros no ar e em nitrogênio puro [66].

Resultados preliminares já foram relatados em 1998 por *Giarrusso et al.* [66], em particular a variação da eficiência da fluorescência – percentual da energia dos raios X transformada em fluorescência – com a pressão do gás (ar seco / nitrogênio). Os valores no ar ultrapassaram 0.07% em pressões abaixo de 30 mbar (intervalo de interesse para o estudo da absorção, na atmosfera, da radiação proveniente de GRB's), chegando a 0.18% nas pressões mais baixas. Isto seria suficiente, segundo os

autores, para tornar possível a detecção de GRB's com a técnica proposta pela colaboração. Os erros associados à medição da eficiência de detecção do aparato foram estimados: no caso das taxas de contagem, um erro sistemático entre 5 e 10%, além de um erro estatístico de umas poucas unidades percentuais; quanto à estimativa da taxa de radiação absorvida no gás, a medida do fluxo de fótons teve uma incerteza de 10%. Com relação à eficiência quântica das duas fotomultiplicadoras utilizadas, adotou-se o valor médio com um erro sistemático de 10%.

Giarrusso *et al.* destacaram que a eficiência medida seguia o comportamento esperado com base na teoria cinética, tanto no ar como no nitrogênio, variando com o inverso da pressão do gás; as medidas foram ajustadas a uma curva p^{-1} . Abaixo de ~ 10 mbar, no entanto, os valores determinados ficaram acima do previsto; foram registradas também, em pressões baixas, eficiências de detecção acima de 1, o que não ficou bem entendido.

As observações foram feitas a uma temperatura de 295 K. Considerando a expectativa de uma dependência da eficiência com a temperatura, os autores apontaram a intenção de estenderem as medições para o intervalo de 200 a 300 K, a fim de envolver as condições atmosféricas na região de interesse para a absorção da radiação emanada de GRB's.

Ainda tendo em vista a detecção de fluorescência atmosférica a partir de satélites, **Nagano, Kobayakawa e Sakaki** [67] iniciaram esforços para a investigação da variação, com a pressão, da taxa de produção de fluorescência *em ar úmido*, considerando que a maior parte dos chuviscos atmosféricos gerados por radiação cósmica, e passíveis de detecção a partir de telescópio a bordo de satélite, se desenvolvem sobre os oceanos, que cobrem a maior extensão da superfície da Terra.

Eles vêm utilizando, para isso, aparato e procedimentos experimentais semelhantes aos adotados por Kakimoto *et al.* [55]. Relataram em 2001 os primeiros estudos feitos no nitrogênio e em ar seco (78.8% N₂ e 21.2% O₂), a uma temperatura de 15°C, com elétrons de 1.4 MeV emitidos por ⁹⁰Sr [67], a fim de verificarem a validade do método pela comparação com resultados de experimentos anteriores e também com os valores previstos pela teoria. Empregaram filtros de banda estreita (10 nm) centrados em 337.7, 356.3 e 391.9 nm.

Os resultados obtidos, tanto no nitrogênio como no ar seco, se mostraram menores que os de Kakimoto *et al.*, principalmente no caso de 356.3 nm no nitrogênio e 356.3 e 391.9 nm no ar seco. Além disso, concordaram melhor com a previsão feita pela teoria, baseada no estudo do comportamento do inverso da vida média *aparente* em função da pressão e feita no caso do nitrogênio, para os comprimentos de onda 337.7 e 356.3 nm. Nagano, Kobayakawa e Sakaki atribuíram a diferença observada entre os resultados dos dois experimentos ao fato de Kakimoto *et al.* não terem efetuado a subtração da contribuição de chuviscos locais às medidas realizadas.

Comparações também foram feitas aos valores obtidos por Bunner [56] a partir da compilação feita com resultados experimentais da época. Os valores foram normalizados em 338 nm, e as taxas de produção de fluorescência de Bunner foram maiores, em torno de 40%, para os outros dois comprimentos de onda. Segundo Nagano, Kobayakawa e Sakaki, tal diferença se deu por causa da divergência no processo de dissipação de energia do feixe no gás decorrente do método adotado: os

experimentos analisados por Bunner envolviam a parada das partículas no gás (?), enquanto neste os elétrons atravessavam completamente o gás, o qual se comportava como um alvo “fino”.

Como um próximo passo, será implementado um esquema de anti-coincidência para evitar a contaminação das medidas por chuveiros locais, o que facilitará a medição no caso de taxas de produção baixas (como aconteceu nas medidas feitas no ar e também no caso de 391.9 nm no nitrogênio, comprometendo a investigação da vida média aparente nessas situações) e permitirá a extensão das observações para outros comprimentos de onda (313, 380 e 400 nm).

Outro experimento interessante, em fase de planejamento, foi descrito por Adams *et al.* [68] em 2001; trata da medição *direta* da taxa de produção de fluorescência atmosférica em função da altitude, por meio de vôos de balão (nos moldes de Victor Hess!). O detector, baseado no instrumento usado por Kakimoto *et al.* [55], também servirá para investigação, em laboratório, da influência da temperatura, pressão e composição do gás sobre a fluorescência. Pretende-se, também, medir a taxa de produção de fluorescência em função da energia.

A fluorescência será induzida por elétrons provenientes de fonte de 100 μ Ci de ^{90}Sr , e sua observação se dará por meio de 8 fotomultiplicadoras, dispostas em grupos de 4, de modo que em cada grupo três delas registrem bandas específicas (337, 357 e 391 nm) com o uso de filtros adequados e a outra o intervalo de 300 a 400 nm, por meio do filtro adotado no experimento HiRes. As medidas a serem feitas com o balão corresponderão a intervalos de 300 m, em função da limitação imposta pela potência da fonte. No laboratório, a fluorescência será estudada em pressões de 10 a 760 mmHg, e temperaturas variando no intervalo de -70°C a $+40^{\circ}\text{C}$. A influência da concentração de alguns constituintes da atmosfera (vapor d’água, CO_2 , Ar e O_2) será também estudada.

Considerando que as medidas de fluorescência têm representado a maior fonte de erro na medição das propriedades de chuveiros atmosféricos através da técnica de fluorescência, o grupo pretende investir na qualidade das medições, procurando obter a taxa de produção absoluta com uma precisão de 3%.

2.2. Os experimentos e a técnica de detecção

Esta seção será dedicada, inicialmente, à apresentação de experimentos baseados na detecção de chuveiros via fluorescência atmosférica: *Fly’s Eye*, HiRes (*High Resolution Fly’s Eye*) e Observatório Auger. Após uma breve descrição do desenho e das condições de operação, a técnica adotada será abordada, o que incluirá o processo de detecção em si e o procedimento de reconstrução. Com isso, tem-se o objetivo de proporcionar uma boa compreensão da “lógica” da técnica e de como ela se processa e, principalmente, levantar elementos que porventura possam subsidiar as análises na sequência do trabalho.

2.2.1. Os experimentos

A técnica de detecção de chuueiros atmosféricos extensos a partir da luz de fluorescência, conforme já exposto na seção 1.3, foi implementada pela Universidade de Utah, através do experimento *Fly's Eye*, cujo primeiro sítio começou a ser construído em 1975 e passou a operar em 1981. A partir da experiência adquirida com o *Fly's Eye*, uma colaboração foi organizada na década de 90 para montar o *High Resolution Fly's Eye* (HiRes), que começou a operar em maio de 1997 e se encontra em funcionamento. Atualmente estão em caráter de implantação os detectores de fluorescência do sítio sul do Observatório Pierre Auger¹⁴, na Argentina.

Na tabela 2.7 são apresentados os valores relativos aos parâmetros do desenho dos experimentos abordados nesta seção.

Fly's Eye

O observatório *Fly's Eye* [15], localizado em um deserto em Dugway, Utah, 160 km a sudoeste de Salt Lake City, a uma profundidade atmosférica de 860 g/cm^2 ($\sim 1500\text{m}$), contou com duas estações (olhos) independentes – *Fly's Eye* I e *Fly's Eye* II – distanciadas de 3.3 km. *Fly's Eye* I (figura 2.19), situado no topo de *Little Granite Mountain*, iniciou sua operação em 1981 enquanto o outro olho, construído na área onde viria a ser instalada a rede de detectores de superfície CASA-MIA [72], ficou terminado em 1986. As observações encerram em 1993.

Os telescópios que compunham os olhos eram formados por espelhos esféricos de 1.575 m de diâmetro e distância focal de 1.50 m, tendo na superfície focal um conjunto de 12 ou 14 fotomultiplicadoras (a câmera), com o número dependendo de sua orientação. A câmera produzia um sombreamento de 13% no espelho, levando a uma área efetiva de 1.7 m^2 . As fotomultiplicadoras foram vinculadas a cones de coleta de luz (*Winston cones*), que permitiam estender sua área de coleta de um círculo para *pixels* hexagonais, aproveitando dessa forma a luz que incidiria nos espaços entre fotomultiplicadoras adjacentes.



Figura 2.19 – Estação I do experimento *Fly's Eye*, em Dugway, Utah, Estados Unidos. Cada telescópio se encontra na orientação definida para coleta de dados, cobrindo uma região específica do céu. Foto extraída de [52].

Os *pixels* possuíam um diâmetro angular de aproximadamente 5.5° , e apontavam cada um para uma direção específica, de modo a fazer com que cada telescópio observasse sua própria região angular do céu.

Fly's Eye I continha um total de 67 telescópios e 880 fotomultiplicadoras, com visão quase completa do céu, enquanto *Fly's Eye* II, com

¹⁴ Encontram-se também em fase de planejamento e implementação o experimento *Telescope Array* [69] e os observatórios espaciais EUSO (Extreme Universe Space Observatory) [70] e OWL-AIRWATCH [71].

seus 36 espelhos e 464 fotomultiplicadoras [57], abrangia elevações entre 2° e 38° e uma abertura azimutal de 180° voltada para o primeiro olho. Assim, a partir de 1986, além da observação monocular a partir do *Fly's Eye* I, tornou-se possível a reconstrução estereoscópica dos eventos coincidentes (ou seja, conjunta, usando-se medidas dos dois olhos), o que permitia uma determinação mais precisa da geometria do chuveiro e consequentemente melhor reconstrução do perfil longitudinal e determinação da energia.

O observatório teve uma abertura para a estação I que variava de pouco mais de $1 \text{ km}^2 \cdot \text{sr}$ a uma energia de 10^{17} eV até $1000 \text{ km}^2 \cdot \text{sr}$ para 10^{20} eV (considerando eventos com trajetória delimitada por um ângulo de no mínimo 50°). Sua área de ação alcançava, com isso, aproximadamente 20 km de raio para as mais altas energias.

A exposição monocular total do *Fly's Eye* I ficou por volta de $830 \text{ km}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{ano}$ para raios cósmicos com energia de $5 \times 10^{19} \text{ eV}$. No caso da observação no modo estéreo, a exposição chegou a quase $150 \text{ km}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{ano}$ nessa mesma energia [57].

HiRes (*High Resolution Fly's Eye*)

A implementação bem-sucedida da técnica de fluorescência pelo grupo de Utah o levou, em colaboração com grupos de diversas universidades (*Columbia University*, *University of New Mexico*, *Rutgers University*, *Montana State University* e *University of Adelaide*), a construir uma versão aprimorada do *Fly's Eye*, o *High Resolution Fly's Eye* (HiRes) [16, 73].

O novo observatório também ficou situado em Dugway, Utah, tendo sido operado em diversas configurações desde o início do funcionamento da primeira estação, em junho de 1997. O projeto das duas estações foi otimizado especificamente para favorecer a observação estereoscópica dos eventos.

A estação HiRes I ocupou o mesmo local do *Fly's Eye* I. Seus 21 telescópios possuem uma visão azimutal de 336° e cobrem uma elevação angular de 3° a 17° . HiRes II, localizado em *Camel's Back Ridge*, a 12.6 km do outro olho, teve sua instalação concluída em agosto de 1999, entrando em operação total no final do mesmo ano; conta com 42 telescópios, que abrangem elevações entre 3° e 31° e a mesma abertura azimutal.

Os telescópios, alojados aos pares em edificações de metal, constituem espelhos esféricos com diâmetro de 2 m e distância focal igual a 2.32 m. Fotomultiplicadoras com diâmetro angular de 1° se encontram dispostas em câmeras planas de $16 \times 16 \text{ pixels}$ por espelho, perfazendo um total de 5376 fotomultiplicadoras no HiRes I e 10752 na outra estação. Ao invés do uso de cones de coleta de luz como no *Fly's Eye*, HiRes adotou fotomultiplicadoras em formato hexagonal. Acoplado à câmera se encontra o filtro óptico com transmissão para comprimentos de onda no intervalo de 300 a 400 nm, cuja adoção permitiu um aumento na razão sinal-ruído por um fator de 1.7.

Em comparação ao projeto do *Fly's Eye*, o aumento dos espelhos e a redução do diâmetro angular das fotomultiplicadoras no observatório HiRes levaram a um aumento superior a sete vezes na razão sinal-ruído. Isto implicou em um aumento substancial na abertura: a estação HiRes I apresenta, no caso de reconstrução monocular, $9100 \text{ km}^2 \cdot \text{sr}$ para chuveiros com energias de 10^{20} eV [35]. Os

dados coletados no período de junho de 1997 até o final de junho de 1999 possibilitaram, para o HiRes I, uma exposição monocular de $970 \text{ km}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{ano}$ a $5 \times 10^{19} \text{ eV}$ e $1090 \text{ km}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{ano}$ a 10^{20} eV [35], maior que o total alcançado pelo *Fly's Eye* I.

Um protótipo do HiRes funcionou de setembro de 1994 a novembro de 1996 [73]. No local da estação I, 14 telescópios foram dispostos em cinco faixas de elevação, abrangendo ângulos de 3° a 70° , ficando direcionados para a rede de superfície CASA-MIA. 4 telescópios foram instalados onde se encontra hoje o HiRes II, divididos em duas elevações, com visão voltada para a primeira estação. Além dos trabalhos de calibração do detector, caracterização da atmosfera e teste do aparato, os dados coletados nesse período foram utilizados em um estudo do espectro e composição no intervalo de 10^{17} a 10^{18} eV , em combinação com medidas de múons feitas pela rede MIA [74].

Observatório Auger

Uma colaboração internacional de vinte países se formou, em 1995, para a montagem de um imenso experimento de raios cósmicos, o Observatório Pierre Auger [1, 75]. Deverá ser constituído de dois grandes conjuntos de detectores, atendendo a cada um dos hemisférios da Terra, onde os detectores de fluorescência atuarão em conjunto com uma rede de tanques água-Cherenkov. Atualmente está em construção o sítio do hemisfério sul, na Província de Mendoza, Argentina, já tendo sido colocado em operação um conjunto de 40 tanques e dois telescópios como protótipo – o *Engineering Array*.

Os telescópios a serem adotados nesse observatório – o número, sua distribuição e resolução – foram especificamente projetados para a detecção híbrida dos chuveiros com energias acima de 10^{19} eV ¹⁵: deverão sempre operar em conjunto com a rede de superfície, de modo que todos os chuveiros registrados pelos tanques sejam visíveis para, pelo menos, um olho, proporcionando um esquema de reconstrução que combine dados coletados por ambas as técnicas, a característica marcante do Projeto Auger. Outro fator que influenciou na determinação do número de olhos e sua distribuição foi a intenção de minimizar os efeitos da incerteza na caracterização da atmosfera sobre a reconstrução.

Ao todo serão 30 telescópios, dispostos em quatro olhos: um próximo do centro da rede de superfície, com 12 telescópios e uma cobertura azimutal de 360° , os outros três em montes situados no perímetro do observatório – Los Leones, Coihueco e Morados – cada qual com 6 telescópios voltados para o interior da rede de superfície, com visão azimutal de 180° . O eixo de cada telescópio terá 16° de elevação, resultando na cobertura de ângulos de elevação no intervalo de 1.7° a 30.3° .

Espelhos esféricos com $3.5 \text{ m} \times 3.5 \text{ m}$ de tamanho e raio de curvatura de 3.4 m compõem os telescópios, com câmeras dispostas numa superfície focal curva ($f = 1.743 \text{ m}$) contendo fotomultiplicadoras de 1.5° de diâmetro, em um arranjo de 20×22 . A fim de reduzir ainda mais a perda de luz nos espaços entre as fotomultiplicadoras, que são hexagonais, está sendo usado um conjunto de

¹⁵ O projeto foi concebido para apresentar uma eficiência de detecção de 100% para eventos acima de 10^{19} eV , mas a reconstrução de eventos com energias até 10^{18} eV também será possível, apesar da eficiência nessa faixa reduzir bastante, chegando a 35% em 10^{18} eV [76].

estrelas *mercedes* – coletores de luz no formato de estrelas de três pontas, fixados no vértice de três *pixels* adjacentes.

Uma inovação introduzida pelo Observatório Auger no detector de fluorescência foi a adoção da óptica de Schmidt [77 – 79], a partir de proposta feita para atender a necessidade de imagem uniforme sobre todo o campo visual, além da intenção de reduzir o número de telescópios com o aumento dos espelhos. Com esse sistema, um diafragma circular é implantado, tendo seu centro coincidindo com o centro de curvatura do espelho, passando a determinar a abertura do telescópio (e consequentemente a área efetiva de coleta de luz). Com um diâmetro de 1.7 m, e considerando um sombreamento máximo de 35% [80] provocado pela câmera, tal área representa pelo menos 1.5 m². O filtro óptico é instalado no diafragma.

O uso do diafragma apresenta vantagens, sendo a principal a eliminação da aberração coma¹⁶, possibilitando uma imagem com tamanho independente do ângulo de incidência da luz, e com isso a ampliação do campo visual, por espelho; além disso, ocorre um ganho na razão sinal-ruído ao se evitar o espalhamento do sinal sobre outras fotomultiplicadoras (responsável por um aumento no ruído).

A implementação “completa” da óptica de Schmidt deverá acontecer com o emprego de uma lente corretora [77, 79], capaz de permitir um aumento na área de coleta de luz (ampliando-se o diâmetro do diafragma) sem prejuízo da qualidade da imagem por efeito da aberração esférica. Com um formato anelar, estenderá a abertura do sistema de 1.7 m (diâmetro do diafragma) para 2.20 m.

A abertura do Observatório Auger no hemisfério sul, para eventos com ângulo zenital inferior a 60°, será de 7350 km².sr (aumentando em 50% no caso de aceitação de ângulos zenitais acima desse limite). Uma estimativa do número esperado de eventos híbridos por ano [81] (10% do total de chuviros registrados pela rede de superfície) aponta, para energias superiores de 5×10^{19} eV, 49 eventos, e 10 acima de 10^{20} eV. Tais valores foram comparados aos valores esperados para o experimento HiRes (63 e 15, respectivamente); a taxa prevista para o HiRes torna-se maior a partir de energias $\sim 2 \times 10^{19}$ eV, devendo-se considerar a influência do aumento de sua abertura com a energia – no caso do Auger, a abertura do detetor de fluorescência se encontra limitada pela abertura da rede de superfície, segundo a condição imposta pela detecção híbrida.

¹⁶ Modificação no formato da imagem, produzida com a inclinação do feixe de luz incidente em relação ao eixo do espelho. Redonda para uma inclinação de 0° (tendo o diâmetro determinado pela aberração esférica), a imagem passa a adquirir uma extensão no sentido de fuga do centro da superfície focal (à semelhança de um cometa), que aumenta com a inclinação dos raios incidentes.

Parâmetros do detector	Fly's Eye [15, 57] (I - II)		HiRes [16, 73] (I - II)		Auger [1b, 80] (centro - periferia)	
Espelhos (diâmetro / dist. focal)	1.575 m / 1.5 m		2 m / 2.3 m		1.7 m ¹⁷ / 1.743 m	
Área de coleta de luz (total / efetiva)	1.95 m ² / 1.7 m ²		/ 3.75 m ²		2.27 m ² / 1.47 m ²	
Diâmetro do <i>pixel</i>	~5.5° / 144 mm (96 mr / 7.23 msr) ¹⁸		1° / 40 mm (17.4 mr / 0.24 msr)		1.5° / 45.6 mm (26.2 mr / 0.54 msr)	
Câmera (dimensões, fotomultiplicadoras)			16° x 14°		94 cm x 86 cm	
	12 ou 14		16 x 16		30° x 28.6°	
Total de espelhos & fotomultiplicadoras	67	36	21	42	12	6 (x3)
	880	464	5376	10752	5280	2640 (x3)
Visão azimutal	360°	180°	336°	336°	360°	180°
Elevação	> 7.5° (?)	2° a 38°	3° a 17°	3° a 31°	1.7° a 30.3°	
Eficiências						
Filtro			80%		73%	
Espelho	(83 ± 4) %		85%		90%	
Coleta no <i>pixel</i>	(80 ± 5) %				93%	
Fotomultiplicadoras	(21.2 ± 1.5) % (a 360nm)		~20%		25% (?)	

Tabela 2.7 – Quadro comparativo de parâmetros do desenho de experimentos baseados na detecção da fluorescência.

2.2.2. Aspectos da detecção de um chuveiro

Para um detector de fluorescência, um chuveiro atmosférico extenso aparece como um pequeno emissor de ultravioleta movendo-se praticamente à velocidade da luz, através de um fundo luminoso. E o papel dos telescópios em um olho é atuar como grandes coletores, concentrando a luz sobre dispositivos sensíveis a ela – as fotomultiplicadoras em uma câmera.

Desse modo, a fluorescência emitida por um chuveiro é detectada pelas fotomultiplicadoras cujos campos visuais interceptam sua trajetória, juntamente com a luz Cherenkov produzida pela passagem do chuveiro e a radiação de fundo. São registrados para cada uma o tempo relativo de chegada da luz e o sinal total produzido, a partir dos quais são determinados a trajetória e o perfil longitudinal do chuveiro.

¹⁷ Este valor representa, na verdade, o diâmetro do diafragma incorporado ao projeto dos telescópios do Observatório Auger.

¹⁸ Os valores apresentados em [15], 91.5 mr e 6.57 msr, devem se referir à fotomultiplicadora em si.

A cinemática de um chuvaire

À medida que um chuvaire atravessa o céu, uma sequência estreita e longa de fotomultiplicadoras vai sendo disparada, definindo a projeção da sua trajetória na câmera do detector.

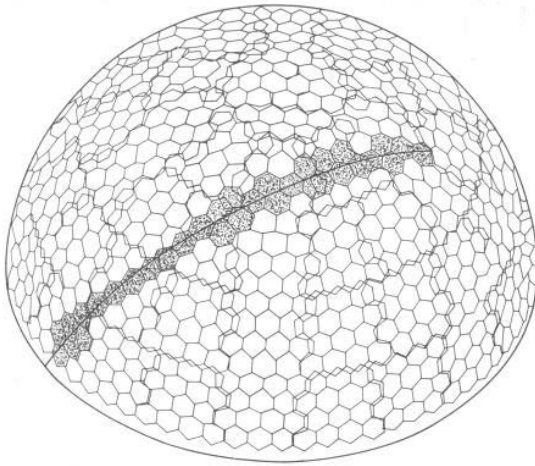


Figura 2.20 – Projeção das câmeras do Fly’s Eye I sobre a esfera celestrial. Em destaque, conjunto de fotomultiplicadoras acionadas pela detecção de um chuvaire e a trajetória reconstruída. Figura extraída de [52].

Isso pode ser representado pela projeção dos *pixels* e do chuvaire na esfera celestrial (figura 2.20). A imagem descreve, dessa forma, uma linha circular sobre o hemisfério, com uma velocidade angular decrescente, que depende tanto da distância do chuvaire como da inclinação de seu eixo.

A seguir, será feita uma descrição do movimento de um chuvaire, a partir da visão de um detector de fluorescência. Pretende-se, com isso, oferecer uma noção dos tempos e deslocamentos envolvidos na detecção de um chuvaire, levando em conta sua distância ao detector e sua orientação no espaço.

A geometria da trajetória de um chuvaire e de sua observação por um detector de fluorescência está esquematizada ¹⁹ na figura 2.21. O plano formado pelo eixo do chuvaire e o detector é o plano chuvaire-detector, o primeiro elemento obtido na reconstrução geométrica. Definidos *no interior desse plano*, tem-se o ângulo χ_0 de inclinação do chuvaire e α é o ângulo de observação do chuvaire em um ponto de sua trajetória – também define a posição da imagem no olho. R_p é o “parâmetro de impacto” do chuvaire – menor distância de seu eixo ao detector –, importante na reconstrução de sua geometria.

Desprezando-se a extensão lateral e a espessura da frente do chuvaire, e assumindo que este se propaga à velocidade da luz c , é possível observar, a partir da figura 2.21, que a luz proveniente do chuvaire, quando este passa pelo ponto A visto por um ângulo α , leva um tempo $R_p / c \sen\beta$ no percurso até o detector, chegando atrasada em relação à passagem do chuvaire pelo ponto mais próximo do detector (ponto P) no instante t_p – o que, por sua vez, exige um tempo $R_p / c \tan\beta$ na ida de A a P. O tempo de atraso é, portanto, dado por:

$$t_i - t_p = \frac{R_p}{c \sen\beta} - \frac{R_p}{c \tan\beta} = \frac{R_p}{c} \tan\left(\frac{\chi_0 - \alpha}{2}\right), \quad (2.13)$$

sendo t_i o instante de chegada da luz no detector (ou de formação da imagem na câmera) e lembrando que o ângulo de emissão da luz $\beta = \chi_0 - \alpha$. Esta expressão é utilizada na obtenção de parâmetros para a reconstrução geométrica – R_p e χ_0 – determinando a orientação do eixo dentro do plano chuvaire-

¹⁹ É importante ressaltar que, nesse caso, assume-se que o chuvaire está suficientemente distante para ser reduzido a um ponto.

detector. A partir dela, é possível obter-se a velocidade angular da imagem na câmera (tomada em módulo):

$$\omega = -\frac{d\alpha}{dt_i} = \frac{2c}{R_p} \cos^2\left(\frac{\chi_0 - \alpha}{2}\right) \quad (2.14)$$

e sua taxa de variação com o ângulo de observação α :

$$\frac{d\omega}{d\alpha} = \frac{c}{R_p} \sin(\chi_0 - \alpha). \quad (2.15)$$

Nas figuras 2.22 e 2.23, os comportamentos de ω e $d\omega/d\alpha$ em função do ângulo de observação α (a ser considerado segundo seus valores decrescentes, correspondendo à descida do chuvaire) são apresentados para várias geometrias do chuvaire ($R_p = 2.5$ e 10 km; $\chi_0 = 45^\circ, 90^\circ$ e 135° – IC na legenda).

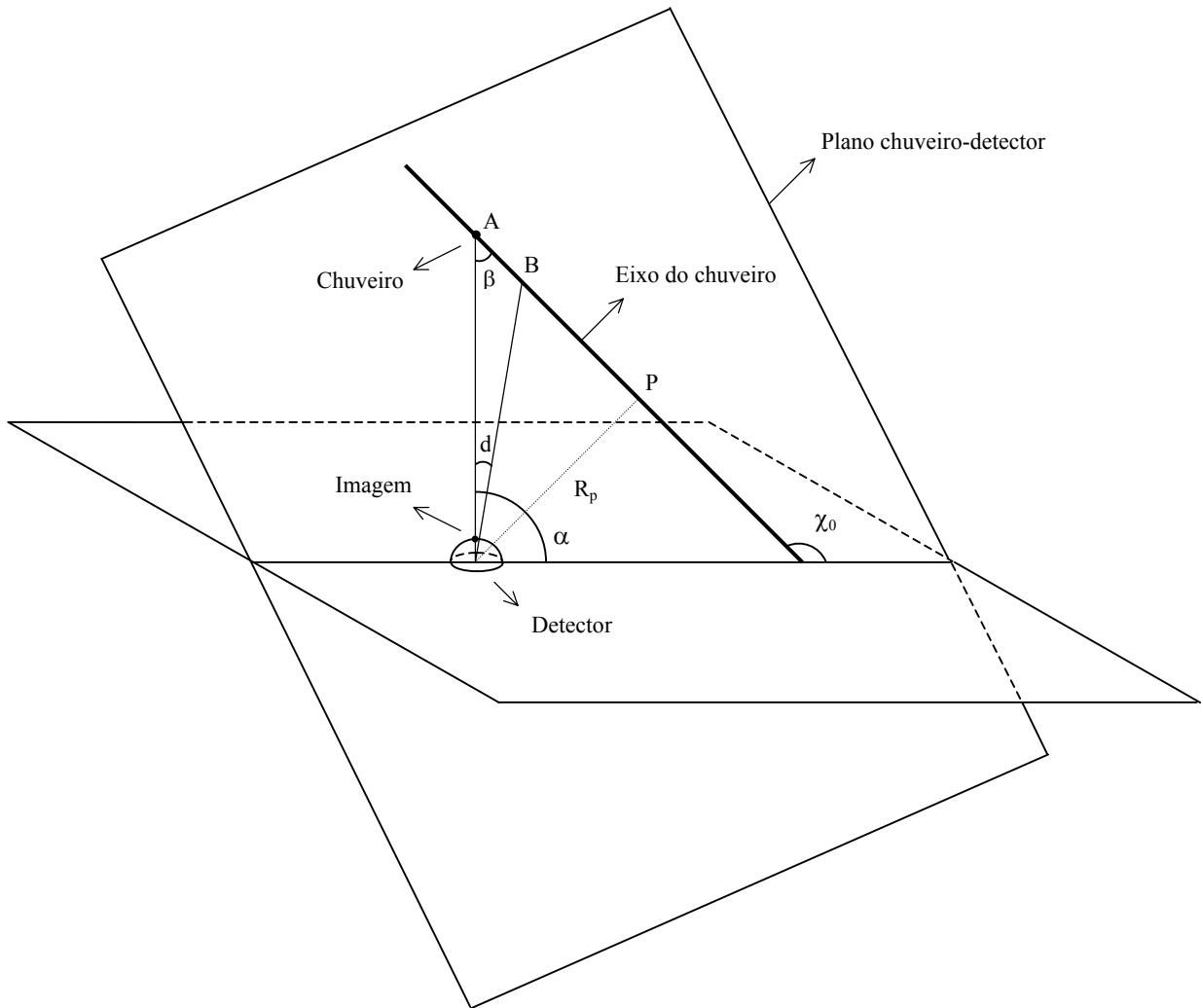


Figura 2.21 – Esquema da geometria de um chuvaire.

A partir das figuras abaixo, observa-se que, de um modo geral, a velocidade angular sofre variação pequena ao longo do intervalo angular registrado pelo detector, principalmente no caso de inclinação $\chi_0 < 90^\circ$ (chuveiros mais distantes do detector, para um certo valor de R_p). Por outro lado, nota-se com base nas equações (2.14) e (2.15) que a determinação dos valores de χ_0 e R_p (e portanto o conhecimento da inclinação do chuveiro no plano chuveiro-detector) depende do conhecimento de ω e

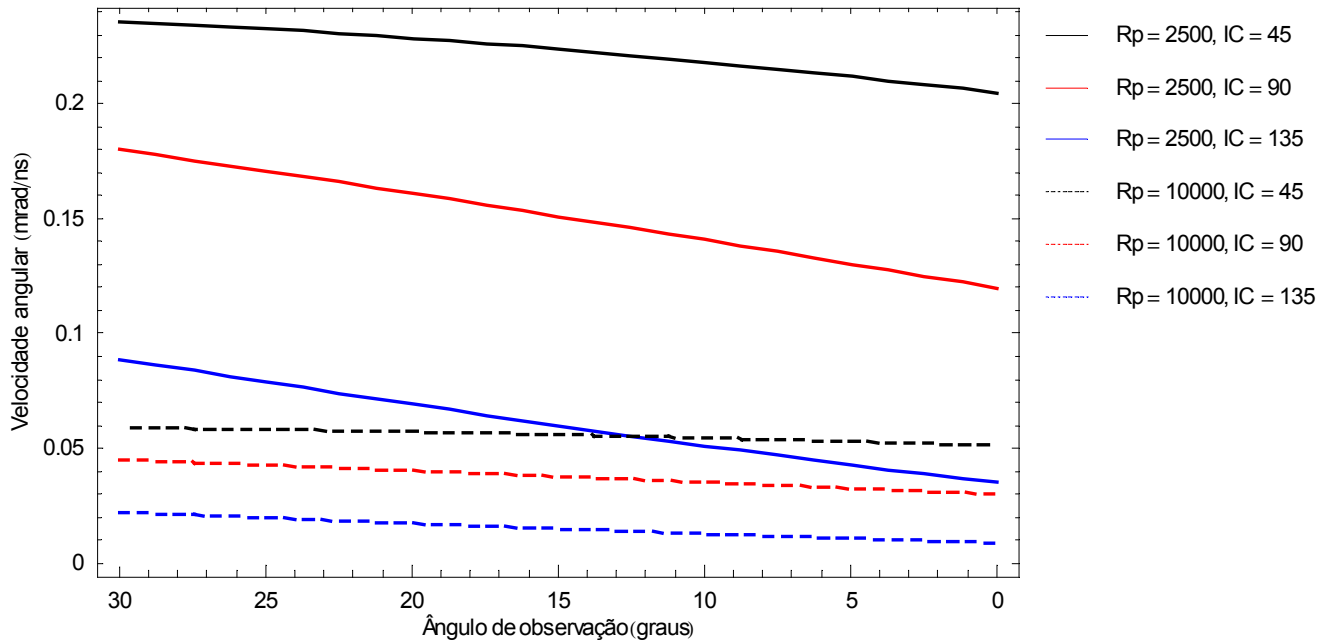


Figura 2.22 – Velocidade angular da imagem, em mrad/s, em função do ângulo de observação, para seis geometrias do chuveiro.

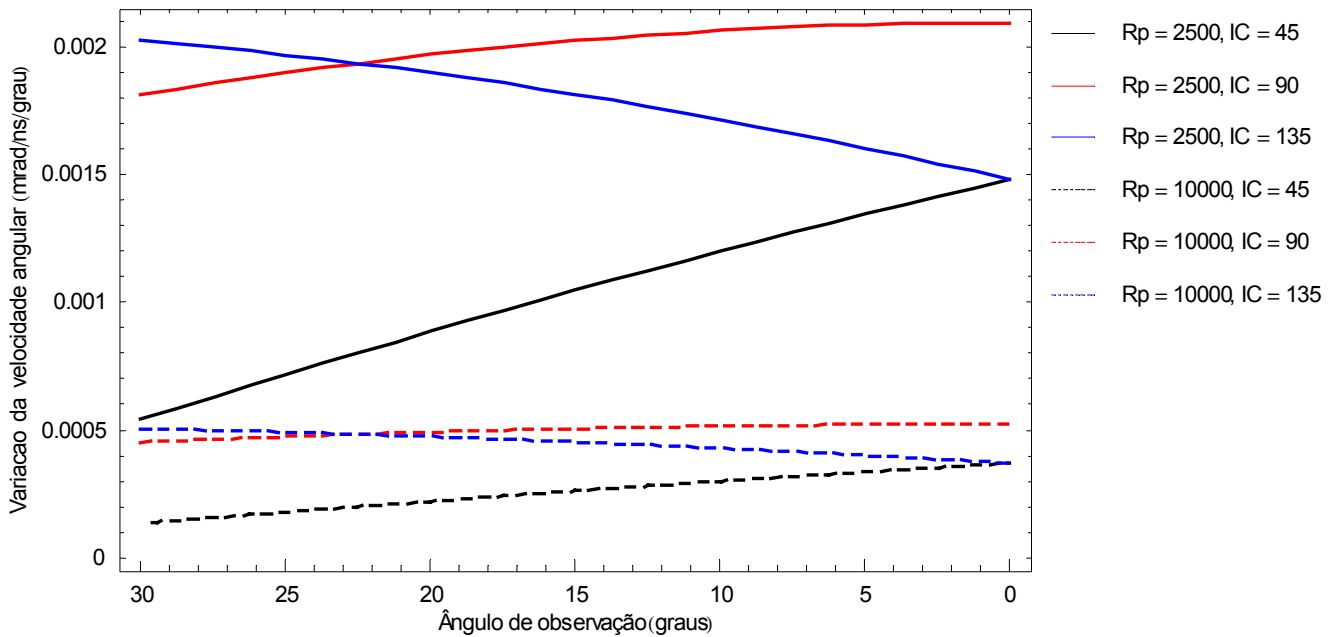


Figura 2.23 – Taxa de variação da velocidade angular da imagem com o ângulo de observação, em mrad/s/grau, para seis geometrias do chuveiro.

$d\omega/d\alpha$. Caso o chuveiro não seja observado num intervalo angular suficientemente grande, é possível que a variação de ω não seja detectada, e isso prejudique a reconstrução do eixo do chuveiro: uma família de trajetórias no mesmo plano, definidas por um conjunto de valores (χ_0, R_p) , estaria associada a um mesmo valor de velocidade angular constante.

