

Tese de Doutorado

# Desenvolvimento e produção das lentes dos telescópios do Observatório Auger

*Ricardo Sato*

Universidade Estadual de Campinas  
Instituto de Física 'Gleg Wataghin'

Na versão impressa, este campo contém o seguinte texto,  
escrito em punho:  
“Este exemplar corresponde à redação final da tese de  
doutorado defendida pelo aluno Ricardo Sato e aprovada  
pela Comissão Julgadora.”  
e esta datado e assinado pelo Prof. Dr. Carlos Ourivio  
Escobar.

Banca Examinadora:

- Prof. Dr. Carlos Ourivio Escobar – UNICAMP (Orientador)
- Prof. Dr. José Augusto Chinellato – UNICAMP
- Prof. Dr. Ernesto Kemp – UNICAMP
- Prof. Dr. Ronald da Cintra Shellard – CBPF
- Profa. Dra. Ivone Freire da Mota e Albuquerque – USP

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

Sa83d                      Sato, Ricardo  
                                Desenvolvimento e produção das lentes dos  
                                telescópios do Observatório Auger / Ricardo Sato. –  
                                Campinas, SP : [s.n.], 2005.

Orientador: Carlos Ourivio Escobar.  
Tese (doutorado) - Universidade Estadual de  
Campinas, Instituto de Física "Gleb Wataghin".

1. Raios cósmicos. 2. Detectores. 3. Fluorescência.  
4. Lentes. 5. Telescópios. I. Escobar, Carlos Ourivio.  
II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Física  
"Gleb Wataghin". III. Título.

- **Título em inglês:** Development and production of Auger Observatory telescope lenses
- **Palavras-chave em inglês (Keywords):**
  - 1. Cosmic rays
  - 2. Detectors
  - 3. Fluorescence
  - 4. Lenses
  - 5. Telescope
- **Área de concentração:** Teorias específicas e modelos de interação ; Sistemática de partículas ; Raios cósmicos
- **Titulação:** Doutor em ciências
- **Banca examinadora:**
  - Prof. Carlos Ourivio Escobar
  - Prof. José Augusto Chinellato
  - Prof. Ernesto Kemp
  - Prof. Ronald da Cintra Shellard
  - Prof. Ivone Freire da Mota e Albuquerque
- **Data da defesa:** 17.06.2005

Na versão impressa, esta página contém o seguinte texto:

“MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE DOUTORADO DE RICARDO  
**SATO - RA 001076** APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA  
'GLEB WATAGHIN', DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS,  
EM 17/06/2005.  
COMISSÃO JULGADORA.”

e segue as assinaturas dos membros da comissão julgadora.





Dedico este trabalho à minha família



*“... Their main reason for observing the strange behavior of certain planets may have been simply curiosity.*

*Curiosity, one of the deepest of human traits, indeed far more ancient than mankind itself, was perhaps the mainspring of scientific knowledge in the past as it still is today. Necessity has been called the mother of invention, of technology, but curiosity was the mother of science. The motives of primitive scientists (as opposed to those of primitive technicians and shamans) were perhaps not very different from those of our contemporaries; they varied considerably from man to man and time to time and then as now covered the whole gamut from complete selflessness, reckless curiosity, and spirit of adventure down to personal ambition, vainglory, covetousness.”*

George Sarton

“Ancient science through the golden age of Greece”

DOVER Publications, INC.

New York



# Agradecimentos

Tenho a absoluta certeza de que este trabalho **NÃO** foi fruto somente do meu esforço, mas principalmente da formação, do apoio e dos auxílios que recebi ao longo de toda a minha vida. Portanto, nada mais natural que eu agradeça, inicialmente, aos meus pais e irmãos pela dedicação e empenho para fornecer condições adequadas à minha formação, e pelo grande apoio que deles recebi.

Agradeço aos vários professores que tive, alguns dos quais foram excelentes. Dentre eles agradeço especialmente ao Carlos Ourívio Escobar, não só pela orientação desde a iniciação científica e por toda a dedicação e empenho, seja buscando recursos junto às agências de fomento, mostrando a importância do presente trabalho a toda colaboração Auger ou ainda procurando empresas que nos auxiliasse na confecção da lente, tema deste trabalho, mas também pela constante preocupação com o meu bem-estar, o que foi de grande importância para que eu pudesse trabalhar tranquilamente durante todos esses anos.

Agradeço aos meus colegas de trabalho Hugo C. Reis, José Belido Caceles e Marcelo A. Leigui de Oliveira. Vocês foram de vital importância para o desenvolvimento do trabalho, através das várias discussões, trocas de idéias e auxílios dos mais variados que recebi ao longo de todo esse tempo.

Agradeço ao Rogério Marcon, experiente em produzir seus próprios telescópios, por sempre nos auxiliar com idéias para a produção e teste das lentes, e ao Engenheiro Antonio Carlos da Costa, responsável pelo Laboratório de Ensino de Óptica do IFGW, por sempre dispor, quando possível, alguns dos equipamentos deste laboratório.

Agradeço ao Luiz Vitor de Souza Filho e ao Henrique de Melo Jorge Barbosa pelas valiosas discussões, trocas de informações e medidas feitas ao longo de todos esses anos.

Agradeço a toda a Colaboração Auger, pelas várias idéias propostas, pelos programas de que pude usufruir e pelos esforços no oferecimento de toda a infra-estrutura e na operação do Observatório Auger.

Agradeço aos meus colegas Andréia Nalu Soares Hisi, Antônio Renato Biral, Carlos José Todero Peixoto, Ernesto Kemp, Fernando Catalani, Hélio Nogima, Júlio Garcia Carvalho, Lázaro de Assis Macedo Junior, Luiz Américo de Carvalho, Luiz Prado Junior, Márcio Aparecido Muller, Ricardo Avelino Gomes, Sérgio Luiz Carmelo Barroso, Tânia Patrícia Simões e vários outros. Sem vocês a confecção deste

trabalho seria extremamente desgastante ou até mesmo impossível. Faço, aqui, um agradecimento especial ao Walter José Medeiros de Mello Junior por, além de ter sido uma companhia agradável durante todo o tempo em que convivemos, ter lido pacientemente toda a tese e sugerido várias alterações para que ela ficasse mais completa e mais compreensível.

Agradeço aos que mantiveram o sistema computacional do Instituto de Física Gleb Wataghin sempre disponível e, também, aos que desenvolveram os programas baseados em distribuições GNU/GLP e aos que permitem a livre distribuição de seus códigos e programas, como os aplicativos latex, emacs, gcc, xfig e gnuplot. Sem tudo isto, eu não teria sido capaz de produzir os meus programas e figuras, e até mesmo realizado este trabalho.

Agradeço à Universidade Estadual de Campinas (UNICAMP), onde foi desenvolvida a maior parte deste trabalho, e à Universidade de São Paulo (USP), onde foi iniciado o presente estudo, pela oportunidade e pela infra-estrutura de que pude usufruir. Agradeço também à Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP), ao Conselho Nacional de Pesquisa (CNPq) e à Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES), pelo apoio financeiro que recebi e/ou por prover parte dos recursos das universidades citadas.

Quando digo que agradeço às Universidades e às agências FAPESP, CNPq e CAPES, não me refiro somente aos órgãos em si e a seus funcionários, professores e alunos, mas também àqueles que realmente as sustentam, muitos dos quais são pessoas que não conseguem nem mesmo ler este agradecimento.

# Resumo

Desde antes de sua descoberta, o estudo dos raios cósmicos e de seus efeitos tem mobilizado intensamente teóricos e experimentais. Hoje, um dos grandes desafios é a explicação da existência dos raios cósmicos de altíssimas energias, que chegam a ultrapassar  $10^{20} \text{ eV} \approx 16 \text{ J}$ .

Com o intuito de investigar a faixa mais energética do espectro, em particular energias superiores a  $10^{19} \text{ eV}$ , onde o fluxo é da ordem de 1 evento por quilômetro quadrado por ano, encontra-se em construção, mas já em operação, o Observatório Pierre Auger, a ser constituído por duas grandes redes de detectores que cobrirão  $3.000 \text{ km}^2$  cada uma, o que equivale a praticamente duas vezes a área da cidade de São Paulo ( $1.523,986 \text{ km}^2$ , segundo dados do IBGE).

Em cada sítio, serão adotadas duas técnicas independentes e complementares de detecção dos chuviros atmosféricos extensos: observação direta das partículas que chegam ao solo e registro da luz de fluorescência produzida pela passagem da cascata.

Os detectores de fluorescência consistem de telescópios de Schmidt, com uma lente corretora em sua abertura. O presente trabalho mostra os estudos desenvolvidos desde a concepção da lente até o seu desempenho nos telescópios, envolvendo a definição do perfil, a investigação das possíveis vantagens de seu uso, a escolha do material, o método de produção e os testes ópticos para a avaliação da qualidade.

O uso da lente possibilitou o aumento da área de coleta de luz em praticamente duas vezes, sem deteriorar a resolução óptica do telescópio, o que permite fazer estimativas melhores dos parâmetros relevantes do chuviro, como a energia e a profundidade em que ocorre o máximo do chuviro.





# Abstract

Since before its discovery, the study of cosmic rays and its effect has deeply stimulated theorists and experimentalists. Today, one of the great challenge is a explanation of the existence of the ultra high energy cosmic rays, that overcome energies of  $10^{20} \text{ eV} \approx 16 \text{ J}$ .

With the goal to investigate the most energetic part of the spectrum, in particular energies above  $10^{19} \text{ eV}$ , where the flux is about 1 event per square kilometer per year, the Pierre Auger Observatory is under operation and construction. It will be composed by two large groups of detectors covering  $3,000 \text{ km}^2$  each one, what is equivalent twice São Paulo city area ( $1.523,986 \text{ km}^2$ , according to IBGE data).

In each site, two independent and complementary detection techniques of extensive air showers will be used: direct observation of the particles which reach the ground and the measurement of the fluorescence light produced by the cascade.

The fluorescence detectors consist of Schmidt telescopes with a corrector lens at its aperture. The present work shows the studies developed from the lens conception to its performance in the telescopes, involving the definition of the profile, investigation of its possible advantages, material choice, production method and the optical tests to evaluate quality.

Using the lens, it is possible to double the effective light collection area, without deteriorate the telescope optical resolution. It enables a better determination of important shower parameters like the energy and shower maximum.



# Conteúdo

<b>Agradecimentos</b>	<b>ix</b>
<b>Resumo</b>	<b>xi</b>
<b>Abstract</b>	<b>xiii</b>
<b>Conteúdo</b>	<b>xiii</b>
<b>Lista de Figuras</b>	<b>xvi</b>
<b>Lista de Tabelas</b>	<b>xxv</b>
<b>Introdução</b>	<b>1</b>
<b>1 Aspectos astrofís. dos raios cósmicos</b>	<b>7</b>
1.1 Dados observados . . . . .	7
1.2 Propagação . . . . .	14
1.2.1 Trajetória dos raios cósmicos . . . . .	14
1.2.2 Perdas de energia . . . . .	15
1.3 Modelos de aceleração e fontes . . . . .	23
1.4 Modelos além do modelo padrão . . . . .	27
<b>2 Detectores</b>	<b>31</b>
2.1 Processos de detecção . . . . .	31
2.2 Detecção direta . . . . .	42
2.3 Detecção através de chuviros atmosféricos . . . . .	43
2.3.1 Atmosfera . . . . .	43
2.3.2 Chuviros atmosféricos extensos . . . . .	47
2.3.3 Detectores de partículas . . . . .	56
2.3.4 Detecção de luz Cherenkov atmosférica . . . . .	59
2.3.5 Detectores de fluorescência . . . . .	62
2.3.6 Radiofrequência . . . . .	67
2.4 O Observatório Pierre Auger . . . . .	68

2.4.1	Detectores de partículas . . . . .	69
2.4.2	Detectores de fluorescência . . . . .	72
<b>3</b>	<b>As lentes corretoras</b>	<b>81</b>
3.1	Introdução . . . . .	81
3.2	O perfil da lente e o aumento da área efetiva . . . . .	90
3.3	Sobre a forma do perfil do anel corretor . . . . .	100
<b>4</b>	<b>Produção da lente</b>	<b>103</b>
4.1	Material da placa corretora . . . . .	103
4.2	Métodos usuais de produção . . . . .	108
4.3	Aproximações para o perfil da lente . . . . .	111
4.4	Idéias para a produção da lente . . . . .	114
4.5	Detalhes da máquina e a produção do anel . . . . .	121
4.6	Fixação e alinhamento no telescópio . . . . .	128
4.7	Testes . . . . .	132
4.7.1	Teste com <i>laser</i> . . . . .	133
4.7.2	Imagem de estrela . . . . .	141
4.7.3	O aumento de área do telescópio com a lente . . . . .	143
<b>5</b>	<b>Considerações finais</b>	<b>155</b>
<b>A</b>	<b>O programa de simulação da óptica</b>	<b>161</b>
A.1	Descrição básica de um raio de luz . . . . .	161
A.2	Estrutura do programa de simulação . . . . .	162
A.3	Descrição dos elementos ópticos . . . . .	165

# Lista de Figuras

- 1.1 Espectro dos raios cósmicos. Compilação feita por J. W. Cronin, T. K. Gaisser e S. P. Swordy [6]. Figura extraída da referência [7]. . . . . 8
- 1.2 Composição química dos raios cósmicos com energias de  $\approx 1\text{ TeV}$ , em comparação com a abundância dos elementos observados no sistema solar. Figura extraída da referência [24]. Não há, na verdade, dados de composição para  $Z > 26$  nesta energia; neste caso, os valores foram obtidos a partir de uma extrapolação das medidas existentes. . . . . 11
- 1.3 Medidas da composição química a partir da observação de chuueiros. O gráfico (a) mostra os resultados da composição obtidos através das medidas da profundidade do máximo do chuueiro ( $X_{max}$ ), e o gráfico (b) os valores resultantes da observação das partículas que atingem a superfície terrestre. As linhas contínua e tracejada representam estimativas da composição segundo os dois modelos desenvolvidos na referência [24], de onde as figuras foram extraídas. . . . . 13
- 1.4 Espectro da radiação de fundo nas regiões de ondas de rádio (R), microondas provenientes do *Big Bang* (CMBR, de *Cosmic Microwave Background Radiation*) e infravermelho (IR, de *Infrared*). Compilação feita por R. J. Protheroe e P. A. Johnson [27]. . . . . 17
- 1.5 Seção de choque, em função da energia do “centro de massa”, para os processos Compton inverso e criação de pares em colisões fóton-fóton. Gráficos gerados a partir das equações 20 e 22 da referência [30] . . . . 20
- 1.6 Comprimento de atenuação dos raios cósmicos na interação com os fótons que permeiam o universo (ondas de rádio, microondas (CMBR) e infravermelho). Avaliação realizada por R. J. Protheroe e P. A. Johnson [27] (linhas contínuas), incluindo as interações de núcleos pesados a radiação de fundo [28, 31, 32] (linha tracejada). Figura extraída da referência [7]. . . . . 21
- 1.7 Resultado do cálculo do comportamento da energia de um próton em função da distância percorrida[33, 34], para energias iniciais de  $10^{20}\text{ eV}$ ,  $10^{21}\text{ eV}$  e  $10^{22}\text{ eV}$ . Figura extraída da referência [7]. . . . . 22