Ao se considerar a passagem de um chuveiro pelo campo visual de um *pixel* com diâmetro angular d , a velocidade angular de sua imagem na câmera, ao atravessar o *pixel*, pode ser tomada como constante, já que d é suficientemente pequeno. Isto permite estimar, a partir da expressão (2.14), o tempo de passagem da imagem pelo pixel (supondo-a pontual):

$$\Delta t_i = d \frac{R_p}{2c} \sec^2 \left(\frac{\chi_0 - \alpha}{2} \right). \quad (2.16)$$

Para determinar o deslocamento do chuveiro no trecho da trajetória delimitado pela abertura do *pixel*, pode-se fazer, tendo em vista a figura 2.21:

$$\Delta s_c = \Delta \left(\frac{R_p}{\tan \beta} \right) = \frac{d R_p}{\sin^2 (\chi_0 - \alpha)}. \quad (2.17)$$

A gramagem correspondente ΔX_θ , ao longo da direção definida pelo ângulo zenital θ , tomando por base a parametrização do CORSIKA [82], é expressa por:

$$\Delta X_\theta = b \left(e^{-h_f/c} - e^{-h_i/c} \right) \sec \theta, \quad (2.18)$$

sendo os parâmetros b e c dependentes da camada da atmosfera considerada, θ o ângulo zenital e h_i e h_f as altitudes dos pontos inicial e final do trecho em questão, definidas pelas equações:

$$h_i = R_p \frac{\sin \alpha}{\sin(\chi_0 - \alpha)} + h_{obs} \quad (2.19)$$

e

$$h_f = h_i - \Delta s_c \cos \theta, \quad (2.20)$$

assumindo-se o plano chuveiro-detector perpendicular à superfície, e sendo h_{obs} a altitude do nível de observação do detector. Isto permite escrever:

$$\Delta X_\theta = b e^{-h_i/c} \left(e^{\Delta s_c \cos \theta / c} - 1 \right) \sec \theta. \quad (2.21)$$

Como exemplo, na tabela 2.8 são mostrados Δt_i , Δs_c e ΔX_θ para chuveiros com inclinações de 45° , 90° e 135° , atingindo o solo a uma distância de 10 km do detector (valores diferentes de $R_p - 7071$, 10000 e 7071m, respectivamente), a um nível de observação de 875 g/cm^2 ($h_{obs} = 1400\text{m}$ – altitude do Observatório Auger / hemisfério sul), em dois casos: observação a 15° por *pixels* com diâmetros de 1° , 1.5° e 5.5° ; ângulos de observação diferentes, com *pixel* de 1.5° de diâmetro.

(a)

Diâmetro do pixel	Δt_i (ns)			Δs_c (m)			ΔX_θ (g/cm ²)		
	45°	90°	135°	45°	90°	135°	45°	90°	135°
1°	220.6	462.5	823.3	493.6	187.1	164.5	36.9	15.4	14.3
1.5°	330.9	693.7	1235	740.5	280.6	246.8	55.9	23.2	21.5
5.5°	1213.3	2543.6	4528.3	2715.1	1028.8	905.0	222.4	88.4	80.7

(b)

Ângulo de observação	Δt_i (ns)			Δs_c (m)			ΔX_θ (g/cm ²)		
	45°	90°	135°	45°	90°	135°	45°	90°	135°
30°	314.1	582.2	833.1	2763.5	349.1	198.4	62.2	20.5	14.6
20°	323.9	650.7	1069.5	1036.5	296.5	225.4	62.6	22.1	18.5
10°	339.4	744.1	1448.1	562.7	269.9	275.9	49.4	24.5	25.6

Tabela 2.8 – Valores do tempo de permanência de um chuva no campo visual de um *pixel*, seu deslocamento e a gramagem do trecho correspondente, para chuvas de 45°, 90° e 135° de inclinação, atingindo o solo a 10 km do detector, num nível de observação a uma profundidade de 875 g/cm², em duas situações: (a) *pixels* com diâmetros de 1°, 1.5° e 5.5° e ângulo de observação de 15°; (b) *pixel* de 1.5° observando o chuva em três elevações diferentes – 30°, 20° e 10°.

Na análise dos dados acima, é interessante considerar a resolução com que o desenvolvimento longitudinal do chuva é determinado pelo detector, o que depende da forma como o sinal registrado pelas fotomultiplicadoras é medido, e consequentemente da eletrônica adotada. No experimento Fly's Eye, assim como na estação HiRes I, leva-se em conta o sinal gerado por toda a luz coletada pelo *pixel* em decorrência da observação de um chuva; desse modo, o tempo de integração do sinal depende do tempo de passagem da imagem do chuva pela fotomultiplicadora, e portanto a resolução do perfil longitudinal fica limitada pelo diâmetro do *pixel*. Quanto à estação HiRes II e aos detectores do Observatório Auger, a eletrônica empregada impõe a medição do sinal em intervalos de 100 ns, e assim os valores de ΔX_θ associados a esse tempo é que definem a resolução do perfil. A partir da tabela 2.8, é possível verificar que o segundo caso permite maior detalhamento do desenvolvimento do chuva; nota-se que o sinal pode ser integrado mais de uma vez durante o intervalo de tempo em que o chuva permanece no campo visual de um *pixel*, reduzindo ainda mais o trecho da trajetória observado.

É interessante notar também que o tempo gasto pela imagem em um certo deslocamento angular não é (necessariamente) igual ao tempo que o chuva leva para percorrer o trecho da sua trajetória delimitado pelo mesmo ângulo. Observando-se, por exemplo, os dados da tabela 2.8, é possível notar que os valores de Δt_i diferem dos intervalos de tempo associados a Δs_c .

Em outras palavras, a distância percorrida por um chuvaireo ao passar pelo campo visual de um *pixel* não é igual a $c \times \Delta t_i$, com Δt_i dado pela equação (2.16), como pode ser verificado comparando-se as equações (2.17) e (2.16). Dividindo-se uma pela outra, obtém-se:

$$\frac{\Delta s_c}{\Delta t_i} = \frac{2c}{\sin^2 \beta \sec^2(\beta/2)} = \frac{c}{2 \sin^2(\beta/2)} = \frac{c}{1 - \cos \beta}, \quad (2.22)$$

o que leva a:

$$\Delta s_c = c \Delta t_i \frac{1 + \cos \beta}{\sin^2 \beta}. \quad (2.23)$$

A causa da diferença entre os intervalos de tempo Δt_i e Δt_c (tempo relativo ao deslocamento do chuvaireo) está na diferença de caminho entre os raios de luz emitidos a partir dos extremos do trecho considerado. Tomando-se como referência o instante t_0 de passagem da frente do chuvaireo pelo ponto A (figura 2.21), os instantes em que a luz, proveniente da primeira e da segunda extremidade do trecho (pontos A e B), atinge o detector são dados por:

$$t_{i,A} = t_0 + \frac{\Delta s_{luz,A}}{c} \quad e \quad t_{i,B} = t_0 + \frac{\Delta s_c}{c} + \frac{\Delta s_{luz,B}}{c}$$

conduzindo à expressão:

$$t_{i,B} - t_{i,A} = \Delta t_i = \Delta t_c + \frac{\Delta l}{c}, \quad (2.24)$$

sendo $\Delta l = \Delta s_{luz,B} - \Delta s_{luz,A}$ a diferença de caminho da luz nos dois percursos.

Δt_c poderá ser maior ou menor que Δt_i , dependendo do trecho considerado estar situado antes ou depois do ponto P (figura 2.21):

- antes: $\Delta l < 0 \rightarrow \Delta t_c > \Delta t_i$;
- depois: $\Delta l > 0 \rightarrow \Delta t_c < \Delta t_i$.

Assim observa-se uma “compressão temporal” da luz emitida quando o chuvaireo se aproxima do detector – o tempo de coleta da luz proveniente de um certo trecho, nesta condição, é menor que o tempo de sua produção (tempo gasto pelo chuvaireo no percurso). Após o ponto de maior proximidade do chuvaireo, ocorre o efeito inverso. Isto traz implicações para a eletrônica do detector e a otimização do procedimento de *trigger*, conforme pode ser constatado, por exemplo, no caso do experimento *Fly's Eye* [15].

Convém lembrar que equações como (2.16), (2.17), (2.21) e (2.23) valem apenas para deslocamentos angulares pequenos ou assumem que o plano chuvaireo-detector é perpendicular ao solo. Mais adiante, serão determinadas as expressões para os intervalos de tempo e o deslocamento do chuvaireo válidas para quaisquer deslocamento $\Delta \alpha$ e ângulo χ_p de inclinação do referido plano.

A razão sinal-ruído

O “desafio” da técnica de fluorescência atmosférica está bem colocado em Baltrusaitis *et al.*, p. 412 [15]:

“The fundamental problem of detecting an EAS via air fluorescence can be best imaged as follows: Consider an apparent blue (actually near uv), 5-W light bulb streaking through the sky at the speed of light against a continuous backdrop of starlight, atmospheric airglow and man-made light pollution. In addition, sporadic sources of light such as lightning, auroras, airplane and smokestack strobe lights (visible for hundreds of miles) create a certain visual havoc. The task of the Fly’s Eye is to pick out this faint, but fast signal from the ambient background noise.”

A preocupação com a razão sinal-ruído S/N, portanto, se torna relevante na medida em que se considera a baixa eficiência na produção de fluorescência e sua atenuação na propagação ao detector, além do ruído noturno na presença do qual o chuveiro é visto. Deseja-se que o sinal produzido tenha uma intensidade tal que permita a ele se sobressair do fundo e da contribuição da luz Cherenkov direta / espalhada. Conforme exposto na seção 1.3, um dos fatores que reconhecidamente mais preocupou os pioneiros da implementação da técnica de fluorescência e que inclusive chegou a comprometer o êxito de alguns empreendimentos foi a razão S/N muito baixa.

Nesta subseção, serão apresentados os fatores que contribuem para o sinal produzido pela luz de fluorescência em uma fotomultiplicadora e uma descrição do fundo luminoso noturno e o ruído no sinal. Isso tornará possível estimar a razão sinal-ruído para um detector de fluorescência.

A intensidade do sinal registrado por uma fotomultiplicadora depende do número de partículas carregadas do chuveiro na profundidade sendo observada, da distância r a essa região e do tempo no qual a luz é coletada, assim como da área efetiva de coleta (área do espelho ou do diafragma, descontando-se a região sombreada pela câmera) e da eficiência total de conversão dos fótons coletados em fotoelétrons (que envolve as refletividades do espelho e dos cones, a transmitância dos filtros ópticos, a eficiência das fotomultiplicadoras).

A partir da equação (2.1), é possível estimar o número de fótons que atingem o detector, produzidos durante o deslocamento Δs_c da frente do chuveiro:

$$N_\gamma = n_f N_e \Delta s_c \frac{A}{4\pi r^2} e^{-r/\lambda}, \quad (2.25)$$

onde o último fator caracteriza a atenuação da luz na atmosfera.

Usando-se a equação (2.23), o sinal gerado em um tempo de coleta Δt_i , em termos do número de fotoelétrons, é expresso por:

$$S = \varepsilon n_f N_e \frac{c (1 + \cos \beta)}{4\pi R_p^2} A \Delta t_i e^{-r/\lambda}. \quad (2.26)$$

onde se fez $r \sin \beta = R_p$ (figura 2.21).

O fundo se deve basicamente à radiação do céu noturno, proveniente do espaço (luz das estrelas, luz do sol espalhada pelos planetas e matéria interplanetária, radiação difusa da galáxia, entre outras), aquela produzida por fenômenos atmosféricos (tais como processos foto-químicos ou a luz Cherenkov gerada por chuviros de baixa energia) e inclusive a que se origina da iluminação das cidades.

O fluxo total de fótons associado à radiação de fundo²⁰ varia ao longo do tempo de operação do detector em uma noite, mas geralmente por um fator que não ultrapassa 2 [15]. Entretanto, a passagem de um astro pelo campo visual de uma fotomultiplicadora pode aumentar o número de fótons recebidos por um fator bem maior.

A operação do detector em noites de luar pode comprometer a detecção, dependendo do ganho definido para as fotomultiplicadoras; para se ter uma idéia, a lua cheia aumenta em 10-20 vezes a contribuição da radiação de fundo.

O ruído N é determinado pela flutuação em torno do valor médio do número correspondente de fótons que atingem uma fotomultiplicadora. Sendo B o fluxo médio desses fótons, e assumindo uma distribuição Poissoniana, é possível escrever:

$$N = \sqrt{4 \varepsilon B A \Delta\Omega \Delta t} , \quad (2.27)$$

com $\Delta\Omega$ representando o ângulo sólido visto por uma fotomultiplicadora, A a área efetiva do telescópio e Δt o tempo de coleta.

Finalmente, utilizando-se as equações (2.26) e (2.27), obtém-se a expressão para a razão sinal-ruído:

$$\frac{S}{N} = n_f N_e \frac{c (1 + \cos \beta)}{4 \pi R_p^2} \left(\frac{\varepsilon A \Delta t_i}{4 B \Delta\Omega} \right)^{1/2} e^{-r/\lambda} . \quad (2.28)$$

2.2.3. A reconstrução dos parâmetros de um chuviro

Como as propriedades de um chuviro são determinadas a partir dos registros feitos pelo aparato experimental? Eis o propósito desta seção.

O conjunto de procedimentos empregados na técnica de fluorescência para a reconstrução dos parâmetros de um chuviro atmosférico – direção de chegada, perfil longitudinal, profundidade do máximo e energia – costuma ser dividido em duas grandes etapas:

- **Reconstrução geométrica**, a partir da qual se reconstitui a trajetória do chuviro;
- **Determinação do perfil longitudinal**, característica fundamental da técnica, revelando o desenvolvimento do chuviro ao longo de sua propagação, através do número de partículas carregadas por profundidade atmosférica. Permite a medição direta da profundidade na qual

²⁰ Para maiores informações sobre o valor do fluxo e as diversas contribuições que recebe, vale a pena consultar [15].

o chuveiro atinge o número máximo de partículas (profundidade do máximo – $X_{\text{máx}}$) e da energia do chuveiro.

Reconstrução geométrica

A reconstrução geométrica implica, especificamente, na determinação da orientação espacial do eixo do chuveiro e sua distância ao detector, fazendo-se uso do padrão de fotomultiplicadoras acionadas, dos sinais medidos e os tempos correspondentes em cada uma delas.

O primeiro passo envolve a determinação do *plano chuveiro-detector*, definido pelo eixo do chuveiro e o detector²¹ (figura 2.21). Isso é feito ajustando-se um plano às direções das fotomultiplicadoras atingidas (figura 2.20), sendo atribuído a cada uma delas um peso, dado pela amplitude do sinal integrado. Dessa forma, o vetor normal ao plano resultante é encontrado.

Considerando-se a reconstrução do evento feita com base nos dados de um único olho (portanto *monocular*), o passo seguinte requer a determinação da *inclinação e da posição do eixo do chuveiro* no interior do plano chuveiro-detector; isso significa obter R_p e χ_0 . Tais parâmetros são encontrados por meio de ajuste da informação temporal coletada à equação (2.13), aqui reescrita como:

$$t_i = t_p + \frac{R_p}{c} \tan\left(\frac{\chi_0 - \alpha}{2}\right), \quad (2.29)$$

sendo α_i a direção, no plano chuveiro-detector, da fotomultiplicadora acionada no instante t_i .

Esse último procedimento envolve uma limitação intrínseca da reconstrução geométrica monocular, já delineada na seção anterior, relacionada ao intervalo angular do chuveiro que é observado pelo detector e apontada como a fonte de erro mais importante na determinação da trajetória de eventos monoculares.

Como o ajuste a ser feito envolve três parâmetros livres (t_p , R_p e χ_0), é necessário que a abertura angular da trajetória registrada pelo detector seja grande o bastante²², (o que depende de uma combinação da distância do chuveiro e de sua energia), a fim de que os dados obtidos apresentem uma curvatura satisfatória, de acordo com a expressão (2.29). Entretanto, na seção anterior, foi observado que a velocidade angular da imagem, de um modo geral, sofre variações pequenas no trecho considerado.

Segundo Bird *et al.* [83], os valores ótimos para a abertura angular no caso do experimento *Fly's Eye* são aqueles maiores ou iguais a 50° . Para intervalos angulares pequenos, o que acontece com uma parte considerável dos chuveiros, a curva se aproxima de um segmento de reta (o chuveiro parece

²¹ Neste procedimento, a trajetória do chuveiro é tratada como uma linha reta. Rigorosamente falando, o chuveiro tem uma extensão lateral da ordem de 100 m, dependendo do estágio de seu desenvolvimento longitudinal e também da sua energia. A distâncias suficientemente grandes (mais do que alguns quilômetros), a aproximação acima é válida. Considera-se também o detector em si como um ponto, apesar de estar distribuído sobre uma área extensa. Novamente, as dimensões são desprezíveis para distâncias acima de uns poucos quilômetros. O ponto relativo ao detector e a reta representativa do chuveiro definiriam, assim, o plano chuveiro-detector.

²² Outro aspecto a ser considerado é a posição do intervalo angular em relação ao comportamento da função de ajuste, dada pela equação (2.13); o intervalo pode corresponder a um trecho de maior ou menor curvatura.

passar pelo campo visual do detector com velocidade angular praticamente constante), bastando dois parâmetros para o ajuste dos dados obtidos e trazendo grande margem de incerteza na determinação de um terceiro parâmetro.

Na reconstrução monocular de trajetórias com os detectores do experimento HiRes, tal dificuldade assume uma proporção maior. Conforme já destacado, seus telescópios foram projetados para observação estéreo dos eventos; HiRes I, a primeira estação concluída, abrange ângulos de elevação num intervalo de apenas 14° , fazendo com que os eventos por ela observados sejam pequenos, com valores em geral menores que 20° , e a informação temporal não apresente a curvatura adequada para uma boa reconstrução monocular.

A fim de aproveitar os eventos registrados por HiRes I nos dois primeiros anos de operação (enquanto ainda não havia sido terminado o segundo olho) na realização de um estudo preliminar do espectro e na busca de eventos acima do corte GZK, o método precisou sofrer uma alteração. A solução encontrada foi incluir um ajuste adicional “forçado” a um perfil longitudinal do tipo Gaisser-Hillas, com parâmetros pré-definidos, baseados em resultados determinados experimentalmente ou por simulações, para restringir o conjunto de trajetórias possíveis – método que passou a ser chamado ajuste temporal restringido por perfil [84, 35, 85]. Simulações indicaram que a aplicação do procedimento resultava em uma resolução da energia que aumentava com a mesma, atingindo valor melhor que 20% acima de 3×10^{19} eV [35, 85]. Além disso, a trajetória e a energia determinadas com esse novo procedimento concordaram bem com os primeiros resultados estéreo, possíveis após o início do funcionamento parcial do segundo olho [35, 85]. Tudo isso, no entanto, era feito às custas do conhecimento da profundidade do máximo, impedindo o estudo da composição química dos primários com o conjunto de dados assim produzido.

Quando se trata de observação *estereoscópica*, o eixo do chuveiro é determinado simplesmente pela intersecção dos dois planos chuveiro-detector, obtidos a partir de cada um dos dois olhos; isso, a princípio, dispensa o uso da informação temporal na reconstrução geométrica (que, ainda assim, pode ser empregado como um conjunto de dados útil para oferecer restrições adicionais). O método estéreo, portanto, contorna a dificuldade decorrente do método monocular, permitindo uma precisão bem maior da trajetória reconstruída. A existência de medidas redundantes para os eventos estéreo faz com que a resolução da geometria e da energia seja bem melhor do que no caso monocular.

Esse procedimento, no entanto, pode apresentar problemas se o ângulo entre os dois planos for pequeno; erros pequenos na determinação de cada um dos dois planos levariam a erros grandes na reconstrução da trajetória. Essa situação foi muito frequente nos estudos com o protótipo do HiRes, dada a configuração das coberturas azimutais dos dois olhos e o posicionamento dos mesmos. Isto motivou a adoção de um procedimento que incorporava ao ajuste estéreo a utilização dos tempos medidos nas duas estações [86, 87] a fim de se obter a trajetória com uma precisão maior, servindo-se de sincronização baseada em relógios GPS, com precisão de aproximadamente 200 ns [87].

O procedimento a ser adotado no detector de fluorescência do Observatório Auger²³ contornará dificuldades na determinação da trajetória explorando o caráter híbrido do experimento. O uso combinado de informações dos telescópios e dos tanques de água-Cherenkov possibilitará uma precisão muito boa na reconstrução da geometria dos chuveiros.

Segundo o que já foi comentado, no caso de operação simultânea dos dois detectores, todos os eventos acima de 10^{19} eV medidos pela rede de superfície deverão acionar pelo menos um dos olhos. O problema na reconstrução monocular do evento, nesse caso, é resolvido com a utilização dos tempos de chegada da frente do chuveiro na superfície, registrados pelos tanques [2, 89, 76]; relógios GPS garantirão sincronização dos tempos medidos pelo detector de fluorescência e pela rede de superfície com precisão bem melhor que 100 ns.

Simulações [76] permitiram comparar os erros cometidos na determinação do parâmetro de impacto R_p de chuveiros de 10^{19} eV pelos dois métodos de reconstrução: monocular e híbrida (no caso de mais de um olho acionado²⁴, considerava-se aquele para o qual o chuveiro era visto com a maior extensão). O uso da informação temporal da rede de superfície melhora sobremaneira a resolução.

Com a adoção do método híbrido segundo a descrição acima, a reconstrução estéreo não se torna vital para a determinação do eixo do chuveiro, podendo no entanto auxiliar muito na verificação do modelo adotado para a atenuação atmosférica da luz, além de permitir o estudo experimental da resolução do perfil longitudinal comparando-se as medidas feitas por diferentes olhos [76].

Reconstrução do perfil do chuveiro

A determinação do perfil longitudinal de um chuveiro é feita com base na intensidade dos sinais registrados pelas fotomultiplicadoras e no conhecimento da trajetória do chuveiro. Partindo-se desses dados, deve-se estimar a quantidade de luz de fluorescência coletada pelo detector, para que então seja possível inferir o número de partículas carregadas do chuveiro, em termos da profundidade atmosférica.

Em primeiro lugar, é necessário isolar a componente fluorescente da luz total que incide no detector. Após se considerar a calibração da óptica e da eletrônica na determinação do número de fótons recebidos por *pixel*, é feita a subtração da contribuição da luz de fundo e da luz Cherenkov produzida pelo chuveiro. Neste último caso, é lançado mão de um processo iterativo, já que o cálculo da luz Cherenkov produzida exige o conhecimento do perfil longitudinal. A quantidade de luz emitida pelo chuveiro é finalmente calculada para cada profundidade, levando-se em conta o espalhamento e a absorção ao longo de sua propagação pela atmosfera.

No passo seguinte, o conhecimento da taxa de emissão de fluorescência por partícula permite o cálculo do número de partículas carregadas em função da profundidade. Os valores assim obtidos são, finalmente, ajustados a uma função representativa do desenvolvimento longitudinal de um

²³ Para uma descrição detalhada do método de reconstrução a ser adotado no Observatório Auger, incluindo a determinação do perfil longitudinal do chuveiro, consultar [88].

²⁴ Simulações [76] indicam que quase 70% dos eventos de 10^{19} eV e por volta de 95% dos que possuem 10^{20} eV serão acionados por *pelo menos* dois dos olhos no sítio sul do Observatório Auger.

chuveiro. Os ajustes levam à determinação do tamanho do chuvaeiro em seu desenvolvimento máximo, $N_{máx}$, e da profundidade do máximo, $X_{máx}$.

Duas formulações têm sido adotadas. Uma delas é dada pela expressão:

$$N_e(x) = N_{máx} \left(\frac{x - x_0}{X_{máx} - x_0} \right)^{(X_{máx} - x_0)/\lambda} \exp\left(-\frac{X_{máx} - x}{\lambda}\right), \quad (2.30)$$

onde $\lambda = 70 \text{ g/cm}^2$ e x_0 ²⁵ um dos três parâmetros livres (além de $N_{máx}$ e $X_{máx}$); tal expressão é conhecida como a *parametrização de Gaisser-Hillas*, baseada em estudo feito por esses dois pesquisadores [92]. A outra função utilizada é uma Gaussiana de três parâmetros livres. Acredita-se que a fórmula de Gaisser-Hillas seja uma representação realista do comportamento médio dos chuvaeiros, mas no caso do Fly's Eye a resolução limitada fez com que uma Gaussiana se ajustasse igualmente bem aos dados²⁶.

No caso de reconstrução estéreo, o procedimento normal para obtenção do perfil longitudinal é tomar a média dos perfis determinados independentemente pelos dois olhos [93].

É possível notar que a inferência de N_e a partir da quantidade de luz fluorescente detectada, *fundamental para a técnica*, é um procedimento muito complexo, envolvendo a combinação de fenômenos diversos e inspirando vários cuidados a nível experimental; depende de uma descrição apurada da taxa de emissão de fluorescência e fatores associados, do modelamento adequado da produção de luz Cherenkov assim como da atmosfera e do processo de transmissão da luz através dela, e ainda a devida calibração do sistema óptico de detecção e uma boa determinação da trajetória do chuvaeiro.

Determinação da energia

O conhecimento do perfil longitudinal permite a medida direta da energia total da componente eletromagnética do chuvaeiro, por meio da integral:

$$E_{em} = \frac{E_c}{X_0} \int N_e(x) dx, \quad (2.31)$$

onde a razão entre a energia crítica E_c de um elétron no ar e o comprimento de radiação correspondente X_0 fornece a taxa média de dissipação de energia por ionização e excitação, por elétron. Os valores adotados no experimento *Fly's Eye*²⁷ foram $E_c = 81 \text{ MeV}$ e $X_0 = 37.1 \text{ g/cm}^2$ [15], resultando numa perda média por elétron de $2.18 \text{ MeV / g cm}^{-2}$.

²⁵ O parâmetro x_0 costumou ser interpretado como a profundidade atmosférica da primeira interação do primário [15, 57, 32], mas de fato parece desprovido de significado físico: segundo simulações, não revela uma correlação boa com a profundidade da primeira interação [90, 91], apresentando inclusive valor médio negativo para as diversas composições e energias do primário [91].

²⁶ Recentemente, Song [91] apresentou como alternativa para o ajuste do perfil longitudinal uma versão da função Gaussiana, definida em termos da idade do chuvaeiro, concluindo que seria mais útil na reconstrução do perfil, considerando a limitação na resolução, ao comparar seu desempenho ao de uma função Gaisser-Hillas.

²⁷ Valores mais recentes divulgados pelo *Particle Data Group*, segundo reportado por Song *et al.* [94], apontam que $E_c = 86 \text{ MeV}$ e $X_0 = 36.7 \text{ g/cm}^2$, o que elevaria a razão para $2.34 \text{ MeV / g cm}^{-2}$.

A integração indicada em (2.31) se estende para profundidades além do nível de observação, a fim de incluir a energia que seria dissipada pela porção da componente eletromagnética ao continuar seu desenvolvimento, caso não atingisse a superfície.

A energia encontrada a partir da expressão (2.31)²⁸ corresponde à energia depositada na atmosfera pela componente eletromagnética do chuva, ou seja, por partículas carregadas através da ionização e excitação das moléculas do ar. A estimativa da energia total do chuva requer uma correção a esse valor, a fim de levar em conta a fração dissipada por canais que não contribuem para a emissão de luz de fluorescência e, portanto, não é medida por meio da técnica: partículas neutras que não decaem em partículas carregadas antes de atingirem a superfície (neutrinos são o principal representante); múons de alta energia; excitação nuclear das moléculas na atmosfera por partículas da componente hadrônica.

Tal correção depende da energia do chuva, assim como da natureza do primário (e consequentemente de modelo de interação hadrônica)²⁹. No experimento *Fly's Eye*, por exemplo, optou-se por uma correção dependente da energia, ficando em torno de 10% [57], tomando por base estudo feito por Linsley [95], que estimou para a energia “perdida” pela detecção da fluorescência aproximadamente 13% a 10^{17} eV e 5% a 10^{19} eV. No tocante à composição do primário, simulações indicam que a energia não medida representa em média 5% no caso de prótons e 15% para núcleos de ferro [1a]. Diante desses valores, o percentual definido pelo *Fly's Eye* implicaria em um erro de $\pm 5\%$ para primários hadrônicos e -10% para chuvas iniciados por raios gama (que dispensariam a correção por constituírem, na prática, uma grande cascata eletromagnética).

Finalmente, quanto à necessidade de correção, convém ressaltar que: apesar do fator empregado depender de modelo, o valor dado pela equação (2.31) é um limite inferior *seguro* para a energia do primário (dentro da precisão experimental, naturalmente), por se tratar de medida *direta* da energia, e independente de modelo; o erro sistemático introduzido pela correção acaba sendo bem menor do que o valor total estimado para as medidas de energia (no caso do *Fly's Eye*, quase 40%).

O desempenho dos detectores

A resolução nas medidas dos parâmetros de um chuva pode ser crucial na caracterização apropriada das propriedades dos raios cósmicos.

Uma determinação acurada do espectro, por exemplo, requer não só uma estatística adequada como uma boa resolução na energia: sua estrutura “fina” pode ser bem definida para uma resolução menor do que 20% [1a]. A indefinição de uma depressão antes do “tornozelo”, no espectro monocular do *Fly's Eye*, ocorreu em função da resolução baixa na energia, ao contrário do que se observou no modo estéreo [57]; os dados estereoscópicos apresentam maior qualidade nas medidas da energia,

²⁸ Song *et al.* [94] checaram, a partir de simulações com o programa CORSIKA, a determinação da energia a partir da equação (2.31), considerando o perfil longitudinal de todas os secundários carregados (e não apenas elétrons) e analisando especificamente a taxa média de dissipação de energia por partícula carregada e o fator de correção relativo à energia não detectada via fluorescência.

²⁹ Um aspecto a considerar com relação a isso é o fato da produção de múons e neutrinos (mais especificamente, a produção de píons e a proporção entre os carregados e neutros) estar sujeita a flutuações inerentes ao desenvolvimento de um chuva e também ser dependente de modelo.

principalmente por causa da melhor reconstrução geométrica. Por outro lado, para um bom estudo de composição do primário, deve-se ter uma resolução na profundidade do máximo bem menor do que a diferença, da ordem de 100 g/cm^2 , entre os valores médios de $X_{\text{máx}}$ estimados para chuviros iniciados por prótons e núcleos de ferro.

Diversos estudos costumam ser conduzidos com o propósito de avaliar o desempenho de um detector de fluorescência na análise de chuviros. Isto envolve: a estimativa da resolução do detector ao medir a direção de chegada, a energia e a profundidade do máximo; a verificação da validade dos procedimentos de reconstrução adotados, a determinação das condições de uso a serem atendidas e o estabelecimento de critérios de seleção dos eventos para melhoria da qualidade nas medidas; a identificação de fontes de erro sistemático e sua quantificação.

Nesta subseção, os procedimentos comumente empregados são descritos de forma sucinta, e os resultados de estudos realizados pelos experimentos se encontram expostos nas tabelas 2.9 e 2.10. Na sequência, a avaliação dos erros sistemáticos é abordada. Dentre os procedimentos, estão:

- a) **a detecção de pulsos de luz produzidos por *flashers* e *laser***, segundo diversas geometrias, a fim de checar a capacidade de reconstrução geométrica do experimento e detectar possíveis erros sistemáticos. Os erros cometidos na determinação do ângulo zenital e do parâmetro de impacto são determinados;
- b) **comparações de medidas monoculares e estéreo de chuviros** – a resolução dos parâmetros nos modos monocular ou estéreo pode ser estudada a partir das medidas de eventos reais registrados simultaneamente pelos dois olhos. Para isso, os valores reconstruídos independentemente pelos dois olhos (mono x mono) são comparados, assim como as medidas monocular e estéreo, evento a evento (mono x estéreo). No caso da determinação da resolução da energia e da profundidade do máximo, as medidas monoculares comparadas entre si são obtidas usando-se a trajetória reconstruída no modo estéreo, de modo a minimizar a contribuição do erro devido à reconstrução geométrica;
- c) **simulações Monte Carlo da detecção de chuviros pelo experimento e a aplicação dos procedimentos de reconstrução** – permitem estimar a resolução na determinação dos parâmetros e verificar a validade de todo o processo de reconstrução, através da análise da diferença entre os valores reconstruídos e a entrada da simulação. Ainda norteiam a definição de critérios de seleção dos eventos, já que a qualidade da reconstrução depende de cortes adequados aplicados sobre os dados.

Na análise dos erros sistemáticos, são investigadas as incertezas associadas ao conhecimento de aspectos da produção e transmissão da luz proveniente dos chuviros, além de possíveis desvios sistemáticos gerados por procedimentos adotados no próprio processo de análise dos dados para reconstrução dos eventos.

No caso da determinação da energia e da profundidade do máximo, os seguintes fatores têm sido considerados: a taxa de produção de fluorescência e seu comportamento com a altitude; o modelamento da atmosfera e do espalhamento e absorção da luz na propagação do chuviro ao detector; a contribuição da luz Cherenkov ao sinal registrado; a reconstrução geométrica e a do perfil longitudinal.

Procedimentos	Fly's Eye	HiRes	Auger
Eventos reais		<i>Laser</i> / Estéreo [87] Ângulo entre planos maior que 10°	
Erros na reconstrução de feixes luminosos	<i>Xenon flashers</i> [15] Mono θ : 1.7° R_p : 100m (em 2 km)	< 0.4° (50% l.c.) < 1° (90% l.c.) Ângulo entre planos menor que 10° 2.75° / 0.9° (sem / com medidas de tempo)	
Resolução angular por comparação de eventos simultâneos	Mono x Estéreo R_p mono ligeiramente maior [15] ~5.0° (50% c.l.) [83]		
Simulações			
Resolução de parâmetros da trajetória	Mono [15] $\langle \Delta\theta \rangle = -0.55^\circ \pm 0.10^\circ$ e $\sigma = 2.964^\circ \pm 0.079^\circ$ $\langle \Delta R_p \rangle = (2.57 \pm 0.48)\%$ e $\sigma = (12.94 \pm 0.34)\%$		Híbrido / R_p [76] (l.c. 50% / 90%) 10¹⁸ eV : 20 m / 97 m 10¹⁹ eV : 16 m / 76 m 10²⁰ eV : 13 m / 64 m
Resolução Angular	Mono / Estéreo [83] 3.2° / 1.1° (50% l.c.) 9.6° / 3.2° (90% l.c.)	Estéreo [96] < 1°	Híbrido [76] (l.c. 50% / 90%) 10¹⁸ eV : 0.50° / 1.55° 10¹⁹ eV : 0.35° / 1.10° 10²⁰ eV : 0.35° / 0.90°

Tabela 2.9 – Avaliação da precisão dos experimentos na reconstrução geométrica de feixes luminosos produzidos por *flashers* e *lasers*, chuueiros observados simultaneamente por duas estações e eventos simulados.

No âmbito do experimento *Fly's Eye*, o erro sistemático na energia decorrente da emissão de fluorescência foi estipulado em 20%, baseado no trabalho de Bunner [56], conforme já comentado na seção anterior. Estudos feitos pelo grupo de Utah [57] apontaram, para os outros fatores, os seguintes valores: 10% atribuído ao modelo de atmosfera adotado e flutuações em torno do perfil de aerossóis empregado; 4% relacionado à incerteza na distribuição angular das partículas carregadas do chuueiro, que determina a distribuição angular da radiação Cherenkov (e consequentemente afeta a estimativa de sua participação no sinal detectado em cada fotomultiplicadora); no caso de eventos monoculares, 20% devido à reconstrução da trajetória, além de uma redução de 6% provocada pela aproximação

Gaussiana do perfil longitudinal, enquanto na observação estéreo os valores seriam 10% e menos de 5%. Tudo isso resultaria em uma incerteza sistemática máxima de 40%.

Parâmetros	Fly's Eye	HiRes	Auger
Eventos			
Energia	Mono x Mono e Mono x Estéreo [57] Mono: 36% / 27% Estéreo: 24% / 20% (abaixo / acima de 2 EeV)	Mono x Estéreo [85] 23% (E > 3 EeV) 19% (E > 10 EeV)	
X_{máx}	Mono x Mono [97]³⁰ 47.3 g/cm ²		
Simulações			
Energia	Mono [15] $\langle \Delta E \rangle = (-6.37 \pm 0.73)\%$ e $\sigma = (18.63 \pm 0.52)\%$	Mono [85] 27% (E > 3 EeV) 23% (E > 10 EeV) Estéreo [96] 15%	Híbrido [76] (l.c. 50% / 90%) 10¹⁸ eV: 9.5% / 20.5% 10¹⁹ eV: 4.5% / 12.5% 10²⁰ eV: 2.5% / 16.5%
X_{máx}	Estéreo [93]³⁰ 65 g/cm ² (com ligeira tendência a superestimar X _{máx})	Estéreo [96] 30 g/cm ²	Híbrido [76] (l.c. 50% / 90%) 10¹⁸ eV: 21 g/cm ² / 74 g/cm ² 10¹⁹ eV: 14 g/cm ² / 62 g/cm ² 10²⁰ eV: 12 g/cm ² / 69 g/cm ²

Tabela 2.10 – Estimativas da resolução da energia e da profundidade do máximo, feitas por comparação de medidas monocular / estéreo de eventos simultâneos e por simulações Monte Carlo.

Com relação à profundidade do máximo em eventos estéreo [93], verificou-se que a reconstrução geométrica não introduzia erro sistemático significativo. Quanto ao perfil de pressões atmosféricas, variações entre verão / inverno em Dugway implicavam em $\pm 5\text{--}10\text{ g/cm}^2$. No caso da atenuação da luz na propagação pela atmosfera e da contribuição da luz Cherenkov, foi analisada a

³⁰ Ao contrário da estimativa feita por simulações, a comparação das medidas obtidas independentemente pelos dois olhos envolveu apenas chuveiros selecionados segundo a aplicação de critérios de qualidade: erros em X_{máx} abaixo de 12% e ângulos entre a direção das fotomultiplicadoras e o eixo do chuveiro (ângulos de emissão β) maiores que 20° (para evitar luz Cherenkov direta).

influência de variações nos valores adotados para parâmetros dos modelos (concentração de aerossóis, intensidade da luz Cherenkov e parâmetro θ_0 de sua distribuição angular), implicando em mudanças de 10 e 15 g/cm², respectivamente. A partir da diferença verificada nos perfis longitudinais obtidos por olho, avaliou-se para o erro introduzido ao se tomar a média dos perfis um valor máximo de 15 g/cm². No que diz respeito à função usada para ajustar o perfil do chuva, constatou-se que a Gaussiana produzia uma taxa maior de sucesso nos ajustes, o que levou à sua escolha no estudo reportado em [93]; segundo simulações Monte Carlo, seu uso implicava em aumento sistemático de 10 g/cm² em $X_{\text{máx}}$ (a função Gaisser-Hillas levava a -10 g/cm², sendo a diferença de 20 g/cm² entre os resultados obtidos com as duas funções também verificada em eventos reais). Excluindo-se o erro atribuído à contaminação por radiação Cherenkov, que no estudo feito em [93] foi eliminado com a adoção de critério geométrico adequado na seleção dos chuviscos, as outras fontes levariam a um erro sistemático total que não ultrapassaria ± 20 g/cm².

Capítulo 3

A distribuição lateral de chuveiros atmosféricos

3.1. Chuveiros atmosféricos extensos

Segundo a abordagem apresentada no primeiro capítulo, a redução intensa no fluxo de raios cósmicos impõe uma energia limite para a sua observação direta, exigindo áreas de detecção muito grandes. Por outro lado, primários com energia relativamente alta – acima de 10^{13} eV – se distinguem por serem capazes de desencadear, ao colidirem com moléculas do ar nas camadas superiores da atmosfera terrestre³¹, uma sucessão de fenômenos que levam à produção de uma quantidade imensa de partículas secundárias. O conjunto assim formado passa a se deslocar ao longo da direção de chegada do primário, formando um disco com diâmetro que chega a atingir alguns quilômetros – fenômeno descoberto por Pierre Auger, na década de 30, e que passou a ser conhecido como chuveiro atmosférico extenso.

A densidade da atmosfera e a sua espessura são tais que permitem aos chuveiros se estenderem lateralmente e se desenvolverem longitudinalmente de um modo muito conveniente para a sua observação, possibilitando assim o estudo dos raios cósmicos de energias altas de maneira indireta, a partir da medição de propriedades dos chuveiros. Em contrapartida, faz-se necessária uma compreensão razoavelmente detalhada do desenvolvimento de um chuveiro e o seu modelamento satisfatório, pois a inferência das propriedades do primário costuma exigir a comparação das observações experimentais com previsões feitas a nível teórico ou via simulações – decorrência do caráter indireto da investigação dos raios cósmicos através da detecção de chuveiros atmosféricos.

O estudo do desenvolvimento de chuveiros atmosféricos extensos se torna, portanto, essencial para que seja possível a caracterização dos raios cósmicos. O modelamento dos chuveiros permite a identificação das propriedades mais correlacionadas à energia e à natureza do primário, fornecendo elementos para que os dados experimentais sejam devidamente analisados e interpretados, à luz das previsões feitas para as propriedades. Nesse sentido, a abordagem nas últimas décadas tem sido o emprego de simulações Monte Carlo dos chuveiros; delas se extrai o comportamento médio esperado dos parâmetros a serem investigadas, obtido em condições e suposições diversas, para ser então comparado aos resultados experimentais.

³¹ Dada a seção de choque muitíssimo pequena dos neutrinos, chuveiros por eles induzidos podem ser iniciados em qualquer ponto da atmosfera, ao contrário dos chuveiros provenientes de partículas mais interagentes.

Convém destacar, antes de prosseguir, algumas dificuldades existentes nesse estudo: as flutuações nas propriedades investigadas, decorrentes da natureza estocástica intrínseca dos processos físicos participantes do desenvolvimento dos chuveiros, que dificultam a interpretação de certos resultados; a necessidade de extrapolar as características de interações hadrônicas para energias muito acima daquelas estudadas em aceleradores de partículas, trazendo incerteza para a descrição das interações que se dão nas primeiras gerações de um chuveiro e tornando a interpretação de determinados resultados dependente do modelo de interação adotado, principalmente no que diz respeito à identificação da composição do primário; a introdução de flutuações artificiais na simulação Monte Carlo dos chuveiros, com a adoção de mecanismos de amostragem que venham a dispensar o acompanhamento de todos os secundários gerados e consequentemente reduzir o tempo de computação.

Nesta seção, após uma apresentação dos fenômenos envolvidos na formação dos chuveiros, discutir-se-á com maiores detalhes o seu desenvolvimento longitudinal e a relação com a dissipação de energia, assim como o processo de espalhamento dos secundários em torno do eixo do chuveiro.

3.1.1. O desenvolvimento de um chuveiro

Os chuveiros atmosféricos extensos se desenvolvem por meio de um processo multiplicativo e retroalimentativo de produção de partículas, envolvendo várias gerações de interações no ar, ao longo da propagação pela atmosfera. Tem-se como resultado um grande número de secundários, dispostos em cascatas dos mais diferentes tipos de partículas – hádrons, píons, partículas eletromagnéticas (elétrons/pósitrons e fótons), múons e neutrinos – e provenientes de mecanismos diversos, tais como colisões hadrônicas, decaimentos, produção de pares, emissão de *bremsstrahlung* etc.

Os chuveiros constituem, portanto, uma superposição de cascatas formadas por partículas que se caracterizam por experimentar processos associados a uma determinada interação fundamental e responsáveis pela alimentação e/ou reprodução das cascatas. Em função de sua natureza, as cascatas são costumeiramente reunidas em três tipos, originando as *componentes* de um chuveiro:

- núcleons, píons, káons e outros hádrons, oriundos dos espalhamentos hadrônicos, compõem a ***componente hadrônica*** ou nuclear, distinguindo-se uma vertente nucleônica e outra piônica;
- fótons, elétrons e pósitrons, cuja produção e “trajetória” estão relacionadas a interações eletromagnéticas (conforme a descrição feita na seção 2.1.1 sobre o desenvolvimento de cascatas), formam a ***componente eletromagnética***;
- os múons, decorrentes basicamente dos decaimentos de píons, formam a ***componente muônica***.

O desenvolvimento de um chuveiro, e em particular a distribuição de sua energia entre as componentes, depende da composição da partícula primária.

Se o primário for um núcleon ou núcleo, o chuveiro inicia com uma interação forte, o que dá início primeiramente à componente hadrônica. Hádrons de diversos tipos são gerados: fragmentos das

moléculas do ar ou do primário (nuclear), pares núcleon-antinúcleon e um grande número de mésons, destacando-se káons e principalmente píons – π^+ , π^- e π^0 , aproximadamente na mesma proporção. O baixo momento transversal transferido, característico dos espalhamentos hadrônicos de energias muito altas, leva a uma distribuição angular das partículas emitidas com uma amplitude muito estreita em torno do eixo do chuveiro, fazendo com que os hádrons se concentrem ao redor de seu centro e constituam, assim, o núcleo do chuveiro.

Nas cascatas nucleônicas, ao longo das gerações sucessivas de interações, por volta de metade da energia permanece com as partículas nucleares (o hádron incidente, fragmentos nucleares, núcleons produzidos), sendo a maioria desta parcela comumente carregada por um simples “núcleon-líder”. O restante da energia é convertido em mésons, na sua maioria píons, distribuindo-se de forma aproximadamente igual, em média, entre os positivos, negativos e os neutros.

Os píons carregados podem interagir hadronicamente ou decair, dependendo da relação entre o tempo de vida (2.6×10^{-8} s) e o tempo médio entre colisões (que, por sua vez, é função da energia dos píons e da densidade da atmosfera). Aqueles produzidos nas gerações iniciais possuem uma energia cinética tão alta que o decaimento é praticamente suprimido, e a grande maioria experimenta colisões, dando origem assim a cascatas piônicas.

Os píons neutros experimentam o contrário: o tempo de vida próprio é muito pequeno ($8.4 \pm 0.6 \times 10^{-17}$ s), fazendo com que decaiam em raios gama antes de interagir:

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

mesmo a energias muito altas, e alimentem desse modo a componente eletromagnética.

Em decorrência disso, apesar do aumento sucessivo do número de hádrons no transcorrer das gerações iniciais, a cada geração da componente hadrônica cerca de 30% da energia extraída da cascata nucleônica é transferida para a componente eletromagnética; a energia remanescente da cascata piônica é distribuída entre um número maior de píons carregados, reduzindo a energia por píon. Após um certo número de gerações, os píons carregados atingem profundidades de maior densidade e suas energias sofrem uma redução tal que os levam a começar a decair em múons:

$$\pi^{+/-} \rightarrow \mu^{+/-} + \nu_{\mu} (\bar{\nu}_{\mu}),$$

antes da possibilidade de novas interações com as moléculas do ar. Os múons, em função da seção de choque baixa, pouco interagem com a atmosfera, sem perda significativa de energia, seja por emissão de *bremsstrahlung* ou por ionização, no seu caminho à superfície (ao contrário do que ocorre com os elétrons).

Ao lado dos decaimentos dos píons neutros e carregados, que conforme descrito acima facultam ao cerne hadrônico, de um chuveiro iniciado por hádrons, originar e “alimentar”, respectivamente, as componentes eletromagnética e muônica, outros processos possibilitam a transferência de energia entre componentes; dentre eles, tem-se:

- a produção de pares múon-antimúon a partir de fótons e as reações fotonucleares que resultam na formação de píons. Apesar das seções de choque pequenas associadas a tais

processos, eles são essenciais para a produção de múons em chuueiros induzidos por raios gama [82];

- o decaimento dos múons de baixa energia:

$$\mu^{+/-} \rightarrow e^{+/-} + \nu_e (\bar{\nu}_e) + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu),$$

reintroduzindo elétrons no chuueiro. Vale notar que o tempo de vida relativamente alto (2.197×10^{-6} s), acompanhado da energia média relativamente alta dada a perda pequena ao longo do deslocamento, tornam o decaimento muito pouco frequente antes do nível do mar.

No caso de um raio gama como primário, o chuueiro se torna uma grande cascata eletromagnética, exceto por uma contribuição dos mecanismos de fotoprodução mencionados logo acima, que levam à formação de múons e píons.

Na possibilidade da existência de fótons de altíssima energia como raios cósmicos, dois fenômenos acompanhariam a produção e o desenvolvimento dos chuueiros por eles induzidos [9]: a possibilidade de produção de par na interação de fótons de energia superior a 5×10^{19} eV com o campo magnético terrestre, o que provocaria a produção de cascatas antes da entrada do fóton na atmosfera [98], e o efeito LPM (Landau – Pomeranchuk – Migdal) [99, 100], que prevê a redução das seções de choque para produção de par e emissão de *bremsstrahlung* dos fótons com energias superiores a 10^{18} eV (efeito também presente nos chuueiros hadrônicos de energia muito alta), acarretando, assim, a produção de chuueiros mais penetrantes, com desenvolvimento tardio, e consequentemente valores médios maiores para a profundidade do máximo.

3.1.2. A dissipação da energia e o desenvolvimento longitudinal

Conforme apontado acima, a distribuição da energia do chuueiro entre as suas componentes depende da natureza do primário. Com base nas análises expostas pode-se notar, por exemplo, que chuueiros hadrônicos tendem a desenvolver uma componente muônica bem mais expressiva do que os iniciados por raios gama, naturalmente com um certo comprometimento da componente eletromagnética.

As cascatas eletromagnéticas chegam a consumir, em média, cerca de 90% da energia total [1], por meio da ionização e excitação do nitrogênio do ar, segundo descrição feita na seção 2.1 desta dissertação. A energia remanescente seria carregada por múons e neutrinos oriundos dos decaimentos dos píons carregados, com uma parcela inferior a 1% destinada aos hádrons que sobrevivem e atingem a superfície de observação. Tais percentuais dependem, no entanto, da energia do primário e de sua composição.

Nesta subseção pretende-se abordar, com maior profundidade, o processo de dissipação da energia de um chuueiro e de sua distribuição pelas componentes, em especial no caso de primários hadrônicos, correlacionando-o com o desenvolvimento longitudinal, tendo em vista a influência da energia e da natureza do primário.

Em se tratando de chuueiros induzidos por hádrons, a rapidez com que os píons atingem a energia “adequada” para o decaimento constitui um fator fundamental para a alimentação da

componente eletromagnética e, ao mesmo tempo, para o prolongamento do desenvolvimento longitudinal do chuveiro. Considerando que, em cada geração hadrônica, parte da energia é destinada à formação de cascatas eletromagnéticas, o número de gerações que se torna necessário para que os píons atinjam a energia em que o decaimento é mais provável que uma nova colisão (o que ocorre para valores abaixo de 20 GeV) determina a fração da energia total que é dissipada pela componente eletromagnética, assim como a profundidade em que o chuveiro atinge o seu máximo ($X_{\text{máx}}$). Quanto maior o número de gerações, maior a energia transferida para a componente eletromagnética, e também mais profundo o chuveiro.

A princípio, é possível perceber que tal processo depende da energia do primário: um número maior de gerações será necessário para “consumir” uma energia maior, até favorecer o decaimento dos píons, retardando assim o desenvolvimento do chuveiro. Desse modo, conclui-se que o aumento da energia do primário acarreta um percentual maior da energia dissipada pelo canal eletromagnético – e consequentemente uma fração menor de múons – além de maior profundidade do máximo.

Por outro lado, observa-se por meio de simulação que, para uma mesma energia, chuveiros iniciados por núcleos de ferro apresentam valores menores de $X_{\text{máx}}$ do que aqueles gerados por prótons. Para chuveiros acima de 10^{17} eV, simulações [90] indicam uma diferença média de 60 – 100 g/cm² (dependendo do modelo de interação hadrônica adotado).

Deve-se levar em conta, em primeiro lugar, que para núcleos pesados a seção de choque é maior, os quais tendem a interagir antes, de modo que os chuveiros iniciados por ferro apresentam valores menores para a profundidade média da primeira interação; cerca de 30 g/cm² menores [90] que os valores obtidos no caso de prótons como primário.

Esse valor, no entanto, mostra que tal fator não é suficiente para explicar a diferença apontada acima quanto à profundidade do máximo. O aumento da massa do primário deve provocar uma aceleração do desenvolvimento de um chuveiro, uma dissipação mais rápida da energia. Isto pode ser entendido através do *modelo da superposição* [1]: em uma primeira aproximação, um primário hadrônico com número de massa A pode ser considerado como um conjunto de núcleons individuais, cada um com energia E/A , na interação com o núcleo do ar; o chuveiro resultante seria, então, a superposição de chuveiros iniciados por núcleons de menor energia, levando a um desenvolvimento mais rápido. Em outras palavras, espera-se com tal aproximação que um chuveiro induzido por ferro se desenvolva até o tamanho máximo tão rapidamente quanto a um chuveiro gerado por um próton com $1/56$ da energia do núcleo de ferro.

Poder-se-ia, portanto, resumir a influência da energia e da composição do primário sobre a posição do máximo dizendo que $X_{\text{máx}}$ depende da *energia por núcleon* da partícula primária.

Para uma dada energia do primário, um desenvolvimento mais rápido, envolvendo um número menor de gerações para reduzir a energia dos píons, implica na redução da energia destinada à componente eletromagnética, e consequentemente no aumento do número de múons. Sendo assim, núcleos de ferro produzem chuveiros com uma quantidade maior de múons do que os chuveiros iniciados por próton de mesma energia. O número de múons constitui, portanto, um bom indicador da composição do primário, sendo usado para tal por diversos experimentos.

A influência das interações hadrônicas

A partir do exposto acima, percebe-se que a distribuição da energia total entre as componentes eletromagnética e muônica – em particular o número de múons produzidos – e a profundidade do máximo estão, de certa forma, correlacionadas, sendo subordinadas à rapidez com que os píons adquirem a energia na qual o decaimento se torna viável e, desse modo, dependentes da energia por núcleon do primário.

Tal panorama passará a ser encarado do ponto de vista das interações hadrônicas, levando-se em consideração as propriedades mais relevantes para os fenômenos acima discutidos, as quais permitem analisar os efeitos dos diversos modelos de interação hadrônica, comumente adotados em simulações, sobre certos observáveis de um chuva.

Os parâmetros das interações hadrônicas que possuem maior influência sobre o desenvolvimento longitudinal do chuva, para uma determinada energia e primário, são as seções de choque inelásticas e a inelasticidade³² [101], em especial aquelas referentes às primeiras interações.

Variações nas seções de choque provocam, principalmente, encurtamento ou alongamento longitudinal do chuva, ao controlarem o espaçamento entre colisões sucessivas a partir do livre caminho médio, com um impacto direto sobre a profundidade do máximo.

A inelasticidade, ao definir a parcela de energia convertida em secundários em cada interação, regula a dissipação da energia até o ponto favorável ao decaimento dos píons, e portanto a quantidade de gerações hadrônicas para isso necessárias. Como consequência, afeta o percentual da energia que se converte em cascatas eletromagnéticas (e, no final das contas, a energia remanescente a ser usada na produção dos múons, e portanto o número destes), assim como a profundidade em que o chuva atinge o seu máximo.

Uma inelasticidade alta faz com que a energia seja dissipada rapidamente, o que implica em menor energia para o canal eletromagnético (e como decorrência disso, maior produção de múons), além de acelerar o desenvolvimento do chuva, levando-o ao seu máximo em uma altitude maior. Destaca-se, nesse sentido, a correlação apontada por Pryke e Voyvodic [101] entre a elasticidade³³ e a gramagem do trecho entre o ponto da primeira interação X_1 e o máximo do chuva (o “parâmetro de crescimento” $X_{\text{rise}} = X_{\text{máx}} - X_1$), no caso da primeira interação de prótons de 10^{19} eV com o ar; grande parte dos eventos se concentraram na região de valores pequenos da elasticidade e de $X_{\text{máx}} - X_1$, principalmente com o uso do modelo de interação QGSJET, confirmando o efeito abordado acima.

A inelasticidade tem implicação direta na multiplicidade, já que, em geral, uma energia maior destinada à produção de secundários resulta em uma multiplicidade mais alta. Pryke [90] mostrou, por exemplo, no caso da primeira interação, que a elasticidade se encontra muito correlacionada com a

³² Fração da energia da partícula incidente convertida em partículas secundárias. A inelasticidade combina, desse modo, a multiplicidade e a energia dos secundários, sendo, portanto, mais relevante do que a multiplicidade apenas.

³³ As análises do efeito da “energética” das primeiras interações hadrônicas no desenvolvimento de um chuva costumam ser feitas por meio do estudo da *elasticidade* [90, 101], definida como a fração de energia carregada pelo hádron mais energético resultante da interação.

multiplicidade, identificando, em especial, uma concentração muito grande de eventos com elasticidades muito pequenas (inelasticidade alta) e multiplicidades muito grandes.

Um outro fator relevante na distribuição da energia entre múons e partículas eletromagnéticas, e portanto no desenvolvimento longitudinal do chuveiro, é a proporção entre píons carregados e neutros, particularmente nas primeiras interações hadrônicas, em função das flutuações a que está sujeita.

3.1.3. A extensão lateral das partículas secundárias

À medida que um chuveiro atmosférico extenso se propaga na atmosfera, as partículas secundárias pertencentes às componentes eletromagnética e muônica se distribuem em torno do seu eixo, de um modo tal que se forma uma grande concentração delas próximo ao centro, com a densidade caindo rapidamente com o aumento da distância. Esse comportamento da quantidade de partículas com a distância ao eixo do chuveiro caracteriza a sua *distribuição lateral*.

Como consequência dos processos físicos que experimentam ao longo do desenvolvimento de um chuveiro, os diversos tipos de partícula apresentam distribuições laterais com características distintas. Na figura 3.1 tem-se a distribuição lateral média da densidade (partículas por m^2) de fótons, elétrons e múons, obtida a partir de 75 chuveiros simulados com o CORSIKA, tendo como primário próton a 10^{19} eV; duas profundidades atmosféricas são consideradas: 650 g/cm^2 , correspondendo ao primeiro nível de observação investigado, e 875 g/cm^2 , nível 10.

É possível observar, a princípio, que as partículas eletromagnéticas são muito mais numerosas, e apresentam uma distribuição lateral semelhante, mais inclinada do que a dos múons. Próximo ao eixo do chuveiro, elétrons e fótons excedem os múons por várias ordens de grandeza; contudo, em função da inclinação menor em sua distribuição lateral, a distâncias acima de 1000m as densidades de múons passam a se tornar da mesma ordem.

Outro aspecto a ser destacado é a diminuição sutil da inclinação da distribuição lateral com o aumento da profundidade atmosférica; reflete o efeito combinado do espalhamento das partículas à medida que o chuveiro se propaga e da variação do número delas com a profundidade (particularmente aquelas concentradas em torno do centro), o qual contribui para a redução da densidade próximo ao centro do chuveiro e o seu aumento nas regiões mais afastadas. Em função da influência da localização do máximo do chuveiro em relação ao nível de observação, deve-se esperar comportamentos diferentes com a variação da composição e da energia do primário, o que será melhor analisado na seção 3.2.

A formação da distribuição lateral

A dispersão dos secundários em torno do eixo do chuveiro decorre da ação de dois fatores: o espalhamento múltiplo Coulombiano e o momento transversal transferido nas interações hadrônicas e nos decaimentos.

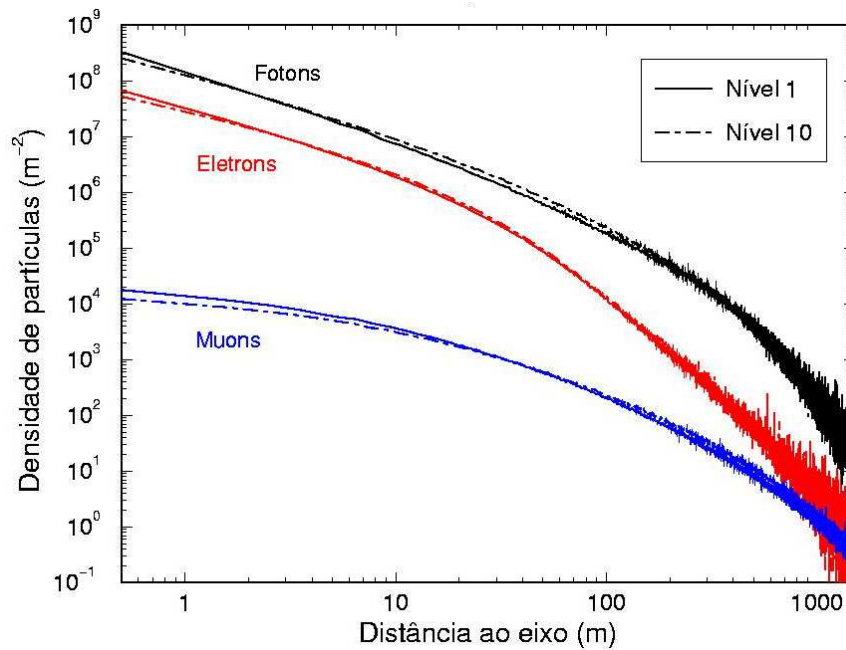


Figura 3.1 – Distribuição lateral da densidade de fótons, elétrons e múons em duas profundidades (650 g/cm^2 - nível 1, 875 g/cm^2 - nível 10), obtida a partir de um conjunto de 75 chuueiros, iniciados por prótons a energia de 10^{19} eV .

Ao atravessarem um determinado meio, partículas carregadas sofrem deflexões ao longo de sua propagação, predominantemente em função do espalhamento sofrido no campo elétrico Coulombiano dos núcleos das moléculas e átomos. Os núcleos possuem, de um modo geral, massa bem maior que a das partículas espalhadas; logo, os desvios não são acompanhados por perda de energia, tornando, assim, os espalhamentos elásticos.

No deslocamento ao longo de uma certa espessura do meio, a deflexão sofrida por uma partícula carregada pode ser decorrente de uma única colisão ou por uma série de colisões, mais ou menos numerosas. Deflexões grandes são mais prováveis no caso de colisões singulares, enquanto as menores são geralmente causadas por uma sequência de várias colisões. O espalhamento pode, portanto, ser classificado em *simples*, *plural* (quando há um número pequeno de colisões) ou *múltiplo* (número grande de colisões) [102, 82].

Para energias muito altas, os desvios são, em geral, pequenos, mas o grande número de colisões e os deslocamentos relativamente longos tornam o espalhamento múltiplo Coulombiano relevante para elétrons nos chuueiros atmosféricos. A distribuição lateral da componente eletromagnética é caracterizada pelo *raio de Molière* [103, 54]; sua descrição, tendo por base a teoria de cascatas, costuma ser feita a partir da função de *Nishimura-Kamata-Greisen* [104, 103, 3].

No caso de partículas pesadas, a altas energias, o espalhamento múltiplo não é importante. Desse modo, nos chuueiros, o espalhamento dos hádrons e mesmo dos múons se deve principalmente ao momento transversal das partículas parentais da componente hadrônica.

Deve-se levar em conta, no entanto, que tal contribuição é pequena no regime de altas energias, muito menor do que o resultado do espalhamento múltiplo Coulombiano para elétrons. Os

hádrons, em função disso, se mantêm concentrados no cerne do chuva. Quanto aos múons, por serem gerados nos chuvas em quantidade relevante desde as mais elevadas altitudes e praticamente não sofrerem interação ao longo de sua trajetória, experimentam um afastamento lateral grande ao atingirem as profundidades maiores; tais características impõem aos múons uma distribuição lateral com comportamento diferente do apresentado pelas partículas eletromagnéticas.

3.2. Investigações em diferentes profundidades

Nesta seção serão apresentados estudos da distribuição lateral de partículas secundárias e de propriedades dos elétrons, feitos em vários níveis de observação a partir de chuvas simuladas com o CORSIKA. A investigação objetivou, principalmente, oferecer dados que viessem a permitir uma primeira avaliação da extensão lateral *efetiva* de um chuva, a partir do ponto de vista da fluorescência emitida, a fim de se formar uma idéia da fração da frente do chuva observável para um detector de fluorescência.

CORSIKA (COsmic Ray SIMulations for KAscade) [82] é um programa para simulação Monte Carlo de chuvas atmosféricas extensas, desenvolvido originalmente para o experimento Kascade, em Karlsruhe, Alemanha. Utilizou-se, neste trabalho, a versão 5.6241 (15.05.2000) do programa, adotando-se o modelo de interação hadrônica QGSJET no regime de altas energias e o código EGS4 para a componente eletromagnética [82, 105].

300 chuvas verticais foram empregados no estudo, dispostos em quatro grupos de 75 organizados de acordo com a composição e a energia do primário (próton/ferro a $10^{19}/10^{20}$ eV) e analisados em 10 níveis de observação, distribuídos no intervalo de 650 a 875 g/cm² (ver tabela 3.1); procurou-se, desse modo, restringir-se à região de incidência dos máximos dos chuvas (na qual a contribuição da fluorescência é maior), tendo por base resultados obtidos por Pryke [90] para os valores médios da profundidade do máximo. Outras características da simulação [105] foram:

- fator de diluição igual a 10^{-6} ;
- limiares da energia cinética dos secundários: 50 MeV para hádrons e múons, 0,05 MeV para a componente eletromagnética (os menores valores permitidos pelo programa);
- atmosfera padrão dos Estados Unidos;
- componentes do campo magnético terrestre para a região do sítio sul do Observatório Auger.

Nível	Profundidade (g/cm ²)	Altitude (m)	Nível (cont.)	Profundidade (g/cm ²)	Altitude (m)
1	650	3772,81	6	775	2388,31
2	675	3480,05	7	800	2133,13
3	700	3195,67	8	825	1884,33
4	725	2919,20	9	850	1641,61
5	750	2650,21	10	875	1404,68

Tabela 3.1 – Valores da profundidade atmosférica e altitude correspondentes aos níveis de observação definidos para as simulações.

3.2.1. Distribuição lateral

Na seção 3.1.3, fez-se uma primeira análise da distribuição lateral dos secundários de um chuveiro a partir dos resultados da figura 3.1, apresentados na ocasião com o propósito de ilustração desta propriedade; destacou-se, em particular, o efeito da variação da profundidade atmosférica na inclinação da distribuição lateral.

Antes de um exame mais detalhado do assunto com respeito aos elétrons, os principais responsáveis pela produção de fluorescência, essa discussão será retomada, a fim de se avaliar melhor a relação entre a forma da distribuição lateral e o desenvolvimento longitudinal do chuveiro. Para tanto, a distribuição lateral média da densidade de fótons, elétrons e múons volta a ser mostrada na figura 3.2, nas profundidades relativas aos níveis 1 e 10, agora para os quatro grupos de chuveiros simulados.

Ao longo da propagação do chuveiro, fótons, elétrons e múons se afastam gradualmente do núcleo do chuveiro, de modo que as distâncias mais afastadas sejam, muito paulatinamente, populadas; ao mesmo tempo, a quantidade de partículas sofre uma variação, aumentando até uma determinada profundidade. Deve-se esperar, nessa primeira fase, uma distribuição lateral com grande inclinação: uma densidade muito alta próximo do núcleo e uma queda abrupta com o afastamento do centro.

O afastamento progressivo, no entanto, faz com que os secundários continuem se distribuindo por uma área cada vez maior (apesar de se manterem, ainda, em grande maioria muito próximos do centro), ao passo que o número de partículas começa a crescer num ritmo cada vez menor para então diminuir a partir de uma certa profundidade; a alimentação da componente eletromagnética pela hadrônica passa a reduzir, e o efeito deve ser sentido primeiramente na região em torno do núcleo.

Em função disso, chega-se em um ponto em que passa a ocorrer uma redução no fornecimento de elétrons e fótons nas proximidades do eixo, acompanhada de um aumento (relativo) para distâncias mais afastadas; conseqüentemente, tem-se a diminuição da inclinação da distribuição lateral, que pode ser verificada na figura 3.2 para cada tipo de partícula, grupo a grupo, ao se observar sua configuração no nível 10 (na média, certamente situado após o máximo do chuveiro).

Em tal situação, um fator adicional se torna relevante, contribuindo para o acréscimo do número de partículas para maiores distâncias do eixo. Com base em um argumento geométrico simples, é de se esperar, numa primeira aproximação, tendo em vista o espalhamento, que em determinado nível de observação as partículas cada vez mais distanciadas do eixo sejam aquelas associadas a profundidades cada vez menores (altitudes maiores). Sendo assim, à medida que o chuveiro se afasta da profundidade em que ocorre o seu máximo, regiões mais afastadas vão recebendo uma contribuição proporcionalmente maior que aquelas mais próximas do núcleo, refletindo o maior ou menor número de partículas da “profundidade de origem”.

Em se tratando da relação entre o desenvolvimento longitudinal e a distribuição lateral, vale a pena citar o trabalho de Heck, Knapp e Schatz [106], no qual avaliaram a influência dos modelos de interação hadrônica nas propriedades de chuveiros (os resultados se referiram, no entanto, a simulações de chuveiros iniciados por prótons de 10^{15} eV). Eles verificaram que um desenvolvimento mais rápido do chuveiro (menor $X_{\text{máx}}$) coincidia com uma distribuição lateral de elétrons e píons com uma

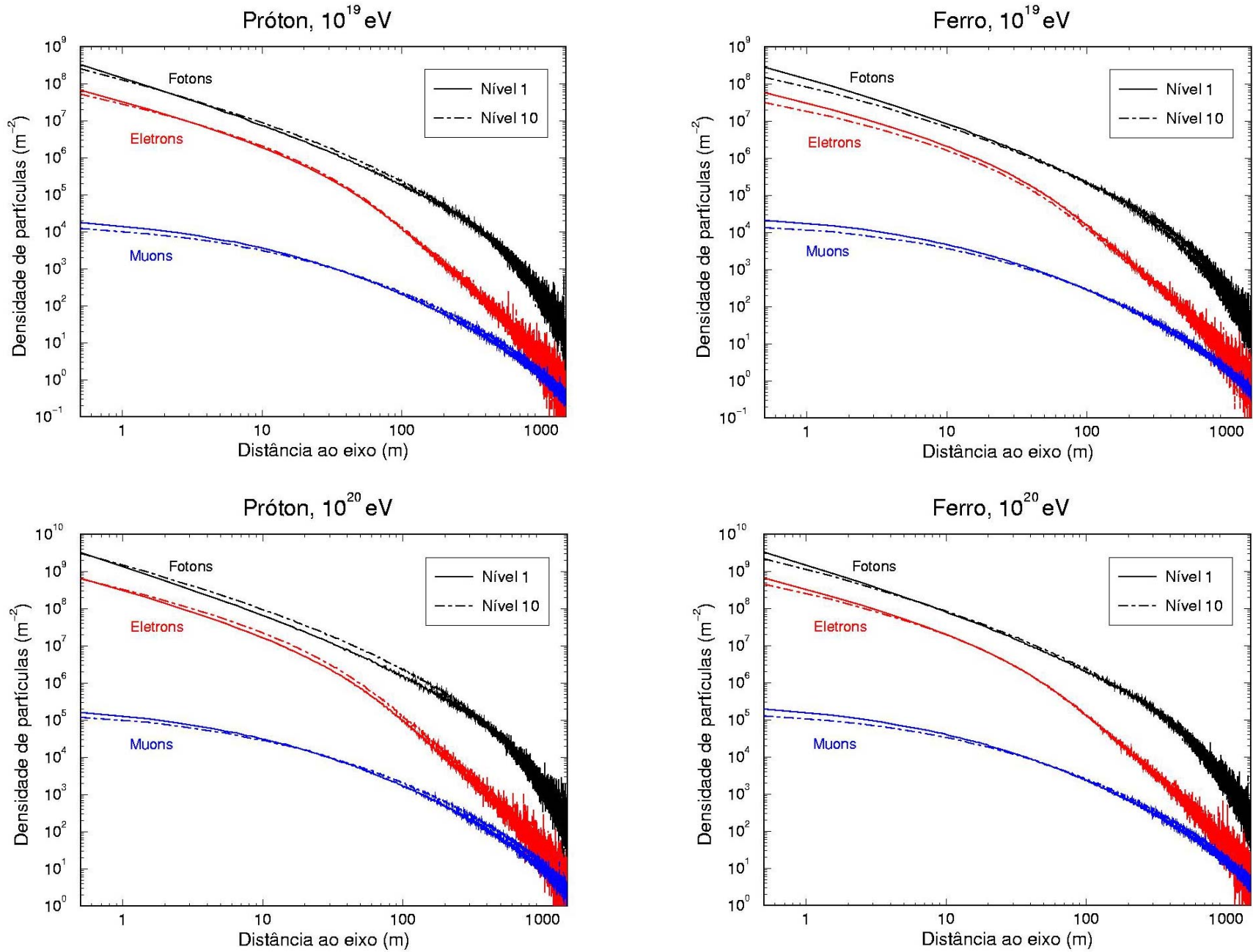


Figura 3.2 – Distribuição lateral da densidade de fótons, elétrons e múons nos níveis 1 e 10, para os quatro conjuntos de chuveiros simulados na investigação.

inclinação menor, além de menor número de píons carregados em todo o intervalo de energia, principalmente próximo ao eixo do chuveiro.

Em virtude das observações acima, conclui-se que é necessário considerar a posição do nível de observação em relação à profundidade de ocorrência do máximo de partículas: quanto maior a distância entre ambos, menor se torna a inclinação da distribuição lateral.

A partir da influência da localização do máximo do chuveiro, é possível avaliar os resultados obtidos para combinações diferentes da energia e composição do primário, apresentados na figura 3.2. Como a variação de ambos os parâmetros tem implicação no valor de $X_{\text{máx}}$ (discutido na seção 3.1.2), recai-se na análise feita acima, atentando-se para a diminuição ou o aumento da distância do nível de observação à profundidade do máximo.

Nesse sentido, um elemento que pode ser usado como referência é o ponto de cruzamento das curvas referentes a níveis diferentes: este se torna mais afastado do eixo quanto maior a alteração na inclinação da distribuição lateral e, portanto, quanto mais afastado da profundidade do máximo se encontra o nível de observação. Nota-se, na figura 3.2, que para chuveiros iniciados por ferro a 10^{19} eV o cruzamento entre as curvas ocorre com o maior afastamento; os chuveiros deste grupo apresentam o menor valor médio de $X_{\text{máx}}$. A profundidade média do máximo aumenta, progressivamente, para os grupos ferro/ 10^{20} eV e próton/ 10^{19} eV, atingindo o maior valor para próton/ 10^{20} eV; paralelamente, o ponto de cruzamento vai se tornando cada vez mais próximo do eixo, denotando a aproximação entre a profundidade do máximo e o nível 10.

É possível observar, também, que o comportamento para os múons é muito mais sutil do que para as partículas eletromagnéticas, o que decorre da diferença entre os comportamentos do perfil longitudinal para cada tipo de partícula; apesar de apresentar uma “profundidade do máximo” comparável a dos elétrons, os múons começam a ser produzidos com maior antecedência, apresentando assim um perfil longitudinal muito mais assimétrico do que o dos elétrons³⁴.