1.8	Efeito da atenuação dos raios cósmicos pela fotoprodução de píons, na interação com a radiação proveniente do <i>Big Bang</i> , para fontes correspondentes a diferentes valores de <i>red shift</i> $z$ , como indicado no gráfico. $z = 0,004$ corresponde a uma distância de aproximadamente $2Mpc$ , e $z = 1$ , a $5Gpc$ . O espectro de emissão da fonte foi considerado como $dN/dE = E^{-2}$ [35]. Figura extraída da referência [7]. . . . .	23
1.9	À esquerda, método de aceleração de um satélite através do campo gravitacional de um planeta e, à direita, esquema do modelo de aceleração de Fermi de segunda ordem. . . . .	24
1.10	Processo de aceleração por onda de choque (mecanismo de Fermi de primeira ordem). . . . .	26
1.11	Tamanho e intensidade do campo magnético de possíveis fontes astrofísicas de raios cósmicos de altas energias. As retas indicam os valores do tamanho e da intensidade do campo necessários para que uma partícula carregada possa adquirir a energia máxima de $10^{20} eV$ , de acordo com a expressão 1.17. Figura extraída da referência [40]. . . . .	28
2.1	Um processo de detecção possível. $D_i$ são elementos que convertem um dado sinal $S_i$ em outro $S_{i+1}$ , e $S_n$ é o sinal pronto para ser lido e interpretado por outro sistema. . . . .	32
2.2	Desenho esquemático de uma fotomultiplicadora. Maiores detalhes são apresentados no texto. . . . .	36
2.3	Exemplo de circuito usado para fazer o isolamento elétrico entre a alta tensão usada nos sensores, como detector Geiger e fotomultiplicadora, e a eletrônica. . . . .	36
2.4	Exemplo de um detector de partículas carregadas, com quatro câmaras de arrasto seguidas de um calorímetro, formado por três camadas de absorvedor e três cintiladores. . . . .	41
2.5	Relação entre a altura $h$ e a distância percorrida pelo chuvaire. . . . .	46
2.6	Modelo simplificado do desenvolvimento de um chuvaire iniciado por um raio $\gamma$ . . . . .	48
2.7	Desenvolvimento longitudinal do evento mais energético observado pelo experimento Fly's Eye [53]. Figura extraída da referência [7]. . . . .	49
2.8	Constituição de um chuvaire iniciado por hádron. As componentes muônica e eletromagnética são geradas, em sua maioria, pelo decaimento de píons. Os fótons daí provenientes acabam produzindo cascatas através da criação de pares e da emissão de Bremsstrahlung. A figura foi extraída da referência [7]. . . . .	51
2.9	Técnica de observação dos chuvaires através da detecção das partículas na superfície. Na frente do chuvaire, as tonalidades em cinza procuram dar uma idéia da densidade de partículas do chuvaire. . . . .	57

2.10 Emissão de luz Cherenkov produzida pela passagem de um chuveiro pela atmosfera, supondo que todas as partículas carregadas se propagam na vertical. Os ângulos de emissão apresentam, no máximo, o valor $\theta_{max}$ . . . . .	60
2.11 Esquema da geometria da trajetória de um chuveiro e de sua observação por um detector de fluorescência. A figura à esquerda ilustra o posicionamento do chuveiro em relação ao detector, e a da direita destaca os parâmetros relevantes da geometria, no plano chuveiro-detector. Figuras copiadas da referência [49]. . . . .	63
2.12 Produção de luz de fluorescência como função da altitude, segundo as estimativas de F. Kakimoto, <i>et al.</i> [79]. Figura extraída da referência [7]. . . . .	66
2.13 Espectro de emissão da luz de fluorescência do gás nitrogênio segundo Bunner [80]. Figura extraída da referência [7]. . . . .	67
2.14 Desenho esquemático do detector de partículas do Observatório Pierre Auger. A linha contínua que atravessa o tanque indica a trajetória de uma partícula carregada do chuveiro; as linhas tracejadas representam a luz Čerenkov produzida e as pontilhadas a luz refletida pelas paredes do tanque. . . . .	70
2.15 Configurações propostas para a forma dos sítios e as posições e alcances dos detectores de fluorescência [87]. . . . .	72
2.16 Mapa do sítio sul do Observatório Auger, mostrando o arranjo dos olhos - (LOS) LEONES, (LOS) MORADOS, LOMA AMARILLA e COIHUECO - e a distribuição dos detectores de partículas (pontos pretos dispostos em uma grade triangular). A região destacada (mais escura) apresenta os tanques instalados e em operação em novembro de 2004. Os telescópios de Los Leones e Coihueco também já estavam em operação, e a construção do prédio de Los Morados concluída nessa mesma data, faltando neste a instalação dos telescópios propriamente ditos. . . . .	74
2.17 Estrutura de um olho e o arranjo dos telescópios. A desenho superior mostra a vista superior do prédio e a inferior um corte de um dos telescópios. . . . .	75
2.18 Padrões básicos reconhecidos pelo detector de fluorescência do Observatório Auger [85, 88]. . . . .	77
2.19 Sistema de armazenamento temporário dos sinais das fotomultiplicadoras do detector de fluorescência. Consultar o texto para as explicações correspondentes. . . . .	78

3.1	Esquema ilustrativo dos campos visuais de dois telescópios (linhas contínuas e tracejadas, respectivamente), segundo proposta de sistema óptico feita no âmbito da Colaboração Auger como alternativa à proposta original. . . . .	82
3.2	Óptica de Schmidt . . . . .	83
3.3	Ilustração da aberração esférica (A), da óptica de Schmidt (B) e das regiões em que a luz atinge o espelho (C). Consultar o texto para as explicações correspondentes. . . . .	84
3.4	Simulação de um telescópio com raio de curvatura de $3,4\text{ m}$ , sem diafragma e com espelho apresentando um tamanho de $0,85\text{ m}$ de raio, segundo ângulos de incidência de $0^0$ (esquerda), $5^0$ (centro) e $9^0$ (direita). . . . .	86
3.5	Simulação de um telescópio tendo um raio de curvatura de $3,4\text{ m}$ e diafragma com abertura de $0,85\text{ m}$ de raio. Ângulos de incidência de $0^0$ (esquerda), $10^0$ (centro) e $20^0$ (direita). . . . .	86
3.6	Disposição das fotomultiplicadoras na superfície focal e ângulos de incidência da luz no telescópio de Schmidt ( $5^0$ , $10^0$ , $15^0$ e $20^0$ ). Os três pontos escuros com coordenadas $(x,y)=(0,0)$ , $(23\text{ cm}, 20\text{ cm})$ e $(45\text{ cm}, 40\text{ cm})$ indicam as posições das imagens apresentadas na figura 3.5. . . . .	87
3.7	Perfil das lentes que podem ser usadas nos telescópios de Schmidt para diminuir a aberração esférica, e os resultados das simulações para ângulos de incidência iguais a $0^0$ , $10^0$ e $20^0$ . . . . .	88
3.8	Tamanho da imagem ( $R_{fig}$ ) e distância focal ( $R_f$ ) em função do raio de abertura do diafragma, para as lente do tipo I e II e ângulo de incidência de $20^0$ . . . . .	90
3.9	Esquema para análise dos fatores que provocam o alongamento da imagem com a introdução da lente no diafragma. . . . .	92
3.10	Componente radial da normal da superfície da lente, obtida com a condição da luz convergir para um único ponto da superfície focal. Incidência segundo ângulos de $0^0$ e $20^0$ e, no segundo caso, ao longo de três direções radiais definidas pelos ângulos azimutais $00^0$ , $90^0$ e $180^0$ , conforme a legenda. . . . .	94
3.11	Esquema da explicação do critério usado para se definir o perfil da lente. Consultar o texto. . . . .	95
3.12	À esquerda, a componente radial da normal do perfil da lente corretora, de acordo com o critério definido pela equação 3.7 e, à direita, o valor de $f(r, n_r(r), 20^0)$ , seguindo o mesmo critério. . . . .	96
3.13	Relação entre a espessura da lente e a normal à sua superfície. . . . .	96



3.14	Imagens obtidas a partir da simulação do telescópio incorporando uma lente corretora com o perfil obtido a partir da figura 3.12. Três ângulos de incidência foram considerados: $0^0$ (esquerda), $10^0$ (centro) e $20^0$ (direita). . . . .	97
3.15	Limites encontrados para os valores de $n_r(r)$ , com base no critério indicado na expressão 3.12. . . . .	98
3.16	Simulações do telescópio com uma lente cujo perfil é próximo do limite superior (acima) ou descrito pelo limite inferior (abaixo). Da esquerda para a direita, os ângulos de incidência são $0^0$ , $10^0$ e $20^0$ . . . . .	99
3.17	Esquema para análise do efeito da espessura do anel corretor. Consultar o texto para maiores informações. . . . .	101
3.18	Ilustração do efeito da lente corretora sobre a direção dos raios de luz.	102
4.1	Transmitância de uma amostra de $6mm$ do vidro BK7, medida no laboratório de ensino de óptica do Instituto de Física “Gleb Wataghin”, Universidade Estadual de Campinas. . . . .	104
4.2	Espectros de emissão de luz de fluorescência do $N_2$ usados no programa FDSim, baseados nas medidas de A. Bunner [80], F. Kakimoto <i>el. al.</i> [79] e M. Nagano <i>el. al.</i> [81]. . . . .	105
4.3	Estimativas da perda de luz com o uso do vidro BK7, em relação a um material cuja transmitância é igual a 90% em todo o espectro de fluorescência do $N_2$ . Nos cálculos considerou-se uma espessura uniforme de $10mm$ para toda a lente. $0^0$ e $30^0$ são os ângulos de observação dos detectores, em relação ao horizonte. . . . .	107
4.4	Limites para a componente radial da normal para dois valores do índice de refração, relativos a $300\text{ nm}$ (1,550) e $410\text{ nm}$ (1,528), e ângulos de incidência entre $0^0$ e $17^0$ . . . . .	109
4.5	(A) Esquema de uma das técnicas de produção de superfícies esféricas. (B) Normal a uma superfície esférica. . . . .	110
4.6	Técnica de produção de lente corretora pelo método a vácuo. Partindo de uma placa circular com as duas superfícies paralelas entre si (passo 1), retira-se o ar do recipiente, o que é praticamente equivalente a aplicar uma pressão constante sobre a superfície superior (passo 2), deformando a placa. Desbasta-se o material de modo que a superfície se torne esférica (passo 3) e, finalmente, retira-se a diferença de pressão entre as superfícies (passo 4). . . . .	110
4.7	Desenho de um segmento do anel corretor [99]. As dimensões estão todas dadas em milímetros. . . . .	111

- 4.8 Limites para o perfil do anel corretor no caso de ângulos de incidência de  $0^0$  a  $17^0$  e índices de refração entre 1,528 e 1,550, ao lado dos perfis correspondentes às aproximações propostas na Colaboração Auger para facilitar a produção do anel: 1 - duas esferas; 2 - circular; 3 - perfil dado por  $r^6$ . . . . . 112
- 4.9 Desempenho das aproximações propostas pela Colaboração Auger para o perfil do anel corretor: à esquerda, aproximação por duas superfícies esféricas; no centro, perfil circular; à direita, perfil definido por  $r^6$ . Os gráficos mostram os resultados das simulações correspondentes, para ângulos de incidência de  $0^0$ ,  $10^0$  e  $20^0$ ; as escalas estão em centímetros. Os valores dispostos sobre cada gráfico indicam, em milímetros, o tamanho da figura (raio do círculo que contém 90% dos raios que chegam à superfície focal). . . . . 113
- 4.10 Esquema de uma máquina para produzir o perfil circular, de acordo com o segundo método descrito no texto. . . . . 115
- 4.11 Sistemas usados por algumas empresas do ramo óptico para produzir superfícies de elipsóides de revolução. (A) Mecanismo para retirada de grandes quantidades de material; (B) Método para eliminação de defeitos. . . . . 116
- 4.12 O desenho na parte superior ilustra a configuração do disco de desbaste no processo de produção do anel corretor sugerido pela empresa Schwantz;  $\vec{\eta}$  é a direção da normal do plano que contém o disco. Os gráficos mostram o comportamento da componente radial da normal do perfil capaz de ser obtido, para diferentes configurações do disco, comparando-o aos limites impostos para o perfil (identificados por “limites”). “0” indica os resultados obtidos com os valores  $|\vec{R}| = 97,5 \text{ cm}$ ,  $|\vec{r}_d| = 17,5 \text{ cm}$ ,  $\alpha_r = \arccos(-\vec{\eta}\hat{r}) = 0,021^0$  e  $\alpha_\theta = \arccos(\vec{\eta}\hat{\theta}) = 0,015^0$ , enquanto “ $X\pm$ ” identificam as curvas obtidas quando o parâmetro  $X$  adota os valores  $|X| \pm \Delta X$ , sendo  $\Delta R = 2,5 \text{ cm}$ ,  $\Delta r_d = 2,5 \text{ cm}$ ,  $\Delta\alpha_r = 0,005^0$  e  $\Delta\alpha_\theta = 0,005^0$ . . . . . 118
- 4.13 Esquema da máquina desenvolvida para a produção do anel corretor. 119
- 4.14 Fotos da máquina desenvolvida para a produção do anel corretor. Acima observamos o disco de desbaste e o sistema de controle da sua orientação; a foto inferior retrata o lado oposto, onde se situa o motor que controla a base giratória. . . . . 120
- 4.15 Sistema de fixação dos segmentos na base giratória da máquina. O desenho inferior mostra as pequenas ranhuras feitas nas bordas do segmento. A indicação “**madeira**” se refere, na verdade, ao material utilizado para evitar o contato direto do metal com o vidro. . . . . 121
- 4.16 Desenho do disco de desbaste usado na máquina, segundo esquema apresentado na figura 4.13. . . . . 122
- 4.17 Sistema de controle da orientação e da altura do disco. . . . . 123

4.18	Aparelho usado para medir a curvatura da superfície do anel. . . . .	123
4.19	Defeito na superfície do segmento, produzido pelo disco de desbaste. .	125
4.20	O esquema (1) ilustra o método usado para produzir uma cópia do perfil do anel corretor nos blocos de óxido de alumínio. Dispondo os blocos segundo o esquema (2), podem aparecer os defeitos mostrados em (3). . . . .	126
4.21	Sequência de preparação dos segmentos, antes de serem fixados na máquina de produção do perfil (figura 4.13). <b>1</b> Inicia-se com o desbaste e o polimento de uma das superfícies da placa de vidro BK7, para torná-la plana; <b>2</b> as duas laterais da placa são cortadas, de modo que formem aproximadamente $15^\circ$ ; <b>3</b> desbasta-se a borda externa, de modo que fique com raio de $1,15\text{ m}$ , incluindo a região necessária para o sistema de fixação do segmento no telescópio; <b>4</b> são feitas as ranhuras para a fixação do segmento na base giratória da máquina e um pequeno rebaixo próximo à borda externa, usado no sistema de fixação do segmento no telescópio. . . . .	127
4.22	Sistema de fixação e alinhamento do anel corretor no telescópio. . . .	130
4.23	Sistema de fixação dos segmentos na moldura. . . . .	131
4.24	Reflexões e refrações nas superfícies da lente. <i>A</i> é o feixe de luz incidente; <i>B</i> e <i>C</i> são os feixes transmitido e refletido pela lente após a incidência de <i>A</i> na superfície 1; <i>D</i> é o feixe emergente oriundo da reflexão na superfície 2 e <i>E</i> aquele que resulta da reflexão interna na superfície 1. . . . .	134
4.25	Aparato usado para determinar o perfil dos segmentos do anel corretor, a partir a medição da direção dos feixes incidente e refletidos pela lente. . . . .	135
4.26	Posição (x,y) dos pontos de incidência, no anteparo, dos raios de luz refletidos pelas superfícies 1 e 2, em função da posição dos pontos indicados no segmento. . . . .	136
4.27	Componente radial da normal das superfícies curva (à esquerda) e plana (à direita) de quatro segmentos de um anel corretor, identificados pelos números 06, 10, 15 e 23 e cujos centros geométricos formam praticamente um quadrado. Os resultados foram obtidos pelo método Monte Carlo descrito no final da subseção. . . . .	138
4.28	Desvio $\delta$ da luz ao atravessar um meio material cujas superfícies apresentam $\hat{n}_1$ e $\hat{n}_2$ como normais. . . . .	139
4.29	Componentes azimutal (esquerda) e radial (direita) do vetor $\hat{n}_1 - \hat{n}_2$ , em função da distância ao centro do anel corretor. O gráfico à direita apresenta, também, os limites estabelecidos para a componente radial da normal (figura 4.4). . . . .	140