A distribuição lateral de elétrons

Para a análise no caso dos elétrons, preferiu-se adotar a distribuição lateral do *número* médio, ao invés da densidade.

A investigação tem, como finalidade, avaliar a extensão lateral de um chuveiro a partir da observação da fluorescência; e conforme foi discutido na seção 2.1.2, ao se tratar da caracterização da fluorescência, a intensidade da luz emitida em decorrência da passagem de um chuveiro pela atmosfera é proporcional ao número de partículas carregadas (elétrons, basicamente), o que motivou tal escolha.

Um aspecto deve ser ressaltado, antes de se dar continuidade, relacionado ao modo utilizado para determinar as densidades indicadas nas figuras 3.1 e 3.2 e que possui influência adicional sobre a curva, quando comparado à utilização do número de partículas como parâmetro para os gráficos.

³⁴ O perfil longitudinal dos múons de vários dos chuveiros simulados foi examinado, o que permitiu constatar as características acima apontadas.

A densidade foi calculada para cada coroa circular com raios determinados pelos limites do intervalo correspondente no gráfico; os intervalos, por sua vez, foram definidos igualmente para o caso das densidades e dos números, possuindo o mesmo comprimento. A igualdade do tamanho dos intervalos resulta no aumento (rápido) da área da coroa com o aumento da distância ao eixo; isto altera a proporção entre os valores da densidade e do número para distâncias diferentes e faz com que a densidade sofra uma redução cada vez mais intensa em comparação ao número de partículas, à medida que se afasta do centro do chuveiro.

Para efeito de comparação, tem-se na figura 3.3 a distribuição lateral em termos do número de partículas, apresentada nas mesmas condições da figura 3.1. A diferença é muito grande, a notar pela mudança no número de ordens de grandeza; a representação em termos do número de partículas (figura 3.3) acaba dando uma idéia melhor da extensão lateral dos chuveiros, destacando mais a “participação” das regiões a maior distância, além de facilitar um pouco mais a visualização das diferenças observadas entre os dois níveis, em cada grupo de chuveiros considerado. Verifica-se, inclusive, um ligeiro aumento inicial no número de múons, que não pôde ser revelado no gráfico das densidades.

A figura 3.4 mostra a distribuição lateral do número de elétrons em quatro níveis de observação (1, 4, 7 e 10) e se refere aos quatro grupos de chuveiros; as situações (a) e (b) diferem apenas na distância máxima considerada (1000m / 200m).

Em comparação à figura 3.2, é natural que o comportamento relativo entre os dois níveis se mantenha, continuando válidas as observações já feitas. A presença dos níveis intermediários, porém, revela detalhes que ilustram melhor a influência da posição do máximo em relação aos níveis de observação, facilitando, assim, a análise da variação da distribuição lateral com a profundidade.

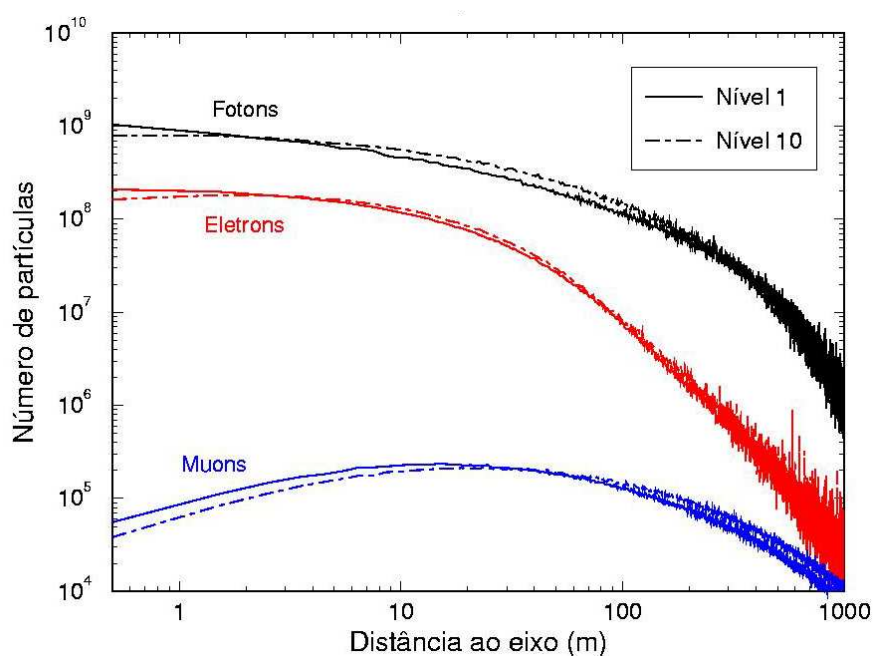


Figura 3.3 – Distribuição lateral do número de fótons, elétrons e múons nos níveis 1 e 10, para chuveiros iniciados por prótons de 10^{19} eV.

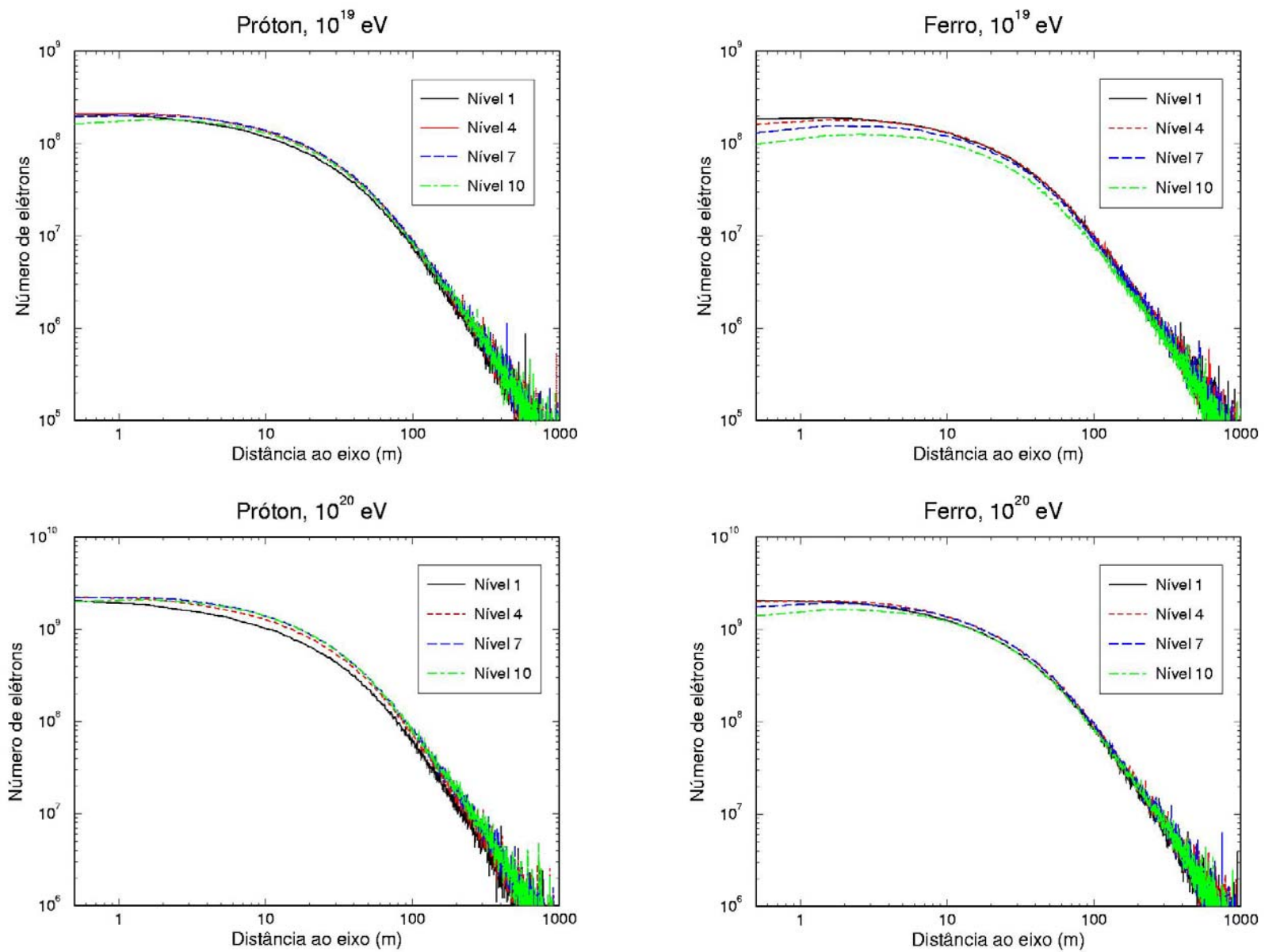


Figura 3.4-a – Distribuição lateral dos elétrons em quatro níveis de observação – 1 (650 g/cm^2), 4 (725 g/cm^2), 7 (800 g/cm^2) e 10 (875 g/cm^2) – para todos os conjuntos de chuveiros simulados.

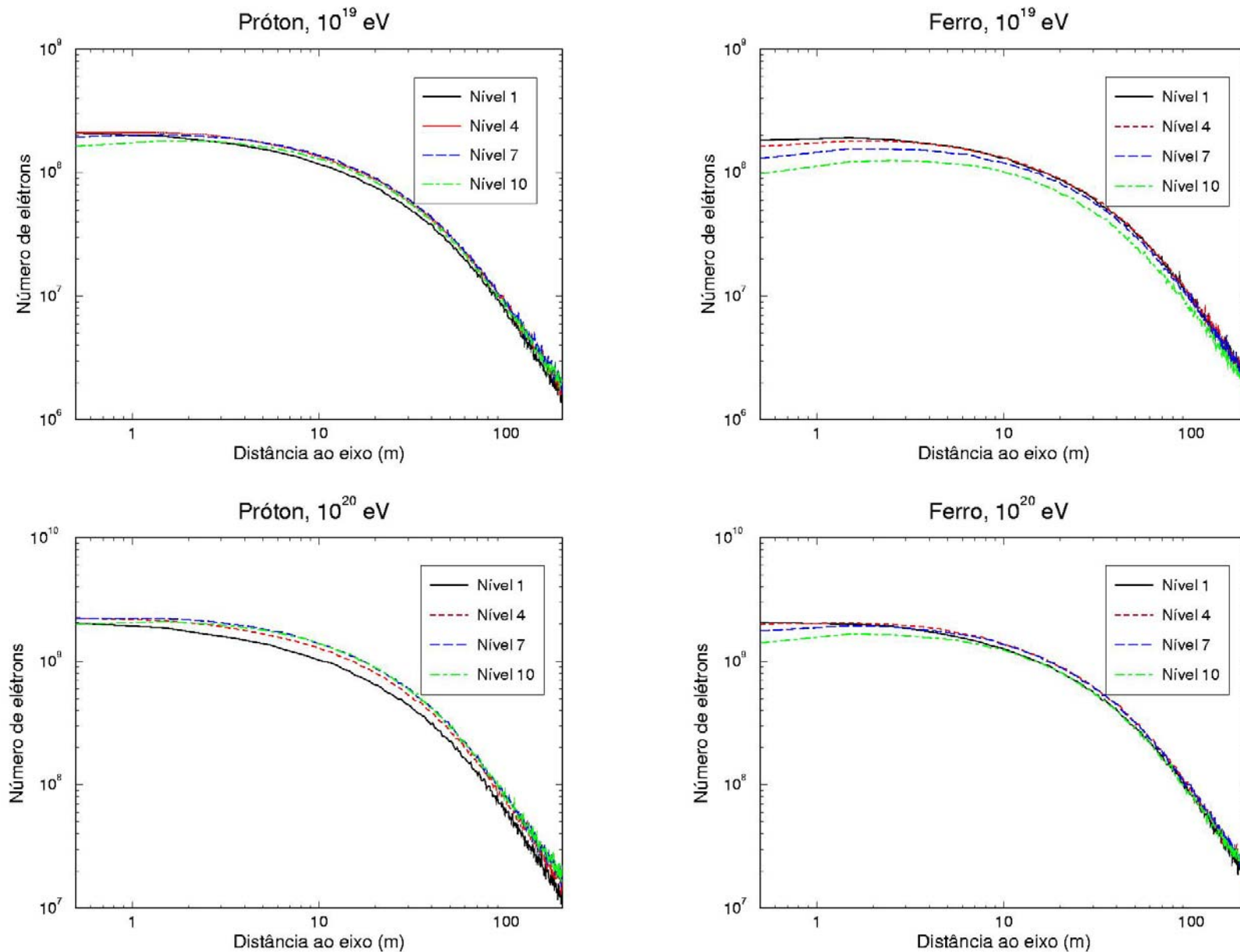


Figura 3.4-b – Distribuição lateral dos elétrons nos níveis 1, 4, 7 e 10, para todos os conjuntos de chuviros simulados. Distância limitada a 200m.

A fim de auxiliar na análise dos resultados, dados sobre o desenvolvimento longitudinal do chuveiro serão apresentados. Na figura 3.5, tem-se o número total médio de elétrons para cada nível de observação (o “perfil longitudinal” no trecho investigado), enquanto na figura 3.6 aparece o número de ocorrências do valor máximo de elétrons por nível. Na tabela 3.2 estão os valores dos níveis médios (e as profundidades correspondentes) de ocorrência do máximo dos chuveiros, obtidos a partir da figura 3.6 para cada grupo simulado, além dos níveis em que foram registrados os valores máximos do número médio de elétrons, segundo a figura 3.5³⁵.

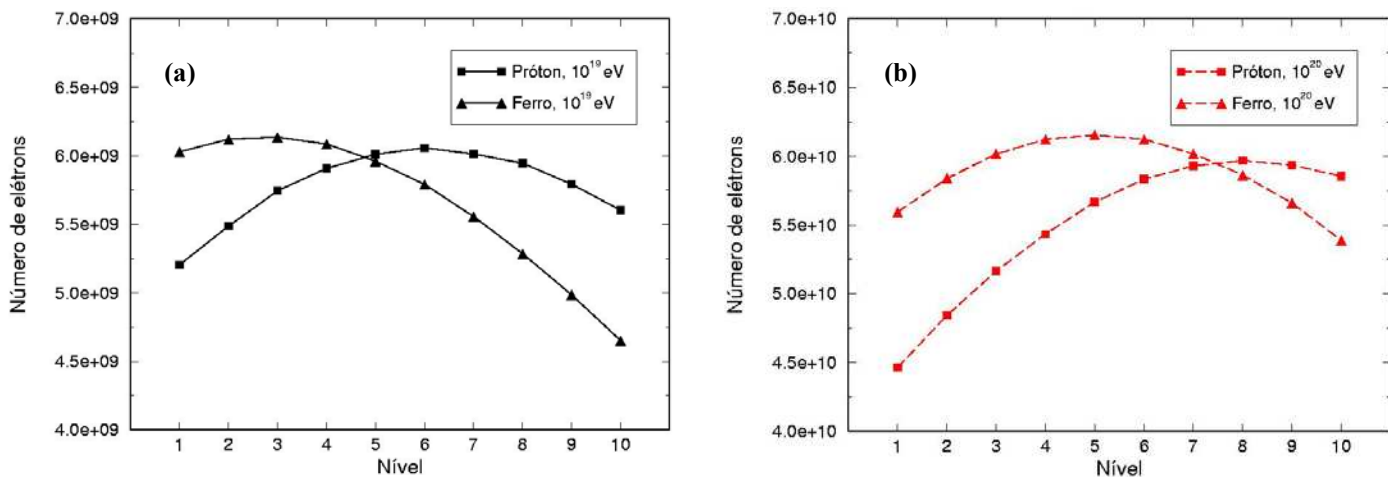


Figura 3.5 – Variação do número total médio de elétrons com o nível de observação, para todos os grupos de chuveiros simulados: (a) 10^{19} eV; (b) 10^{20} eV.

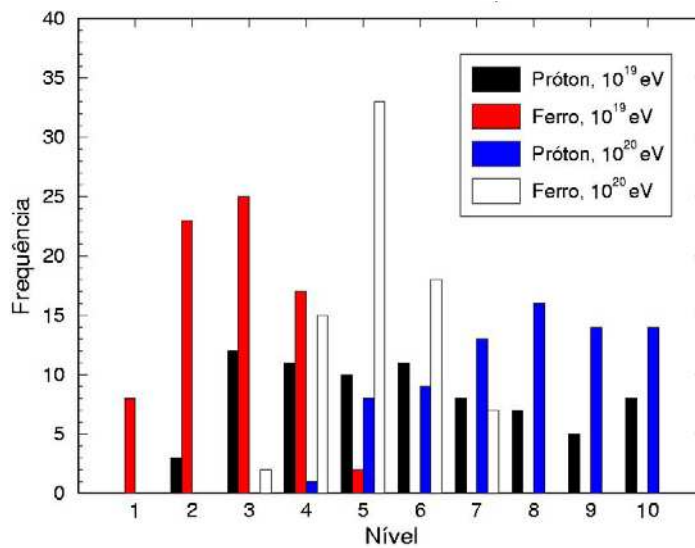


Figura 3.6 – Número de ocorrências do máximo do chuveiro por nível de observação, para todos os grupos simulados.

³⁵ A profundidade do máximo, por chuveiro, não foi determinada, o que teria sido preferível; o estudo que levou aos dados da tabela 3.2 foi realizado apenas para se ter uma idéia da profundidade média do máximo, de modo a ajudar a interpretar a figura 3.4. Contudo, os valores dos níveis apresentados na tabela 3.2, determinados a partir de procedimentos diferentes, parecem concordar entre si. Usando o CORSIKA/QGSJET, Pryke [90] obteve, para grupos de 500 chuveiros simulados com inclinação de 45° e fator de diluição de $10^{-4.5}$, os seguintes valores da profundidade média do máximo e desvio padrão: ferro a 10^{19} eV – 701 / 20; ferro a 10^{20} eV – 759 / 21; próton a 10^{19} eV – 779 / 68; próton a 10^{20} eV – 825 / 59.

Grupo de chuveiros	Nível médio de ocorrências do máximo	Nível com $\langle N_e \rangle_{\text{máx}}$
ferro / 10^{19} eV	2.76 – 694 g/cm ²	3
ferro / 10^{20} eV	5.17 – 754 g/cm ²	5
próton / 10^{19} eV	5.85 – 771 g/cm ²	6
próton / 10^{20} eV	7.77 – 819 g/cm ²	8

Tabela 3.2 – Valores relativos ao nível de observação do número máximo de elétrons, por conjunto de chuveiros.

Conforme o esperado, chuveiros iniciados por ferro possuem, em média, valores menores de $X_{\text{máx}}$, e o aumento da energia prolonga o desenvolvimento do chuveiro. Além disso, nota-se, na figura 3.6, que a maior largura das distribuições se verifica para os chuveiros de prótons, denotando as maiores flutuações na posição do máximo existentes para esta composição do primário.

Com base na tabela 3.2, é possível observar que o nível 1 se encontra acima (assim como o 10 abaixo) da “profundidade média” do máximo em todos os casos estudados, enquanto a posição dos outros em relação ao máximo depende do primário, determinando as variações observadas caso a caso.

É importante considerar, no exame dos resultados, a concorrência entre dois efeitos na determinação de uma extensão lateral maior ou menor: o espalhamento em face do desenvolvimento longitudinal, de acordo com as análises relacionadas à figura 3.2, e a redução do número total de elétrons. Isto se torna claro no caso dos chuveiros iniciados por ferro a 10^{19} eV (assim como no nível 10 do gráfico ferro/ 10^{20} eV): o nível 4, situado logo após o nível médio de ocorrências do máximo (2.76), apresenta o comportamento abordado na primeira parte desta subseção (redução próximo do centro e aumento para distâncias maiores), mas em seguida a diminuição do número de elétrons domina, provocando redução na distribuição lateral como um todo, *ainda que* mantendo pequena diminuição da inclinação (segundo mostra a elevação inicial e a aproximação das curvas referentes aos níveis mais baixos em relação às dos níveis imediatamente anteriores: $7 \rightarrow 4$ e $10 \rightarrow 7$), demonstrando que, *em termos relativos*, mesmo nesse caso as distâncias mais afastadas continuam sendo mais favorecidas.

O efeito do aumento progressivo da profundidade do máximo pode ser notado ao se considerar os outros gráficos na sequência ferro/ 10^{20} eV, próton/ 10^{19} eV e próton/ 10^{20} eV:

- redução em ritmo cada vez menor do número de elétrons próximo ao núcleo (reflexo da maior proximidade ao máximo);
- o aumento da contribuição nas regiões mais afastadas se torna cada vez mais evidente, já que a diminuição do número de elétrons não se dá como no caso de ferro/ 10^{19} eV;
- aumento do número total de elétrons nos níveis iniciais, dada a aproximação do máximo: nível 4, ferro/ 10^{20} eV e próton/ 10^{19} eV; níveis 4 e 7, próton/ 10^{20} eV;

- após os níveis apontados no item acima (ou seja, abaixo do máximo), o número de elétrons próximo ao centro do chuveiro passa a diminuir (ou a redução se intensifica), ao mesmo tempo em que há aumento (absoluto ou relativo) nas distâncias maiores, conforme análise feita no início desta subseção.

Apesar de ficar notório o aumento do número de elétrons nas regiões mais distantes para valores cada vez maiores da profundidade do máximo, dando a entender que em tais casos os chuveiros tendem a ficar com uma extensão lateral maior, deve-se considerar dois aspectos.

Em primeiro lugar, a comparação com o primeiro nível de observação precisa levar em conta sua posição em relação à profundidade do máximo: quanto menor $X_{\text{máx}}$, maior o número de elétrons registrado no nível 1 (em relação ao número máximo), tornando a distribuição lateral deste nível destacada em relação às dos níveis seguintes (cada vez mais distantes do máximo), o que mascara o efeito de “espalhamento”, tal como ocorre no conjunto ferro/ 10^{19} eV. Na situação oposta (próton/ 10^{20} eV), o primeiro nível se encontra distante da profundidade do máximo, portanto com número de elétrons menor do que o dos outros níveis.

Há, também, necessidade de se avaliar o aumento da quantidade de elétrons nas maiores distâncias em termos relativos; há redução do total de elétrons com o afastamento do nível de observação em relação ao máximo, afetando principalmente a região em torno do centro do chuveiro (efeito grande no caso do ferro a 10^{19} eV), o que aumenta, proporcionalmente, a contribuição das regiões mais afastadas, indicando assim uma distribuição maior dos elétrons na frente do chuveiro (diminuição da concentração deles) e ampliação da extensão lateral *efetiva* do chuveiro.

Os pontos destacados acima poderão ser melhor analisados a partir dos números dispostos na tabela 3.3, representando a quantidade de elétrons em três intervalos de distância da distribuição lateral. Além dos valores absolutos, são mostrados também: a razão entre os valores nos intervalos 10 – 11m e 100 – 101m e o do primeiro intervalo, e a variação percentual do número de elétrons em um dado intervalo, na mudança de um nível a outro.

Com base na tabela 3.3, pode-se notar que:

- o aumento relativo do número de elétrons nas regiões mais distanciadas do centro do chuveiro acontece em todo o intervalo de profundidades investigado e para as quatro condições do primário, refletindo o aumento da distribuição das partículas pela área da frente do chuveiro (ou da extensão lateral efetiva) à medida que ele se propaga;
- ainda sobre o aumento relativo, verifica-se que ele se torna cada vez mais expressivo na sequência próton/ 10^{20} eV, próton/ 10^{19} eV, ferro/ 10^{20} eV e ferro/ 10^{19} eV – ou seja, com a diminuição da profundidade do máximo –, mostrando que as regiões mais afastadas tendem a ser mais populadas proporcionalmente quanto menor o valor de $X_{\text{máx}}$;
- o número de elétrons nas distâncias mais afastadas aumenta *também de forma absoluta* com a diminuição de $\langle X_{\text{máx}} \rangle$, principalmente nos níveis mais altos e no terceiro intervalo (100 – 101m). Nos níveis mais baixos, o efeito da redução do tamanho do chuveiro compromete os casos em que $\langle X_{\text{máx}} \rangle$ é menor, dado o maior afastamento à profundidade do máximo;

- a quantidade dos elétrons ao redor do eixo já começa a diminuir antes da profundidade do máximo, conforme revelam os números referentes aos níveis 4 – ferro/ 10^{20} eV e 7 – próton/ 10^{20} eV; no caso próton/ 10^{20} eV, a maior distância do nível 4 ao máximo não permitiu a manifestação de tal redução, que ocorre do nível 4 para o 5 (-0.95%);
- a redução do número de elétrons passa a ocorrer primeiramente, e com maior intensidade, ao redor do núcleo; para distâncias maiores, é possível observar paralelamente aumento absoluto, inclusive em níveis situados após a profundidade do máximo. O efeito se acentua com a diminuição de $\langle X_{\text{máx}} \rangle$ (diminuição da energia e aumento da massa do primário);

Próton, 10^{19} eV				Ferro, 10^{19} eV			
Nível	0 – 1m	10 – 11m	100 – 101m	Nível	0 – 1m	10 – 11m	100 – 101m
1	2.09×10^8	1.15×10^8 0.55	0.076×10^8 0.036	1	1.83×10^8	1.31×10^8 0.71	0.097×10^8 0.053
4	2.11×10^8 +0.96%	1.33×10^8 0.63 / +15.6%	0.083×10^8 0.039 / +9.21%	4	1.63×10^8 -10.93%	1.30×10^8 0.80 / -0.76%	0.095×10^8 0.058 / -2.06%
7	1.94×10^8 -8.06%	1.36×10^8 0.70 / +2.25%	0.088×10^8 0.045 / +6.02%	7	1.31×10^8 -19.63%	1.18×10^8 0.90 / -9.23%	0.10×10^8 0.076 / +5.26%
10	1.64×10^8 -15.46%	1.28×10^8 0.78 / -5.88%	0.085×10^8 0.052 / -3.41%	10	0.981×10^8 -25.19%	0.985×10^8 1.00 / -16.52%	0.079×10^8 0.081 / -21.0%

Próton, 10^{20} eV				Ferro, 10^{20} eV			
Nível	0 – 1m	10 – 11m	100 – 101m	Nível	0 – 1m	10 – 11m	100 – 101m
1	2.03×10^9	1.0×10^9 0.49	0.060×10^9 0.029	1	2.06×10^9	1.23×10^9 0.60	0.082×10^9 0.040
4	2.25×10^9 +10.84%	1.23×10^9 0.55 / +23.0%	0.072×10^9 0.032 / +20.0%	4	2.00×10^9 -2.91%	1.34×10^9 0.67 / +8.94%	0.085×10^9 0.042 / +3.66%
7	2.21×10^9 -1.78%	1.352×10^9 0.61 / +9.52%	0.076×10^9 0.034 / +5.55%	7	1.75×10^9 -12.5%	1.33×10^9 0.76 / -0.75%	0.090×10^9 0.051 / +5.88%
10	1.98×10^9 -10.41%	1.355×10^9 0.68 / +0.22%	0.075×10^9 0.038 / -1.31%	10	1.40×10^9 -20.0%	1.19×10^9 0.85 / -10.5%	0.079×10^9 0.056 / -12.2%

Tabela 3.3 – Valores absolutos e relativos da quantidade dos elétrons em três intervalos da distribuição lateral, para os níveis 1, 4, 7 e 10 e todos os conjuntos de chuveiros simulados. O número relativo apresentado nas faixas 10 – 11m e 100 – 101m representa a razão entre o valor absoluto correspondente e o registrado na primeira faixa do mesmo nível, enquanto os percentuais indicam a variação sofrida pelos valores de uma mesma faixa na passagem de um nível para o seguinte.

No tocante à redução dos elétrons junto ao centro do chuveiro, apesar de haver aumento do número total de elétrons nas profundidades que antecedem o máximo, parece que a injeção de elétrons e fótons a partir da componente hadrônica já diminui desde aí, enquanto a multiplicação das cascatas nas regiões mais afastadas prossegue, garantindo a elevação do total de elétrons. A competição entre os

dois processos levaria ao efeito destacado no último ponto acima, até um ponto em que passasse a ter diminuição “total”, como se observa no conjunto ferro/ 10^{19} eV.

3.2.2. Análise da concentração dos elétrons e de sua energia

Apesar de um chuvaire atingir alguns quilômetros de diâmetro, os secundários se encontram relativamente concentrados em torno do eixo, o que pôde ser constatado ao se tratar da distribuição lateral ao longo deste capítulo.

A fim de se ter uma avaliação mais precisa da extensão lateral de um chuvaire e quantificar sua variação com a profundidade atmosférica e a natureza do primário, procurou-se analisar o “grau” de concentração dos elétrons em torno do eixo a partir da determinação dos raios de círculos abrangendo certos percentuais do número ou energia total dos elétrons em cada nível de observação.

Os valores obtidos para os raios médios delimitando 10%, 50%, 90% e 99% do número total de elétrons e de sua energia são mostrados, respectivamente, nas figuras 3.7 e 3.8.

A comparação entre os resultados associados aos diferentes percentuais reflete a concentração grande dos elétrons e de sua energia: a marca de 10% é alcançada muito rapidamente em relação aos outros percentuais, que para serem atingidos exigem raios aumentando num ritmo crescente (e o aumento na diferença entre raios consecutivos implica, por sua vez, no aumento das áreas em proporção bem maior).

O número e a energia não estão distribuídos da mesma maneira: a energia dos elétrons se encontra muito mais concentrada do que os elétrons em si, bastando milímetros para envolver 10%, ou mesmo de dezenas de centímetros a no máximo 2m para a obtenção de 50%. Pode-se concluir, daí, que a energia média dos elétrons próximos do centro do chuvaire é muito alta, diminuindo rapidamente com o aumento da distância ao eixo.

Os raios aumentam com a profundidade dos níveis de observação, traduzindo o aumento da extensão lateral decorrente do espalhamento dos elétrons ao longo da propagação do chuvaire e do efeito da variação do número de elétrons com a profundidade, principalmente após o máximo, quando se verifica o aumento relativo das partículas situadas a distâncias maiores.

Para que se avalie melhor o significado do parâmetro “raio”, na comparação dos seus valores ao longo dos níveis, é preciso levar em conta que o número total de elétrons (assim como a energia) varia com a profundidade. Para níveis situados após o máximo, a redução do tamanho do chuvaire faz com que o número de elétrons delimitado pelo raio seja menor (já que o percentual é fixo) e, como o raio se torna maior com o passar dos níveis, a densidade média no círculo por ele definido diminui; ou seja, o “grau de espalhamento” fica ainda maior.

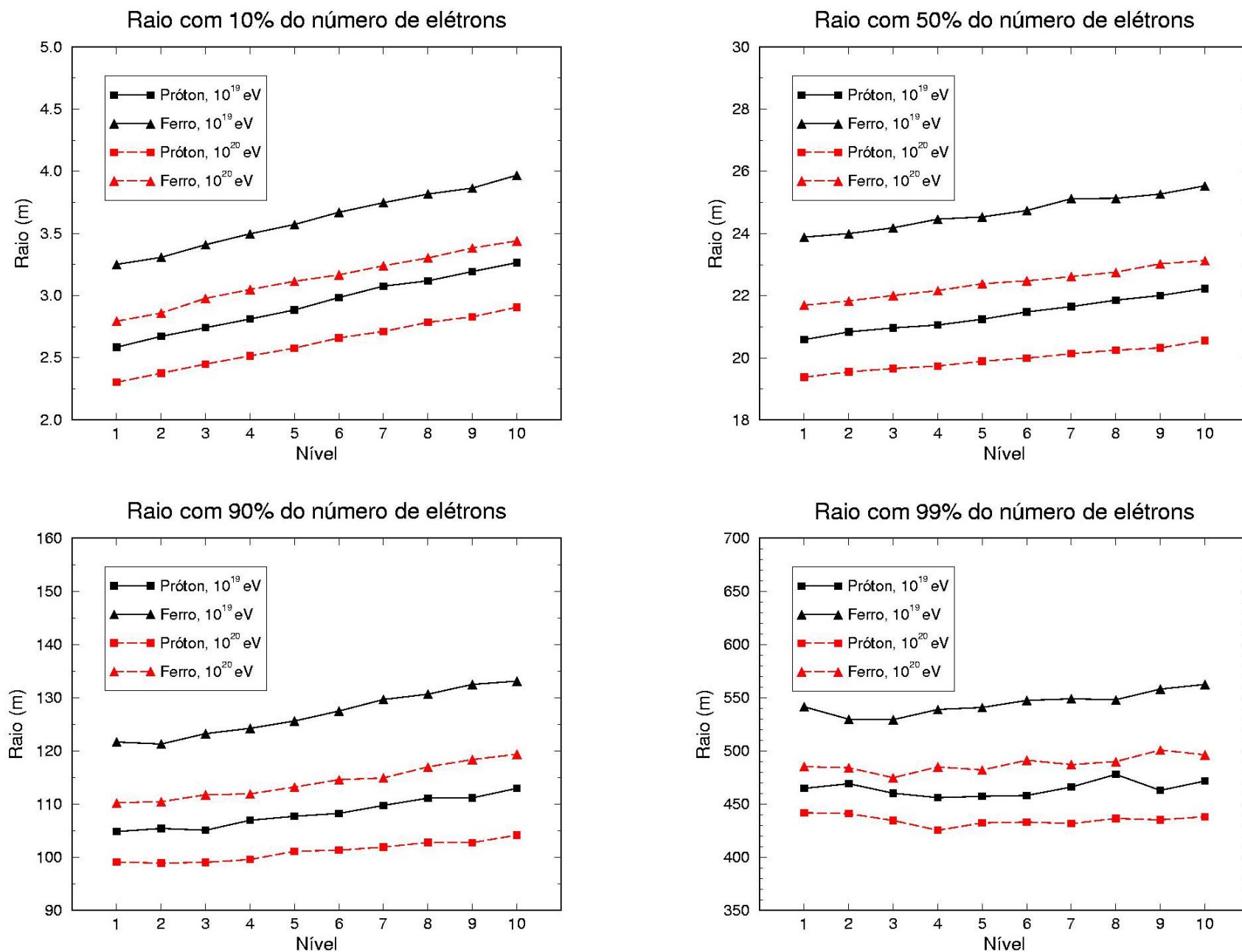


Figura 3.7 – Variação, com o nível de observação, dos raios delimitadores de percentuais do número de elétrons, para os quatro conjuntos de chuviscos simulados.

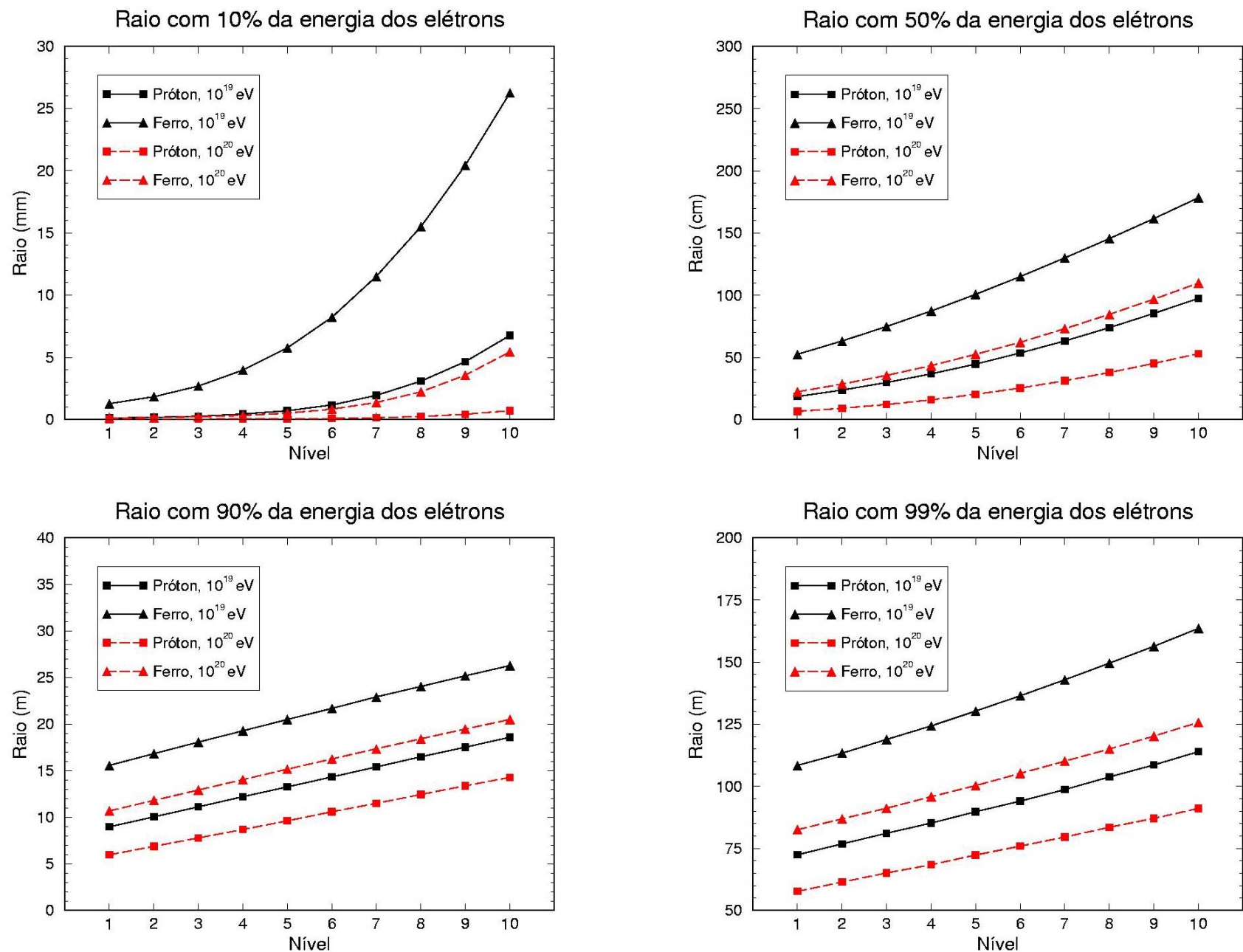


Figura 3.8 – Variação, com o nível de observação, dos raios delimitadores de percentuais da energia dos elétrons, para os quatro conjuntos de chuviros simulados.

Um aspecto interessante é o comportamento resultante da variação da energia e da composição do primário. A esse respeito, dois aspectos serão analisados a seguir.

Na figura 3.9 estão os valores do desvio padrão dos raios relativos ao percentual de 90% do número e da energia dos elétrons. As flutuações maiores nos chuueiros induzidos por prótons levam aos resultados mais altos verificados para tal caso. É possível notar que, sendo determinada a energia do chuueiro, os valores obtidos para próton e ferro se encontram razoavelmente afastados.

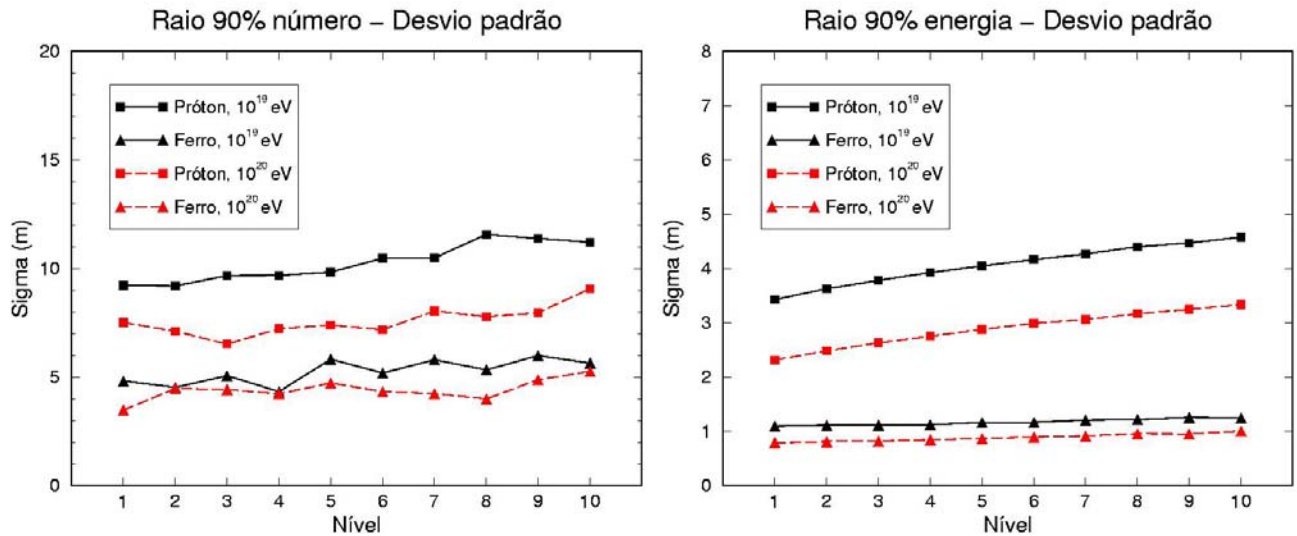


Figura 3.9 – Valores do desvio padrão associados aos raios delimitadores de 90% do número e energia dos elétrons.

Segundo se pôde observar, chuueiros de ferro ou de menor energia tendem a produzir raios maiores, de uma maneira geral. Considerando-se que o aumento do raio com a variação da composição e da energia do primário ocorre na ordem próton/ 10^{20} eV, próton/ 10^{19} eV, ferro/ 10^{20} eV e ferro/ 10^{19} eV, é possível perceber que ela coincide com a diminuição da energia por núcleon (ou, igualmente, da profundidade do máximo); isto supõe uma relação do comportamento do raio com o desenvolvimento longitudinal do chuueiro.

Tal resultado parece estar em concordância com os aspectos já apresentados na subseção anterior, tratando da influência da posição do máximo no aumento da extensão de um chuueiro e a consequente relação com as características do primário. Um outro aspecto relativo ao desenvolvimento longitudinal, mais simples e de influência mais essencial no afastamento lateral, será abordado agora.

O aumento da massa e a diminuição da energia do primário levam a maior rapidez na transferência de energia para a componente eletromagnética, resultando assim em um desenvolvimento mais precoce do chuueiro: elétrons e fótons já começam a ser produzidos em altitudes maiores, e assim o tamanho máximo é atingido em profundidades menores. A produção antecipada das partículas eletromagnéticas, nesse caso, possibilita a elas maior percurso, e consequentemente um afastamento lateral maior devido ao espalhamento múltiplo.

Seria de se esperar, desse modo, que a obtenção de raios maiores estivesse acompanhada de valores menores da profundidade do máximo. Para avaliar isto, a figura 3.10 apresenta, para cada chuva dos quatro grupos simulados, a correspondência entre os valores do nível de ocorrência do número máximo de elétrons e os “raios 90%” correspondentes (número e energia).

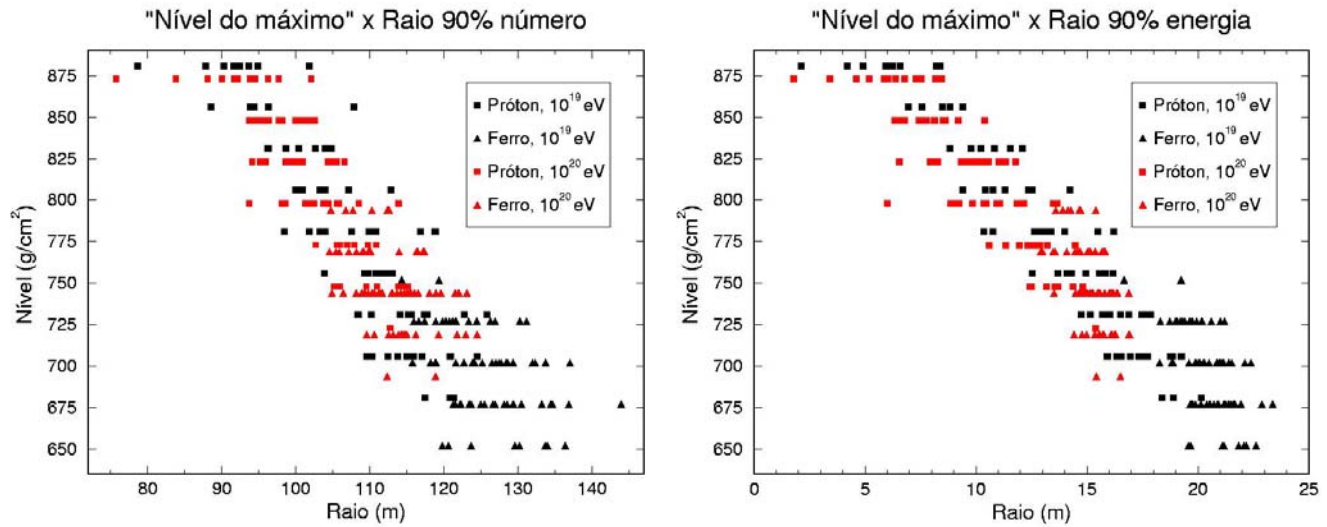


Figura 3.10 – Correlação entre o nível do número máximo de elétrons e o raio concentrando 90% do número ou da energia dos elétrons (referente ao nível 5), a partir de todos os chuviros dos quatro conjuntos simulados.

Os resultados mostram uma boa correlação entre os dois parâmetros, permitindo assim o entendimento da variação dos raios com a natureza do primário.

Capítulo 4

A observação da extensão lateral de um chuveiro pelo detector de fluorescência

4.1. A extensão lateral de chuveiros e a técnica de fluorescência

Para efeito de estudo com um detector de fluorescência, os chuveiros vêm sendo tratados, até então, como uma fonte luminosa pontual se propagando pela atmosfera.

Em primeiro lugar, ao se considerar que os chuveiros se encontram suficientemente afastados, a aproximação pontual pode ser justificada pela própria natureza dos chuveiros e do fenômeno de emissão.

A eficiência na geração de fluorescência é muito baixa, e há perdas na propagação até o detector, por causa de absorção e espalhamento na atmosfera, exigindo a necessidade de um grande número de partículas carregadas para produção suficiente de fótons. Por outro lado, as partículas carregadas se encontram concentradas em torno do eixo do chuveiro. A combinação desses dois fatores compromete a contribuição de regiões da frente do chuveiro relativamente afastadas do eixo (distâncias acima de 100m).

Uma proximidade maior do chuveiro ao detector, no entanto, pode tornar possível a ocorrência de efeitos decorrentes da dimensão lateral que não podem mais ser desprezados. No caso de um sistema de boa resolução angular (uso de *pixels* de diâmetro pequeno), o aumento do tamanho da imagem registrada na câmera dificulta a reconstrução dos eventos; pode-se citar, por exemplo, um aumento significativo da incerteza na determinação do plano chuveiro-detector, já que com o disparo de um número maior de fotomultiplicadoras, o “rastros” deixado pelo chuveiro na câmera terá maior espessura.

Problemas dessa natureza tiveram de ser enfrentados pelo observatório HiRes, em sua fase experimental, ao ser usado em coincidência com a rede de superfície MIA, em um esquema híbrido de detecção. Segundo relata Abu-Zayyad et al. [74], um dos desafios para o experimento foi o fato dos dois detectores estarem separados por apenas 3.3 km; dada a impossibilidade da rede MIA detectar chuveiros distantes, a maioria dos eventos foram observados a distâncias da ordem de 4 km, de modo que os efeitos da distribuição lateral se tornavam significativos, acarretando dificuldades na reconstrução e impondo certas providências. Convém lembrar que o experimento HiRes adota *pixels* com diâmetro de 1° , bem menores do que aqueles empregados pelo *Fly's Eye* ($\sim 5.5^\circ$).

Ao se tratar da extensão lateral dos chuveiros, um outro aspecto a ser levado em conta é que, até o início da década de 90, não havia condições (e portanto motivação) para se pensar na investigação da distribuição lateral dos chuveiros através da técnica de fluorescência.

Deve-se reconhecer, primeiramente, que a técnica foi toda estruturada em torno do desenvolvimento longitudinal do chuveiro, em caráter “complementar” ao estudo já desenvolvido por redes de superfície, que se baseia na análise da distribuição lateral dos secundários. Para o processo de detecção, interessa o registro do sinal gerado, em cada uma das fotomultiplicadoras acionadas, a partir da coleta da luz emitida pelo chuveiro *como um todo*, a fim de identificar, pela intensidade do sinal, o número de partículas carregadas para cada profundidade atmosférica correspondente; isto tornaria irrelevante, *a princípio*, a existência ou não de uma estrutura lateral (a menos dos efeitos indesejáveis para o procedimento de reconstrução) e dispensaria, por sua vez, a caracterização de uma estrutura na emissão de luz observada.

Ademais, em um sistema de resolução óptica baixa (como foi o caso do Fly’s Eye, o primeiro experimento a implementar a técnica), as aberrações chegam a produzir, na imagem, efeitos maiores do que o da dimensão lateral do chuveiro (se não para todos, certamente para a maioria dos eventos detectados), o que inviabilizaria qualquer tentativa de observação de detalhes na imagem registrada, relativas à extensão lateral.

A evolução da técnica de fluorescência permitiu, entretanto, a criação de um novo contexto. Com o surgimento de experimentos com sistema óptico de resolução superior e, em particular, com o advento do Observatório Auger, tem surgido iniciativas no sentido de avaliar a influência da dimensão lateral dos chuveiros na detecção e nos procedimentos de reconstrução [107-109]; porém, mais do que isso, e antes mesmo de tais esforços, chegou a ser ventilada, por Paul Sommers [2], a possibilidade de investigar a distribuição lateral de chuveiros com o uso de um detector de fluorescência de desempenho óptico muito bom, num trabalho que passou a inspirar os estudos da observação da extensão lateral de chuveiros com a técnica.

Ao tratar das vantagens de um sistema híbrido de detecção de chuveiros, tal como está sendo implementado pelo Observatório Auger, Sommers [2] dedicou uma análise mais detalhada à “oftalmologia” do detector de fluorescência, abordando especificamente a descrição da imagem na câmera a partir da caracterização do processo de emissão dos fótons da frente de um chuveiro, levando-se em conta a sua extensão lateral; além disso, discutiu rapidamente procedimentos possíveis para a investigação da distribuição lateral: uso de *pixels* com diâmetro pequeno na câmera do detector e estudo temporal da transição da imagem entre *pixels* adjacentes.

Na sequência deste capítulo, com base na abordagem apresentada por Sommers [2], será feita, inicialmente, uma descrição simplificada da geometria que apresenta a formação de uma “frente de luz”, utilizando-a para examinar a influência da distância e da inclinação do chuveiro, ao longo de seu movimento na atmosfera, sobre o tamanho da imagem no detector e a extensão longitudinal do chuveiro por ela retratada.

Para isso, será considerada uma descrição mais geral da cinemática do chuveiro, válida para quaisquer valores do deslocamento angular do chuveiro e inclinação do plano chuveiro-detector.

4.2. Caracterização da imagem de um chuveiro

Um chuveiro atmosférico extenso constitui-se de um disco de partículas carregadas se propagando praticamente à velocidade da luz. A extensão lateral e a velocidade de propagação, combinadas à resolução temporal do detector, introduzem características na imagem “instantânea”, obtida com a detecção da luz de fluorescência, que estão em desacordo com o que se poderia esperar a partir do “senso comum”.

Na observação de uma fonte extensa em movimento, a retratação de sua “aparência” pela imagem, em um determinado instante, e o formato adquirido por esta, para uma certa direção de observação (principalmente em se tratando de uma visão lateral), dependem de alguns fatores e, em especial, da relação entre eles:

- a diferença de caminho entre os fótons emitidos em um mesmo instante, na propagação até o observador, dada a extensão da fonte e sua orientação em relação à direção de observação, o consequente atraso gerado para os fótons de maior percurso e o tempo adicional requerido por eles para o “emparelhamento” com os outros fótons na formação de uma frente de luz;
- o deslocamento da fonte e o efeito que provoca tanto na diferença de caminho dos fótons constituintes de uma certa frente de luz como na aproximação ou afastamento das direções de propagação dos fótons emitidos a maior e menor distância do observador (que determinam a extensão lateral da frente de luz visível pelo observador);
- a resolução temporal do observador; e
- a velocidade de variação da “configuração visual” da fonte (existência ou não de uma aparência estática e a rapidez de sua transformação).

Nesse sentido, deve-se avaliar a influência de tais fatores na formação da frente de luz a produzir a imagem, e conseqüentemente nas suas características e sua fidelidade de retratação da aparência da fonte.

Nas situações cotidianas, as fontes não apresentam dimensões muito grandes e possuem velocidades muitíssimo menores do que a velocidade da luz. Desse modo, tem-se que o tempo de atraso definido acima e o deslocamento da fonte neste tempo são praticamente desprezíveis; a fonte pode, portanto, ser considerada imóvel, tanto quanto à sua posição quanto à sua aparência, no tempo considerado, e a imagem um retrato “instantâneo” da fonte, com o formato dado pela projeção desta em um plano perpendicular à direção de observação – uma fonte circular, por exemplo, teria forma elíptica para uma observação lateral, com eixo menor definido pelo seu diâmetro e o co-seno do ângulo formado entre a normal à superfície da fonte e a direção de observação. Há de se considerar, ainda, na observação a olho nu, o tempo de formação e persistência da imagem na retina do globo ocular, muito maiores do que os tempos de atraso da emissão de fótons da fonte, incapacitando o olho humano de registrar eventuais mudanças no formato e aspecto da imagem nos tempos envolvidos na formação de uma frente de luz.

No caso da observação de fontes extensas que se propagam a velocidades comparáveis à velocidade da luz, e em particular chuveiros *extensos* com um detector de fluorescência, a situação se torna bastante diferente.

Conforme se deve esperar para uma fonte extensa qualquer, os fótons emitidos da frente de um chuveiro, em um determinado instante, não atingem simultaneamente o detector, em função da diferença de caminho produzida pela dimensão lateral da frente: os fótons das regiões mais afastadas chegam com atraso em relação àqueles originados da parte mais próxima. A imagem formada em um determinado instante envolve, portanto, fótons emitidos em instantes diferentes (devendo aqueles de origem mais distante sair com maior antecedência), de tal modo que possam se emparelhar e, assim, constituir uma frente de luz. Isto envolve, naturalmente, um determinado intervalo de tempo e, como o chuveiro está em movimento, as emissões relativas a pontos diferentes de sua frente ocorrerão a partir de diferentes posições do chuveiro ao longo da propagação; neste caso, há de se considerar, além da extensão do chuveiro, o seu deslocamento.

O intervalo de tempo envolvido nesse processo se torna, agora, relevante.

Sabe-se que a luz percorre uma distância de poucas dezenas de metros em um tempo da ordem de 100ns, valor que define, por exemplo, a resolução temporal do detector de fluorescência do Observatório Auger. A distância a ser percorrida pelos fótons oriundos da extremidade mais afastada, a fim de comporem uma frente de luz com os outros fótons emitidos, pode ser maior do que isso (e conseqüentemente o tempo envolvido no surgimento de uma frente de luz), dependendo de dois fatores:

- a) a disposição da frente do chuveiro em relação ao detector, principalmente ao se levar em conta que, para ser evitada a contaminação da luz Cherenkov, a observação do chuveiro deve ocorrer para ângulos de emissão maiores que 25° , o que contribui para uma inclinação maior do chuveiro em relação ao detector;
- b) o deslocamento do chuveiro no tempo de movimentação dos fótons para a formação de uma frente, que se torna considerável em virtude de sua velocidade de propagação; provoca o aumento do percurso dos fótons de origem mais distante quando o chuveiro se aproxima do detector, visto lateralmente.

O detector passa, portanto, a ser sensível ao efeito decorrente da extensão lateral do chuveiro e de sua velocidade de propagação no processo de formação de uma frente de luz, a qual indicará as características da imagem registrada na câmera. Deve-se destacar ainda que, devido ao fato dos fótons constituintes da frente de luz serem emitidos em instantes distintos e ao deslocamento do chuveiro no tempo envolvido em tal processo, a luz que compõe tal frente se origina de pontos localizados em níveis diferentes dentro da extensão longitudinal determinada pelo deslocamento, que é mais pronunciada quando o chuveiro se aproxima do detector. A imagem, dessa forma, retratará uma combinação da aparência exibida pela frente do chuveiro em posições sucessivas ao longo de uma certa porção de sua trajetória.

Um outro aspecto, mais sutil, diz respeito ao formato da imagem. O seu “diâmetro”, no plano perpendicular à direção de observação, é definido pela distância entre as direções das trajetórias dos fótons que saem primeiro da frente do chuveiro e os que partem por último, na composição de uma frente de luz. Para fontes se propagando com velocidades comparáveis à da luz, é necessário levar em

conta o deslocamento da região mais próxima da fonte (de onde partem os últimos fótons) em relação à posição inicial da mais afastada, o que pode, ao aproximar ou afastar as duas trajetórias, estreitar ou alargar a frente de luz resultante, e consequentemente a imagem.

A fim de permitir uma ilustração melhor de todo esse processo, tem-se na figura 4.1 um esquema da geometria que descreve a formação de uma frente de luz, responsável pela imagem “instantânea” do chuveiro na câmera do detector. Duas situações são contempladas: a observação do chuveiro se aproximando do detector, em 4.1-a, quando o ângulo β de emissão da luz é menor que 90° , e o caso em que é visto o seu afastamento (4.1-b).

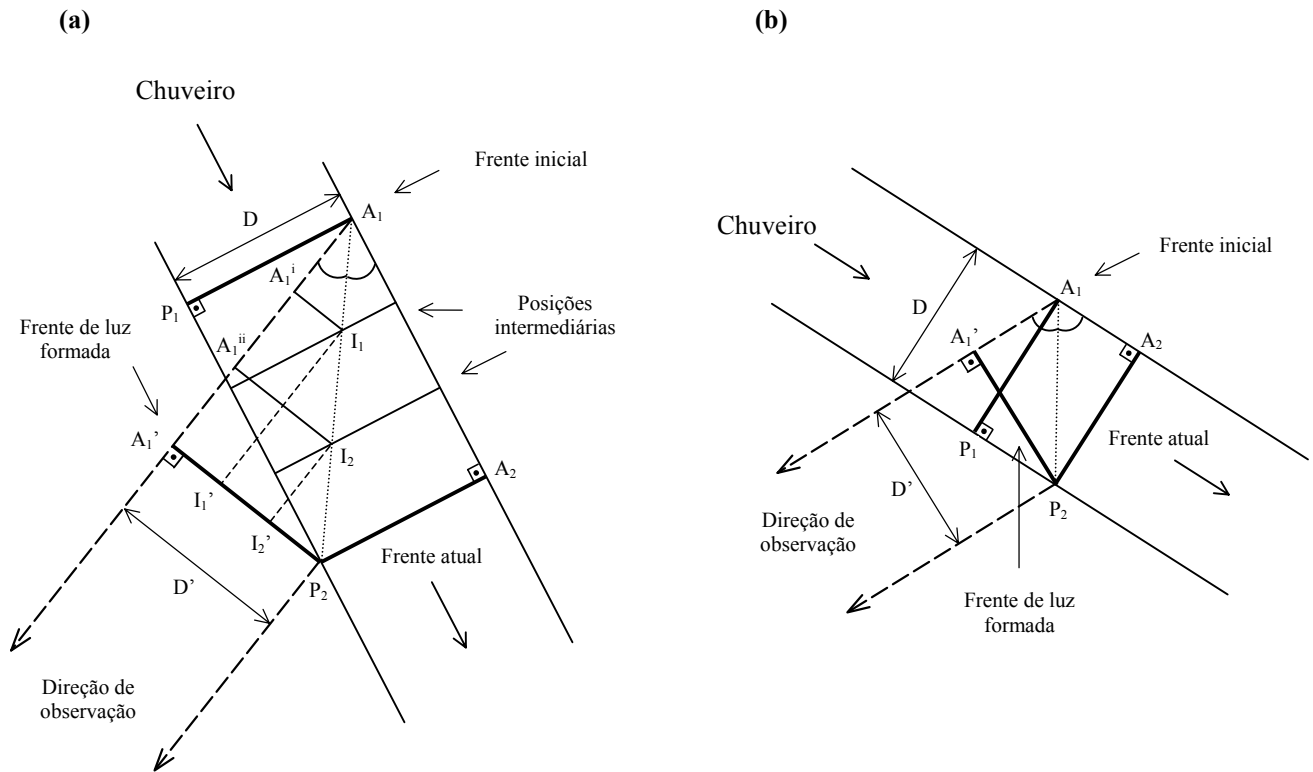


Figura 4.1 – Esquema ilustrativo da formação de uma frente de luz, produzida pela emissão de fluorescência de um chuveiro atmosférico extenso, quando ele se aproxima (a) ou se afasta (b) do detector.

Supõe-se que o chuveiro se move à velocidade da luz, apresentando uma frente plana e de espessura desprezível, representada no instante inicial pelo segmento $\overline{P_1A_1}$; considera-se, ainda, que o seu diâmetro³⁶ D permanece constante durante o deslocamento. $A_1'A_1A_2$ define o ângulo β de emissão da luz, dado por $\chi_0 - \alpha$. O ângulo de observação α se refere, portanto, à extremidade mais afastada da frente inicial do chuveiro (A_1).

A frente de luz, indicada na figura pelo segmento $\overline{A_1'P_2}$, é formada por fótons emitidos durante o movimento do chuveiro desde a situação inicial até atingir a posição definida por $\overline{P_2A_2}$. Para

³⁶ Neste capítulo, D é considerado o diâmetro “observável” pelo detector, aquele que delimita a região da frente do chuveiro capaz de gerar uma emissão de luz intensa o suficiente para sensibilizar os telescópios.

que cheguem simultaneamente em $\overline{A_1'P_2}$, os fótons devem partir, em instantes distintos, de pontos diferentes da frente do chuveiro nas diversas posições que ela ocupa ao longo do deslocamento. A observação da extremidade mais afastada do chuveiro se faz através da luz emitida da frente em sua posição inicial, que precisa sair com um certo tempo de antecedência e percorrer $\overline{A_1A_1'}$ a fim de chegar na frente $\overline{A_1'P_2}$ no mesmo instante em que a luz é emitida da outra extremidade (ponto P_2), estando o chuveiro já na sua posição final.

Na figura 4.1-a, são mostrados ainda os pontos I_1 e I_2 , pertencentes à frente do chuveiro em duas de suas posições intermediárias, indicando os locais de onde sai a luz que deverá compor a frente $\overline{A_1'P_2}$ nas posições I_1' e I_2' , depois de percorrer as distâncias indicadas pelos segmentos $\overline{I_1I_1'}$ e $\overline{I_2I_2'}$. É possível acompanhar a frente de luz em seu processo de formação, observando-a em duas posições distintas, representadas por $\overline{A_1^iI_1}$ e $\overline{A_1^{ii}I_2}$, retratando a parte da frente do chuveiro que vai da extremidade mais afastada (em sua posição inicial) até I_1 (I_2), a partir das sucessivas posições por ela ocupadas ao longo do deslocamento até as posições intermediárias em questão.

Tendo em vista as considerações acima, pode-se identificar o segmento $\overline{A_1P_2}$ como determinador dos pontos da frente do chuveiro, em cada uma das posições que ela ocupa durante o deslocamento, responsáveis pela emissão da luz que constitui a frente $\overline{A_1'P_2}$.

O diâmetro D' da frente de luz é determinado pela distância entre as direções de propagação dos fótons emitidos da extremidade mais afastada da frente do chuveiro (em sua posição inicial - A_1) e da extremidade mais próxima (na configuração final - P_2). Se a frente $\overline{P_1A_1}$ fosse imóvel, o diâmetro seria dado pela sua projeção na perpendicular à direção dada pela semi-reta $\overrightarrow{A_1A_1'}$ – assumindo o valor $D \cos \beta$. Entretanto, com o movimento do chuveiro (e considerando a necessidade de emparelhamento dos fótons emitidos pelas duas extremidades para formação de uma frente de luz), a extremidade mais próxima se move, em relação à posição inicial da extremidade mais afastada (A_1), alterando o valor de D' (e inclusive provocando, na situação da figura 4.1-a, a inversão da frente de luz em relação ao chuveiro - o que não acontece no caso de 4.1-b).

A formação da frente de luz $\overline{A_1'P_2}$ coincide com o deslocamento do chuveiro no trecho assinalado na figura 4.1; em outras palavras, o tempo gasto pelo fóton emitido de A_1 para chegar na frente de luz é igual ao tempo utilizado pelo chuveiro nesse deslocamento. Considerando que o chuveiro possui velocidade c , tem-se que os segmentos $\overline{A_1A_1'}$ e $\overline{A_1A_2}$ são congruentes; logo, os triângulos retângulos $A_1A_1'P_2$ e $A_1A_2P_2$ possuem um cateto ($\overline{A_1A_1'}$ / $\overline{A_1A_2}$) e a hipotenusa ($\overline{A_1P_2}$) ordenadamente congruentes, o que os torna congruentes. Desse modo, conclui-se que:

- $D' = D$;
- os ângulos $A_1'\hat{A}_1P_2$ e $P_2\hat{A}_1A_2$ possuem a mesma medida, dada por $\beta / 2 = (\chi_0 - \alpha) / 2$; o segmento $\overline{A_1P_2}$ é bissetriz do ângulo $A_1'\hat{A}_1A_2$.

Em função do exposto acima, pode-se concluir que a observação de um chuvaire atmosférico extenso apresenta as seguintes características:

- A imagem formada na câmera do detector, em um determinado instante, não representa um “instantâneo” de sua frente; a “frente de luz” a ela associada é constituída por fótons emitidos em instantes diferentes, provenientes de diferentes posições da frente do chuvaire, compreendidas em um trecho de sua trajetória que pode chegar a centenas de metros, dependendo da orientação do eixo. A imagem envolve, assim, a contribuição de diversos níveis do desenvolvimento do chuvaire;
- Independentemente da posição relativa do eixo do chuvaire ao detector e da direção de observação, a imagem “recupera” o formato circular da frente do chuvaire, com o mesmo diâmetro (em uma primeira aproximação). Deve-se esperar, portanto, que em condições ideais seja circularmente simétrica (também em uma primeira aproximação), com a intensidade luminosa muito grande na região central (correspondendo ao eixo do chuvaire) e caindo rapidamente com a distância ao centro, refletindo desse modo o comportamento da distribuição lateral das partículas carregadas na frente do chuvaire.

A extensão longitudinal associada à formação da frente de luz

Segundo a descrição feita na primeira parte desta seção, para que uma frente de luz seja formada, é necessário que o chuvaire sofra um certo deslocamento. Um aspecto relevante a ser considerado, ao se pensar na possibilidade do estudo do chuvaire a partir da caracterização de sua imagem, é a extensão do trecho de sua trajetória associado à frente de luz num determinado instante.

Conforme foi visto acima, o segmento $\overline{A_1P_2}$ na figura 4.1 representa a bissetriz do ângulo de emissão $\beta = \chi_0 - \alpha$. A partir do triângulo $A_1A_2P_2$, e passando a representar por $\Delta s_{c,f}$ o deslocamento do chuvaire durante a formação da frente de luz, simbolizado pelo segmento $\overline{A_1A_2}$, é possível escrever:

$$\operatorname{tg} \frac{\beta}{2} = \frac{D}{\Delta s_{c,f}} \Rightarrow \Delta s_{c,f} = D \cot \left(\frac{\chi_0 - \alpha}{2} \right). \quad (4.1)$$

De acordo com a expressão (4.1), a diminuição do ângulo β (seja pela redução da inclinação do chuvaire ou pelo aumento do ângulo de observação, para um determinado valor de χ_0) provoca um aumento de $\Delta s_{c,f}$. Concorre, desse modo, para que a imagem associada corresponda a uma extensão maior da trajetória do chuvaire, refletindo a contribuição de um número maior de níveis do seu desenvolvimento.

Tal comportamento se encontra ilustrado na figura 4.2, onde o deslocamento é apresentado em função do ângulo de observação (α), segundo três valores diferentes da inclinação do chuvaire. Considerou-se, para este, um diâmetro de 200m e sua disposição em um plano chuvaire-detector perpendicular ao nível de observação, além da limitação da visão do detector a um ângulo de 30° , tal como no Observatório Auger (o que implica, no caso do plano chuvaire-detector perpendicular ao solo, um ângulo de observação máximo de 30°). *Tais suposições passarão a ser adotadas na sequência, salvo observação em contrário.*

Nota-se que o aumento de Δs_{cf} se torna cada vez mais acentuado com a diminuição da inclinação do chuvaireiro, principalmente no caso de ângulos de observação mais altos (altitudes maiores), chegando a assumir valores que atingem 1500m (valores ainda mais altos seriam possíveis, considerando a inclinação do plano chuvaireiro-detector em relação ao solo, o que estenderia a amplitude angular de observação). Convém, no entanto, avaliar a dimensão do trecho em termos da gramagem correspondente (ΔX_{cf}), parâmetro que melhor caracteriza a extensão longitudinal da trajetória do chuvaireiro, em se tratando da técnica de fluorescência.

A gramagem atravessada por um chuvaireiro depende do deslocamento, além de sua orientação e da altitude considerada, podendo ser expressada pela equação já apresentada na seção 2.2.2:

$$\Delta X_{\theta} = b e^{-h_i/c} \left(e^{\Delta s_c \cos \theta / c} - 1 \right) \sec \theta, \quad (2.21)$$

sendo a altitude inicial h_i do trecho dada por:

$$h_i = R_p \frac{\sin \alpha}{\sin(\chi_0 - \alpha)} + h_{obs} \quad (2.19)$$

O deslocamento Δs_{cf} não depende do parâmetro de impacto R_p , mas o aumento do valor de R_p , mantendo-se a inclinação do chuvaireiro e fixando-se o ângulo α , resulta na observação do chuvaireiro em altitudes cada vez maiores (equação (2.19)), e consequentemente em regiões menos densas da atmosfera, o que influencia a gramagem ΔX_{cf} associada; pode-se obter, assim, ΔX_{cf} diferentes para um mesmo Δs_{cf} , dependendo da combinação entre R_p , χ_0 e α .

Nesse sentido, é interessante perceber que, se por um lado, uma observação envolvendo valores menores de β tende a produzir deslocamentos cada vez maiores para formar uma frente de luz, favorecendo desse modo ΔX_{cf} , por outro, as maiores altitudes daí decorrentes levam a camadas da atmosfera com menor densidade, contribuindo para uma redução de ΔX_{cf} ; este último efeito sobre ΔX_{cf} pode ser ainda mais acentuado, quando se considera o aumento de R_p .

Há, portanto, dois efeitos que competem entre si na definição de ΔX_{cf} , quando cresce o ângulo de observação (e consequentemente a altitude): o aumento do deslocamento Δs_{cf} e redução da densidade atmosférica, que é incrementada pelo aumento de R_p . Isso pode ser melhor apreciado na figura 4.3, onde se tem a variação de ΔX_{cf} com o ângulo de observação α , determinada a partir das equações (2.21) e (4.1); assume-se, aqui, o detector situado em uma altitude $h_{obs} = 1400\text{m}$.

Para $R_p = 2500\text{m}$, nota-se que o comportamento de ΔX_{cf} se assemelha ao de Δs_{cf} , embora o crescimento da altitude torne menos acentuado o aumento de ΔX_{cf} com o ângulo de observação, reflexo da diminuição da densidade atmosférica. O aumento de R_p , no entanto, provoca um desvio entre os dois comportamentos, tornando dominante o efeito da densidade atmosférica, principalmente no caso de inclinações menores do chuvaireiro (vide, por exemplo, $\chi_0 = 45^\circ$ na figura 4.3). Para que se possa

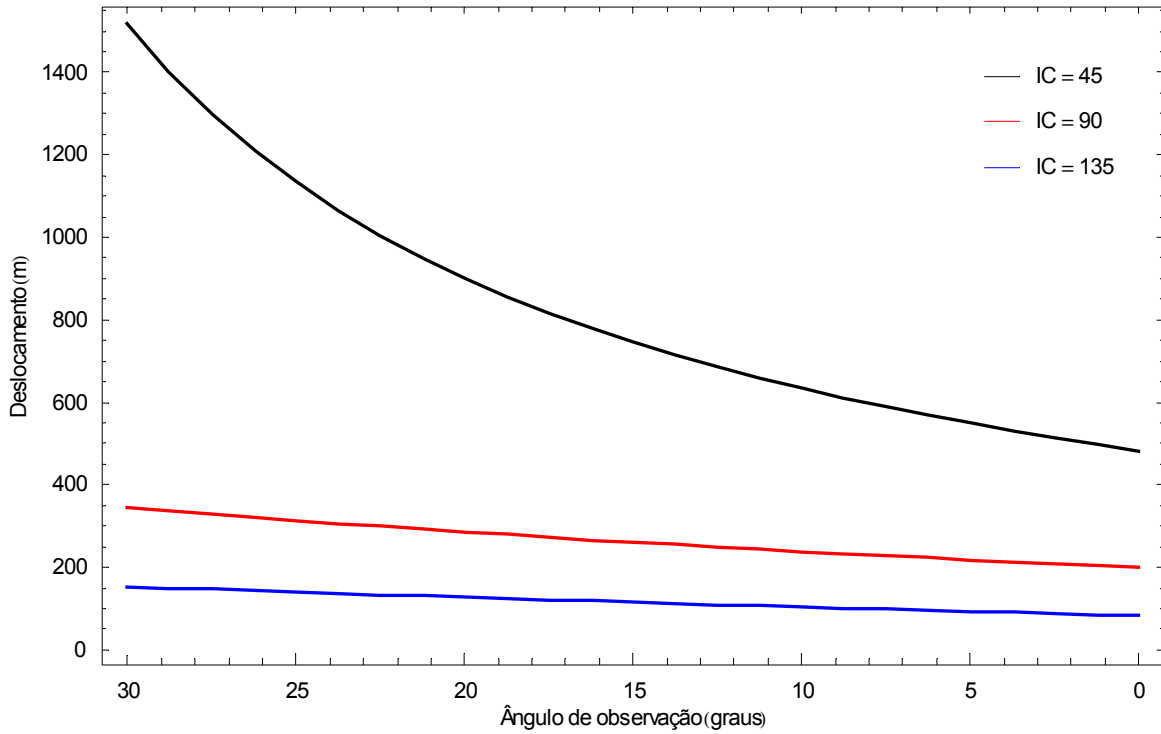


Figura 4.2 – Deslocamento do chuva no processo de formação de uma frente de luz, em função do ângulo de observação, para três ângulos de inclinação do chuva diferentes e em condições descritas no texto.