- 4.30 Simulações do telescópio para três ângulos de incidência ( $0^0$ ,  $10^0$  e  $20^0$ , da esquerda para a direita), nas quais considerou-se o perfil dos segmentos produzidos, definido a partir dos valores da componente radial da normal expostos na figura 4.27. . . . . 141
- 4.31 Esquema do arranjo experimental usado para se tirar fotos da imagem formada na superfície focal por uma estrela. . . . . 143
- 4.32 Densidade de luz da estrela Vega, sobre a superfície focal do telescópio, para as configurações sem o anel corretor (à esquerda) e com o anel (à direita). Gráficos extraído de [105]. . . . . 144
- 4.33 Quantidade relativa de luz que atinge a superfície focal, em função da distância ao centro da mancha, para os telescópios com e sem lente. . 145
- 4.34 Variâncias medidas durante as noites entre 24 e 25 de julho (à esquerda) e entre 22 e 23 de agosto (à direita), no ano de 2004.  $t(h)$  é a hora referente ao meridiano de Greenwich. “tel” e “pix” representam o telescópio e a fotomultiplicadora considerados, e “ajustado” é o ajuste aos dados do telescópio 2 a partir das variâncias do telescópio 3, de acordo com a equação 4.24. Os gráficos inferiores são os correspondentes gráficos superiores, destacando as diferenças entre as curvas “tel 2, pix 041” e “ajustado”. . . . . 149
- 4.35 À esquerda, os valores médios do fator  $\alpha_{ij}$ , obtidos pelo ajuste das variâncias do telescópio 2 e determinados em relação às variâncias do telescópio 3. O  $id$ , nas abscissas, é a identificação apresentada na tabela 4.2. Para evitar que os pontos de meses diferentes ficassem na mesma vertical, foi feito um pequeno deslocamento de um mês para outro ao longo da horizontal. À direita apresentamos as médias e os desvios padrões da média para os pontos do gráfico à esquerda selecionados segundo o algoritmo descrito no texto. . . . . 151
- 4.36 Valores de  $R_{ij}(t)$  obtidos para os telescópios do olho instalado em Los Leones. O gráfico à esquerda mostra os dados referentes aos telescópios que não sofreram alteração de suas características, enquanto que à direita podemos observar o efeito da introdução da lente no telescópio 3. Para cada par de fotomultiplicadoras há dois conjuntos de pontos: um exatamente na vertical definida pelo  $id$ , que se refere à comparação entre os meses de julho e agosto, e outro ligeiramente deslocado para a direita, correspondendo a agosto e setembro. Os números nas legendas representam os telescópios considerados e sua ordem na determinação de  $\alpha_{ij}$ , de acordo com a convenção definida na tabela 4.2; note que no caso dos telescópios 4 e 3 inverteu-se a ordem convencional, a fim de evitar o valor 0,5 e facilitar a comparação com a relação 2 e 3. Os pontos cheios no gráfico à direita representam os valores esperados da tabela 4.2. . . . . 152

4.37	Valores de $R_{ij}(t)$ obtidos para os telescópios de Coihueco, seguindo as mesmas características da figura 4.36. Aqui, a inversão da ordem na determinação de $\alpha_{ij}$ ocorreu no caso dos telescópios 5 e 4. . . . .	152
A.1	Os processos de reflexão e refração. . . . .	163
A.2	Transformações do sistema de referência na simulação de um elemento óptico. . . . .	163
A.3	Diagrama de blocos do programa de simulação do telescópio de fluorescência. Os quadros tracejados representam elementos que não foram implementados. . . . .	164
A.4	Sistemas de referência adotados para descrever a câmera (acima) e esquema enfatizando o centro da câmera e a disposição das fotomultiplicadoras (abaixo). . . . .	167
A.5	Conjunto de coletores ópticos (mercedes) dispostos em torno de uma fotomultiplicadora. . . . .	168



# Lista de Tabelas

1.1	Reações mais relevantes dos raios cósmicos com a radiação de fundo (ondas de rádio, microondas e infravermelho), indicada por $\gamma_b$ . $E_c$ é a energia característica do processo, correspondente ao limiar (3) ou ao máximo da secção de choque (1, 2 e 4), e $\sigma$ o valor máximo (1, 2 e 4) ou assintótico (3) da secção de choque. Como na reação 5 não há limiar de energia ou máximos na secção de choque, para efeito de comparação calculamos $E_c$ e $\sigma$ relativamente ao ponto onde ocorre o máximo da secção de choque no processo (4). Em todos os casos, foi considerado para a energia do fóton $\gamma_b$ o valor $1\text{ meV}$ . . . . .	20
2.1	Valores dos coeficientes $x_0$ , $x_1$ e $h_0$ (equação 2.16) para a descrição da atmosfera padrão dos Estados Unidos e atmosfera média do verão de Malargue, Argentina, com base na parametrização do CORSIKA [48].	45
2.2	Energia mínima e ângulo máximo de emissão da radiação Cherenkov em diferentes altitudes, para elétrons e pósitrons. $r$ é o raio do cone de emissão, segundo a figura 2.10, considerando que as partículas do chuveiro se propagam na direção de seu eixo e que a variação do índice de refração ( $n = 1 + \delta$ ) seja dada pela expressão 2.46, com $h_0 = 7,5\text{ km}$ .	61
4.1	Valores do índice de refração do vidro BK7, fornecidos pela Schott, em função do comprimento de onda. . . . .	108
4.2	Lista das fotomultiplicadoras de telescópios vizinhos que possuem campos de observação interpenetrados. <i>id</i> é o número que adotaremos para designar cada um dos pares nos gráficos que seguem; $p_i$ é a identificação da fotomultiplicadora do telescópios $i$ e $p_j$ , do telescópio $j = i + 1$ , com $i = \{1, 2, 3, 4, 5\}$ ; $\Delta\theta$ é o ângulo formado entre as direções dos centros dos campos visuais das fotomultiplicadoras; e $R_i$ e $R_j$ são os aumentos esperados para as áreas efetivas das fotomultiplicadoras $p_i$ e $p_j$ , respectivamente, obtidos por meio de simulação. . .	147
4.3	Médias ponderadas do valores de $R_{ij}$ para cada um dos pares de telescópios. Estão em negrito, somente os valores de $R_{ij}$ , que foram instaladas as lentes no período considerado. . . . .	151





# Introdução

Uma das características do ser humano é a sua curiosidade. Provavelmente, esta tem sido uma das molas propulsoras para o desenvolver da ciência, e consequentemente da tecnologia, ao longo de nossa existência. A curiosidade leva muitas crianças, em seu desenvolvimento, a fazerem aquelas intermináveis perguntas: Por que ...? Por que ...? Esta ânsia de compreender também tem levado o homem a desvendar os vários fenômenos da natureza.

Dentre esses fenômenos estão aqueles relacionados aos efeitos dos raios cósmicos na atmosfera terrestre e que, investigados pela curiosidade de vários pesquisadores, levaram à sua descoberta.

A seguir, apresentaremos um breve apanhado histórico das pesquisas sobre os raios cósmicos, em particular das primeiras décadas de investigação, guiando-nos, principalmente, pelo livro de Y. Sekido e H. Elliot [1], uma excelente coletânea dos relatos de vários pesquisadores dessa área.

No início do século XX, paralelamente às descobertas e aos estudos que levaram à formulação da mecânica quântica, investigações tentavam explicar a tênue condutividade elétrica do ar, um fenômeno conhecido desde as pesquisas de C. A. Coulomb, em 1785, quando ele estudava as forças entre corpos eletricamente carregados.

Alguns dos resultados importantes, referentes a essa propriedade do ar, foram:

- Coulomb, muito antes da formulação da lei de Ohm, verificou que a corrente ( $i$ ) no ar era proporcional ao campo elétrico ( $i \propto ||\vec{E}||$ );
- Em 1850, Matteucci verificou que há um efeito de saturação quando o campo elétrico é suficientemente alto (saturação de  $i(\vec{E}) \rightarrow i_s$ );
- após 1896, quando J. J. Thomson e E. Rutherford perceberam que os íons eram os responsáveis pela condutividade do ar, a medida de  $i_s$  passou a ser uma forma de caracterizar os agentes ionizantes;
- C. T. R. Wilson, em seus estudos com câmara de nuvens, percebeu em 1896 que a condensação podia ser estimulada por meio de raios X, concluindo que a formação das nuvens, em ambientes livres de poeira, era causada pelos íons.

Esses fatos levaram muitos pesquisadores da primeira década do século XX a acreditar que a condutividade do ar era provocada, de alguma maneira, por radiação de caráter penetrante, supondo então tratar-se de raios  $\gamma$ .

Qual seria, no entanto, a fonte de tal radiação? Uma das hipóteses levantadas foi a de que seria proveniente de fontes naturais. Desse modo, deveriam observar variações da condutividade em função da posição geográfica (sobre a superfície da terra, ao longo da atmosfera ou no interior de um lago ou oceano). Isso levou Th. Wulf a medir a diferença entre as condutividades do ar próximo ao solo e a uma altitude de aproximadamente 330 *m*, no alto da torre de Eiffel. Constatou uma pequena diminuição da condutividade com a altitude.

Victor Hess, ao observar o trabalho de Wulf, procurou investigar se a atenuação da radiação na atmosfera poderia explicar esses resultados, usando para isto uma fonte intensa de raios  $\gamma$  - 1500 *mg* de rádio ( $^{226}_{88}\text{Ra}$ ) - e um eletroscópio posicionado a diferentes distâncias até um máximo de aproximadamente 90 *m*. Concluiu que a atenuação dos raios  $\gamma$  estava de acordo com os resultados esperados, considerando-se um comprimento de atenuação da ordem de 80 *m*. Sendo assim, do alto da torre Eiffel não se deveria observar praticamente nenhuma condutividade elétrica.

Entre os anos de 1911 e 1913, Victor Hess, usando ao todo 10 balões, realizou diversas medidas da condutividade elétrica do ar até a altitude de 5300 *m*. Constatou que, até 500 *m*, a condutividade realmente decrescia com a altitude; porém, acima desta altitude, a condutividade - ou a taxa de ionizações no ar - somente aumentava.

Poder-se-ia argumentar que tal comportamento era simplesmente devido às variações de temperatura e pressão; Hess, no entanto, teve o cuidado de montar os eletroscópios de modo que essas variações não influenciassem nas medidas da taxa de ionização. Para evitar problemas com o funcionamento dos eletroscópios, usara, em cada um dos vôos, três deles.

A partir de seus estudos, Hess concluiu que o aumento das ionizações residuais era provocado por alguma radiação altamente penetrante proveniente de fora da Terra.

Logo após os vôos feitos por Hess, W. Kolhörster fez medidas da ionização em diversas altitudes até 9000 *m*, confirmando as observações de Hess. Com base nas medidas obtidas, Kolhörster fez uma estimativa da atenuação da radiação ionizante, que se mostrou aproximadamente 6 vezes maior que a atenuação, no ar, das radiações mais penetrantes conhecidas na época (raios X e  $\gamma$  produzidos por fontes naturais). Deste modo, levantou-se na época a questão: que tipo de radiação poderia ser tão penetrante?

Por volta de 1923, Robert Millikan conseguiu desenvolver uma técnica para registrar a taxa de ionização de forma automática, com uma câmara semelhante a usada por Wulf, mas que pesava, ao todo, apenas 190 *g*, o que permitiu fazer medidas a altitudes até aproximadamente 15 *km*. Segundo as suas primeiras estimativas, a atenuação da radiação era muito diferente daquela observada por Hess e Kolhörster, o que fez Millikan acreditar que a radiação observada nos eletroscópios não era proveniente de fora da Terra, mas sim da própria atmosfera, através da formação e/ou decaimento de algum núcleo atômico. Entretanto, após medidas mais cuidadosas, concluiu que os resultados de Hess e Kolhörster estavam corretos, convencendo-se então de que a radiação observada era realmente proveniente do espaço sideral. As-

sim sendo, Millikan batizou este agente de Raios Cósmicos.

Outros pesquisadores procuraram medir a taxa de ionização do ar com o eletroscópio a grandes profundidades no mar, como E. Regener, também de grande importância na época, na tentativa de identificar que tipo de partícula poderia ser tão penetrante.

Vários trabalhos importantes viriam a ser realizados com câmaras de nuvens. Paralelamente às observações de Regener, D. V. Skobelzyn, trabalhando no laboratório de seu pai, percebeu, em 1927, a partir dos traços de elétrons produzidos por um feixe de raios  $\gamma$  em uma câmara submetida a um campo magnético<sup>1</sup>, que observava uma radiação que não era proveniente da fonte radioativa.

Carl D. Anderson, seguindo a mesma linha, usou campos magnéticos muito intensos, alcançando cerca de 25000 gauss, e encontrou um número praticamente igual de partículas positivas e negativas se movendo para baixo, o que se mostrou um fato surpreendente. É interessante notar que, ao contrário do que seria natural imaginarmos hoje, os pósitrons não foram, num primeiro momento, interpretados como um novo tipo de partícula, mas sim como prótons.

Estudos mais detalhados poderiam confirmar se estas partículas eram, de fato, positivas ou se tratavam de elétrons se movendo de baixo para cima. Esta ambiguidade foi resolvida colocando-se um absorvedor no interior da câmara, constatando-se assim a carga positiva. Neste caso, estaria também descartada a possibilidade de serem prótons: o padrão de ionização apresentava indícios de um “elétron” de carga positiva.

A princípio, o pósitron foi previsto teoricamente antes dos resultados de Anderson. Convém notar, no entanto, que o último fato experimental citado acima não estava de acordo com a interpretação original de P. A. M. Dirac e, além disso, naquele momento os trabalhos de Anderson e Dirac ainda não haviam sido relacionados entre si.

Nos estudos que levaram à descoberta do pósitron em câmaras de nuvem<sup>2</sup>, foram observadas, também, pequenas cascatas de partículas, as quais não estavam previstas por nenhuma teoria.

Em torno de 1930, B. Rossi estudava os raios cósmicos por meio de detectores Geiger, preocupando-se principalmente com a questão dos desvios no campo magnético terrestre. Rossi começou a investigar os disparos (coincidentes) dos detectores Geiger quando afastados de alguns metros de distância, suspeitando fortemente da chegada, sobre os instrumentos, de “chuveiros muito extensos de partículas”<sup>3</sup>, ao invés de partículas individuais altamente penetrantes, como aparentemente se imaginava.

A suspeita de Rossi foi, mais tarde, confirmada por Pierre Auger e Roland Maze,

---

<sup>1</sup>A partir do relato de Skobelzyn em [1], supomos ter sido ele quem introduziu, pela primeira vez, campos magnéticos em uma câmara de nuvens, para tentar separar as partículas.

<sup>2</sup>Convém destacar que várias das descobertas de novas partículas, como o múon e o méson  $\pi$ , se deram em função de estudos associados a partículas secundárias de chuveiros.

<sup>3</sup>Segundo o relato feito em [1], Rossi acreditava ser esta a “primeira observação de chuveiros atmosféricos, os quais foram, alguns anos mais tarde, extensivamente estudados por Pierre Auger”.

em 1938, com estudos mais detalhados. A partir da medição da densidade de partículas e de considerações baseadas nas interações das partículas das cascatas na atmosfera, Auger concluiu que a energia da radiação incidente era da ordem de  $10^{15} \text{ eV}$ .

---

A partir da descoberta dos chuviros atmosféricos extensos, vários experimentos passaram a ser construídos para permitir estudos mais detalhados dos raios cósmicos. Persistiam, ainda, os questionamentos sobre sua origem e natureza, os quais continuaram a desafiar experimentais e teóricos ao longo das décadas seguintes.

Em 1965, Greisen [3] e, independentemente, Zatsepin e K'uzmin [4], logo após a descoberta da radiação cósmica de fundo por Wilson e Penzias [2], verificaram que prótons com energias superiores a  $E_{GZK} \approx 5 \times 10^{19} \text{ eV}$  perderiam energia ao interagir com os fótons da radiação de fundo, o que tornaria o universo translúcido aos raios cósmicos<sup>4</sup>, implicando assim em uma queda abrupta no fluxo dos raios cósmicos com energias acima desse valor, supondo-se que suas fontes estejam a distâncias superiores a  $50 \text{ Mpc}$ . Ficou, assim, caracterizado o corte GZK. É interessante notar que essa idéia apareceu poucos anos após o anúncio da observação de um evento com energia superior a  $10^{20} \text{ eV}$ , pelo observatório Volcano Ranch[5].