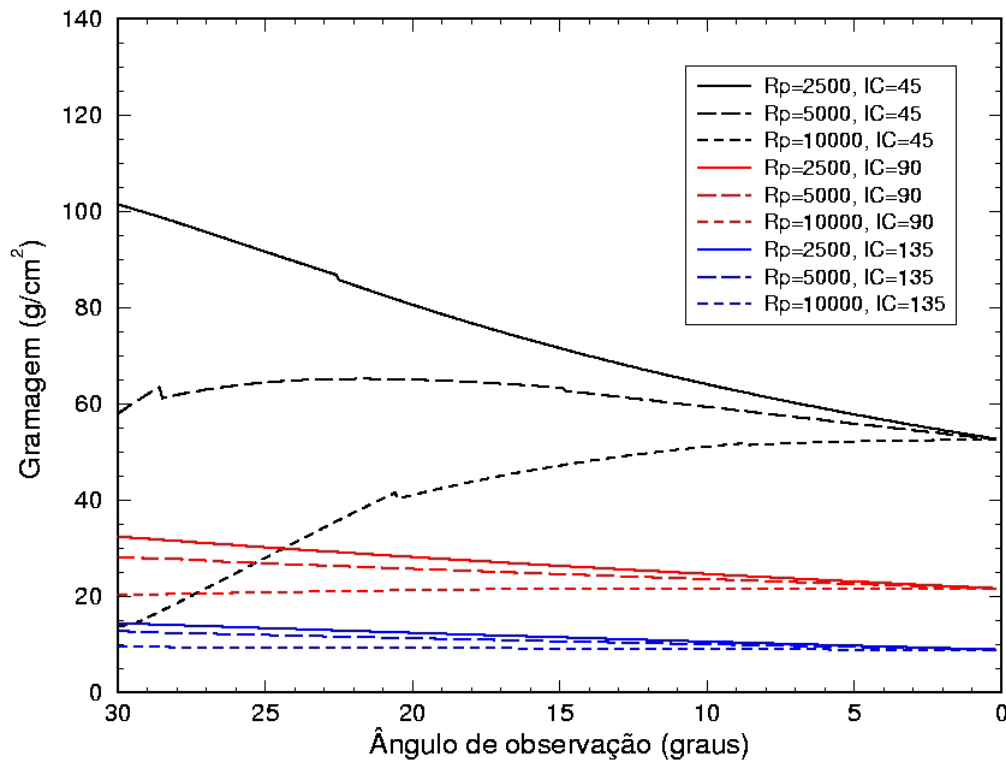


Figura 4.3 – Gramagem ΔX_{cf} associada ao deslocamento do chuva durante a produção de uma frente de luz, em termos do ângulo de observação, para combinações diversas da geometria e o detector situado em uma altitude de 1400m.

avaliar melhor tal efeito, são apresentadas a seguir as altitudes do chuveiro³⁷ referentes ao ângulo de observação de 30° e para valores crescentes de R_p , obtidos com base na figura 4.4 (adaptando-se, para isso, a equação (2.19)):

- 135° : 2746m, 4040m e 6628m;
- 90° : 2901m, 4344m e 7231m;
- 45° : 6423m, 11252m e 20912m;

quanto maiores as diferenças entre as altitudes, mais pronunciado o efeito da diminuição da densidade atmosférica sobre ΔX_{cf} , o que se verifica no último caso.

A convergência observada para uma mesma inclinação do chuveiro é natural, já que, com a diminuição do ângulo de observação, a diferença entre as altitudes, para dois valores de R_p , começa a reduzir; segundo a fórmula (2.21), o único termo dependente de R_p é a altitude inicial do trecho considerado (h_i), que tende a h_{obs} quando $\alpha \rightarrow 0^\circ$.

As “falhas” apresentadas pelas curvas coincidem com as altitudes (neste caso, 4km e 10km) que definem os limites entre camadas em que a atmosfera é dividida, para efeito de modelamento da variação da densidade com a altitude, e nas quais diferem os parâmetros b e c (equação (2.21)). As falhas devem, por isso, estar relacionadas aos trechos situados sobre os limites de camadas adjacentes.

Por fim, considerando que os chuveiros que mais interessam, ao se levar em conta a extensão lateral, são os mais próximos, e portanto com valores relativamente pequenos de R_p , a extensão longitudinal associada à formação de uma frente de luz se torna relevante, em especial para os chuveiros com inclinação inferior a 90° ; uma imagem instantânea de um chuveiro pode representar intervalos da ordem de 100 g/cm^2 , ou até mesmo valores superiores a isso, quando se considera o plano chuveiro-detector inclinado em relação à superfície.

O tamanho da imagem

A figura 4.4 apresenta, de forma esquemática, a observação da frente de luz gerada pelo movimento do chuveiro da posição $\overline{P_1 A_1}$ até $\overline{P_2 A_2}$, seguindo as mesmas suposições feitas no início desta subseção, a respeito da figura 4.1. O ângulo δ , que delimita a frente $\overline{A'_1 P_2}$, definiria o diâmetro angular da imagem na câmera, conforme mostra a figura, no caso do sistema óptico ser estigmático (associando uma imagem pontual a cada ponto da frente). Apesar das aberrações inerentes aos sistemas baseados em espelho esférico, como é o caso do detector de fluorescência, o valor de δ pode ser útil para dar uma idéia do tamanho da imagem, no caso de uma óptica de resolução muito boa, e de sua variação com o ângulo de observação e a geometria do chuveiro.

O diâmetro angular da frente de luz instantânea, que passará a representar, na sequência, o tamanho da imagem na câmera em um determinado instante, depende basicamente da sua distância ao detector (além, é óbvio, do tamanho da frente do chuveiro). Sendo assim, para valores iguais do

³⁷ Especificamente, a altitude da extremidade mais afastada de sua frente, na posição inicial para formação de uma certa frente de luz; é definida pelo ângulo de observação α . R_p é determinado em relação ao eixo do núcleo do chuveiro. Ver figura 4.4.

parâmetro de impacto R_p e um ângulo de observação fixo, os chuveiros que favorecem, a princípio, a observação da sua dimensão lateral são aqueles com ângulos de inclinação χ_0 mais altos; o efeito de R_p é claro, já que seu valor influencia diretamente a distância do chuveiro ao detector.

Na figura 4.4, d representa a medida do segmento $\overline{OA_1}$; segundo o triângulo OBA_1 , assume o valor:

$$d = \frac{R_p + D/2}{\sin(\chi_0 - \alpha)}. \quad (4.2)$$

A distância da frente de luz ao detector, representada pelo segmento $\overline{OA_1'}$, é dada por $d - \Delta s_{c,f}$, já que os segmentos $\overline{A_1A_1'}$ e $\overline{A_1A_2}$ são congruentes, de acordo com a análise feita para a figura 4.1. Com base no triângulo $OA_1'P_2$, tem-se, então, para o ângulo δ , a partir das equações (4.1) e (4.2), a expressão:

$$\delta = \arctan \left[\frac{D}{(R_p + D/2) \csc(\chi_0 - \alpha) - D \cot\left(\frac{\chi_0 - \alpha}{2}\right)} \right]. \quad (4.3)$$

A influência da geometria do chuveiro no tamanho da imagem pode ser analisada na figura 4.5, onde a variação do diâmetro δ em função do ângulo de observação α , de acordo com a equação (4.3), é mostrada para diversas combinações de parâmetros, tendo o chuveiro um diâmetro de 200m.

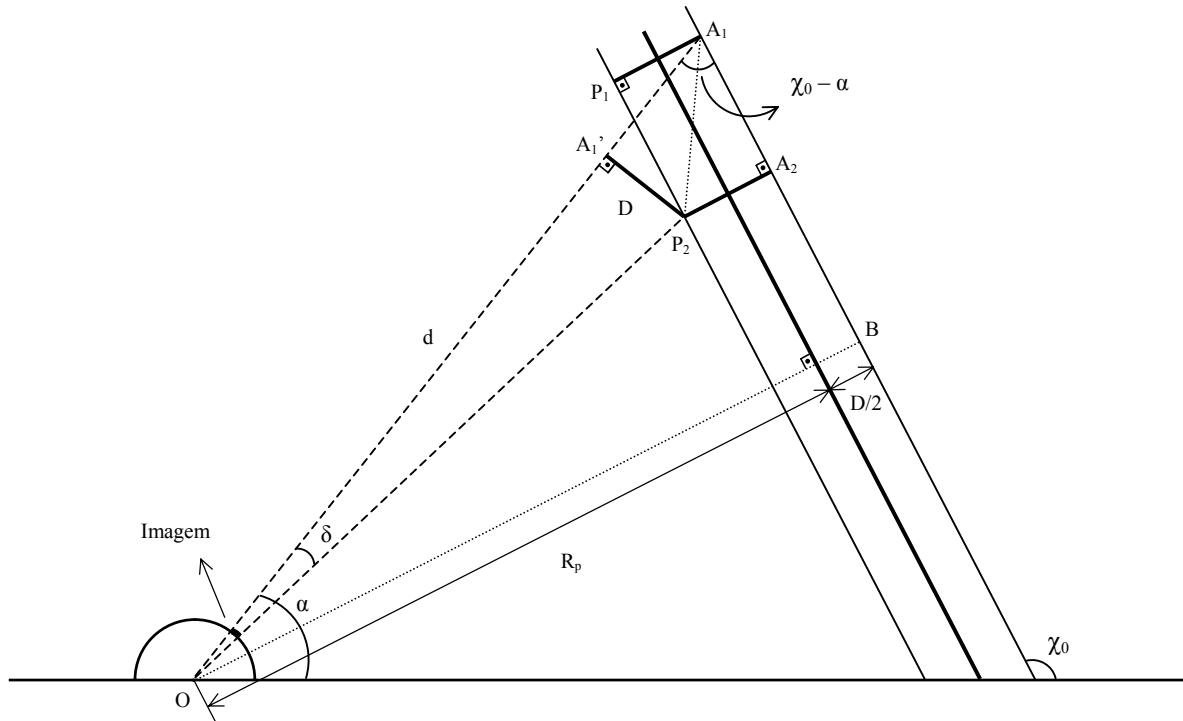


Figura 4.4 – Esquema do diâmetro angular da frente de luz e da imagem correspondente.

Para uma certa inclinação do chuveiro e um ângulo fixo de observação, nota-se, na figura 4.5-a, que o diâmetro δ é, na prática, inversamente proporcional ao parâmetro de impacto do chuveiro, o que era de se esperar, pois nessas circunstâncias δ deve variar na razão inversa da distância do chuveiro ao detector, que é quase proporcional a R_p .

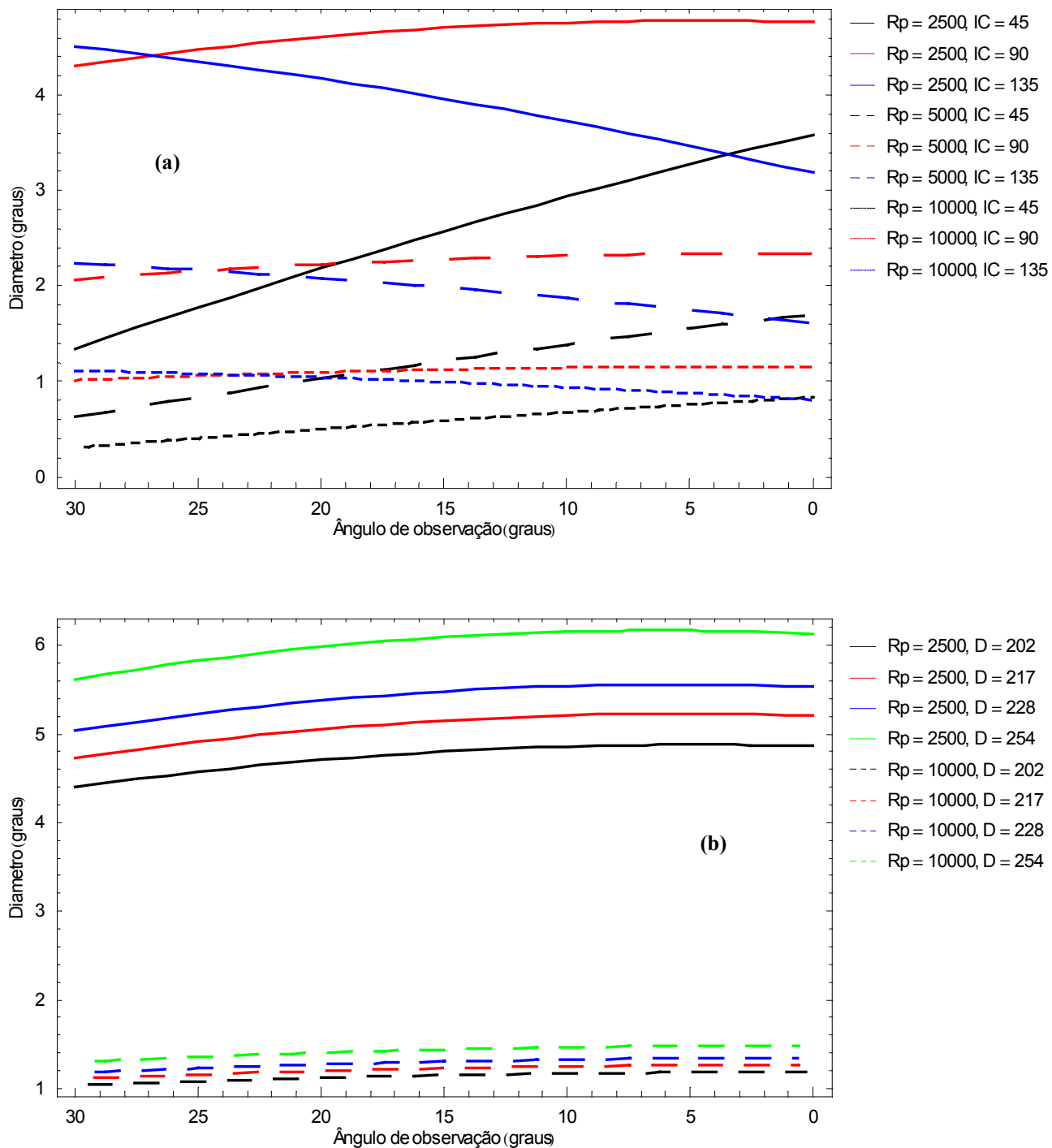


Figura 4.5 – Diâmetro angular da frente de luz instantânea, na visão do detector de fluorescência, em função do ângulo de observação. (a) Variação segundo diversas combinações de R_p e χ_0 , para um chuveiro com diâmetro de 200 m; (b) influência do diâmetro da frente, no caso de um chuveiro vertical com valores diferentes de R_p .

Quanto ao efeito do ângulo de inclinação χ_0 sobre δ e a sua variação ao longo da propagação do chuveiro, deve-se levar em conta a distância deste ao detector, e principalmente a sua posição em relação ao ponto de maior proximidade (ponto B, na figura 4.4); este fator indica não só a ocorrência de aproximação ou afastamento, que naturalmente leva ao aumento ou diminuição da imagem, mas também a rapidez com que a distância chuveiro-detector aumenta ou diminui.

Quando $\chi_0 < 90^\circ$, ocorre aproximação do chuveiro, mas ele se encontra inicialmente a uma distância relativamente grande (bem maior do que aconteceria no caso de inclinações maiores e o mesmo valor de R_p); isto leva a um valor inicial mais baixo para o diâmetro da imagem. Por outro lado, em virtude do deslocamento se dar ao longo de posições mais afastadas do ponto de maior proximidade, tendo em vista a inclinação da trajetória, ocorre uma redução mais rápida da distância, do que se observaria no caso de um chuveiro vertical (que também se aproxima do detector durante o seu movimento) e, portanto, uma taxa maior de aumento do ângulo δ , conforme atesta a figura 4.5-a.

Para inclinações acima de 90° , é necessário considerar o ângulo de emissão inicial β_{in} definido pelo valor máximo do ângulo de observação α ; β_{in} indica se o chuveiro começa a ser observado antes ou depois do ponto de maior aproximação B (para o qual se tem $\beta = 90^\circ$) e, portanto, se haverá aproximação seguida de afastamento ($\beta_{in} > 90^\circ$) ou apenas afastamento ($\beta_{in} < 90^\circ$), o que implica em uma influência adicional sobre o comportamento do diâmetro da imagem. No caso específico ilustrado na figura 4.5-a ($\chi_0 = 135^\circ$), o chuveiro apenas se afasta do detector, de modo que ocorre exatamente o contrário do que foi exposto no parágrafo anterior: δ apresenta um valor inicial bem maior, pois a disposição da trajetória faz com que o chuveiro esteja bem mais próximo do detector, no começo da observação, mas sofre redução com o tempo, em virtude do afastamento; tal redução, no entanto, se dá de forma menos acentuada, a uma taxa menor do que o aumento no caso anterior, por se tratar de posições relativamente próximas do ponto B.

A aproximação de um chuveiro com $\chi_0 = 135^\circ$ só seria observada para $\alpha > 45^\circ$; isto poderia ocorrer, se o plano chuveiro-detector fosse inclinado em relação à superfície. Para o intervalo angular de observação contemplado, chuveiros com inclinação compreendida entre 90° e 120° apresentariam uma aproximação inicial, seguida de afastamento, acarretando um crescimento inicial muito sutil no diâmetro da imagem para então sofrer ligeira redução.

Os chuveiros próximos da vertical apresentam os maiores valores de δ ao longo do intervalo de observação e a menor taxa de variação: a distância é menor e varia relativamente devagar para posições em torno do ponto B. Nota-se, na figura 4.5-a, que o chuveiro com 90° de inclinação reúne as características positivas dos outros dois casos: um valor inicial elevado, devido a uma distância inicial relativamente pequena, e crescimento subsequente em função da aproximação ao detector.

A influência do diâmetro da frente de um chuveiro vertical é ilustrada na figura 4.5-b. Os valores atribuídos a D representam as médias dos raios que concentram 90% do número de elétrons, apresentados no capítulo anterior, para cada uma das quatro combinações de composição e energia do primário; tem-se, respectivamente, próton / 10^{20} eV, próton / 10^{19} eV, ferro / 10^{20} eV e ferro / 10^{19} eV. Como o diâmetro δ é praticamente proporcional a D , seu valor chega a aumentar 25%, para um R_p fixo,

na suposição de que os valores de D retratem a extensão lateral “observável” pelo detector de fluorescência, o que se torna relevante.

Generalização para ângulo de inclinação qualquer do plano

A abordagem feita nesta subseção se limitou a um plano chuvaireto-detector perpendicular à superfície, o que tornou o ângulo de observação restrito à elevação angular máxima coberta pela visão do detector (no caso, 30°); o intervalo angular de observação foi, portanto, de 30° a 0° .

A consideração de uma inclinação do plano implica no acréscimo de um ângulo azimutal – formado entre a projeção horizontal do eixo e a reta que une o centro do detector ao ponto de impacto do chuvaireto na superfície – na caracterização da direção do chuvaireto relativa ao detector. Considerando fixo o ângulo χ_0 no interior do plano, o efeito da sua inclinação sobre o eixo do chuvaireto poderia ser descrito como uma rotação em torno da reta detector-ponto de impacto. Sendo assim, um chuvaireto com um ângulo de inclinação χ_0 , pertencente a um plano chuvaireto-detector inclinado, passa a ter um ângulo zenital maior (ou seja, é diminuído o ângulo formado com o plano horizontal) quando comparado a outro chuvaireto contido em um plano perpendicular ao solo, com a mesma inclinação no interior desse plano; isso aumenta a gramagem atravessada por ele ao longo de sua propagação, além de fazer com que seja observado por um intervalo angular maior, quando se leva em conta a limitação da cobertura angular do detector.

A seguir, será analisado, inicialmente, o aumento da extensão angular de observação com a inclinação do plano chuvaireto-detector. Tal inclinação é descrita pelo ângulo formado com o plano horizontal, a ser denotado por χ_p . Desse modo, a geometria do chuvaireto ficará definida por (χ_0, R_p, χ_p) .

A figura 4.6 apresenta um esquema que ilustra o ângulo máximo de observação ($\alpha_{m\acute{a}x}$) de um chuvaireto para uma determinada inclinação χ_p do plano chuvaireto-detector, considerando a limitação imposta pela elevação máxima coberta pelo campo visual do detector (representada por $\varepsilon_{m\acute{a}x}$).

Segundo o esquema, O é o centro do detector e a região da semi-esfera delimitada pelo ângulo $\varepsilon_{m\acute{a}x}$ simboliza o seu campo visual. $\alpha_{m\acute{a}x}$ é o ângulo entre os segmentos orientados $\overrightarrow{OP_1}$ e $\overrightarrow{OP_2}$, contidos no plano chuvaireto-detector e demarcando o intervalo angular de observação. O segmento $\overrightarrow{OP_2}$, perpendicular ao plano xy , é fixo, apontando para o ponto de impacto do chuvaireto; a variação da inclinação do plano provoca a rotação do segmento $\overrightarrow{OP_1}$, de comprimento R , em torno do eixo y , de modo que a sua extremidade percorra a circunferência de centro C , mantendo o ângulo $\alpha_{m\acute{a}x}$ “preso” ao limite estabelecido pelo ângulo $\varepsilon_{m\acute{a}x}$.

Quando $\chi_p = 90^\circ$, é possível notar na figura que $\alpha_{m\acute{a}x}$ assume o valor $\varepsilon_{m\acute{a}x}$; quando a inclinação do plano é tal que o ponto P_I passa a coincidir com o ponto D (χ_p igualando-se a $\varepsilon_{m\acute{a}x}$), $\alpha_{m\acute{a}x} = 90^\circ$: o segmento $\overrightarrow{OD}$ pertence ao plano xy , sendo portanto perpendicular a $\overrightarrow{OP_2}$.

Assumindo a existência de um terceiro eixo na posição indicada pelo segmento $\overrightarrow{OP_2}$, ter-se-ia o eixo z , e os ângulos $\alpha_{m\acute{a}x}$ e χ_p poderiam ser interpretados, respectivamente, como as coordenadas zenital e azimutal do sistema de coordenadas esféricas. Isso permite escrever, para a coordenada y do ponto P_I :

$$y = R \sen \alpha_{m\acute{a}x} \sen \chi_p. \quad (4.4)$$

Por outro lado, tomando como base o triângulo OCP_I , y pode ser expresso por:

$$y = R \cos (90 - \varepsilon_{m\acute{a}x}) = R \sen \varepsilon_{m\acute{a}x}. \quad (4.5)$$

Igualando-se as expressões (4.4) e (4.5), obtém-se o ângulo máximo de observação $\alpha_{m\acute{a}x}$:

$$\alpha_{m\acute{a}x} = \arcsen \left(\frac{\sen \varepsilon_{m\acute{a}x}}{\sen \chi_p} \right). \quad (4.6)$$

Convém observar que a equação (4.6) reproduz os casos particulares acima comentados.

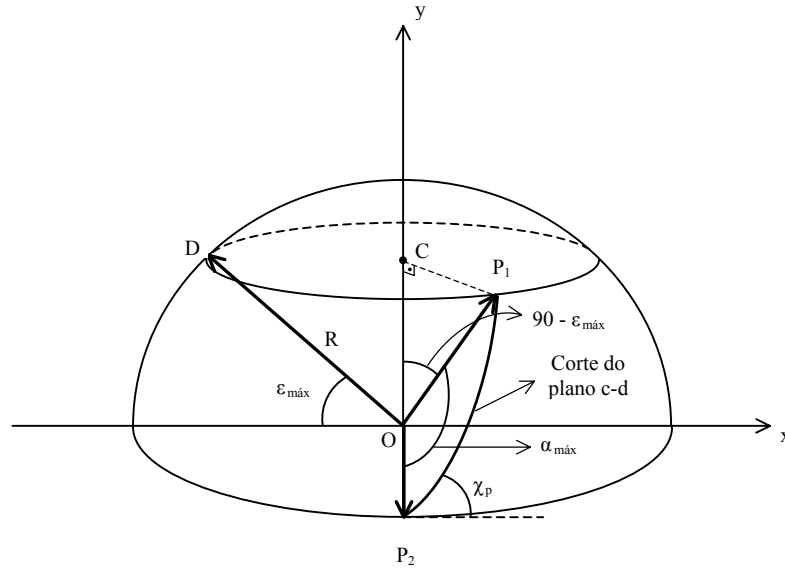


Figura 4.6 – Campo visual de um detector de fluorescência limitado por uma elevação angular dada por $\varepsilon_{m\acute{a}x}$, e o ângulo máximo de observação $\alpha_{m\acute{a}x}$ de um chuveiro para uma determinada inclinação χ_p do plano chuveiro-detector.

Tratar-se-á, agora, da determinação do ângulo zenital do chuveiro, a partir dos ângulos χ_0 e χ_p . No caso em que o plano chuveiro-detector é perpendicular ao solo, $\theta = |\chi_0 - 90^\circ|$.

A geometria de um chuveiro com o plano chuveiro-detector inclinado, formando um ângulo χ_p com a superfície, se encontra esquematizada na figura 4.7. O chuveiro, representado por C , apresenta agora um ângulo azimutal ϕ (definido em relação à reta que une o ponto de impacto I ao centro O do detector) e tem suas projeções no plano horizontal e na base do plano chuveiro-detector dadas respectivamente por C' e C'_p ; a projeção $\Delta s_c'$ de seu deslocamento até o ponto de impacto na superfície é representada pelo segmento $\overline{C'I}$, de modo que se pode escrever:

$$\Delta s_c' = \Delta s_c \sen \theta. \quad (4.7)$$

A partir do triângulo $CC'C_p$, é possível observar que a altura h em que se encontra o chuveiro se relaciona com a sua altura h_p no interior do plano chuveiro-detector através da equação:

$$h = h_p \sen \chi_p. \quad (4.8)$$

Fazendo-se uso das equações (4.7) e (4.8), podem ser obtidas dos triângulos $CC'I$, $CC_p'I$ e $C_p'C'I$, respectivamente, as expressões:

$$\cos \theta = \frac{h_p \sen \chi_p}{\Delta s_c} \quad (4.9)$$

$$\sen \chi_0 = \frac{h_p}{\Delta s_c}, \quad (4.10)$$

e

$$\sen \varphi = \frac{h_p \cos \chi_p}{\Delta s_c \sen \theta}. \quad (4.11)$$

Dividindo-se a equação (4.9) pela equação (4.10), chega-se finalmente à expressão para o ângulo zenital, em função dos ângulos χ_0 e χ_p :

$$\theta = \arccos (\sen \chi_0 \sen \chi_p). \quad (4.12)$$

Para $\chi_p = 90^\circ$, a equação acima conduz a $\cos \theta = \sen \chi_0$, o que apresenta duas alternativas:

1. $\theta + \chi_0 = 90^\circ \rightarrow \theta = 90^\circ - \chi_0$, que retrata o caso de um chuveiro com inclinação inferior a 90° (aproximando-se do detector);
2. $\theta + (180^\circ - \chi_0) = 90^\circ \rightarrow \theta = \chi_0 - 90^\circ$, verdadeiro na situação em que o chuveiro possui inclinação superior a 90° ;

demonstrando que a equação (4.12) reproduz, corretamente, o caso particular de um plano chuveiro-detector perpendicular ao solo.

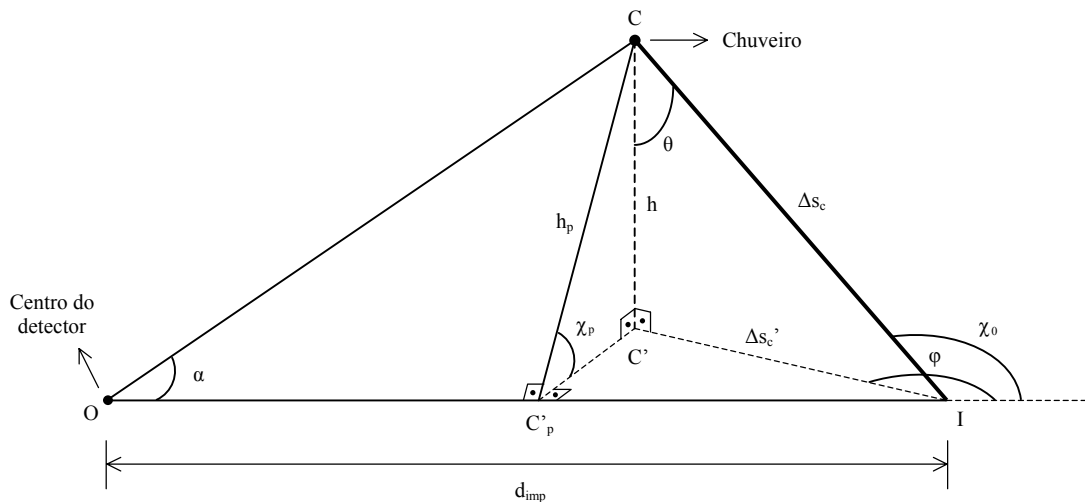


Figura 4.7 – Esquema da geometria de um chuveiro com um ângulo azimutal φ ; o plano chuveiro-detector se encontra inclinado segundo um ângulo χ_p .

É possível, ainda, estabelecer um conjunto de equações que possibilite relacionar os parâmetros χ_0 , R_p e χ_p com a distância do ponto de impacto do chuveiro ao centro do detector (d_{imp}) e os ângulos zenital θ e azimutal φ . A primeira delas é dada pela expressão (4.12). Dividindo-se (4.9) por (4.11), obtém-se uma segunda relação:

$$\frac{\cot \theta}{\sin \varphi} = \tan \chi_p ; \quad (4.13)$$

e a partir da figura 4.4, pode-se deduzir a relação entre R_p e d_{imp} :

$$R_p = d_{imp} \sin \chi_0 . \quad (4.14)$$

As equações (4.12)-(4.14) permitem que, dado o conjunto $(d_{imp}, \theta, \varphi)$ de parâmetros que definem a trajetória de um chuveiro, obtenha-se (χ_0, R_p, χ_p) e vice-versa.

Cabe, agora, reapresentar os comportamentos de Δs_{cf} , ΔX_{cf} e δ com o ângulo de observação, mostrado nas figuras 4.2, 4.3 e 4.5, levando em consideração chuveiros com inclinação azimutal (o que é equivalente a $\chi_p \neq 90^\circ$). No primeiro e no terceiro caso, o efeito será apenas o aumento do intervalo angular de observação, permitindo a análise da variação dessas grandezas para valores de α acima de 30° ; com relação a ΔX_{cf} , no entanto, além disso, há o aumento do ângulo zenital, dado um ângulo χ_0 fixo, que resulta na diminuição do ângulo que o chuveiro forma com a superfície e consequentemente em posições de menor altitude para os mesmos valores de α , acarretando aumento em ΔX_{cf} .

Considerar-se-á, para o plano, uma inclinação de 30° ; a elevação máxima coberta pelo campo visual continuará sendo de 30° . Segundo a equação (4.6), tais valores levam a $\alpha_{máx} = 90^\circ$. Além do limite decorrente exclusivamente do campo visual do detector, outras restrições serão impostas:

- a) profundidade mínima de 100 g/cm^2 ao longo da direção de propagação – valores muito altos de α tendem a “atingir” o chuveiro em altitudes muito elevadas, nas quais o desenvolvimento do chuveiro é insuficiente para torná-lo observável para um detector de fluorescência;
- b) distância máxima de 40 km do chuveiro ao detector – alcance visual para um detector de fluorescência de ótima resolução, operando sob condições atmosféricas e de luz de fundo mínima favoráveis; é capaz de afetar principalmente chuveiros com inclinação inferior a 90° .

Há de se considerar, também, que a observação só se torna possível para $\alpha < \chi_0$, já que a direção de observação deve “interceptar” o chuveiro; um grande intervalo angular de observação acaba não sendo aproveitado no caso de chuveiros de inclinação χ_0 pequena.

As figuras 4.8, 4.9 e 4.10 apresentam, respectivamente, o deslocamento do chuveiro e a gramagem correspondente, necessários para a formação de uma frende luz, assim como o diâmetro angular ideal da imagem no detector, em função do ângulo de observação.

Na figura 4.8, o intervalo de 30° a 0° reproduz, exatamente, o comportamento exibido na figura 4.2, reconstituindo as mesmas condições de distância do chuveiro ao detector. Ocorre, portanto,

uma extensão para ângulos de observação maiores, na qual se verifica um crescimento muito acelerado, o que é característico da função co-tangente que define Δs_{cf} : a expressão tende ao infinito para $\alpha \rightarrow \chi_0$; isto reflete o aumento da dificuldade para o emparelhamento dos fótons quando β tende a zero, pois a direção de propagação da frente de luz se aproxima à do chuva. Tal resultado parece agravar as conclusões já obtidas com a análise da figura 4.2; deve-se ponderar, no entanto, que valores cada vez mais altos de α significam altitudes maiores e, no caso de $\chi_0 < 90^\circ$, distâncias grandes do chuva ao detector, envolvendo condições que comprometem o diâmetro da imagem obtida.

Os maiores valores de α , nesta figura, referem-se a $R_p = 2500\text{m}$; os valores podem diminuir com o aumento de R_p , conforme se pode verificar nas duas outras figuras.

Quanto à gramagem atravessada pelo chuva na formação de uma frente de luz, pode-se notar, comparando-se as figuras 4.3 e 4.9-b (onde se limita a observação a $\alpha < 30^\circ$), o aumento de ΔX_{cf} antecipado acima, que chega inclusive a alterar o comportamento para R_p igual a 5000m e 10000m: a redução na altitude para valores iguais de α é grande o suficiente para retardar a influência da densidade atmosférica sobre ΔX_{cf} , levando a um aumento para $R_p = 10000\text{m}$ e acelerando o crescimento no caso em que $R_p = 5000\text{m}$. Os máximos exibidos em 4.9-a traduzem o efeito destacado ao se tratar da figura 4.8, exigindo ângulos de observação maiores (e portanto posições mais elevadas) para que a diminuição da densidade atmosférica provocasse redução em ΔX_{cf} .

Na figura 4.10, de forma semelhante à 4.8, a inclinação do plano chuva-detector apenas estende a observação para valores maiores de α , impossibilitada antes pelo corte imposto em 30° com

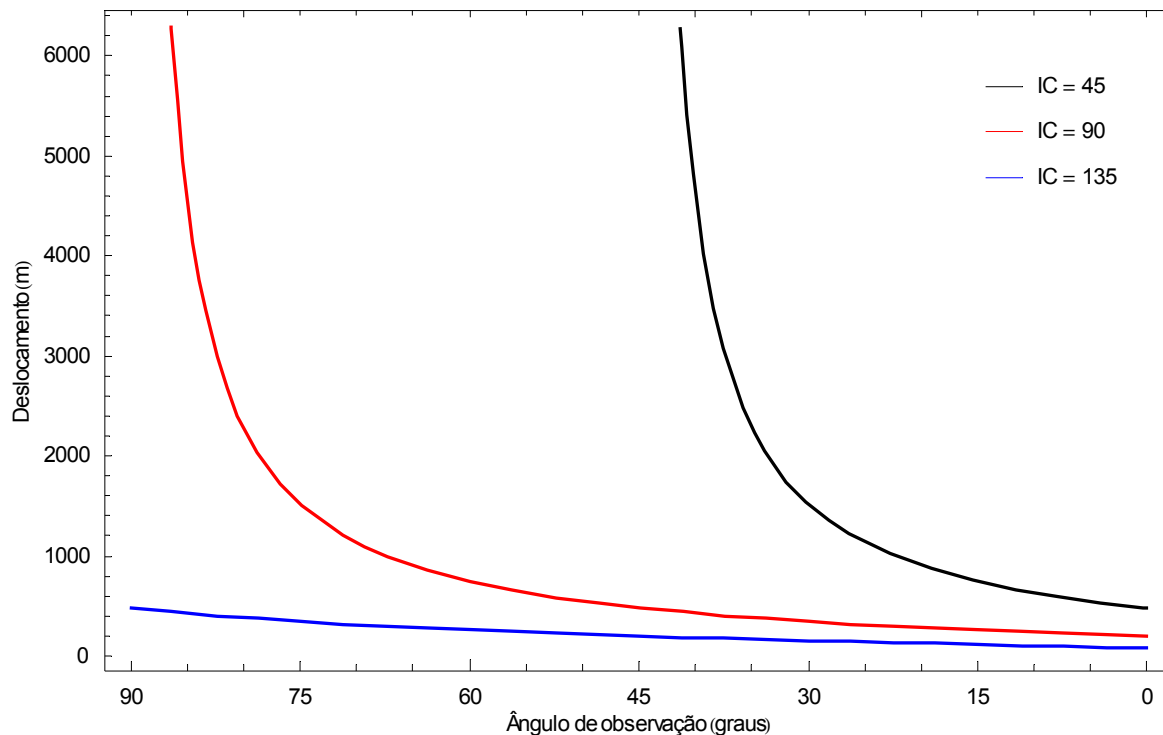


Figura 4.8 – Reapresentação do deslocamento do chuva na formação de uma frente de luz, para uma inclinação de 30° do plano chuva-detector.

$\chi_0 = 90^\circ$. Fica evidente, agora, que os comportamentos para cada inclinação χ_0 são idênticos, a menos de uma traslação ao longo do eixo horizontal: a equação (4.3), para valores fixos de R_p e D , depende apenas de $(\chi_0 - \alpha)$.