Um dos principais problemas no estudo dos raios cósmicos com altíssimas energias é o seu baixo fluxo, tornando necessário grandes observatórios para que se consiga uma estatística razoável que permita verificar se existe ou não um corte no fluxo a energias acima de  $5 \times 10^{19} \text{ eV}$  ou, pelo menos, alguma característica no espectro resultante das interações com a radiação de fundo.

Com o propósito de estudar os raios cósmicos de mais altas energias, em particular com energias superiores a  $10^{19} \text{ eV}$ , foi concebido o Observatório Pierre Auger, que pretende instalar dois conjuntos de detectores, cada qual cobrindo uma área de  $3000 \text{ km}^2$ , combinando duas técnicas de detecção dos chuviros:

- rede de detectores de superfície, que registram as partículas que atingem o solo a partir da radiação Čerenkov gerada pela passagem delas na água que os preenche;
- telescópios de fluorescência, responsáveis pela detecção, em noites limpas e sem lua, da luz de fluorescência emitida pela de-excitação das moléculas de  $N_2$ , após a sua excitação pelas partículas carregadas do chuviro.

---

<sup>4</sup>Normalmente é empregado o termo opaco, mas nos parece mais adequado dizer translúcido, visto que o próton não é absorvido imediatamente pela radiação cósmica de fundo, sendo necessário viajar distâncias da ordem de alguns  $\text{Mpc}$  para que as perdas resultantes dessa interação sejam significativas.

Ao todo, cada sítio deverá conter, como detectores de superfície, cerca de 1600 tanques cilíndricos, preenchidos com aproximadamente 12000 litros de água, distribuídos sobre os  $3000\text{ km}^2$ , e 24 telescópios, agrupados em 4 prédios situados na periferia da área ocupada pela rede de tanques.

Os telescópios usarão a óptica de Schmidt, com uma lente na abertura de cada um, a fim de aumentar a área de coleta de luz sem degradar a resolução óptica. Com o aumento da área efetiva dos telescópios, deve-se ter um aumento na razão sinal-ruído e, conseqüentemente, uma melhora na reconstrução dos chuveiros e também na eficiência de detecção. Dentre os compromissos assumidos pelo grupo brasileiro, junto à Colaboração Auger, está a produção, o controle de qualidade e a instalação das lentes corretoras.

O presente trabalho pretende mostrar os estudos relativos ao perfil da lente em questão, que não é esférica e tem um diâmetro de  $2,3\text{ m}$ , assim como o método empregado para a sua produção, incluindo o sistema de fixação na abertura dos telescópios. Estes dois assuntos são apresentados nos capítulos 3 e 4, respectivamente.

O capítulo 1 apresenta uma introdução mais detalhada ao estudo dos raios cósmicos, destacando o que se espera observar para as energias mais altas, levando-se em conta a propagação pelo universo, e também discute alguns meios de produção dessas partículas tão energéticas que chegam a ultrapassar  $10^{20}\text{ eV}$ .

No capítulo 2 são descritos alguns métodos de detecção, passando-se então a apresentar as características do Observatório Pierre Auger.



# Capítulo 1

## Aspectos astrofísicos dos raios cósmicos

No presente capítulo veremos, em linhas gerais, como os raios cósmicos se propagam pelo universo até chegar à Terra, considerando os desvios causados pelos campos magnéticos que permeiam o universo, além de alguns dos possíveis processos de perda de energia aos quais estão submetidos. Discutiremos também alguns modelos de aceleração, destacando as energias máximas por eles previstas e, finalmente, comentaremos alguns modelos que vão além do Modelo Padrão das partículas elementares para tentar explicar os raios cósmicos de mais altas energias.

Iniciaremos essas discussões descrevendo, de forma sucinta, os dados observados por meio das diversas técnicas de observação dos raios cósmicos, as quais serão apresentadas no capítulo seguinte.

### 1.1 Dados observados

O que podemos observar dos raios cósmicos é, basicamente, a sua energia, a direção de incidência e, com maior dificuldade, a sua composição ( $\gamma$ ,  $e^\pm$ , próton, núcleo atômico, ...).

#### Espectro

A partir da determinação da energia e do número de eventos que se detecta, é possível calcular o espectro dos raios cósmicos, conhecida a abertura (exposição) do detector. O uso de diversas técnicas desenvolvidas para a observação dos raios cósmicos possibilitou a medida do seu espectro, desde energias em torno de poucos décimos de  $GeV$  até valores incrivelmente altos, chegando um pouco acima de  $10^{11} GeV$  (dezenas de Joule). A figura 1.1 mostra uma compilação do espectro medido pelos vários experimentos.

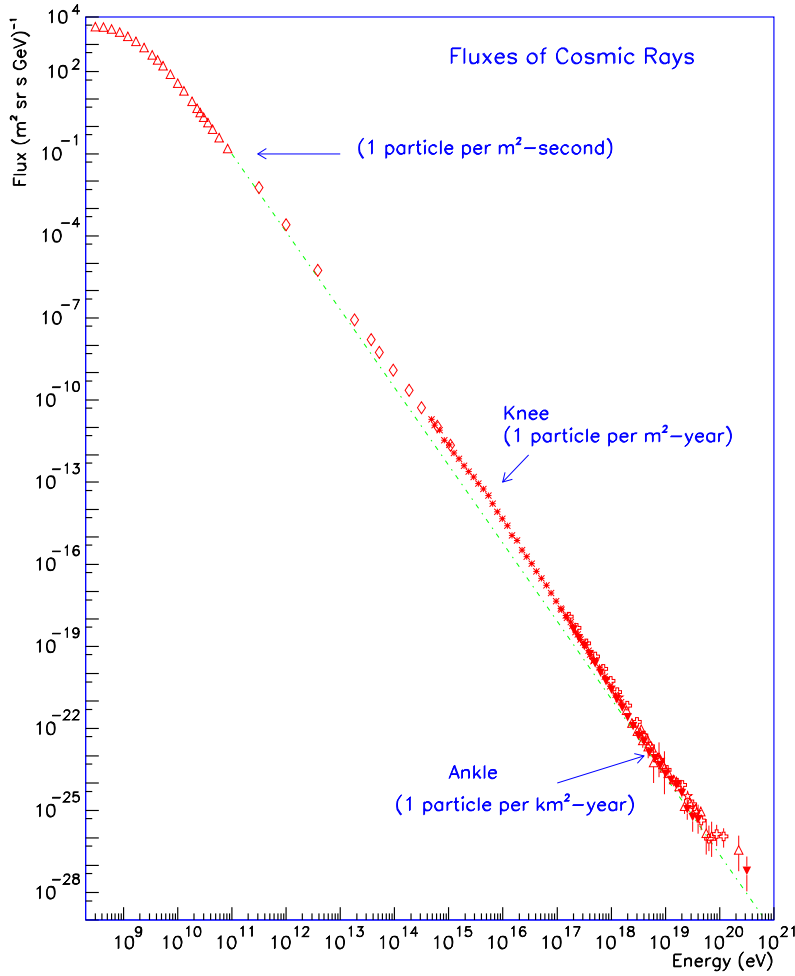


Figura 1.1: Espectro dos raios cósmicos. Compilação feita por J. W. Cronin, T. K. Gaisser e S. P. Swordy [6]. Figura extraída da referência [7].

Podemos notar, num gráfico  $\log \times \log$ , que o espectro é praticamente uma linha reta ao longo de quase toda a faixa de energia acima de  $10 \text{ GeV}$ , apresentada; ou seja, o espectro segue, aproximadamente, uma lei de potência:

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\lambda} \quad (1.1)$$

Observando-se mais atentamente esse espectro, é possível notar uma mudança do expoente  $\lambda$  em torno de  $E_k \approx 3 \times 10^{15} \text{ eV}$ , onde  $\lambda$  passa de  $2,7$ , no caso de energias menores que  $E_k$ , para  $3,0$  acima de  $E_k$ . Esse ponto é conhecido como o joelho do espectro. Outra mudança ocorre em torno da energia  $E_a \approx 5 \times 10^{18} \text{ eV}$ , acima da qual  $\lambda$  retorna ao valor de  $2,7$ . Esta transição define o “tornozelo” do espectro.

No caso das energias mais altas, as incertezas no espectro são grandes, já que o



fluxo é muito baixo, o que exige a necessidade de observatórios muito grandes, ainda assim para se observar poucos eventos. Para energias superiores a  $10^{20}$  eV, o fluxo é da ordem de 1 evento por quilômetro quadrado por século por esferorradiano.

Os dois experimentos que tiveram, até hoje, as maiores exposições para as mais altas energias ( $> 10^{19}$  eV), apresentam resultados contraditórios: segundo AGASA [8, 9], o espectro se estende até energias pouco acima de  $10^{20}$  eV, sem evidência do corte GZK [10] (ver seção 1.2.2), enquanto que o experimento HiRes [11] parece indicar uma queda no espectro [12, 13].

### Anisotropia

A análise da distribuição das direções de incidência dos raios cósmicos pode permitir a identificação de possíveis fontes astrofísicas ou, ainda, a investigação dos campos magnéticos que permeiam o universo.

Para energias muito baixas (tipicamente menores que alguns GeV), os raios cósmicos estão correlacionados às emissões solares. No caso de energias maiores, os eventos são aparentemente isotrópicos, pelo menos até  $10^{18}$  eV.

Na faixa de altas energias, a maior rigidez magnética dos raios cósmicos (supondo partículas carregadas) passa a permitir a correlação das direções de chegada com as fontes: em primeira instância, com as maiores distribuições de matéria, como o centro de nossa galáxia ou os planos galáctico e supergaláctico, caracterizando assim uma anisotropia em *grande escala*; no caso de altíssimas energias, também com fontes pontuais, de modo a termos anisotropia em *pequena escala*.

Em torno de  $10^{18}$  eV, duas detecções de anisotropia foram anunciadas: o experimento Fly's Eye apresentou indício de uma correlação com o plano galáctico [14], e evidências de favorecimento de uma região próxima do centro galáctico e da direção de Cygnus foram observadas por AGASA [15] e SUGAR [16].

Na faixa de altíssimas energias, a redução no baixo fluxo dificulta o estudo de anisotropia, porém medidas dos vários experimentos têm indicado que a distribuição é aproximadamente isotrópica em grande escala. No entanto, para energias acima de  $4 \times 10^{19}$  eV há, segundo a colaboração AGASA, evidência de anisotropia em pequena escala: observação de agrupamentos (*clusters*), eventos com direções de chegada muito próximas entre si.

No primeiro resultado publicado a respeito, em um total de 36 eventos foram observados 3 pares com separação angular ( $\Theta$ ) inferior a  $2,5^\circ$  [17], o que seria pouco provável, considerando-se uma distribuição realmente isotrópica e o número de eventos observados. Em outra análise subsequente, reunindo dados de AGASA, Haverah Park, Yakutsk e Volcano Ranch, foram encontrados, ao todo, 6 dubletos e 2 tripletos [18] em um total de 92 eventos com energia superior a  $4 \times 10^{19}$  eV; destes, 47 eram de AGASA, referentes aos dados coletados até agosto de 1998 [19], dentre os quais estavam 3 dubletos e 1 triplete. Até o final de 2000, AGASA já havia acumulado 59 eventos nesta faixa de energia, observando 5 dubletos e 1 triplete, o que corres-

ponde a uma probabilidade de ocorrência, a partir de flutuações de uma distribuição isotrópica, inferior a  $10^{-4}$  [20].

Mais recentemente, uma reavaliação das análises de AGASA por C. B. Finley e S. Westerhoff [21] os levou a concluir que a significância estatística da identificação de agrupamentos é menor do que os resultados apontados, considerando que os testes da hipótese de agrupamento deveriam excluir o conjunto de dados original (1996) ou aplicar uma penalidade estatística no caso de sua reutilização, pelo fato dele ter levado à definição dos parâmetros de corte  $E > 4 \times 10^{19} \text{ eV}$  e  $\Theta < 2,5^\circ$ .

Analisando, com os parâmetros de corte originais, os 27 eventos posteriores ao conjunto usado em 1996, observaram a existência de apenas um par, com uma probabilidade de ocorrência casual de 28%; a consideração dos agrupamentos formados entre estes eventos e os pertencentes ao conjunto original aumentou para três o número de pares e resultou em uma probabilidade de 8%.

Finley e Westerhoff realizaram também uma varredura completa no total de eventos (57) em busca dos valores da energia mínima e da separação angular máxima que maximizariam o sinal de agrupamento, encontrando 6 pares separados por menos do que  $2,5^\circ$  no grupo de eventos (36) acima de  $4,89 \times 10^{19} \text{ eV}$  com probabilidade de acaso igual a 0,3%.

Ainda no que diz respeito à identificação de agrupamentos, convém ressaltar que a colaboração HiRes não observou este padrão no conjunto de dados coletados até fevereiro de 2003 tanto no caso monocular [22] quanto no estéreo [23].

---

A questão da identificação de anisotropia dos raios cósmicos de altíssimas energias é ainda um problema em aberto.

Por um lado, há o problema da estatística ainda insuficiente, dado o baixíssimo fluxo na faixa mais energética do espectro, exigindo um conjunto de dados maior, e com uma boa resolução angular. Além disso, a grande maioria dos eventos já registrados se restringe à observações no hemisfério norte; aliado à dificuldade no cálculo da aceitação, isto impede uma exposição uniforme, fundamental nos estudos da distribuição das direções de chegada dos raios cósmicos.

## Composição

Para baixas energias ( $< 10^{15} \text{ eV}$ ), investigar a composição dos raios cósmicos é uma tarefa relativamente simples, visto que o seu fluxo é alto e, conseqüentemente, a sua observação pode ser feita diretamente (ver o capítulo seguinte), o que permite identificar se o evento constitui-se de um raio  $\gamma$ ,  $e^\pm$ , um próton ou mesmo núcleos atômicos mais pesados.

O fluxo primário de  $e^\pm$  e raios  $\gamma$  com energias superiores a  $1 \text{ TeV}$  é muito baixo, o que dificulta a sua investigação. Abordaremos, mais adiante, uma das possíveis explicações para este fluxo baixo.

A figura 1.2 mostra a abundância dos núcleos atômicos nos raios cósmicos em comparação com aquela observada no sistema solar. É possível notar que, para os elementos mais leves, com algumas exceções, a abundância é semelhante nos dois casos.

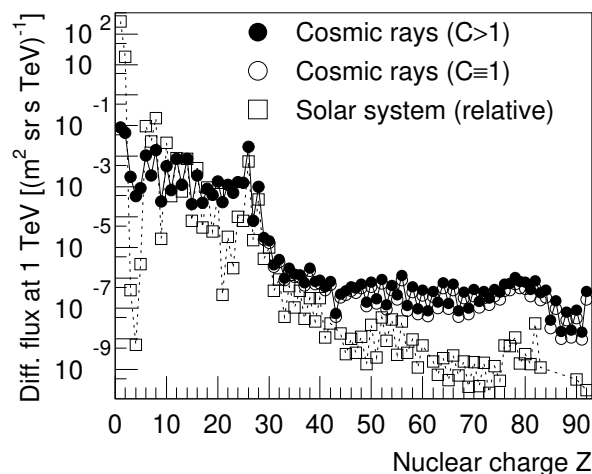


Figura 1.2: Composição química dos raios cósmicos com energias de  $\approx 1 \text{ TeV}$ , em comparação com a abundância dos elementos observados no sistema solar. Figura extraída da referência [24]. Não há, na verdade, dados de composição para  $Z > 26$  nesta energia; neste caso, os valores foram obtidos a partir de uma extrapolação das medidas existentes.

No caso de energias mais altas, essa investigação é muito mais complicada, em virtude do fluxo baixo e, portanto, do uso de métodos indiretos de detecção: as análises das cascatas de partículas que se desenvolvem na atmosfera (mais detalhes no capítulo seguinte) tornam a identificação da composição dependente dos modelos de interação das partículas com a atmosfera.

Mesmo que se tenha um modelo que descreva muito bem o desenvolvimento dos chuviros, continua ainda muito difícil identificar o tipo de partícula; ou seja, é praticamente impossível determinar, através da observação dos chuviros, qual a fração dos raios cósmicos de mais altas energias referente a cada elemento, tendo em vista os experimentos desenvolvidos até hoje.

Por outro lado, podemos observar certas tendências, como a quantidade maior de múons em chuviros iniciados por núcleos pesados, em relação aos gerados pelos mais leves, como veremos mais adiante, no capítulo seguinte; desse modo obtém-se uma noção vaga de sua composição. Além do número de múons, outro parâmetro do chuviro que pode ser observado, por ser sensível ao elemento químico, é a profundidade em que o número de partículas do chuviro é máxima ( $X_{max}$ ).

Não há, ainda, uma relação bem estabelecida entre o elemento químico que incide na atmosfera e o número de múons ou a profundidade do máximo ( $X_{max}$ ),

seja através de cálculos analíticos ou por determinação das simulações. Portanto, a determinação da composição do raio cósmico incidente dependerá dos modelos de interação adotados.

A figura 1.3 mostra os dados de composição química de experimentos que medem o desenvolvimento do chuvereiro, seja determinando direta ou indiretamente o  $X_{max}$  (parte (a)), seja através da observação do número de partículas do chuvereiro que atingem a superfície terrestre (parte (b)). Podemos verificar que há, aparentemente, uma discrepância para energias em torno de  $10^{17}$  eV: segundo as medidas da composição derivadas de  $X_{max}$ , os raios cósmicos tendem a ser mais leves, enquanto que as outras medidas indicam uma composição mais pesada.

---

Como podemos observar, há incertezas grandes, na faixa das mais altas energias, com relação ao espectro, à identificação de anisotropia e à composição, o que torna necessário observatórios que cubram áreas imensas, a fim de que se obtenha uma estatística maior, assim como uma resolução melhor na determinação dos parâmetros do chuvereiro, em particular a direção de chegada, a quantidade de múons e a profundidade do máximo do chuvereiro.

Estudar o espectro, a direção e a composição dos raios cósmicos sobre todo o intervalo de energia tem sido um trabalho árduo, dependente da adoção de diversas técnicas de observação. No entanto, os estudos relativos aos raios cósmicos não terminam nesse ponto. Este constitui, na verdade, o começo, visto que o que se quer, na realidade, é responder questões como:

- Quais os processos de aceleração, existentes no universo, que produzem partículas com energias desde alguns  $GeV$  até pouco mais que  $10^{20}$  eV?
- Quais serão as possíveis fontes dos raios cósmicos?
- Esses raios cósmicos se propagam livremente pelo universo ou há interações que modificam a sua direção ou energia?
- O que produz as estruturas no espectro em torno das energias  $E_k$  e  $E_a$ ?
- Existirá um limite máximo para a energia dos raios cósmicos, ou o que se observa decorre simplesmente da limitação dos observatórios construídos até hoje?
- O que se observa são realmente partículas como prótons, núcleos atômicos, outras partículas detectadas nos aceleradores, ou são partículas desconhecidas, não previstas no Modelo Padrão?

A seguir, serão apresentados alguns modelos que tentam explicar os resultados observados, ou sugerem efeitos que se espera que ocorram.

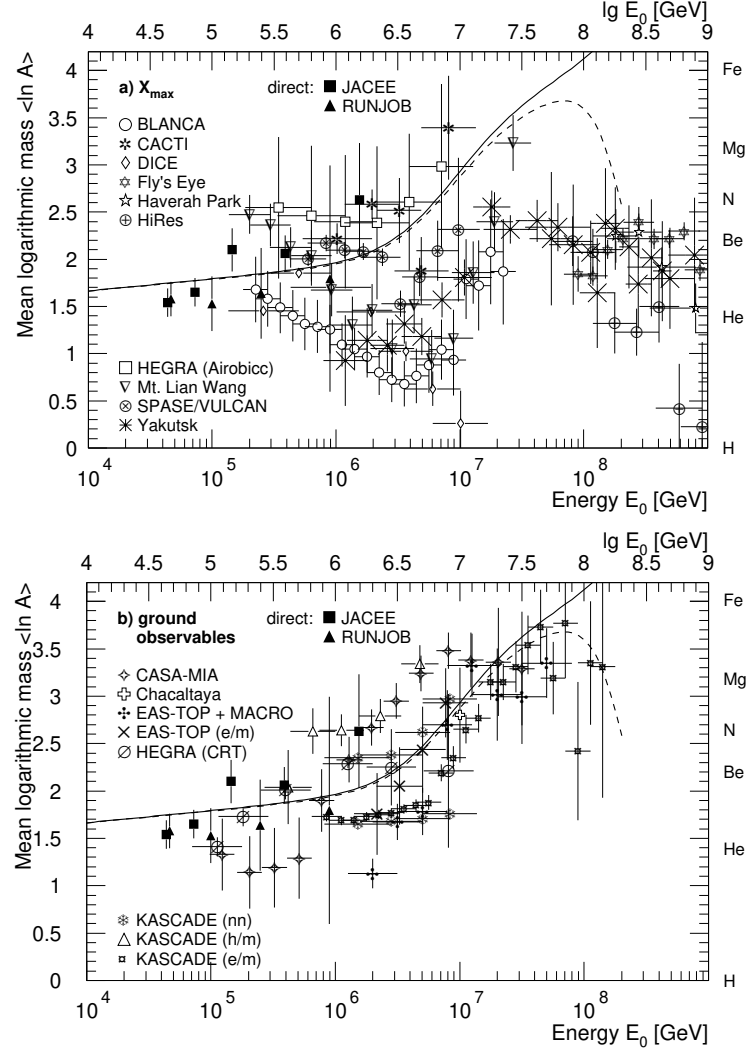


Figura 1.3: Medidas da composição química a partir da observação de chuviros. O gráfico (a) mostra os resultados da composição obtidos através das medidas da profundidade do máximo do chuviro ( $X_{max}$ ), e o gráfico (b) os valores resultantes da observação das partículas que atingem a superfície terrestre. As linhas contínua e tracejada representam estimativas da composição segundo os dois modelos desenvolvidos na referência [24], de onde as figuras foram extraídas.

## 1.2 Propagação

A fim de se investigar a origem dos raios cósmicos, devemos, antes de mais nada, entender como eles se propagam no universo, considerando as trajetórias realizadas e as possíveis perdas de energia. Sendo assim, abordaremos as principais características dessas trajetórias e algumas das possíveis formas através das quais os raios cósmicos perdem energia.

### 1.2.1 Trajetória dos raios cósmicos

Com base nas observações realizadas até hoje, os raios cósmicos constituem-se, em grande parte, de prótons e núcleos atômicos; ou seja, são partículas carregadas, que deverão ser defletidas pelos campos magnéticos que permeiam as galáxias e o meio intergaláctico.

Uma partícula com carga elétrica  $q$  e com energia  $E$ , ao atravessar uma região de campo magnético  $\vec{B}$ , é desviada de seu trajeto, de acordo com a força de Lorentz, com um raio de curvatura  $R$  dado por:

$$R \approx \frac{E}{c q B_{\perp}}, \quad (1.2)$$

onde  $B_{\perp}$  é a intensidade do campo magnético na direção perpendicular ao movimento da partícula e  $c$  é a velocidade da luz. Reescrevendo esta expressão em unidades mais convenientes, encontramos:

$$\begin{aligned} R_m &\approx \frac{1}{3 \times 10^4} \frac{E_{eV}}{q_e B_G} \\ R_{pc} &\approx 10^{-21} \frac{E_{eV}}{q_e B_G}, \end{aligned}$$

onde  $E_{eV}$  é a energia da partícula em  $eV$ ,  $q_e$  é a carga elétrica em unidades da carga elétrica do elétron,  $B_G$  é o campo magnético em Gauss,  $R_m$  é o raio de curvatura em metros e  $R_{pc}$ , em parsecs.

### Campos magnéticos galácticos

Os campos magnéticos galácticos são da ordem de  $2 \mu G$  [25], o que resulta em um raio de curvatura de aproximadamente  $0,5 pc$  para prótons com energia de  $10^{15} eV$ ; valor pequeno, quando comparado ao tamanho da Via Láctea. No entanto, não se espera que esse campo seja uniforme; pelo contrário, supõe-se que seja não homogêneo, de modo que as trajetórias dos raios cósmicos podem ser tratadas a partir de um processo difusivo, produzindo assim uma distribuição angular aproximadamente uniforme.

Uma das explicações possíveis para o aparecimento do “joelho” no espectro é que os núcleos de número atômico mais baixo, por sofrerem desvios menores, em relação

aos de número atômico maior, tenderiam a escapar da Via Láctea e, como consequência, viríamos a observar uma diminuição mais acentuada dos raios cósmicos.

Para energias em torno de  $10^{18} \text{ eV}$ , o raio de curvatura do próton, em um campo magnético uniforme de  $2 \mu\text{G}$ , é aproximadamente igual à espessura da Via Láctea ( $\approx 300 \text{ pc}$ ), de modo que se espera, neste caso, uma correlação forte das direções observadas com as fontes, no caso destas se encontrarem concentradas principalmente no plano galáctico.

### Campos magnéticos extragalácticos

Os campos magnéticos extragalácticos são da ordem de  $nG$  [26], mas não se sabe qual é sua estrutura. Considerando que a intensidade seja aproximadamente homogênea em todo o universo, o limite superior para esses campos seria da ordem de  $nG$ , com comprimento de correlação de aproximadamente  $1 \text{ Mpc}^1$ . No entanto, se os campos extragalácticos forem intensos somente nas proximidades de aglomerações, sua intensidade poderá assumir valores da ordem de centenas de  $nG$ .

Dependendo do comprimento de correlação e da intensidade do campo, a propagação das partículas poderá se tornar difusiva, ou elas virão a sofrer apenas pequenos desvios. Quando o raio de curvatura for menor que o comprimento de correlação do campo magnético, as partículas entrarão em um regime difusivo; no caso contrário, suas trajetórias sofrerão somente desvios pequenos. Neste último caso, se os desvios forem suficientemente pequenos, pode-se pensar em fazer astronomia com os raios cósmicos, dada a possibilidade de localizar as suas fontes.

Um próton com energia da ordem de  $10^{20} \text{ eV}$  pode, portanto, tanto apresentar uma propagação difusiva quanto apenas sofrer pequenos desvios em sua trajetória.

Os estudos de anisotropia dos raios cósmicos e de sua composição são importantes para um melhor entendimento de sua origem, mas podem também ser muito importantes como forma de se investigar os campos magnéticos galácticos e extragalácticos.

#### 1.2.2 Perdas de energia

Uma das formas dos raios cósmicos perderem energia é através das interações com a matéria existente no universo, transferindo parte de sua energia ou criando partículas nessas interações.

Com o intuito de se fazer uma estimativa da quantidade de matéria que os raios cósmicos devem atravessar ao se propagarem em nossa galáxia, vamos considerar que a órbita do sistema solar em torno de seu centro é uma circunferência. Desse modo, temos que:

$$m \frac{v^2}{R} \approx \frac{G M m}{R^2} \quad (1.3)$$

---

<sup>1</sup>Ordem de grandeza do tamanho da região onde o campo mantém a direção coerente.

onde  $m$  é a massa do sistema solar,  $v \approx 2 \times 10^2 km s^{-1}$  a sua velocidade em torno da Via Láctea,  $R \approx 8,5 kpc$  a sua distância até o centro da nossa galáxia,  $M$  a massa da galáxia concentrada na região delimitada pelo raio  $R$  e  $G \approx 6.7 \times 10^{-11} m^3 kg^{-1} s^{-1}$  a constante gravitacional de Newton. Consideremos, ainda, que a matéria esteja distribuído uniformemente em uma esfera. Sabemos que esta suposição não é verdadeira, visto que praticamente toda a massa da galáxia está concentrada em um disco, mas como uma mera estimativa isso pode ser razoável.

Tendo em vista as considerações acima, a densidade média  $\rho$  da Via Láctea, para distâncias do seu centro menores que  $R$ , é dada por:

$$\rho \approx \frac{M}{4\pi R^3/3} \approx \frac{3 v^2}{4\pi R^2 G_N} \approx 2,7 \times 10^{-24} g/cm^3. \quad (1.4)$$

Segundo este valor, a quantidade de matéria que uma partícula deve atravessar, ao percorrer uma distância de  $1 pc$ , é da ordem de  $10^{-5} g/cm^2$ , em média. Considerando-se o comprimento de interação de uma reação nuclear, que é aproximadamente  $70 g/cm^2$ , é possível notar que, no meio galáctico, este valor corresponde à distância de  $7 Mpc$  (o diâmetro de nossa galáxia é de  $\approx 30 kpc$ !). Convém notar, também, que no meio intergaláctico tal distância é ainda maior, entre  $10^3$  a  $10^4$  vezes. Conclui-se, com os valores acima, que as perdas de energia pelas interações com a matéria são praticamente desprezíveis.

Apesar da interação com a matéria não parecer significativa para alterar o espectro geral dos raios cósmicos, face a análise anterior, uma das explicações possíveis para a diferença observada entre as abundâncias relativas dos elementos químicos no sol e nos raios cósmicos é a interação destes com a matéria.

Uma outra possibilidade de perda de energia para os raios cósmicos é a sua interação com as radiações que permeiam o universo, nas mais diversas frequências: de ondas de rádio a raios-X e gama.

As radiações mais relevantes, no caso dos raios cósmicos, correspondem às faixas das ondas de rádio, microondas e infravermelho.

Dentre elas, a mais intensa está na região de microondas, como mostra a figura 1.4. Pelas suas características (espectro e isotropia), acredita-se que seja proveniente do *Big-Bang*, apresentando um espectro característico de um corpo negro com temperatura de aproximadamente  $2,7 K$  (atualmente). O máximo do seu espectro corresponde a uma energia da ordem de  $meV$ . Pela sua origem, essa radiação deve permear todo o universo e, por causa da expansão deste, a sua temperatura já foi maior no passado.

As radiações na região do rádio e do infravermelho são provenientes das galáxias e estrelas. Por dependerem da evolução dessas fontes, as estimativas das respectivas intensidades não são bem estabelecidas.

No que diz respeito à influência da interação com a radiação no espectro de raios cósmicos, a intensidade das radiações na faixa de raios X e  $\gamma$  é pequena, e portanto

---

<sup>2</sup> $1 pc \approx 3 \times 10^{16} m$



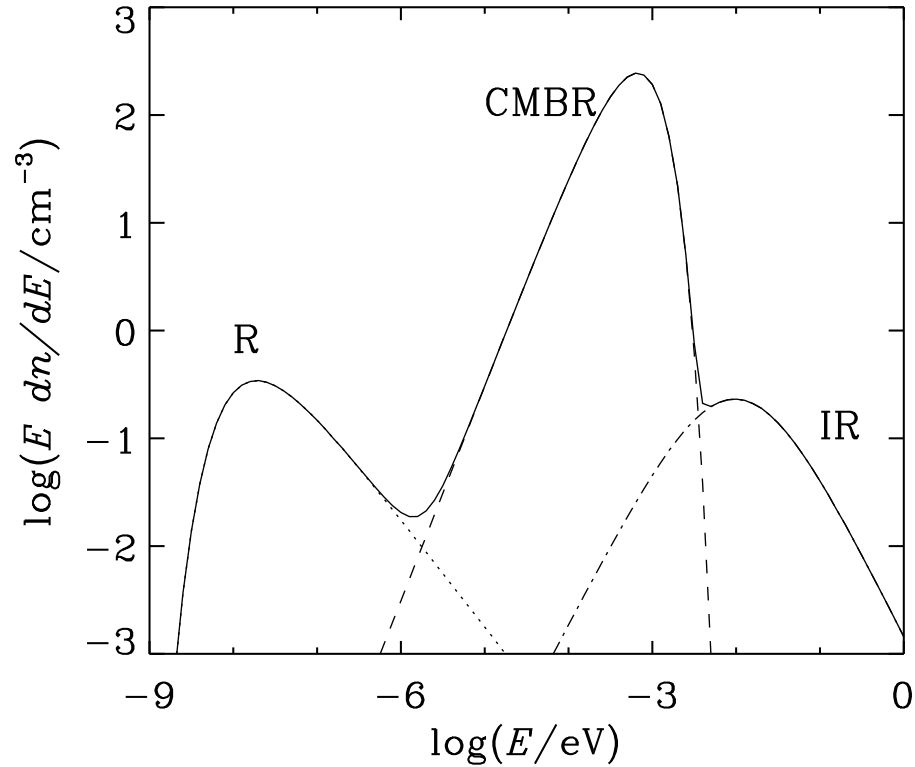


Figura 1.4: Espectro da radiação de fundo nas regiões de ondas de rádio (R), microondas provenientes do *Big Bang* (CMBR, de *Cosmic Microwave Background Radiation*) e infravermelho (IR, de *Infrared*). Compilação feita por R. J. Protheroe e P. A. Johnson [27].

incapaz de provocar efeitos significativos no espectro. Já o número de fótons na região do infravermelho, microondas e ondas de rádio é bastante elevado mas, por outro lado, apresentam energia baixa, o que, igualmente, os impediria de promover uma alteração significativa no espectro dos raios cósmicos. No entanto, devemos levar em consideração o efeito Doppler, segundo o qual a energia do fóton depende do sistema de referência, aliado ao fato dos raios cósmicos poderem atingir energias muito elevadas. Deste modo, se no referencial de uma galáxia a energia desses fótons é baixa (no caso do infravermelho, a faixa mais energética das três em questão, a energia é da ordem de  $eV$ ), do ponto de vista de um raio cósmico pode ser grande o suficiente para gerar outra partícula a partir da interação, ocasionando assim a perda de energia.