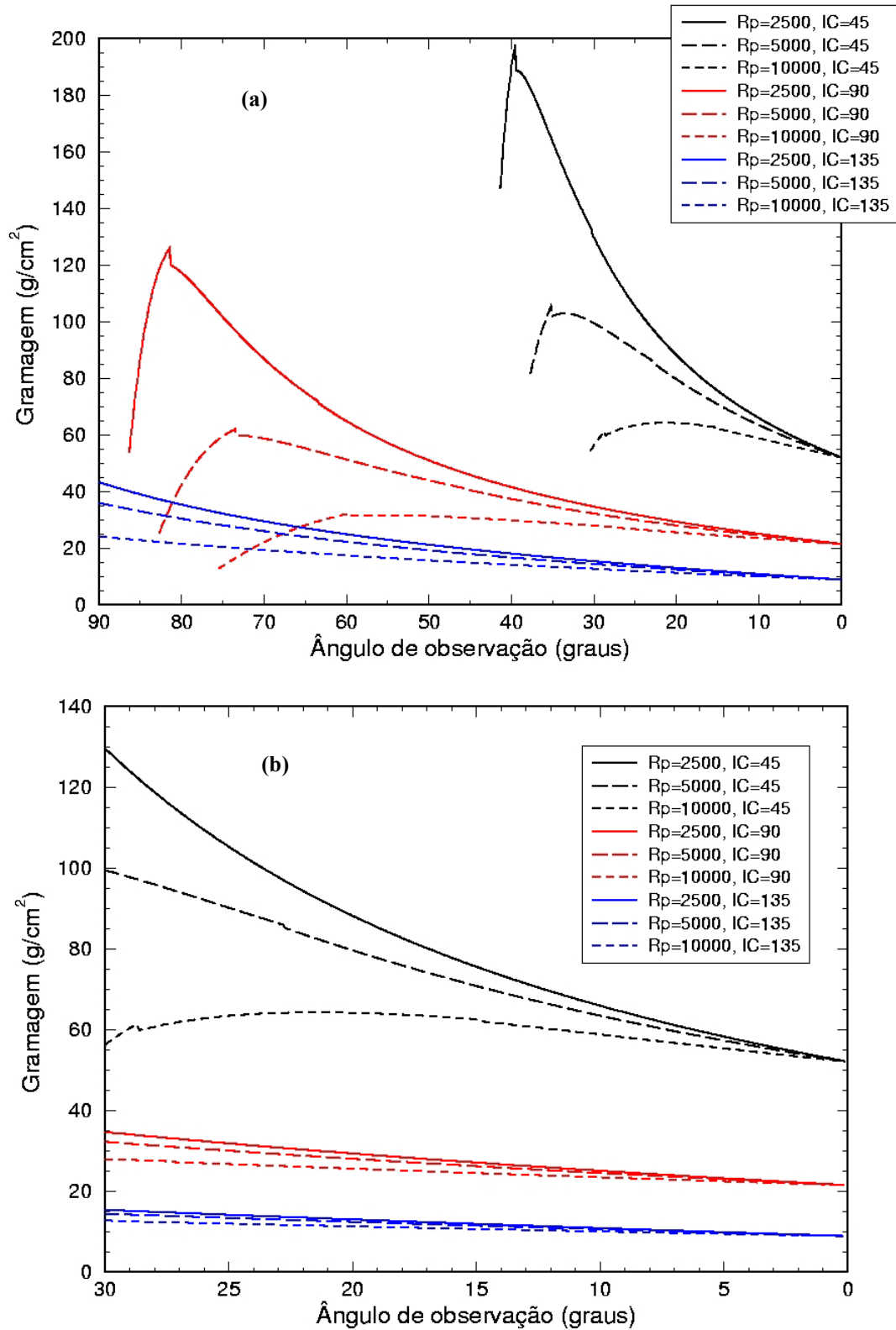


Figura 4.9 – Gramagem ΔX_{cf} associada ao deslocamento necessário para a formação de uma frente de luz, considerando agora 30° de inclinação do plano chuvaire-detector. (a) Intervalo de observação completo; (b) restrição da observação para $\alpha < 30^\circ$.

Destaca-se, aqui, o caso em que $\chi_0 > 90^\circ$, já que se torna possível para os chuveiros com tal inclinação a observação da passagem pelo ponto de maior aproximação ao detector.

Convém ressaltar que todas as análises feitas acima dizem respeito a uma frente “instantânea”. Há de se considerar, ainda, o tempo de integração do sinal no detector, durante o qual ocorre deslocamento da imagem, o que provoca o seu alongamento na direção do movimento e aumenta a extensão longitudinal da trajetória do chuveiro por ela retratada. Isto será abordado na seção seguinte.

4.3. Considerações sobre a possibilidade de estudo da distribuição lateral via fluorescência

Sommers [2], ao ventilar a possibilidade de investigação da distribuição lateral de chuveiros com um detector de fluorescência, sugeriu como procedimentos possíveis a adoção de *pixels* pequenos, a fim de caracterizar um “instantâneo” da imagem produzida pelo chuveiro, e o estudo da imagem por meio de sua transição entre pixels adjacentes, mediante o uso do tempo de integração do sinal favorecido por uma eletrônica do tipo FADC.

Tais idéias serão analisadas nesta seção, a partir do exame da cinemática de um chuveiro, tendo em vista o esquema geométrico descrito ao longo deste capítulo.

Antes de dar sequência, no entanto, será revisada a abordagem tratada na seção 2.2.2, a fim de se estabelecer expressões cinemáticas mais gerais, válidas para um deslocamento angular qualquer; as equações (2.16), (2.17) e (2.23) tratavam do tempo gasto pela imagem ao atravessar um pixel de

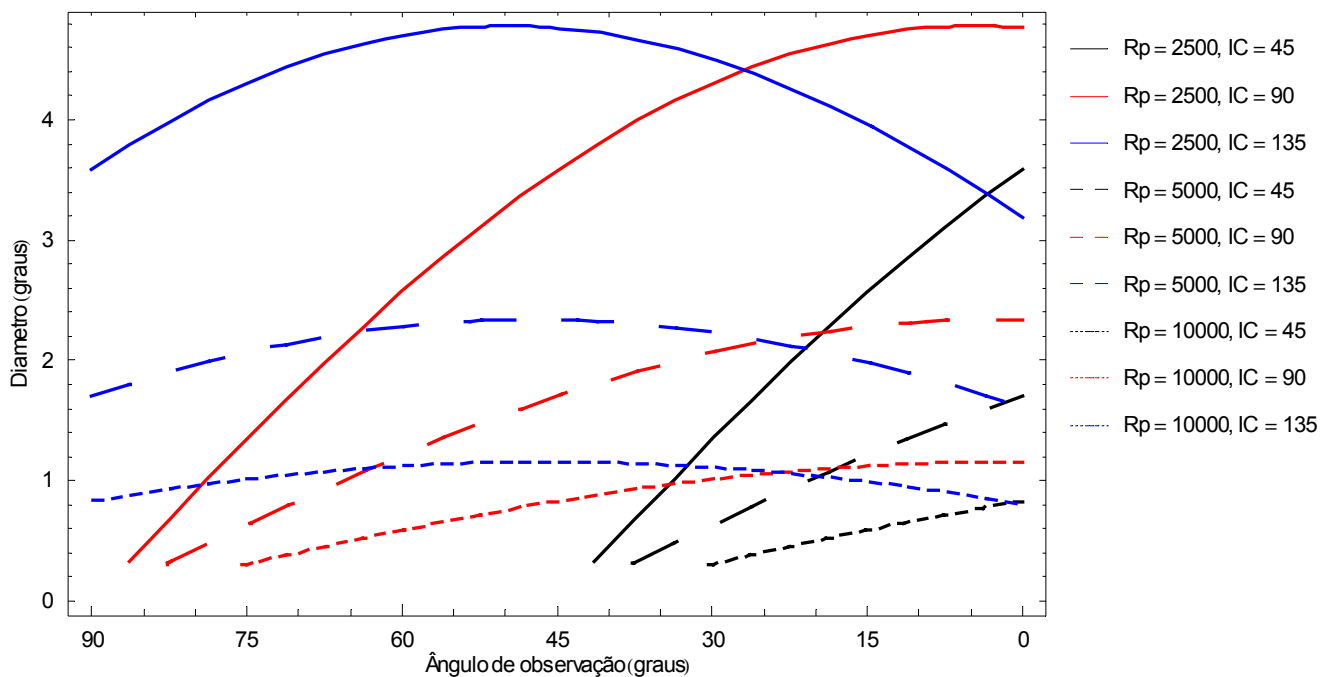


Figura 4.10 – Nova apresentação do diâmetro angular da frente de luz instantânea, com plano chuveiro-detector inclinado segundo um ângulo de 30° .

diâmetro d e o deslocamento do chuveiro dentro de seu campo visual, supondo-se d muito pequeno para justificar uma aproximação.

A figura 4.11 apresenta, de forma esquematizada, um chuveiro *no interior do plano chuveiro-detector*. Mostrou-se, na seção 2.2.2, que o instante de chegada, no detector, da luz proveniente do chuveiro pode ser expresso por:

$$t_i = t_B + \frac{R_p}{c} \tan\left(\frac{\chi_0 - \alpha}{2}\right), \quad (4.15)$$

sendo t_B o instante de passagem do chuveiro pelo ponto mais próximo (B) do detector. Sendo assim, o intervalo de tempo necessário para a imagem do chuveiro sofrer um deslocamento $\Delta\alpha$, correspondendo na figura ao movimento do chuveiro de C_1 para C_2 , é dado por:

$$\Delta t_i = \frac{R_p}{c} \left[\tan\left(\frac{\beta + \Delta\alpha}{2}\right) - \tan\left(\frac{\beta}{2}\right) \right], \quad (4.16)$$

Usando-se a identidade:

$$\tan x - \tan y = \frac{\sin(x - y)}{\cos x \cos y},$$

a equação (4.16) passa a assumir a forma:

$$\Delta t_i = \frac{R_p}{c} \frac{\sin \frac{\Delta\alpha}{2}}{\cos\left(\frac{\beta + \Delta\alpha}{2}\right) \cos\left(\frac{\beta}{2}\right)}. \quad (4.17)$$

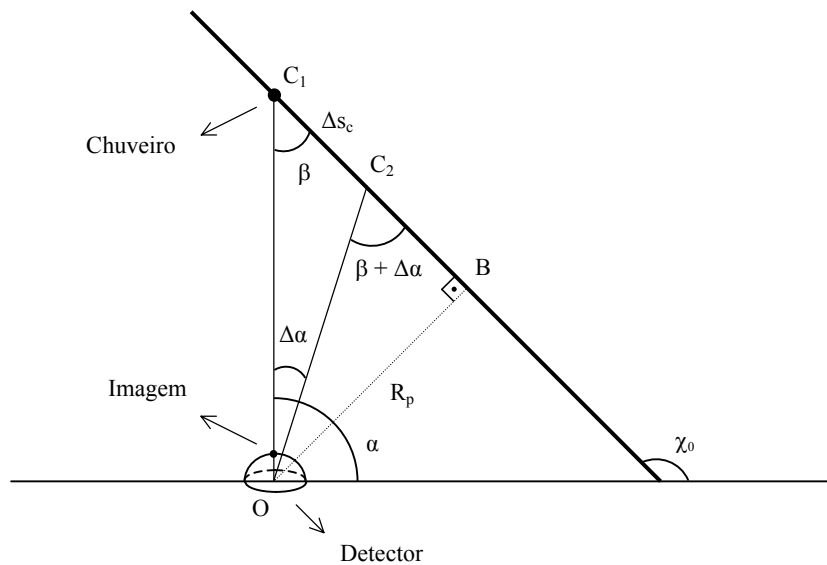


Figura 4.11 – Esquema da geometria de um chuveiro, a partir do plano chuveiro-detector.

Observando-se o triângulo C_1BO , é possível notar que a distância do chuveiro ao ponto B é igual a:

$$\Delta s = \frac{R_p}{\tan \beta},$$

o que permite escrever para o deslocamento Δs_c , correspondente ao ângulo $\Delta\alpha$:

$$\Delta s_c = \frac{R_p}{\tan \beta} - \frac{R_p}{\tan(\beta + \Delta\alpha)} = R_p \left[\frac{\cos \beta \sin(\beta + \Delta\alpha) - \cos(\beta + \Delta\alpha) \sin \beta}{\sin \beta \sin(\beta + \Delta\alpha)} \right]$$

que, segundo a identidade $\sin(x - y) = \sin x \cos y - \sin y \cos x$, se torna finalmente:

$$\Delta s_c = R_p \frac{\sin \Delta\alpha}{\sin(\beta + \Delta\alpha) \sin \beta}. \quad (4.18)$$

Para $\Delta\alpha$ muito pequeno, as equações (4.17) e (4.18) se reduzem, respectivamente, a (2.16) e (2.17).

4.3.1. Determinação “estática” – câmera com *pixels* pequenos

Conforme foi observado na seção anterior, o diâmetro da imagem ideal pode atingir alguns graus, dependendo da proximidade do chuveiro ao detector e de seu diâmetro.

A detecção de um “instantâneo” da imagem utilizando-se *pixels* com um diâmetro pequeno permitiria, para cada um, coletar a luz proveniente de uma região específica da frente do chuveiro, tornando possível, a princípio, caracterizar a sua distribuição lateral a partir dos sinais registrados pelo conjunto de fotomultiplicadoras acionadas em um determinado instante.

Na figura 4.5-a, por exemplo, para um chuveiro vertical ($\chi_0 = 90^\circ$ e $\chi_p = 90^\circ$) com um diâmetro de 200m, atingindo o solo a 2.5 km do detector, o diâmetro da imagem assumiria valores no intervalo de 4 a 5 graus, correspondendo a distâncias do chuveiro variando de 2.9km a 2.5km, no caso de uma elevação máxima de observação de 30° . Supondo a câmera do detector constituída por *pixels* com um diâmetro de 0.5° , uma imagem de 4° seria registrada, em um dado instante, por um número de fotomultiplicadoras da ordem de 60, sendo que cada uma delimitaria uma porção do chuveiro com 25m de diâmetro.

Além da necessidade de se ter, de fato, uma razão diâmetro da imagem / diâmetro do *pixel* suficientemente grande, a fim de tornar viável o estudo da distribuição lateral a partir da imagem, um outro aspecto precisa ser considerado: a imagem é sempre registrada dentro de uma janela temporal definida pela eletrônica.

No caso dos detectores de fluorescência do Observatório Auger, por exemplo, a eletrônica FADC adotada impõe um intervalo de tempo $\Delta t_{is} = 100$ ns para a integração do sinal; isto impede a determinação de um “instantâneo” da frente de luz: a imagem final fica sujeita a um “alongamento” no sentido do movimento. Desse modo, ao invés de definir uma área da frente com tamanho

correspondente ao seu diâmetro, a maior parte dos *pixels* definirá um pedaço com uma extensão longitudinal maior, em decorrência do deslocamento angular sofrido pela imagem no tempo Δt_{is} .

Na seção anterior, discutiu-se o diâmetro da imagem instantânea. Será levado em conta, agora, o deslocamento da imagem no tempo de integração do sinal.

O comportamento do deslocamento angular da imagem, em um intervalo de tempo fixo, é na prática reduzido ao da velocidade angular (figura 2.22), já que esta varia lentamente ao longo da propagação; destaca-se, aqui, o aumento devido à diminuição do ângulo de inclinação χ_0 e a diminuição provocada pelo aumento do parâmetro de impacto. Por outro lado, um simples argumento geométrico mostra que o deslocamento do chuveiro correspondente a $\Delta\alpha$ aumenta com a distância (e portanto com o aumento de R_p).

Para um determinado Δt_{is} , o deslocamento angular $\Delta\alpha$ pode ser obtido a partir da equação (4.16):

$$\Delta\alpha = -\beta + 2 \arctan \left[\frac{c \Delta t_{is}}{R_p} + \tan \left(\frac{\beta}{2} \right) \right]. \quad (4.19)$$

A figura 4.12 compara o diâmetro angular δ da imagem (representado pela linha tracejada) com o valor resultante do acréscimo do seu deslocamento angular $\Delta\alpha$ durante o tempo $\Delta t_{is} = 100$ ns. Considerou-se uma inclinação de 90° para o plano chuveiro-detector, e dois valores de R_p : (a) 2500m; e (b) 5000m. $\Delta\alpha$ foi calculado tomando-se, como referência, o movimento da extremidade mais próxima da frente do chuveiro em sua posição final, após a formação de uma frente de luz (ponto P_2 na figura 4.4); adotou-se, portanto, na equação (4.19) $R_p' \rightarrow R_p - D/2$.

É possível notar que o efeito aumenta com a diminuição da inclinação do chuveiro, tornando-se relativamente alto no caso de ângulos agudos, conforme se deveria esperar, tendo em vista o comportamento da velocidade angular. Nota-se, por exemplo, que para $R_p = 2500$ m e $\chi_0 = 45^\circ$, a extensão longitudinal da imagem registrada chega a dobrar quando a observação ocorre sob um ângulo de 30° ; ou seja, o deslocamento angular se iguala ao diâmetro da imagem.

Ademais, percebe-se que $\Delta\alpha$ é praticamente uniforme ao longo da propagação do chuveiro; verifica-se uma redução sutil, um pouco mais acentuada para valores maiores de χ_0 , que também decorre do comportamento da velocidade angular.

Quanto à influência do parâmetro de impacto, nota-se para inclinações iguais um valor absoluto menor quando R_p aumenta (figura 4.12-b), fruto da redução da velocidade angular. Contudo, o valor relativo ao diâmetro δ pode ser ainda maior; nesse caso, deve-se considerar que o aumento de R_p também reduz δ .

É interessante analisar, também, a extensão longitudinal do chuveiro associada à imagem “final” – incorporando o deslocamento do chuveiro correspondente a $\Delta\alpha$ ao valor relativo à formação de uma frente (Δs_{cf} , figura 4.2), representado pela linha tracejada inferior. Seu comportamento se encontra ilustrado na figura 4.13, em condições similares à da figura anterior.

O efeito se mostra relevante para inclinações menores do chuveiro; por outro lado, a influência do parâmetro de impacto é pequena – estudando-se a variação com R_p , para um ângulo de observação fixo, notou-se que a partir de $R_p = 1500\text{m}$ o crescimento tornou-se cada vez menor, tendendo a um valor constante.

Em ambos os casos, reflete-se a influência do aumento da distância do chuveiro ao detector, apontado acima: o deslocamento do chuveiro delimitado por um determinado ângulo deve aumentar com a distância. Com relação a R_p , pode-se concluir que à medida que seu valor aumenta, os efeitos da redução da velocidade angular e do aumento da distância sobre $\Delta\alpha$ e a distância do chuveiro ao detector, respectivamente, tendem a se equilibrar.

Conclui-se, finalmente, que o tempo de integração do sinal tende a “deformar” consideravelmente a imagem no sentido longitudinal, principalmente no caso de $\chi_0 < 90^\circ$.

Isso torna a observação da distribuição lateral, com o procedimento discutido nesta subseção, bastante complexa, levando-se em conta que:

- os *pixels* representarão extensões laterais diferentes, dependendo da posição ao longo da direção do movimento da imagem, principalmente aqueles mais afastados do centro, que terão sua capacidade de observação limitada por uma das extremidades da imagem (*pixels* que ficam fora da imagem nos instantes inicial e final do deslocamento); os mais centralizados identificarão faixas da frente do chuveiro de maior extensão, por se encontrarem no “interior” da imagem em todo o seu movimento;
- as faixas da frente do chuveiro observadas por *pixels* próximos se interpenetrarão (*pixels* anteriores enxergam parte das faixas correspondentes àqueles que estão à frente), e de modo diferente, dependendo de suas posições relativas à imagem.

A fim de atenuar tais efeitos, tornar-se-ia necessária uma redução significativa do tempo de integração do sinal.

Nota-se, igualmente, que a extensão longitudinal do chuveiro representada pela imagem registrada na câmera também se torna apreciável, aumentando para valores de χ_0 cada vez menores. Isto vale, também, para a análise do segundo procedimento, a ser feita na sequência.

4.3.2. Determinação dinâmica – o “fatiamento temporal” da imagem

O aumento da dimensão da imagem com a proximidade do chuveiro ao detector, estudado na seção 4.2, pode tornar muito significativo o tempo de passagem de um *pixel* a outro, quando comparado ao tempo de integração do sinal em uma eletrônica do tipo FADC. Na figura 4.12-a, por exemplo, observa-se que o deslocamento angular em um tempo de 100 ns chega a assumir valores pequenos, da ordem de décimos de grau; sendo assim, o tempo associado a um deslocamento de alguns graus pode ser várias vezes maior.

Tal fato pode permitir que, fazendo-se uso de medidas sucessivas do sinal em intervalos de tempo definidos por uma eletrônica FADC, durante a passagem da imagem pelo limite de *pixels*

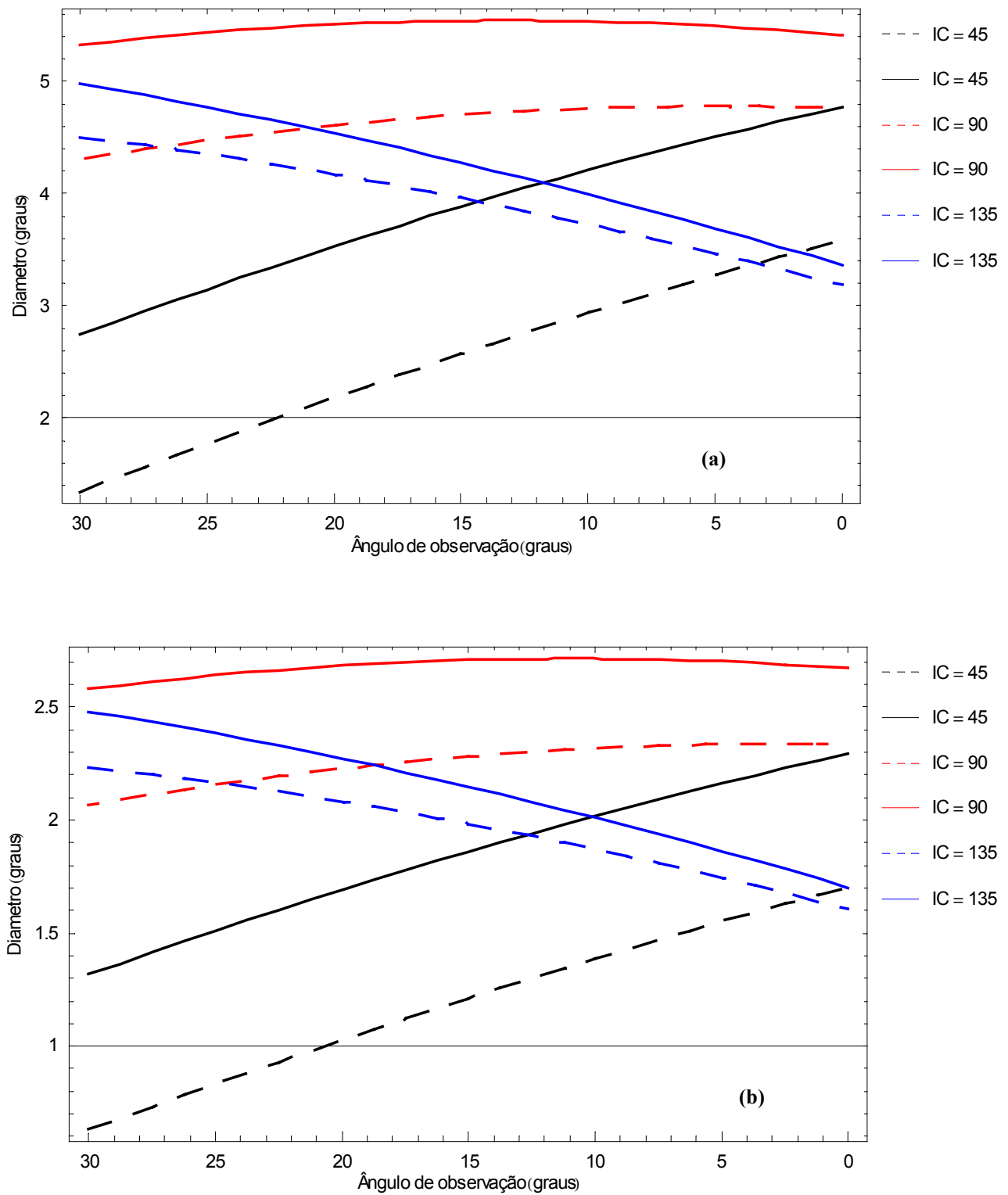


Figura 4.12 – Influência do tempo de integração do sinal no diâmetro “longitudinal” da imagem. As linhas tracejadas se referem ao valor do diâmetro δ da imagem instantânea. (a) $R_p = 2500\text{m}$; (b) $R_p = 5000\text{m}$.

adjacentes, seja possível estudar a distribuição lateral de um chuvaire, inferindo-se o número de partículas carregadas para diversas “fatias” de sua frente. As imagens devem apresentar, neste caso, diâmetros da ordem do diâmetro dos *pixels*.

Na sequência, será investigado o tempo necessário para a imagem realizar tal passagem. Em termos práticos, procurou-se determinar o tempo gasto para a imagem sofrer um deslocamento igual ao seu diâmetro em um dado instante; mais especificamente, o tempo que leva para a extremidade mais afastada da frente, em sua posição inicial (ponto A_1 , figura 4.4) sofrer um deslocamento delimitado pelo ângulo δ , de modo que a direção da reta $\overrightarrow{OA_1}$ se iguale à da reta $\overrightarrow{OP_2}$. Nesta análise, desprezou-se a variação do diâmetro δ da frente durante o deslocamento.

Tal tempo naturalmente depende do *diâmetro angular* δ da frente de luz (que por sua vez depende da distância do chuvaire ao detector e do diâmetro da frente do chuvaire) e da *velocidade angular* da imagem na câmera. Para um melhor exame da distribuição lateral por meio das “fatias” obtidas da frente do chuvaire, deve-se exigir que esse tempo seja suficientemente maior que o tempo de integração do sinal.

Na figura 4.14, o tempo de transição entre *pixels* é mostrado para diversos conjuntos de parâmetros da geometria do chuvaire (R_p e χ_0) e valores do diâmetro D da frente do chuvaire; considerou-se $\chi_p = 90^\circ$.

A princípio, observa-se na figura 4.14-a, para um valor fixo de D (200m), que o tempo é tanto maior quanto maior é a inclinação χ_0 do chuvaire. Tal comportamento parece indicar que a velocidade

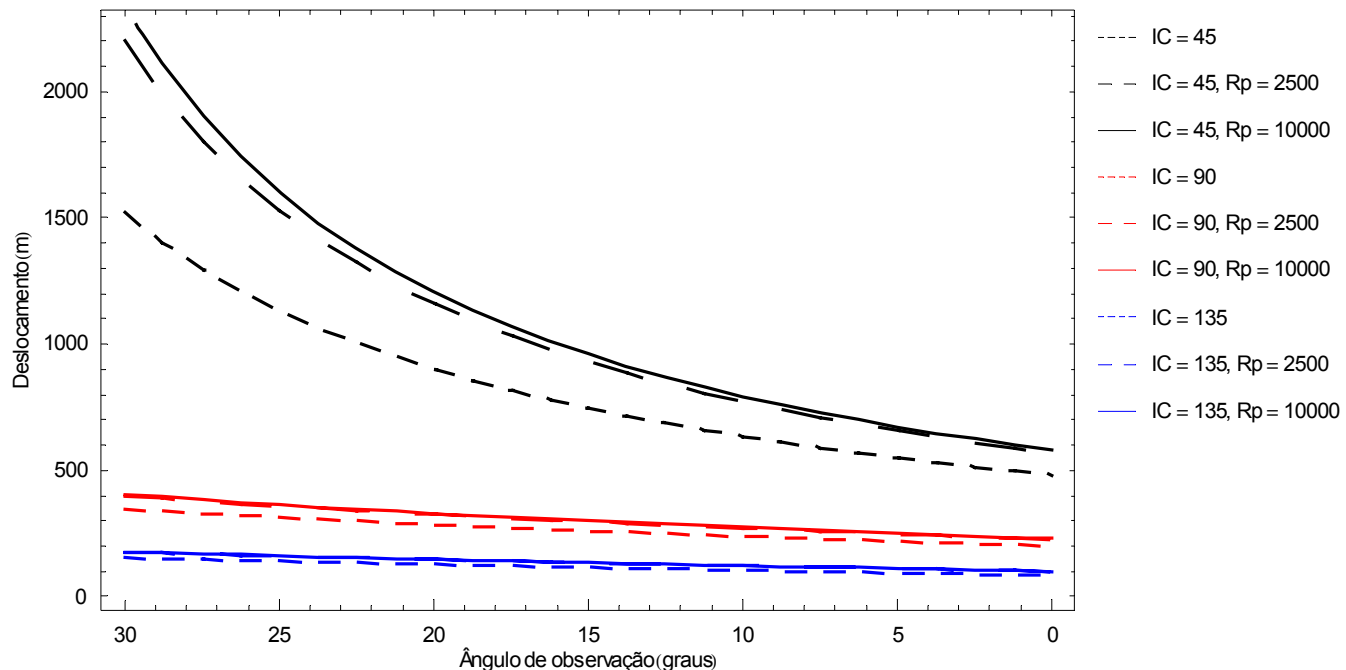


Figura 4.13 – Deslocamento do chuvaire associado à imagem registrada na câmera, durante o tempo de integração do sinal. As linhas com traços menores correspondem ao deslocamento durante a formação de uma frente de luz ($\Delta s_{c,f}$).

angular tem um papel importante, por apresentar valores menores para inclinações maiores do chuveiro (figura 2.22), que é reforçado pela dimensão que a imagem assume em função de χ_0 (ver comportamento de δ na figura 4.5); isso torna os tempos de transição maiores.

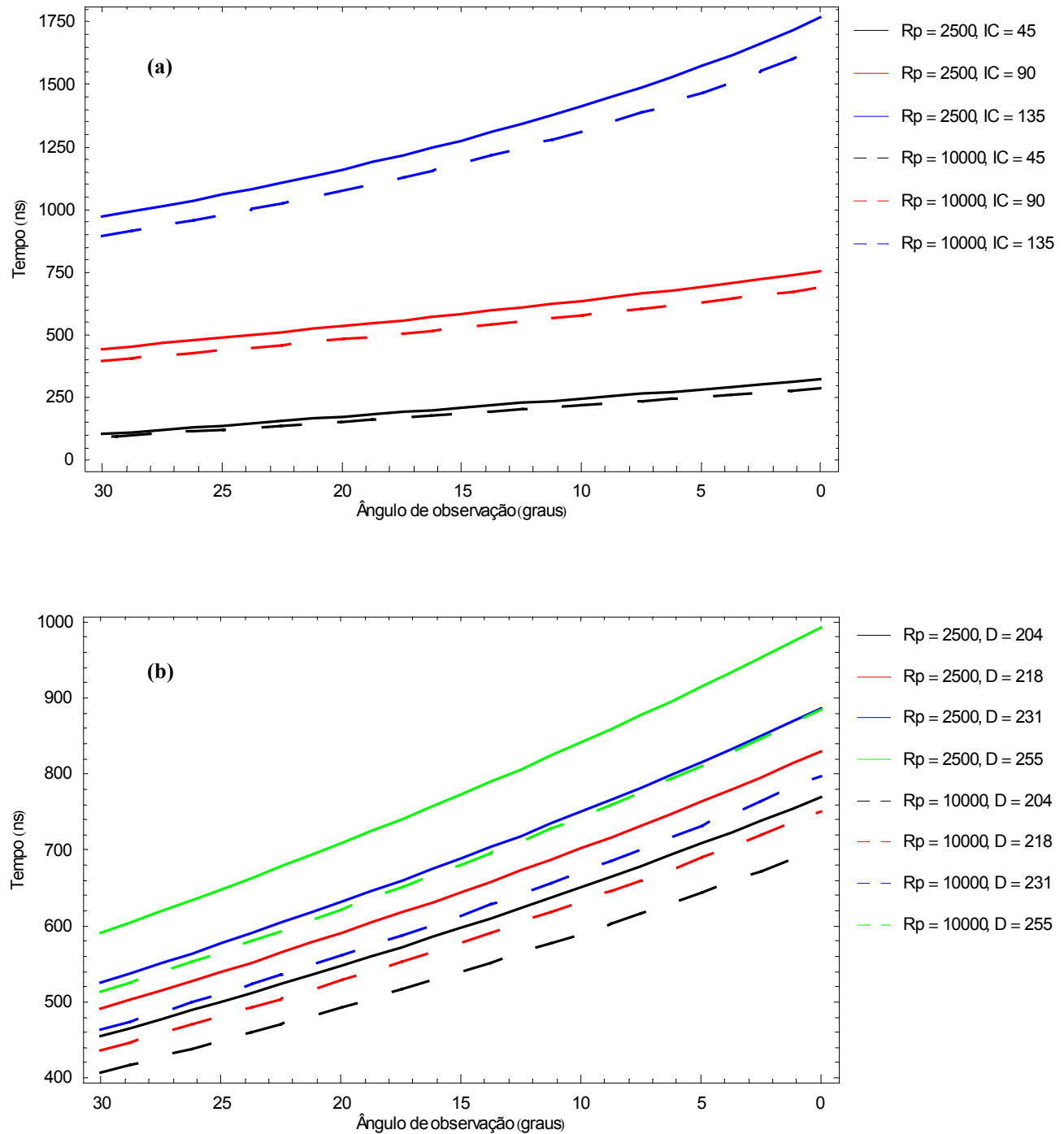


Figura 4.14 – Tempo de transição da imagem entre *pixels* adjacentes, ao longo do movimento do chuveiro. (a) Variação segundo combinações de R_p e χ_0 ($D = 200m$); (b) influência do diâmetro D da frente do chuveiro.

É possível perceber, por outro lado, que a influência de R_p é relativamente pequena (aumentando ligeiramente com o ângulo χ_0 de inclinação do chuveiro), ao contrário do que se poderia esperar com o aumento da distância do chuveiro ao detector: a redução da velocidade angular com o aumento de R_p contribui para o aumento do tempo de transição, atenuando o efeito da diminuição do diâmetro com o aumento da distância.

Destaca-se, ainda, na figura 4.14-a, o aumento do tempo de transição ao longo da variação do ângulo de observação, mostrando a influência do comportamento da velocidade angular ao longo do movimento da imagem: para inclinações acima de 90° , a velocidade angular reduz. Tal influência deve ser mais marcante do que a do diâmetro da imagem, considerando o comportamento diverso apresentado na figura 4.5, em particular a redução de δ no caso de $\chi_0 = 135^\circ$, que contribuiria para a diminuição do tempo de transição.

O diâmetro da frente do chuveiro influencia diretamente o diâmetro da imagem, e consequentemente o tempo de transição, conforme se pode notar na figura 4.14-b.

Os resultados apresentados nesta subseção mostram que a adoção do procedimento “dinâmico” de estudo da distribuição lateral pode ser viável em diversas condições, especialmente no caso de chuveiros com inclinação acima de 90° , inclusive para distâncias relativamente grandes, *quando se leva em conta* os tempos de transição possíveis em várias situações. No caso de valores mais altos de R_p , a obtenção de imagens menores facilitaria o processo, tornando seus diâmetros da ordem do diâmetro dos *pixels*, mas talvez permitindo que o efeito das aberrações viesse a se tornar comparável ao da extensão lateral do chuveiro.

Considerações finais

Esta dissertação foi elaborada com a finalidade de realizar uma avaliação inicial da possibilidade de observação e investigação da distribuição lateral de um chuveiro atmosférico extenso, através da técnica de detecção da fluorescência atmosférica.

O tema foi motivado pelos avanços recentes na concepção do detector de fluorescência, favorecendo melhoria significativa de sua resolução e, mais especificamente, pela proposição de estudo da distribuição lateral de chuveiros feita por Paul Sommers, a partir do caminho aberto com tal aprimoramento. Além disso, nos últimos anos trabalhos têm sido desenvolvidos para analisar os efeitos da dimensão lateral de chuveiros em seu estudo com a técnica de fluorescência.

Considerando as dificuldades inerentes à proposta em discussão e a complexidade dos elementos envolvidos em sua análise, o planejamento do trabalho refletiu a necessidade de:

- fazer um apanhado do conhecimento básico relativo ao assunto, visando proporcionar um bom entendimento do problema, em todas as suas nuances, favorecendo assim a investigação;
- descrever, de forma satisfatória, a produção de fluorescência atmosférica, aspectos diversos do desenvolvimento de um chuveiro e a formação da “frente de luz” emitida em um determinado instante;
- procurar quantificar alguns parâmetros importantes para o estudo, de modo a ilustrar melhor os fenômenos e favorecer uma avaliação mais concreta de fatores envolvidos na observação da extensão lateral dos chuveiros com um detector de fluorescência.

Procurou-se, desse modo, fazer deste trabalho um ponto de partida para a apreciação do problema, em direção a uma investigação mais completa.

O que foi feito neste trabalho

A fim de atender ao propósito estabelecido, e tendo em vista as considerações feitas acima, diversas tarefas e abordagens foram realizadas para a elaboração deste trabalho:

a) O surgimento da técnica de fluorescência

A dificuldade atribuída ao estudo da distribuição lateral de chuveiros com a técnica de fluorescência representa, na verdade, a própria dificuldade da observação de chuveiros por meio da

fluorescência, muito bem ilustrada pelo trabalho dos pioneiros da técnica, que acreditaram na proposta e, com inúmeros e prolongados esforços, grande capacidade inventiva e enfrentando situações adversas, estabeleceram os princípios da detecção de chuueiros via fluorescência, abrindo o caminho para que a técnica se estabelecesse com o trabalho do grupo de Utah.