Reações como:

$$p + \gamma \longrightarrow p + \pi^0 \quad (1.5)$$

são cinematicamente permitidas, desde que se tenha:

$$s = (P_p^\mu + p_\gamma^\mu)^2 > (M_p + m_{\pi^0})^2 \implies \quad (1.6)$$

$$E_p > \frac{m_{\pi^0}(m_{\pi^0} + 2M_p)}{2\epsilon(1 - \cos\theta)} \quad (1.7)$$

onde  $P_p^\mu$  e  $p_\gamma^\mu$  são, respectivamente, os quadrimomentos do próton (com energia  $E_p$ ) e do fóton incidente (com energia  $\epsilon$ ),  $M_p$  e  $m_{\pi^0}$  são as massas do próton e do  $\pi^0$  resultante e  $\theta$  o ângulo entre as direções do próton e do fóton ( $\theta = 180^\circ$  quando o próton se propaga na mesma direção e sentido oposto ao do fóton).

No caso em que a energia no sistema de “centro de massa” (CM) é suficiente apenas para formar um pión, ou seja, os hádrons resultantes apresentam momento nulo nesse sistema, a relação entre as energias do próton  $E_p$  e do pión  $E_\pi$  é simplesmente  $E_\pi/E_p = \gamma m_{\pi^0}/\gamma M_p = m_{\pi^0}/M_p$ , onde  $\gamma$  é o fator de Lorentz. Em função disso, a perda de energia de um próton, nesse caso particular, deverá ser da ordem de 15% em uma colisão, visto que  $m_{\pi^0} \approx 135 \text{ MeV}$  e  $M_p \approx 938 \text{ MeV}$ . No entanto, para energias mais altas, a transferência de energia pode chegar a até quase 50%.

A seção de choque de um próton, ao colidir com um fóton, tem uma dependência com a energia característica de um processo ressonante, cujo máximo ocorre quando  $\sqrt{s} \approx M_\Delta$ , onde  $M_\Delta \approx 1,23 \text{ GeV}$  é a massa da partícula  $\Delta^+$ , e apresenta o valor  $\sigma_{p\gamma \rightarrow p\pi^0}(\sqrt{s} = M_\Delta) \approx 0,5 \text{ mb}$ . Para energias muito mais altas, a seção de choque cai para, aproximadamente,  $\sigma_{p\gamma \rightarrow p\pi^0} \approx 0,1 \text{ mb}$ .

Além da fotoprodução de píons, é possível também a formação de pares elétron-pósitron, de modo análogo ao que acontece quando fótons, com energia superior a duas vezes a massa do elétron, incidem na matéria. A energia mínima para que essa reação ocorra é:

$$E_{min} = \frac{2m_e(m_e + M_p)}{\epsilon(1 - \cos\theta)} \quad (1.8)$$

A partir dessa energia, a seção de choque de um fóton, na interação com a matéria, de início cresce rapidamente e, para energias muito maiores que  $E_{min}$ , tende a uma constante dada por:

$$\sigma = \alpha r_e^2 Z^2 \left( \frac{28}{9} \ln \frac{189}{Z^{1/3}} - \frac{2}{27} \right), \quad (1.9)$$

onde  $r_e \approx 2,8 \times 10^{-15} \text{ m}$  é o raio clássico do elétron,  $\alpha$  a constante de estrutura fina e  $Z$  o número atômico do material.

Essa expressão se torna ligeiramente diferente quando se trata da interação do fóton com um próton ou núcleo atômico, visto que, neste caso, não existe o efeito de blindagem eletrostática devido aos elétrons orbitais. Nas discussões a seguir, contudo, consideraremos a seção de choque dada pela expressão 1.9, o que nos dará, apenas, uma noção da ordem de grandeza dos efeitos da criação de pares no campo de prótons ou núcleos.

Tendo em vista o exposto acima, a seção de choque para a produção de pares  $e^\pm$  no campo elétrico de um próton de altíssima energia é da ordem de  $9 mb$ , quase 20 vezes maior que o valor observado no caso da fotoprodução de píons, mas no caso da produção de pares o próton perde apenas  $1/1000$  de sua energia. Por outro lado, para núcleos pesados, em função da dependência da seção de choque com o número atômico (para um núcleo de ferro, por exemplo,  $\sigma_{Fe+\gamma \rightarrow Fe+e^++e^-} \approx 5 b$ ), as perdas podem ser significativas, apesar de continuarem bem menores do que no caso da fotoprodução de píons.

Para os núcleos atômicos, além da produção de pares  $e^\pm$ , deve-se considerar as perdas de energia por fotodesintegração (fragmentação) do núcleo. Tais processos ocorrem quando a energia do fóton, no sistema de referência do núcleo atômico, se encontra entre  $15$  e  $25 MeV$  [28, 29].

Devemos considerar, ainda, as reações de criação de pares nas colisões de fótons muito energéticos com a radiação de fundo e, no caso de elétrons e pósitrons, a ocorrência do efeito Compton inverso<sup>3</sup>; a figura 1.5 apresenta as seções de choque para estes dois processos. Convém notar, no caso da produção de pares via interação fóton-fóton, a existência de um limiar de energia, que equivale a duas vezes a massa do elétron.

A tabela 1.1 mostra um resumo das reações citadas acima, considerando, para o fóton da radiação de fundo, a energia de  $10^{-3} eV$ .

A figura 1.6 mostra as estimativas do comprimento de atenuação dos raios cósmicos na interação com a radiação de fundo (rádio, microondas e infravermelho). Nesta figura se encontra, também, o limite pelo *red shift*, resultante da perda de energia provocada pela própria expansão do universo, à qual todas as partículas estão sujeitas.

Tendo em vista que a seção de choque do processo de criação de pares em interações fóton-fóton (ver figura 1.5) é grande somente em um pequeno intervalo de energia do “centro de massa”, e considerando ainda a dependência da energia do “centro de massa” com o inverso da energia da radiação de fundo, pode-se verificar que a contribuição das ondas de rádio é importante somente nas energias mais altas, enquanto que a da componente infravermelha, nas energias mais baixas, conforme podemos observar na figura 1.6.

Cada um dos léptons produzidos em tais reações pode vir a interagir, pelo processo Compton inverso, e criar raios  $\gamma$ , que poderão novamente produzir pares  $e^\pm$ . Deste modo, no caso de raios  $\gamma$  ou  $e^\pm$  de altíssimas energias, espera-se que a sua energia seja rapidamente atenuada por causa dos processos de criação de pares e Compton inverso, formando uma espécie de cascata eletromagnética.

A ocorrência da fotoprodução de píons, em meio à radiação de microondas, foi

---

<sup>3</sup>Neste caso não estamos interessados na forma usual do efeito Compton, onde um fóton cede parte de sua energia para um elétron, mas sim na situação contrária, onde o elétron (ou pósitron) cede energia ao interagir com um fóton de baixa energia, caracterizando assim o processo Compton inverso.

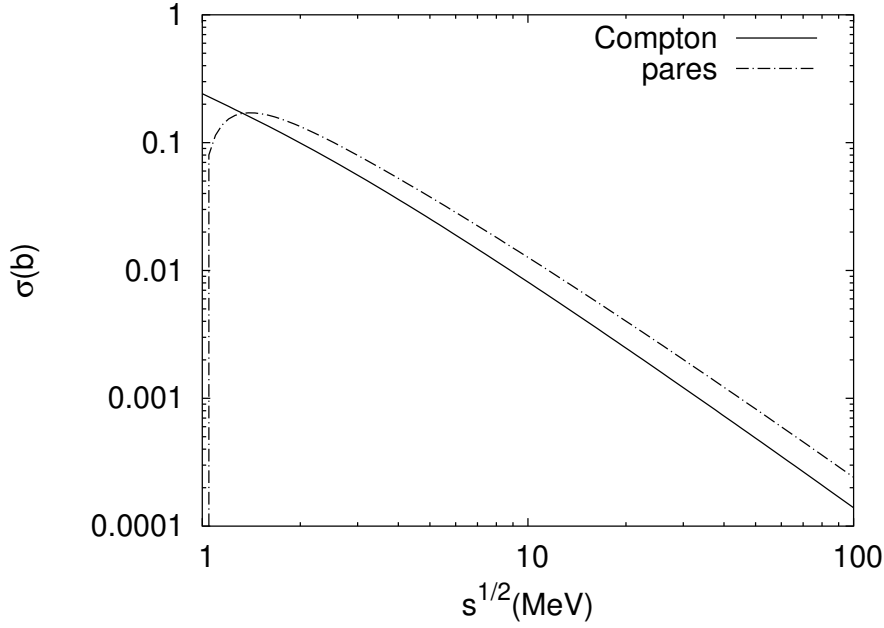


Figura 1.5: Seção de choque, em função da energia do “centro de massa”, para os processos Compton inverso e criação de pares em colisões fóton-fóton. Gráficos gerados a partir das equações 20 e 22 da referência [30]

	Reação		$E_c(eV)$	$\sigma(mb)$
1	$p + \gamma_b \rightarrow p + \pi^0$ $p + \gamma_b \rightarrow n + \pi^+$ $n + \gamma_b \rightarrow n + \pi^0$ $n + \gamma_b \rightarrow p + \pi^-$	Fotoprodução de píons	$1,6 \times 10^{20}$	0,5
2	$N + \gamma_b \rightarrow N' + N''$	Fragmentação de núcleos	$5 \times 10^{20}$	5
3	$p + \gamma_b \rightarrow p + e^+ + e^-$	Criação de $e^\pm$ / próton	$5 \times 10^{17}$	9
4	$\gamma + \gamma_b \rightarrow e^+ + e^-$	Criação de $e^\pm$ / fótons	$1 \times 10^{15}$	150
5	$e^\pm + \gamma_b \rightarrow e^\pm + \gamma$	Efeito Compton inverso	$1 \times 10^{15}$	150

Tabela 1.1: Reações mais relevantes dos raios cósmicos com a radiação de fundo (ondas de rádio, microondas e infravermelho), indicada por  $\gamma_b$ .  $E_c$  é a energia característica do processo, correspondente ao limiar (3) ou ao máximo da secção de choque (1, 2 e 4), e  $\sigma$  o valor máximo (1, 2 e 4) ou assintótico (3) da secção de choque. Como na reação 5 não há limiar de energia ou máximos na secção de choque, para efeito de comparação calculamos  $E_c$  e  $\sigma$  relativamente ao ponto onde ocorre o máximo da secção de choque no processo (4). Em todos os casos, foi considerado para a energia do fóton  $\gamma_b$  o valor  $1\text{ meV}$ .

sugerida em 1966 por Greisen [3] e, independentemente, por Zatsepin e Kuz'min [4], logo após a descoberta da radiação cósmica de fundo, devendo provocar uma

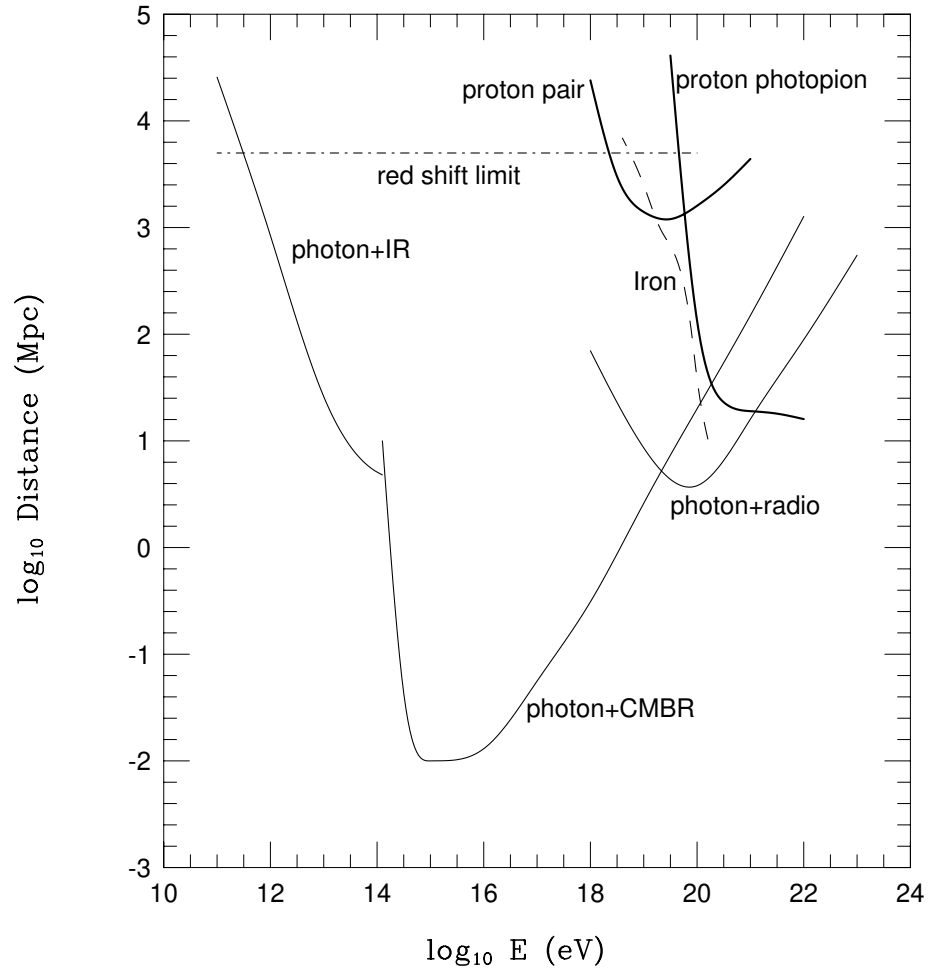


Figura 1.6: Comprimento de atenuação dos raios cósmicos na interação com os fótons que permeiam o universo (ondas de rádio, microondas (CMBR) e infravermelho). Avaliação realizada por R. J. Protheroe e P. A. Johnson [27] (linhas contínuas), incluindo as interações de núcleos pesados a radiação de fundo [28, 31, 32] (linha tracejada). Figura extraída da referência [7].

diminuição no fluxo dos raios cósmicos com energias acima de  $E_{GZK} \approx 5 \times 10^{19} \text{ eV}$ , no caso das distâncias típicas por eles percorridas na propagação até a Terra forem superiores a  $\approx 50 \text{ Mpc}$  (ver figura 1.7).

Os píons produzidos nas reações de fotoprodução decaem e acabam gerando, como produto final do seu decaimento,  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$ , fótons e  $e^\pm$ . Os fótons e  $e^\pm$  devem gerar uma cascata eletromagnética, sendo assim atenuados rapidamente. Os  $\nu_\mu$  e  $\nu_e$  não perdem energia (excetuando-se o caso do efeito da expansão do universo), dada a sua baixa seção de choque.