A descrição dos primeiros “ensaios” serviu não apenas para resgatar a sua história, mas também se mostrou importante por desfazer a idéia, que acaba ficando implícita nas rápidas abordagens sobre o tema, de que a contribuição dos primeiros empreendimentos se limitou a uma “tentativa mal-sucedida”.

b) Estudo de investigações experimentais da fluorescência

Um conjunto de experimentos foi descrito e teve seus resultados apresentados e analisados. Na sua seleção, considerou-se a relevância deles para a caracterização da emissão de fluorescência no ar, tendo em vista as necessidades da detecção de chuueiros atmosféricos; atentou-se, desse modo, para as condições em que foram feitos.

O estudo favoreceu uma compreensão melhor do fenômeno, dos processos a ele associados e dos fatores que influenciam o espectro e a eficiência; ao mesmo tempo, permitiu iniciar uma avaliação do conhecimento já acumulado sobre o assunto, visando uma apreciação mais adequada da fluorescência emitida por chuueiros, o que fez sentir a necessidade de um estudo melhor coordenado para este fim.

c) Apresentação detalhada da técnica de detecção da fluorescência atmosférica e dos experimentos que a adotaram

A sua importância foi óbvia para o desenvolvimento deste trabalho. Esta tarefa envolveu a abordagem de vários aspectos do processo de detecção e reconstrução dos parâmetros de um chuueiro, ao lado de uma descrição dos experimentos montados para a aplicação da técnica e do projeto dos detectores de fluorescência sendo implementados no Observatório Auger, o que se estendeu a uma comparação do desempenho na detecção e análise dos eventos, com a exposição sucinta dos procedimentos e parâmetros comumente usados nesse sentido.

d) Análise da distribuição lateral de chuueiros em altitudes diferentes

Nesta dissertação foi estudada a distribuição lateral média da densidade e do número de fótons, elétrons e múons de chuueiros iniciados por próton e núcleo de ferro a energias de 10^{19} e 10^{20} eV, simulados com o uso do CORSIKA em 10 níveis diferentes de observação. O perfil longitudinal dos elétrons, no intervalo considerado, e a distribuição dos níveis de ocorrência do número máximo de elétrons também foram determinados, a fim de darem uma noção do desenvolvimento longitudinal dos chuueiros.

Tal análise contribuiu para um entendimento mais apurado das propriedades do desenvolvimento de um chuueiro, em particular a relação entre a distribuição lateral e o desenvolvimento longitudinal, o que possibilitou avaliar o comportamento da dimensão lateral dos chuueiros com a variação da profundidade atmosférica e a influência da energia e composição do primário.

Discutiu-se, qualitativa e quantitativamente, o processo de distribuição dos elétrons pela frente do chuveiro – a diminuição do seu grau de concentração em torno do centro – e o aumento do que se denominou a extensão lateral *efetiva* de um chuveiro, reunindo parcela significativa do número de elétrons para uma avaliação da capacidade de observação de um chuveiro extenso via fluorescência.

e) A cinemática dos chuveiros, a formação de uma “frente de luz” e a imagem no detector

A cinemática de um chuveiro foi descrita cuidadosamente, incluindo a sua generalização para um deslocamento angular qualquer e a consideração da inclinação do plano chuveiro-detector em relação à superfície. A discussão em torno da imagem instantânea do chuveiro no detector considerou o processo de formação da frente de luz emitida a partir da frente do chuveiro, destacando-se a extensão longitudinal do percurso a ela associada e a variação do diâmetro, em uma óptica perfeita, com a geometria do chuveiro.

Convém destacar que a discussão evidenciou as peculiaridades da observação de uma fonte extensa deslocando-se a velocidades comparáveis à da luz, tais como a “compressão” e a “dilatação” temporal da luz, decorrente da diferença entre os tempos levados pela imagem e pelo chuveiro para o mesmo deslocamento angular, e a visão frontal da frente do chuveiro, independentemente de sua inclinação relativa ao detector. Com relação ao último ponto, seria possível expressar a extensão da frente de luz, na direção perpendicular à de propagação, em função da velocidade da fonte.

f) Investigação da possibilidade de estudo da distribuição lateral com a técnica de fluorescência

Finalmente, a partir dos desenvolvimentos do item acima, e levando em conta a resolução temporal possibilitada por uma eletrônica FADC, foram investigadas duas abordagens para o registro da distribuição lateral de um chuveiro com um detector de fluorescência: a adoção de *pixels* pequenos para um estudo do “instantâneo” do chuveiro e a medição do sinal durante a passagem da imagem entre *pixels* adjacentes; avaliou-se a influência da geometria do chuveiro, da dimensão de sua frente e principalmente do tempo de integração do sinal. É necessário ressaltar que as análises aqui se limitaram a argumentos puramente geométricos e cinemáticos.

Resultados e conclusões

Em se tratando da investigação propriamente dita, os resultados obtidos tornaram possível identificar os pontos destacados a seguir, de acordo com o assunto:

– *Sobre a distribuição lateral:*

- A forma da distribuição lateral depende da posição do nível de observação em relação à profundidade do máximo: quanto maior a distância ao máximo, menor a inclinação da distribuição lateral;
- Além do afastamento lateral dos elétrons resultante do espalhamento múltiplo Coulombiano, contribuem para o aumento da extensão de um chuveiro efeitos resultantes do desenvolvimento longitudinal, elevando a razão entre o número de elétrons mais e menos distanciados, para os níveis que seguem a profundidade do máximo: o maior volume relativo de elétrons recebidos nas regiões mais afastadas devido à associação com

profundidades “de origem” menores (onde os tamanhos são maiores) e a redução mais intensa do chuveiro nas proximidades do eixo;

- A maior precocidade no atingimento do máximo produz os três efeitos destacados no item acima; daí decorre que chuveiros de menor energia e/ou maior massa tendem a ter maior extensão lateral, ao mesmo tempo com grau de concentração menor dos elétrons em torno do núcleo do chuveiro. Tais observações são ratificadas pela variação dos raios demarcadores de percentuais do número de elétrons e a correlação com a “profundidade do máximo”.

– *Sobre a natureza e dimensão da imagem do chuveiro na câmera:*

- A formação da frente de luz responsável pela imagem registrada na câmera do detector, em um determinado instante, está vinculada a uma extensão da trajetória do chuveiro. Os menores valores possíveis, medidos em g/cm^2 , são obtidos com o aumento do ângulo χ_0 de inclinação do chuveiro; o efeito da distância do chuveiro ao detector (R_p) se torna relevante quando $\chi_0 < 90^\circ$, podendo atingir valores da ordem de 100 g/cm^2 para chuveiros próximos;
- O diâmetro da imagem instantânea em uma óptica ideal, definida no estudo como o ângulo que delimita a frente de luz em sua posição inicial, depende, naturalmente, da distância do chuveiro ao detector e de seu diâmetro. Para valores fixos do diâmetro *efetivo* da frente do chuveiro, R_p e do ângulo de observação α , as maiores imagens são obtidas para chuveiros com ângulo de inclinação próximo da vertical; neste caso, para $R_p = 2500\text{m}$, e um diâmetro de 200m para a frente do chuveiro, os valores ficam entre 3° e 5° ;
- No tocante aos dois itens anteriores, deve-se considerar que a imagem é registrada em um tempo determinado pela eletrônica, durante o qual ela se desloca, havendo assim o seu alongamento na direção do movimento e o aumento da extensão longitudinal do chuveiro a ela correspondente.

– *Sobre o estudo da distribuição lateral com o detector de fluorescência:*

- Ante a possibilidade de estudo da distribuição lateral de um chuveiro a partir da caracterização da imagem produzida no detector, deve-se levar em conta a extensão do trecho da trajetória a qual ela corresponde e o tempo de integração do sinal;
- O deslocamento da imagem durante o tempo de integração do sinal pode ser significativo, resultando em alteração do seu formato/dimensão (o efeito sobre a extensão da trajetória retratada pela imagem é pequeno). O aumento do diâmetro no sentido do movimento da imagem é tanto menor quanto maior o ângulo de inclinação do chuveiro; no caso de ângulos agudos, pode superar os 100%. Tendo em vista o estudo da distribuição lateral a partir de *pixels* pequenos, deve-se ressaltar que, em grande parte dos casos de interesse, o valor do deslocamento angular da imagem pode ser comparável ou até bem maior que o diâmetro desejável para o *pixel*;
- O tempo necessário para que a imagem atravesse o limite de *pixels* adjacentes aumenta com o ângulo de inclinação do chuveiro e a dimensão de sua frente, assim como ao longo da propagação do chuveiro; os valores são relativamente altos em boa parte das situações, o que favoreceria um estudo da distribuição lateral por meio de medidas sucessivas do sinal, durante a passagem da imagem de um pixel a outro.

A seguir, são feitas algumas observações adicionais.

A distribuição lateral das partículas em um chuveiro mostrou variações relativamente pequenas com a profundidade atmosférica, que chegam a estar “diluídas” nas flutuações verificadas em cada nível.

Conforme foi esclarecido, houve a intenção de restringir os níveis de observação a um intervalo de profundidades no qual a ocorrência dos máximos se torna mais provável, por tratar-se da região em que a produção de fluorescência é mais intensa; desse modo, o intervalo considerado (650 a 875 g/cm²) mostrou-se pequeno para que alterações maiores fossem possíveis.

Tal comportamento deveria ser esperado. Há muito já haviam constatado que a distribuição lateral varia muito pouco segundo condições diversas; Greisen [3] apontou esta como uma das “características notáveis” das observações experimentais. Os primeiros desenvolvimentos da teoria de cascatas concernentes à distribuição lateral consideravam sua invariância na região do máximo, suposição utilizada nos cálculos feitos para análise dos dados experimentais [21, 110].

A investigação também revelou, por outro lado, o aumento da extensão lateral ao longo dos níveis de observação por meio da análise dos “raios”. O valor relativo à concentração de 90% do número de elétrons parece uma medida representativa da extensão lateral *efetiva* de um chuveiro, apesar de se considerar que, com a redução da profundidade, a área por ele delimitada corresponde a densidades cada vez menores. Para um detector de fluorescência com resolução óptica adequada, o estudo do diâmetro da imagem poderia fazer proveito de tal resultado.

Em se tratando da caracterização da fluorescência emitida no ar, o estudo apresentado no capítulo 2 revelou alguns aspectos que vale a pena destacar.

Certas mudanças nas condições experimentais são capazes de promover fenômenos que afetam o espectro e/ou a eficiência da fluorescência. Como exemplo, tem-se: a contribuição ou não dos elétrons secundários na produção de fluorescência dependendo da pressão utilizada, que levou a resultados aparentemente contraditórios e motivou o trabalho de Hirsh, Poss e Eisner [60]; os efeitos decorrentes da adoção de correntes de densidade alta nas características do espectro e principalmente na eficiência da fluorescência [62-64].

Tais observações mostram a necessidade de uma escolha adequada das condições de investigação empregadas, principalmente quando se trata de avaliar as características da emissão de fluorescência provocada por um fenômeno específico e bem peculiar como um chuveiro atmosférico extenso.

Dos trabalhos discutidos, o único que tratou do comportamento da eficiência com a temperatura foi Kakimoto *et al.* [55], que apresentaram uma parametrização mostrando a dependência da taxa de produção de fluorescência com a temperatura. Entretanto, segundo o que se pôde apreender da leitura do trabalho, só há indicação de (uma única) temperatura para um dos resultados mostrados (15°C), dando a entender que a dependência com a temperatura não foi medida.

A investigação da relação da fluorescência com a temperatura é importante para se avaliar a influência das colisões intermoleculares na inibição da emissão; a propósito, a partir dos dados

apresentados por Davidson e O'Neil [41], foi possível constatar o efeito diferenciado da desexcitação colisional sobre as bandas do espectro do nitrogênio no ar.

Ainda com relação ao trabalho de Kakimoto *et al.* [55], sabe-se que observaram a proporcionalidade entre a taxa de produção de fótons e a taxa de dissipação de energia dos elétrons com energias de 1.4, 300, 650 e 1000 MeV; a escolha das energias baseou-se no argumento de que as partículas em chuviros atmosféricos extensos são dominadas por elétrons com energias acima de dezenas de MeV.

A distribuição de energia dos elétrons de um chuviro não é bem localizada em torno da média, de modo que há uma parcela significativa com energias abaixo de 1 MeV; além disso, a taxa de dissipação de energia aumenta notoriamente para energias nessa faixa. É importante, portanto, que a proporcionalidade seja verificada também para energias mais baixas, já que os elétrons menos energéticos podem ser responsáveis por uma parte considerável da fluorescência.

Convém destacar, também, que simulações Monte Carlo adotam cortes de energia para os secundários. No caso do CORSIKA, o menor valor possível para a *energia cinética* dos elétrons e fótons é de 0,05 MeV (portanto, energia total mínima de 0,56 MeV para elétrons). A princípio, torna-se claro que isto compromete a distribuição de energia dos elétrons e o conhecimento de valores médios. Um outro aspecto relevante se refere à estimativa da dimensão de um chuviro: elétrons de menor energia tendem a se localizar a maiores distâncias do eixo, de modo que o corte na energia afeta a população das regiões mais afastadas; é possível, portanto, que os valores dos “raios 90%” tenham sido subestimados.

Em vista de tais considerações, nota-se que ao se descartar elétrons de menor energia, a avaliação do diâmetro “observável” por meio da fluorescência fica duplamente afetada, somando-se ainda a necessidade de se atribuir a taxa de produção de fótons adequada para energias dessa ordem.

Dando continuidade à investigação apresentada nesta dissertação, pretende-se realizar uma nova simulação, a fim de se fazer uma análise melhor dos diversos tópicos abordados, incluindo um estudo mais detalhado das estimativas da extensão lateral dos chuviros e análises envolvendo a questão da energia. Para isso, será interessante contemplar, além de um maior número de chuviros por grupo: um segundo modelo de interação hadrônica, o que será importante dada a influência do desenvolvimento longitudinal na apreciação da extensão lateral e as diferenças observadas na previsões feitas pelo QGSJET e o SYBILL, quanto a essa questão; uma nova energia (10^{18} eV); chuviros inclinados.

Quanto à observação de um chuviro extenso por um detector de fluorescência, o passo natural seria a simulação da emissão e da detecção da fluorescência, incluindo a parte óptica do detector.

As iniciativas de inclusão da geração de fluorescência em programas como o CORSIKA tornam animadora a perspectiva, favorecendo uma abordagem mais realista e a avaliação efetiva da capacidade de estudo da distribuição lateral por meio da técnica de fluorescência.

Referências bibliográficas

- [1] Colaboração Auger, (a) “The Pierre Auger Observatory Design Report”, 2^a edição, março de 1997, e (b) “The Pierre Auger Project – Technical Design Report”, setembro de 2001, ambos disponíveis no endereço <http://www.auger.org/admin/index.html>
- [2] P. Sommers, “Capabilities of a giant hybrid air shower detector”, *Astropart. Phys.* **3**, 349 (1995)
- [3] Greisen, “Cosmic ray showers”, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **10**, 63 (1960)
- [4] V. S. Berezinskii *et al.*, “Astrophysics of cosmic rays”, North-Holland, 1990
- [5] N. N. Kalmykov e G. B. Khristiansen, “Cosmic rays of superhigh and ultrahigh energies”, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **21**, 1279 (1995)
- [6] P. Sokolsky, “Introduction to ultrahigh energy cosmic ray physics”, Addison-Wesley, 1989
- [7] P. Sokolsky, P. Sommers e B. R. Dawson, “Extremely high energy cosmic rays”, *Phys. Rep.* **217**, 225 (1992)
- [8] S. Yoshida e H. Dai, “The extremely high energy cosmic rays”, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **24**, 905 (1998)
- [9] M. Nagano e A. A. Watson, “Observations and implications of the ultrahigh-energy cosmic rays”, *Rev. Mod. Phys.* **72**, 689 (2000)
- [10] S. Swordy, Universidade de Chicago *in* Colaboração Auger, “The Pierre Auger Observatory Design Report”, 2^a edição, março de 1997
- [11] J. Linsley, L. Scarsi e B. Rossi, “Energy spectrum and structure of large air showers”, *J. Phys. Soc. Jpn. Suppl. A-III* **17**, 91 (1962)
- [12] M. A. Lawrence, R. J. O. Reid e A. A. Watson, “The cosmic ray energy spectrum above 4×10^{17} eV as measured by the Haverah Park array”, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **17**, 733 (1991)
- [13] M. M. Winn *et al.*, “The cosmic-ray energy-spectrum above $10(17)$ eV”, *J. Phys. G* **12**, 653 (1986)
- [14] G. B. Khristiansen, “Measuring the energy spectrum of primary cosmic rays with the Yakutsk EAS array”, *Proc. 19th ICRC, La Jolla, 1985, vol. 9, p. 487*
- [15] R. M. Baltrusaitis *et al.*, “The Utah Fly’s Eye detector”, *Nucl. Instrum. Methods A* **240**, 410 (1985)
- [16] Colaboração HiRes, “Description of the High Resolution Fly’s Eye detector”, *Proc. 27th ICRC, Hamburg, 2001, vol. 1, p. 350*, disponível em <http://www.copernicus.org/icrc/index.html>
- [17] N. Chiba *et al.*, “Akeno Giant Air Shower Array (AGASA) covering 100 km^2 area”, *Nucl. Instrum. Methods A* **311**, 338 (1992)

- [18] R. A. Millikan e G. H. Cameron, “The origin of the cosmic rays”, *Phys. Rev.* **32**, 533 (1928)
- [19] A. H. Compton, “A geographic study of cosmic rays”, *Phys. Rev.* **43**, 387 (1933)
- [20] P. Auger *et al.*, “Extensive cosmic-ray showers”, *Rev. Mod. Phys.* **11**, 288 (1939)
- [21] Robert W. Williams, “The structure of the large cosmic-ray air showers”, *Phys. Rev.* **74**, 1689 (1948)
- [22] P. Bassi, G. Clark e B. Rossi, “Distribution of arrival times of air shower particles”, *Phys. Rev.* **92**, 441 (1953)
- [23] J. V. Jelley e W. J. Whitehouse, “The time distribution of delayed particles in extensive air showers using a liquid scintillation counter of large area”, *Proc. Phys. Soc. London* **A66**, 454 (1953)
- [24] G. W. Clark *et al.*, “Cosmic-ray air showers at sea level”, *Phys. Rev.* **122**, 637 (1961)
- [25] J. Linsley, “Evidence for a primary cosmic-ray particle with energy 10^{20} eV”, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 146 (1963)
- [26] A. A. Penzias e R. W. Wilson, “A measurement of excess antenna temperature at 4080 Mc/s”, *Astrophys. J.* **142**, 419 (1965)
- [27] K. Greisen, “End to the cosmic-ray spectrum?”, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 748 (1966)
- [28] G. T. Zatsepin e V. A. Kuz'min, “Upper limit of the spectrum of cosmic rays”, *JETP Lett.* **4**, 78 (1966)
- [29] M. Ave *et al.*, “New constraints from Haverah Park data on the photon and iron fluxes of ultrahigh-energy cosmic rays”, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2244 (2000)
- [30] N. N. Efimov *et al.*, “The energy spectrum and anisotropy of primary cosmic rays at energy $E(0) > 10^{17}$ -eV observed in Yakutsk”, *Proc. ICCR International Symposium on the Astrophysical Aspects of the Most Energetic Cosmic Rays*, Kofu, Japão, eds. M. Nagano e F. Takahara, World Scientific, 1990, p. 20
- [31] E. E. Antonov *et al.*, “Record energy of a giant shower”, *JETP Lett.* **69**, 650 (1999)
- [32] D. J. Bird *et al.*, “Detection of a cosmic ray with measured energy well beyond the expected spectral cutoff due to cosmic microwave radiation”, *Astrophys. J.* **441**, 144 (1995)
- [33] N. Hayashida *et al.*, “Observation of a very energetic cosmic ray well beyond the predicted 2.7 K cutoff in the primary energy spectrum”, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 3491 (1994)
- [34] N. Sakaki *et al.*, “Cosmic ray energy spectrum above 3×10^{18} eV observed with AGASA”, *Proc. 27th ICRC*, Hamburg, 2001, vol. 1, p. 333, disponível em <http://www.copernicus.org/icrc/index.html>; Observatório Akeno, página de AGASA na Internet, <http://www-akeno.icrr.u-tokyo.ac.jp/AGASA>
- [35] J. N. Matthews e C. H. Jui, “First results from the High Resolution Fly's Eye experiment”, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **87**, 411 (2000)
- [36] *Proc. 5th Interamerican Seminar on Cosmic Rays*, La Paz, Bolívia, 1962, vol. II, p. XLIX
- [37] K. Greisen, “Highlights in air shower studies, 1965”, *Proc. 9th ICRC*, London, 1965, vol. 2, p. 609
- [38] A. E. Chudakov *et al.*, *Proc. Moscow Cosmic Ray Conference*, 1960, vol II, p. 50
- [39] R. W. Nicholls, E. M. Reeves e D. A. Bromley, “Excitation of N_2 and O_2 by $1/2$ and 1 MeV protons”, *Proc. Phys. Soc. London* **74**, 87 (1959)

- [40] R. H. Hughes, J. L. Philpot e C. Y. Fan, “Spectra induced by 200-keV proton impact on nitrogen”, *Phys. Rev.* **123**, 2084 (1961)
- [41] G. Davidson e R. O’Neil, “Optical radiation from nitrogen and air at high pressure excited by energetic electrons”, *J. Chem. Phys.* **41**, 3946 (1964)
- [42] D. R. Westerve e H. Hoerlin, “Los Alamos air fluorescence detection system”, *Pr. Inst. Electr. Elect.* **53**, 2067 (1965); T. M. Donahue, “Detection of high-altitude explosions by observation of air fluorescence”, *Pr. Inst. Electr. Elect.* **53**, 2072 (1965); H. Hoerlin, “Air fluorescence excited by high-altitude nuclear explosions”, *J. Opt. Soc. Am.* **55**, 610 (1965)
- [43] A. N. Bunner, “The atmosphere as a cosmic ray scintillator”, Tese de Mestrado, Universidade de Cornell, Ithaca, Nova Iorque (1964)
- [44] B. R. Dawson, “Fluorescence detector techniques”, *Proc. Auger Meeting on Nitrogen Fluorescence Cosmic Rays Detectors*, Salt Lake City, Pierre Auger Observatory technical paper GAP-96-017 (http://www.auger.org/admin/GAP_Notes/)
- [45] A. N. Bunner, “High-energy cosmic rays”, *Sky and Telescope* **34**, 204 (1967)
- [46] A. N. Bunner, K. Greisen e P. B. Landecker, “An imaging system for EAS optical emission”, 10th ICRC, Calgary, 1967 in *Can. J. Phys.* **46**, S266 (1968)
- [47] L. G. Porter *et al.*, “A space-time detector for cosmic-ray showers”, *Nucl. Instrum. Methods* **87**, 87 (1970)
- [48] T. Hara *et al.*, “Detection of the atmospheric scintillation light from air showers”, *Proc. 11th ICRC*, Budapest, 1969 in *Acta Phys. Acad. Sci. Hung.* **29**, Suppl. 3, 369 (1970)
- [49] G. Tanahashi *et al.*, “Atmospheric scintillation light from EAS”, *Proc. 14th ICRC*, Munique, 1975, vol. 12, p. 4385
- [50] H. E. Bergeson *et al.*, “Measurement of light emission from remote cosmic-ray air showers”, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 847 (1977)
- [51] H. E. Bergeson, J. C. Boone e G. L. Cassiday, “The Fly’s Eye – a novel technique for sensing extensive air showers”, *Proc. 14th ICRC*, Munique, 1975, vol. 8, p. 3059 e “Optical design and expected event rate of the Utah Fly’s Eye detector”, *op. cit.*, p. 3064
- [52] Página do Observatório HiRes na Internet, <http://hires.physics.utah.edu/background.html>
- [53] B. Rossi, “High energy particles”, Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, NJ, 1952
- [54] Particle Data Group, “Passage of particles through matter”, *Phys. Rev. D* **66** (1-1), 195 (2002) (Review of Particle Physics)
- [55] F. Kakimoto *et al.*, “A measurement of the air fluorescence yield”, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A* **372**, 527 (1996)
- [56] A. N. Bunner, “Cosmic ray detection by atmospheric fluorescence”, Tese de Doutorado, Universidade de Cornell, Ithaca, Nova Iorque (1967)
- [57] D. J. Bird *et al.*, “The cosmic-ray energy spectrum observed by the Fly’s Eye”, *Astrophys. J.* **424**, 491 (1994)
- [58] C. Y. Fan, “Emission spectra excited by electronic and ionic impact”, *Phys. Rev.* **103**, 1740 (1956); ver também M. E. Rudd *et al.*, “Electron production in proton collisions with atoms and molecules: energy distributions”, *Rev. Mod. Phys.* **64**, 441 (1992)
- [59] R. G. Bennett e F. W. Dalby, “Experimental determination of the oscillator strength of the first negative bands of N₂”, *J. Chem. Phys.* **31**, 434 (1959)

- [60] M. N. Hirsh, E. Poss e P. N. Eisner, “Absolute fluorescence yields of 3914-Å photons from N₂ and air excited by relativistic electrons”, *Phys. Rev. A* **1**, 1615 (1970)
- [61] K. B. Mitchell, “Fluorescence efficiencies and collisional deactivation rates for N₂ and N₂⁺ bands excited by soft X rays”, *J. Chem. Phys.* **53**, 1795 (1970)
- [62] R. H. Hughes, “Air spectra induced by high-current relativistic electron beams”, *J. Opt. Soc. Am. B* **2**, 362 (1985)
- [63] D. J. Eckstrom, J. S. Dickinson e R. M. Hill, “Ultraviolet fluorescence from high pressure air excited by an intense, short-pulse electron beam”, *J. Chem. Phys.* **82**, 1792 (1985)
- [64] R. R. Karl, Jr., “Multiple pulse relativistic electron beam energy loss by photometric observation of fluorescence from atmospheric propagation”, *Appl. Optics* **28**, 446 (1989)
- [65] M. J. Berger e S. M. Seltzer, “Stopping power and ranges of electrons and positrons”, NBS Report, NBSIR 82-2550-A, 1982
- [66] S. Giarrusso *et al.*, “AIR WATCH – air induced fluorescence by radiation: laboratory experiments”, SPIE Proceedings, "EUV X-Ray and Gamma-Ray Instrumentation for astronomy VII", San Diego, 1998, vol. 3445, p.460; e “Laboratory measurements of air UV fluorescence light yield induced by X-ray photons”, *Proc. 26th ICRC*, Salt Lake City, 1999, vol. 5, p. 449
- [67] M. Nagano, K. Kobayakawa e N. Sakaki, “Fluorescence efficiency of electrons in the atmosphere above oceans”, *Proc. 27th ICRC*, Hamburg, 2001, p. 675, disponível em <http://www.copernicus.org/icrc/index.html>
- [68] H. J. Adams Jr. *et al.*, “Atmospheric fluorescence yield”, *Proc. 27th ICRC*, Hamburg, 2001, p. 679, disponível em <http://www.copernicus.org/icrc/index.html>
- [69] T. Aoki *et al.*, “The Telescope Array project”, *Proc. 27th ICRC*, Hamburg, 2001, p. 915, disponível em <http://www.copernicus.org/icrc/index.html>
- [70] L. Scarsi *et al.*, “EUSO – Extreme Universe Space Observatory: doing astronomy looking downward the Earth atmosphere”, *Proc. 27th ICRC*, Hamburg, 2001, p. 839, disponível em <http://www.copernicus.org/icrc/index.html>
- [71] L. Scarsi, “The OWL-AIRWATCH Experiment: overview”, *Proc. 26th ICRC*, Salt Lake City, 1999, vol. 2, p. 384
- [72] A. Borione *et al.*, “A large air shower array to search for astrophysical sources emitting gamma-rays with energies greater-than-or-equal-to-10(14) eV”, *Nucl. Instrum. Methods A* **346**, 329 (1994)
- [73] T. Abu-Zayyad *et al.*, “The prototype high-resolution Fly’s Eye cosmic ray detector”, *Nucl. Instrum. Methods A* **450**, 253 (2000)
- [74] T. Abu-Zayyad *et al.*, “Measurement of the cosmic-ray energy spectrum and composition from 10¹⁷ to 10^{18.3} eV using a hybrid technique”, *Astrophys. J.* **557**, 686 (2001)
- [75] M. T. Dova, “Survey of the Pierre Auger Observatory”, *Proc. 27th ICRC*, Hamburg, 2001, p. 699, disponível em <http://www.copernicus.org/icrc/index.html>
- [76] B. Dawson e P. Sommers, “The hybrid aperture and precision of the Auger observatory”, *Proc. 27th ICRC*, Hamburg, 2001, p. 714, disponível em <http://www.copernicus.org/icrc/index.html>
- [77] M. Born e E. Wolf, “Principles of optics”, Cambridge University Press, 7^a edição, 1999; R. N. Wilson, “Reflecting telescope optics I”, Springer Verlag, 2^a edição, 1996

- [78] A. Cordero *et al.*, “Proposal for the optical system of the fluorescence detectors of the Auger Project”, Pierre Auger Observatory technical paper GAP-96-039, http://www.auger.org/admin/GAP_Notes/
- [79] R. Sato *et al.*, “Corrector plate with an annulus shape”, Pierre Auger Observatory technical paper GAP-99-014, http://www.auger.org/admin/GAP_Notes/
- [80] G. Matthiae, “Optics and mechanics of the Auger fluorescence detector”, Proc. 27th ICRC, Hamburg, 2001, p. 773, disponível em <http://www.copernicus.org/icrc/index.html>
- [81] R. Cester, “The aperture, sensitivity and precision of the AUGER Fluorescence Detector”, Proc. 27th ICRC, Hamburg, 2001, p. 711, disponível em <http://www.copernicus.org/icrc/index.html>
- [82] D. Heck *et al.*, “CORSIKA: A Monte Carlo code to simulate extensive air showers”, Report FZKA 6019, Forschungszentrum Karlsruhe, 1998
- [83] D. J. Bird *et al.*, “Study of broad-scale anisotropy of cosmic-ray arrival directions from 2×10^{17} to 10^{20} electron volts from Fly’s Eye data”, *Astrophys. J.* **511**, 739 (1999)
- [84] T. Abu-Zayyad *et al.*, “A Monte Carlo study of reconstruction of monocular events having limited track lengths for the High Resolution Fly’s Eye”, Proc. 25th ICRC, Durban, 1997, vol. 5, p. 337
- [85] C. H. Jui, “Measurement of the ultrahigh energy cosmic ray spectrum using monocular data from the High-Resolution Fly’s Eye experiment”, Proc. 27th ICRC, Hamburg, 2001, vol. 1, p. 354, disponível em <http://www.copernicus.org/icrc/index.html>
- [86] T. Abu-Zayyad *et al.*, “Stereo reconstruction of EAS with the HiRes detector”, Proc. 25th ICRC, Durban, 1997, vol. 5, p. 341; C. R. Wilkinson *et al.*, “Geometrical reconstruction with the High Resolution Fly’s Eye prototype cosmic ray detector”, *Astropart. Phys.* **12**, 121 (1999)
- [87] L. R. Wiencke, “Stereo measurements of cosmic ray events at the High Resolution Fly’s Eye prototype”, Proc. 26th ICRC, Salt Lake City, 1999, vol. 5, p. 381
- [88] Grupo de Raios Cósmicos da Universidade de Utah, “Life of an event”, texto disponível no endereço <http://www.physics.utah.edu/~sommers/hybrid/specs/life.html>; B. Dawson, M. Debes e P. Sommers, “Shower profile reconstruction with Engineering Array FD data”, Pierre Auger Observatory technical paper GAP-2001-016, http://www.auger.org/admin/GAP_Notes/
- [89] B. R. Dawson *et al.*, “Simulations of a giant hybrid air shower detector”, *Astropart. Phys.* **5**, 239 (1996)
- [90] C. Pryke, “Shower model comparison I: longitudinal profile”, Pierre Auger Observatory technical paper GAP-98-035, http://www.auger.org/admin/GAP_Notes/
- [91] C. Song, “Study of the longitudinal development of air showers with CORSIKA”, Proc. 27th ICRC, Hamburg, 2001, p. 490, disponível em <http://www.copernicus.org/icrc/index.html>
- [92] T. K. Gaisser e A. M. Hillas, “Reliability of the method of constant intensity cuts for reconstructing the average development of vertical showers”, Proc. 15th ICRC, Plovdiv, Bulgária, 1977, vol. 8, p. 353
- [93] G. L. Cassiday *et al.*, “Measurements of cosmic-ray air shower development at energies above 10^{17} eV”, *Astrophys. J.* **356**, 669 (1990)
- [94] C. Song *et al.*, “Energy estimation of UHE cosmic rays using the atmosphere fluorescence technique”, *Astropart. Phys.* **14**, 7 (2000)
- [95] J. Linsley, “Spectra, anisotropies and composition of cosmic rays above 1000-GeV”, Proc. 18th ICRC, Bangalore, Índia, 1983, vol. 12, p. 135

- [96] T. Abu-Zayyad *et al.*, “The capabilities of the High Resolution Fly’s Eye detector”, Proc. 25th ICRC, Durban, 1997, vol. 5, p. 325
- [97] T. K. Gaisser, T. Stanev e S. Tilav, “Cosmic-ray composition around 10^{18} eV”, Phys. Rev. D **47**, 1919 (1993)
- [98] T. Erber, “High-energy electromagnetic conversion processes in intense magnetic fields”, Rev. Mod. Phys. **38**, 626 (1966); B. McBreen e C. J. Lambert, “Interactions of high-energy ($E > 5 \times 10^{19}$ eV) photons in the Earth’s magnetic field”, Phys. Rev. D **24**, 2536 (1981)
- [99] L. D. Landau e I. J. Pomeranchuk, “The limits of applicability of the theory of bremsstrahlung by electrons and of the creation of pairs at large energies, ” Dokl. Akad. Nauk SSSR **92**, 535 (1953), “Electron-cascade processes at ultra-high energies, ” Dokl. Akad. Nauk SSSR **92**, 735 (1953), ambos disponíveis em inglês em L. D. Landau, “The collected papers of L. D. Landau”, Pergamon, New York, 1965; A. B. Migdal, “Bremsstrahlung and pair production in condensed media at high energies”, Phys. Rev. **103**, 1811 (1956)
- [100] S. Klein, “Suppression of bremsstrahlung and pair production due to environmental factors”, Rev. Mod. Phys. **71**, 1501 (1999)
- [101] J. Knapp, “Hadronic interaction models and air shower simulations”, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **75A**, 89 (1999); J. Knapp *et al.*, “Extensive air shower simulations at the highest energies”, Astropart. Phys. **19**, 77 (2003); C. Pryke e L. Voyvodic, “Some effects of first proton-air interactions on development of giant air showers”, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **75A**, 365 (1999)
- [102] B. Rossi e K. Greisen, “Cosmic-ray theory”, Rev. Mod. Phys. **13**, 240 (1941)
- [103] K. Greisen, “The extensive air showers” in Progress in Cosmic Ray Physics, vol. 3, ed. J. G. Wilson, North-Holland, 1956, p. 1
- [104] J. Nishimura e K. Kamata, “On the theory of cascade showers, I”, Prog. Theor. Phys. **7**, 185 (1952); K. Kamata e J. Nishimura, “The lateral and the angular structure functions of electron showers”, Prog. Theor. Phys. Suppl. **6**, 93 (1958)
- [105] J. Knapp e D. Heck, “Extensive air shower simulation with CORSIKA: a user’s guide (version 5.61 from April 21, 1998)”, Forschungszentrum Karlsruhe, 1998
- [106] D. Heck, J. Knapp e G. Schatz, “Influence of hadronic interaction models on the development of EAS in Monte Carlo simulations”, IX ISVHECRI, Karlsruhe, 1996 in Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **52B**, 139 (1997)
- [107] R. Sato, “Aspectos do sistema óptico e os efeitos da distribuição lateral do chuveiro nos detectores de fluorescência”, Tese de Mestrado, Universidade de São Paulo, São Paulo (1999)
- [108] P. Homola *et al.*, “The shower track width in the fluorescence detector”, Pierre Auger Observatory technical paper GAP-2000-024, http://www.auger.org/admin/GAP_Notes/; D. Góra *et al.*, “Optical image of an extensive air shower”, Astropart. Phys. **16**, 129 (2001)
- [109] M. Giller *et al.*, “On the light signals in the fluorescent detector”, Pierre Auger Observatory technical paper GAP-2000-034, http://www.auger.org/admin/GAP_Notes/; M. Giller *et al.*, “On the light signals in the fluorescent detector of the Pierre Auger Observatory”, Proc. 27th ICRC, Hamburg, 2001, p. 692, disponível em <http://www.copernicus.org/icrc/index.html>
- [110] G. Cocconi, A. Loverdo e V. Tongiorgi, “Experimental and theoretical evaluation of the density spectrum of extensive cosmic-ray showers”, Phys. Rev. **70**, 846 (1946); H. W. Lewis, “On the analysis of extensive cosmic-ray shower data”, Phys. Rev. **73**, 1341 (1948)