No caso dos prótons e núcleos atômicos, os processos de atenuação da ener-

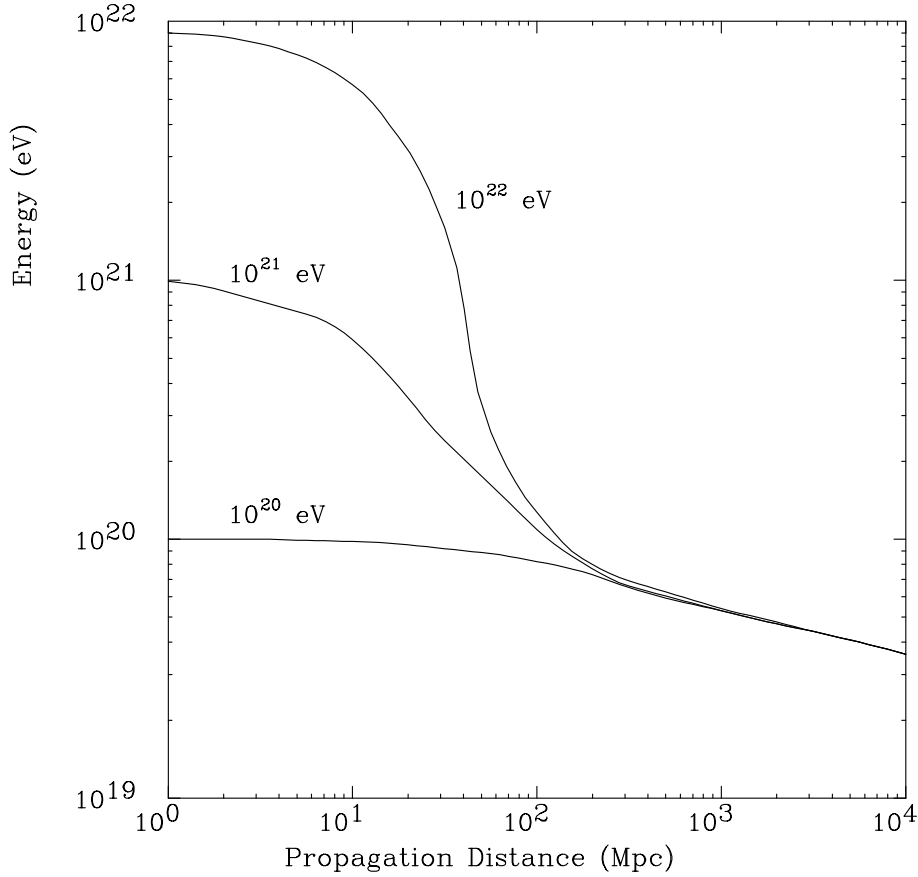


Figura 1.7: Resultado do cálculo do comportamento da energia de um próton em função da distância percorrida[33, 34], para energias iniciais de  $10^{20}$  eV,  $10^{21}$  eV e  $10^{22}$  eV. Figura extraída da referência [7].

gia ocorrem principalmente a altíssimas energias, tipicamente maiores que  $E_{GZK}$ . Abaixo desse valor, a atenuação é pequena, devendo-se basicamente ao processo de criação de pares no campo elétrico desses elementos e ao efeito da expansão do universo. Como consequência disso, deve-se esperar, além da diminuição no fluxo para  $E > E_{GZK}$ , a existência de uma espécie de acúmulo de raios cósmicos em energias próximas de  $E_{GZK}$ , conforme ilustra a figura 1.8.

Além do acúmulo mencionado acima, podemos observar, na figura 1.8, que a energia  $E_{GZK}$  vai se tornando menor para fontes cada vez mais distantes. Este efeito decorre do fato de que o universo era mais quente no passado, sendo os fótons, consequentemente, mais energéticos nesta época, o que faz com que a energia mínima necessária para a ocorrência da fotoprodução de píons se torne ligeiramente menor.

Infelizmente, o número de eventos observados na faixa de altíssimas energias ainda é muito pequeno, principalmente pelo baixo fluxo, o que torna quase impossível afirmar se existe, realmente, um aumento no fluxo próximo a  $E_{GZK}$  e um corte além

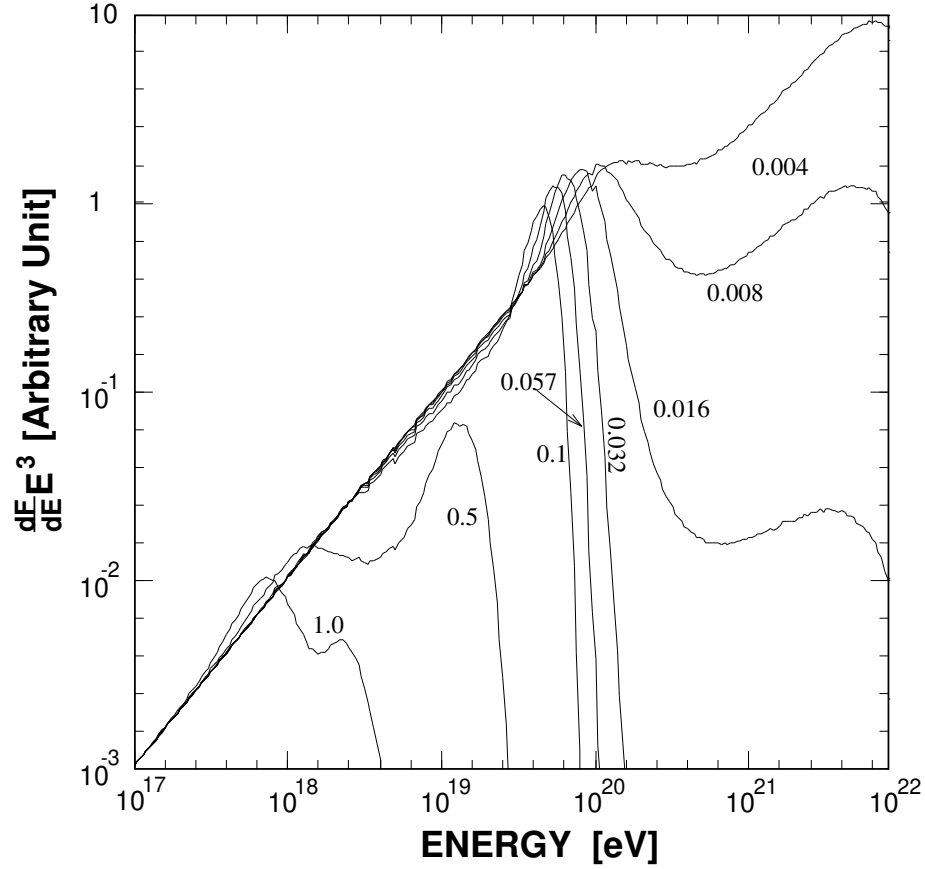


Figura 1.8: Efeito da atenuação dos raios cósmicos pela fotoprodução de píons, na interação com a radiação proveniente do *Big Bang*, para fontes correspondentes a diferentes valores de *red shift*  $z$ , como indicado no gráfico.  $z = 0,004$  corresponde a uma distância de aproximadamente  $2 \text{ Mpc}$ , e  $z = 1$ , a  $5 \text{ Gpc}$ . O espectro de emissão da fonte foi considerado como  $dN/dE = E^{-2}$ [35]. Figura extraída da referência [7].

dessa energia.

### 1.3 Modelos de aceleração e fontes

O simples fato de um dado mecanismo conseguir gerar partículas com energias nos intervalos considerados não é suficiente para se explicar os raios cósmicos. Qualquer que seja o modelo de aceleração ou produção dos raios cósmicos, ele deverá explicar, juntamente com os modelos de propagação, a faixa de energia em questão do espectro observado.

Uma das formas possíveis de aceleração de partículas carregadas é através dos campos elétricos; no entanto, a existência de tais campos faria as cargas livres exis-

tentes no espaço se concentrarem próximo a eles, o que tenderia a anulá-los.

Considerando-se, ainda, que a aceleração se dê por meio eletromagnético, resta a opção dos campos magnéticos. Sabemos que campos magnéticos estáticos conseguem alterar a direção de propagação de uma partícula carregada, mas não a sua energia. Por outro lado, campos magnéticos em movimento são capazes de gerar campos elétricos induzidos, os quais podem alterar a energia das partículas carregadas.

### Mecanismos de Fermi

Um dos modelos que consegue explicar, relativamente bem, o espectro no regime de baixas energias é o mecanismo de aceleração de Fermi [36]. O modelo pressupõe a existência de regiões onde sejam encontrados campos magnéticos em movimento, suficientemente grandes para desviar a trajetória da partícula e aumentar a sua energia.

Esta idéia é muito similar ao método usado para aumentar a velocidade de um satélite ao passar próximo a um planeta, como ilustra a figura 1.9. Neste caso, no sistema de referência do planeta, a energia do satélite não é alterada; contudo, tendo em vista a velocidade desse planeta em relação ao sol, o satélite acaba ganhando um impulso.

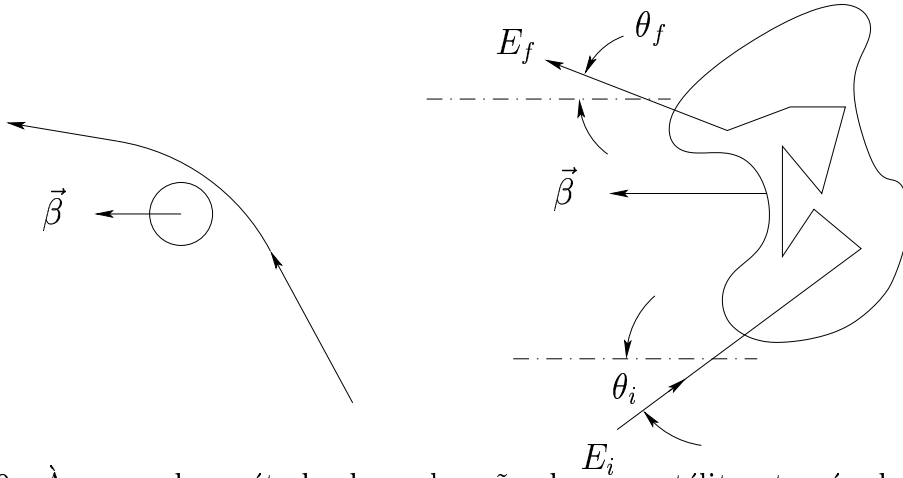


Figura 1.9: À esquerda, método de aceleração de um satélite através do campo gravitacional de um planeta e, à direita, esquema do modelo de aceleração de Fermi de segunda ordem.

De forma análoga, apesar do raio cósmico entrar e sair da região com a mesma energia, em relação ao referencial do campo magnético ( $S'$ ), por causa do movimento deste a partícula acaba ganhando energia.

Se  $S'$  está a uma velocidade  $\vec{\beta}c$  em relação ao sistema  $S$ , podemos afirmar que o raio cósmico, com energia  $E_i$  no sistema  $S$ , apresentará energia  $E'_i$ , relativamente a



$S'$ , dada por:

$$E'_i = \gamma(E_i - \vec{\beta}\vec{P}_i) \approx \gamma E_i(1 + \beta \cos \theta_i), \quad (1.10)$$

onde  $\vec{P}_i$  é o momento inicial do raio cósmico no sistema de referência  $S$  e  $\theta_i$  o seu ângulo de incidência (ver figura 1.9).

Considerando que a energia  $E'_f$ , no sistema de referência  $S'$ , com que a partícula sai desse campo magnético seja igual à energia com que entrou, podemos escrever, para a energia  $E_f$  no sistema  $S$ , a expressão:

$$\begin{aligned} E_f &= \gamma(E'_f + \vec{\beta}\vec{P}'_f) \approx \gamma E'_i(1 + \beta \cos \theta'_f) \\ &\approx E_i \frac{(1 + \beta \cos \theta_i)(1 + \beta \cos \theta'_f)}{1 - \beta^2}, \end{aligned} \quad (1.11)$$

aproveitando-se o resultado 1.10.

Considerando, ainda, que a distribuição das direções de saída da partícula seja isotrópica no sistema de referência  $S'$  (ou seja, que a média de  $\cos \theta'_f$  seja nula), podemos escrever que  $E_f \approx E_i[(1 + \beta \cos \theta_i)/(1 - \beta^2)]$ .

Por outro lado, a distribuição de  $\theta_i$  é dada por:

$$\frac{dn}{d \cos \theta_i} \propto 1 + \beta \cos \theta_i,$$

por causa do movimento do sistema  $S'$  em relação ao sistema  $S$ , considerando que, em  $S$ , a distribuição dos raios cósmicos seja isotrópica. Assim, temos que a média de  $\cos \theta_i$  é igual a  $\beta/3$ , o que nos permite escrever:

$$E_f \approx E_i(1 + \beta^2/3 + O(\beta^4)). \quad (1.12)$$

Conclui-se, a partir do exposto, que em cada encontro com um campo magnético em movimento a partícula ganha, em média,  $\beta^2/3$  vezes a energia incidente. Esse processo de aceleração é conhecido como mecanismo de aceleração de Fermi de segunda ordem, por serem os ganhos de energia em segunda ordem em  $\beta$ .

Considerando que  $\beta$  seja da ordem de  $1/300$  (valor mínimo característico em movimentos de plasmas), e tendo em vista também a dependência do ganho de energia com  $\beta^2$ , é possível notar que esse processo é pouco eficiente, sendo necessário um tempo muito longo para se obter um ganho considerável de energia, de modo que se consiga explicar o espectro.

Outro modelo de aceleração, tomando por base as idéias acima, surge ao se considerar que os campos magnéticos se propaguem formando uma frente, de modo que os raios cósmicos sempre venham a atingi-la com  $\cos \theta_i \geq 0$  e saiam com  $\cos \theta_f \geq 0$ , conforme ilustra a figura 1.10. Neste caso, a distribuição de  $\cos \theta'_f$  e  $\cos \theta_i$  são da forma:

$$\frac{dN}{d \cos \theta'_f} \propto \cos \theta'_f \quad (1.13)$$

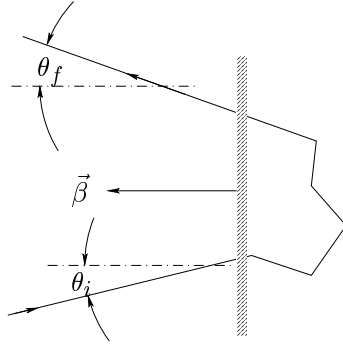


Figura 1.10: Processo de aceleração por onda de choque (mecanismo de Fermi de primeira ordem).

e

$$\frac{dN}{d\cos\theta_i} \propto \cos\theta_i(1 - \beta\cos\theta_i). \quad (1.14)$$

Calculando-se os valores médios de  $\cos\theta'_f$  e  $\cos\theta_i$ , e substituindo-os na expressão 1.11, chegamos a:

$$E_f = E_i \left[ 1 + \frac{4}{3}\beta + O(\beta^2) \right]. \quad (1.15)$$

Podemos observar que, nesse processo, há sempre um ganho de energia a cada “colisão”, sendo de em primeira ordem em  $\beta$ , o que o torna mais eficiente que o processo anterior. O mecanismo ficou conhecido como aceleração de Fermi de primeira ordem [37, 38].

Quando partículas ganham energia tal como nos mecanismos de Fermi ( $E_n = E_{n-1}(1 + \xi)$ ), acaba-se obtendo, naturalmente, um espectro de potência, ao atribuírmos uma probabilidade  $p$  da partícula escapar da região de aceleração.

Considerando que a energia inicial da partícula seja  $E_0$ , ela deverá apresentar, após  $n$  encontros, a energia  $E_n = E_0(1 + \xi)^n$ . Assim, para que ela adquira energia maior que  $E$ , o número de encontros  $m$  deverá ser maior que  $\ln(E/E_0)/\ln(1 + \xi)$ . Como a probabilidade da partícula sofrer  $n$  encontros é  $(1 - p)^n$ , temos que o número  $N$  de raios cósmicos com energia superior a  $E$  é dado por:

$$\begin{aligned} N(> E) &\propto \sum_{n=m}^{\infty} (1 - p)^n = (1 - p)^m \sum_{n=0}^{\infty} (1 - p)^n \\ &\propto (1 - p)^m \frac{1}{p} \\ &\propto \frac{1}{p} \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-\lambda}. \end{aligned} \quad (1.16)$$

onde  $\lambda$  é uma constante que depende de  $p$  e  $\xi$ .

Nos mecanismos de Fermi, não fizemos nenhuma consideração a respeito do tamanho da região aceleradora, ou mesmo da intensidade dos campos.

Observando as figuras 1.10 e 1.9, podemos notar que o tamanho e a intensidade do campo deverão ser tais de modo a provocarem desvios consideráveis. Para que isto ocorra, o raio de curvatura da trajetória da partícula deverá ser, no máximo, igual a  $L/2$ ; caso contrário, os desvios não serão suficientes para que a partícula ganhe energia. Considerando-se que só haverá ganho quando a velocidade do campo magnético não for nulo, pode-se demonstrar que a energia máxima ( $E_{max}$ ) possível por esse processo é dada por [39]:

$$E_{max} = \frac{1}{2} \beta q B L. \quad (1.17)$$

---

A figura 1.11 mostra um gráfico da intensidade do campo magnético e do tamanho de diversos objetos astrofísicos conhecidos, candidatos a fontes dos raios cósmicos de altíssima energia, onde as retas indicam os valores apropriados para a obtenção de uma energia máxima de  $10^{20} \text{ eV}$ . Podemos perceber, mesmo no caso limite em que  $\beta = 1$ , que há pouquíssimos objetos astrofísicos capazes de gerar partículas com energias superiores a  $10^{20} \text{ eV}$ .

Devemos considerar, ainda, as possíveis perdas de energia nas regiões aceleradoras, antes do escape, provenientes das interações com a matéria e a radiação, como também da emissão de radiação pela partícula, como a radiação síncrotron. Nos objetos compactos com campos magnéticos elevados, por exemplo, as partículas carregadas devem perder energia por emissão síncrotron, enquanto que nos objetos extensos, o grande problema é o tempo de aceleração, em geral muito grande, tornando muito significativa a perda de energia por interação com a matéria e a radiação, o que limita ainda mais a energia máxima possível para os raios cósmicos.

## 1.4 Modelos além do modelo padrão

Tendo em vista as dificuldades de se explicar os eventos de raios cósmicos de mais alta energia a partir dos processos convencionais de aceleração, têm aparecido várias propostas que vão além do Modelo Padrão da Física de Altas Energias. Dentre elas está a proposição de novas partículas, que sejam capazes de interagir fortemente com hádrons mas, ao mesmo tempo, apresentem secção de choque muito pequena na interação com fótons, de modo a não se observar um corte próximo a  $5 \times 10^{19} \text{ eV}$  no espectro; isto tornaria possível considerar como candidatos fontes situadas a distâncias muito grandes.

Das partículas conhecidas, as que praticamente não interagem com a matéria ou com a radiação são os neutrinos. Se, por um lado, não se espera que eles percam

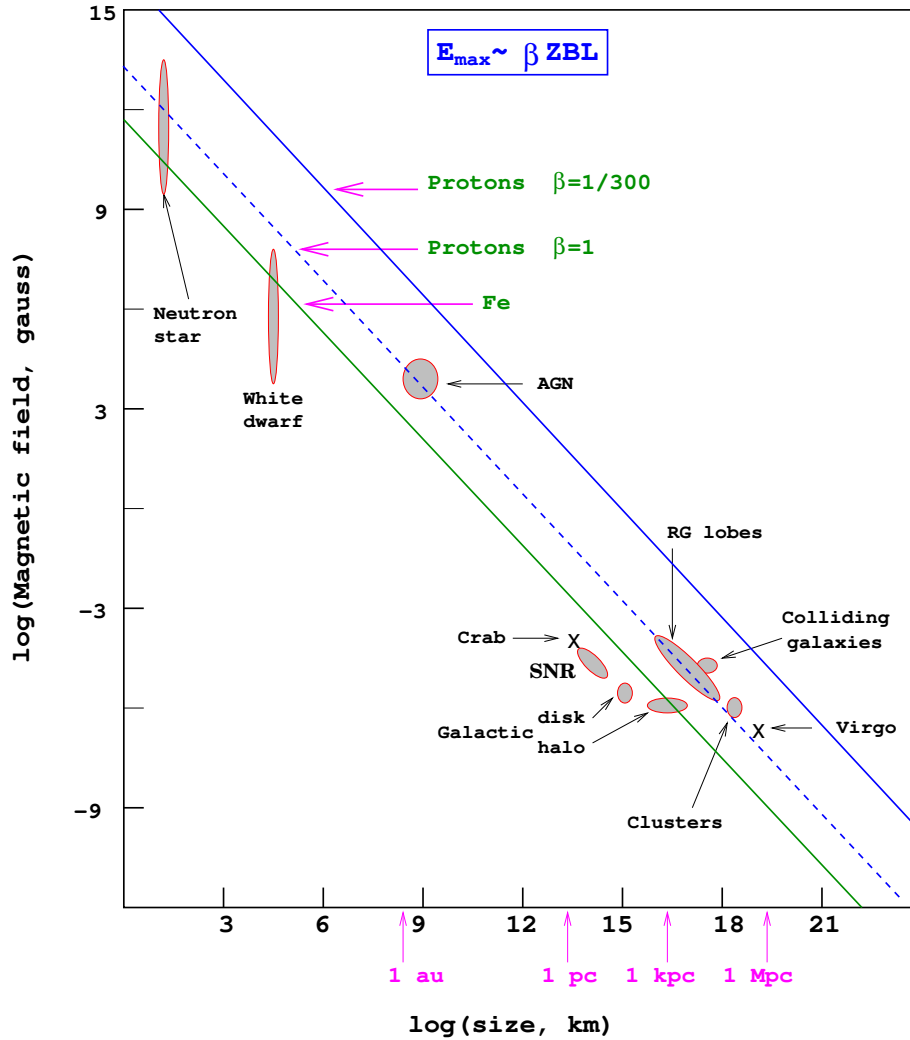


Figura 1.11: Tamanho e intensidade do campo magnético de possíveis fontes astrofísicas de raios cósmicos de altas energias. As retas indicam os valores do tamanho e da intensidade do campo necessários para que uma partícula carregada possa adquirir a energia máxima de  $10^{20}$  eV, de acordo com a expressão 1.17. Figura extraída da referência [40].

energia com interações ao longo de sua propagação pelo universo, por outro, a grande maioria das colisões dos raios cósmicos não ocorreria próximo ao topo da atmosfera, com livre caminho médio da ordem de  $100\text{ g/cm}^2$ , no caso dos neutrinos constituírem os primários (ao contrário do que se observa experimentalmente). A hipótese dos neutrinos explicaria os eventos de altíssimas energia, desde que a sua secção de choque na interação com a matéria fosse suficientemente grande neste regime de energias; no entanto, não se acredita que ela aumente tão rapidamente com a energia para que se consiga explicar tais eventos.

Outra proposta no sentido de contornar o corte GZK é permitir a violação da relatividade restrita [41], supondo-se que a velocidade limite não seja igual a  $c$  (velocidade da luz no vácuo) para todas as partículas, existindo um valor  $c_i$  para cada espécie. Neste caso, considerando-se que a fotoprodução de píons ocorra por uma ressonância, ou seja,  $p + \gamma \longrightarrow \Delta^+ \longrightarrow p + \pi^0$ , e que o próton tenha uma velocidade limite  $c_p$  ligeiramente diferente da correspondente à partícula  $\Delta$ , é possível demonstrar que esta reação se torna cinematicamente proibida para prótons de altíssimas energias.

Há, ainda, diversas propostas em torno da idéia da existência de partículas extremamente pesadas, com energia suficiente para gerar, via decaimento, partículas com energias suficientemente altas, dando conta assim dos eventos de raios cósmicos na faixa mais energética do espectro. Tais modelos passaram a ser chamados de *Top-Down*, pelo fato das partículas já serem produzidas com energias extremamente altas e possíveis de redução por meio da interação com a radiação de fundo, em oposição aos processos convencionais de aceleração, que ficaram conhecidos como modelos *Bottom-Up*. Uma revisão geral dos processos *Top-Down* pode ser encontrada em [40].

Nos modelos *Top-Down*, as partículas propostas podem ser provenientes do *Big Bang* e apresentar vida média da ordem da idade do universo, de um modo tal que a taxa atual de decaimentos seja suficiente para explicar o fluxo dos raios cósmicos observados. Ou, ainda, poderiam estar confinados em defeitos topológicos, onde seriam estáveis, perdendo a estabilidade fora deles.

Pelo fato de tais partículas estarem, supostamente, espalhadas por todo o universo, os efeitos da interação dos raios cósmicos com a radiação de fundo seriam “camuflados” e não se teria grandes problemas para explicar o espectro de mais altas energias. Um outro fato interessante é que não seria necessário um mecanismo de aceleração eficiente para se explicar os raios cósmicos de altíssima energia.

Um dos problemas apresentados por esses modelos, no entanto, é a grande quantidade de fótons prevista a partir dos decaimentos dessas partículas supermassivas, dando origem a cascatas eletromagnéticas que viriam a gerar um fluxo de raios  $\gamma$  em torno de  $\text{GeV}$  superior ao observado pelo detector EGRET [42].



# Capítulo 2

## Detectores

Apresentaremos, neste capítulo, algumas das técnicas de observação dos raios cósmicos, culminando com uma descrição do Observatório Pierre Auger, abrangendo desde as técnicas em si, nele empregadas, até detalhes a respeito do sistema de aquisição de dados implementado. Por uma questão de completeza, iniciaremos esta apresentação com algumas noções gerais do método de detecção das partículas de altas energias.

### 2.1 Processos de detecção

Em uma visão superficial, podemos considerar os detectores como sistemas que transformam um certo evento em sinais que podem ser lidos e interpretados por um outro sistema que tomará uma decisão frente ao evento observado. Neste sentido, os nossos olhos, por exemplo, podem ser considerados como um detector que transforma a luz que os atinge (evento) em pulsos elétricos que são lidos e interpretados pelo cérebro (o “outro sistema”).

Muitas vezes, é necessário que um dado sinal passe por várias transformações até que esteja realmente disponível em um formato que permita a sua leitura e interpretação, o que pode exigir o uso de elementos intermediários. A figura 2.1 ilustra este processo. Como exemplo, imagine o ato de escutar um rádio ou assistir uma televisão: o sinal enviado pelas emissoras é captado pelas antenas e amplificado e interpretado, a fim de nos ser apresentado, pelas televisões e rádios, na forma de sons e imagens. Estes, por sua vez, são detectados pelos nossos sistemas auditivo e visual, que os transformam em pulsos elétricos que podem ser lidos e interpretados pelo nosso cérebro.

Atualmente, praticamente todos os sistemas de detecção usam, seja direta ou indiretamente, algum efeito eletromagnético. Portanto, qualquer fenômeno que não produza algum efeito eletromagnético não será observado ou será de difícil observação. Podemos observar, por exemplo, na Física de Partículas Elementares, o caso dos neutrinos, que só conseguem ser observados (e com dificuldade!) porque, ao interagirem com a matéria, geram como subproduto um núcleo atômico diferente daqueles

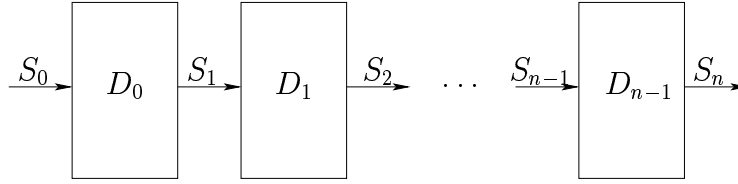


Figura 2.1: Um processo de detecção possível.  $D_i$  são elementos que convertem um dado sinal  $S_i$  em outro  $S_{i+1}$ , e  $S_n$  é o sinal pronto para ser lido e interpretado por outro sistema.

constituintes da matéria que compõe o meio, ou então alguma partícula carregada. Estes subprodutos são, por sua vez, separados ou identificados por interações eletromagnéticas.

Consideraremos, daqui em diante, somente as questões relativas à detecção de partículas como o elétron, pósitron, fótons, hádrons, etc.

Uma das formas usadas, no início do século XX, para se registrar a passagem de partículas carregadas foi a observação, por meio de métodos fotográficos, da condensação estimulada, em algum gás saturado, ao longo da trajetória partícula.

Procedimento análogo a este foi o uso de chapas fotográficas. A passagem de partículas carregadas através de uma chapa provocava a reação das substâncias fotoquímicas nela presentes. Este tipo de detecção é, ainda hoje, um dos métodos mais precisos para se registrar a posição do ponto em que a partícula atingiu o detector. Por outro lado, esta técnica é, mesmo hoje, muito demorada, já que exige um processo cuidadoso de montagem, a revelação do filme e a identificação dos pontos por onde as partículas passaram.

Mais recentemente, com o avanço dos sistemas eletrônicos, praticamente todos os detectores desenvolvidos passaram a produzir, como resultado final, pulsos elétricos capazes de serem facilmente manipulados pela eletrônica. Com o desenvolvimento da tecnologia digital e o avanço dos computadores, muitos detectores são ligados diretamente aos computadores, tanto para controle de parte de uma aquisição de dados como para análise dos dados.

A seguir apresentamos, em linhas gerais, características da interação de partículas e fótons na matéria, para então descrevermos algumas das técnicas usadas para a detecção de partículas de altas energias, assim como os componentes que permitem aos computadores fazer a aquisição e o controle de um experimento.

### Interação da radiação com a matéria

Uma partícula carregada, ao atravessar um meio material, transfere parte de sua energia através de ionizações e excitações do meio. Para uma partícula de carga  $ze$ , massa  $m$  e energia  $E$ , que se propaga em um meio onde o número atômico e o número de massa são, respectivamente,  $Z$  e  $A$ , a perda de energia por excitações e



ionizações é dada pela fórmula de Bethe-Block, conhecida também como *stopping power* [43, 44]:

$$-\frac{dE}{dX} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right], \quad (2.1)$$

onde  $N_A$  é o número de Avogadro,  $r_e$  e  $m_e$  são, respectivamente, o raio clássico do elétron e sua massa de repouso,  $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2} = E/mc^2$ ,  $I$  é a energia média de ionização dos átomos e moléculas,  $\delta$  um fator que leva em conta a densidade do meio e  $dE/dX$  a taxa de variação de energia por unidade de matéria atravessada, definida em termos da distância percorrida por:

$$dX = \rho(\vec{r}) dl,$$

onde  $\rho(\vec{r})$  é a densidade do meio na posição  $\vec{r}$  e  $dl$  a distância correspondente à quantidade de matéria atravessada  $dX$ . Normalmente,  $X$  é dado em  $g/cm^2$ . Esta unidade pode parecer um tanto confusa, mas representa o modo mais conveniente de se parametrizar a perda de energia das partículas carregadas em relação a um dado comprimento ( $\Delta l$ ) e à densidade do meio, visto que a perda de energia de uma partícula em um meio depende do número de partículas do meio com que interage e da intensidade dessas interações, que em primeira aproximação, depende da quantidade de matéria. Assim, uma partícula que atravessa uma placa de chumbo de  $1\text{ cm}$  que equivale a aproximadamente  $11,35\text{ g/cm}^2$  seria praticamente equivalente, em termos de perda de energia por excitações e ionizações, a atravessar  $1,44\text{ cm}$  de ferro ou  $94,58\text{ m}$  de ar (densidade  $\rho \approx 1,2 \times 10^{-3}\text{ cm}^3$ ), excetuando pelos fatores  $Z/A$  e  $\delta$ .

As partículas eletricamente carregadas também perdem energia por meio de processos radioativos, ao interagirem com os núcleos atômicos. O principal processo é a emissão de fótons por Bremsstrahlung, que apresenta uma dependência com o inverso do quadrado da massa da partícula. No regime de altas energias, este é o principal processo de perda de energia para os  $e^\pm$ ; no caso dos múons e outras partículas mais pesadas, deixa de ser relevante, tendo em vista a dependência com a massa.

Para os fótons de altas energias, os principais fatores de perda de energia são a criação de pares elétron-pósitron e o espalhamento Compton, que permite transferir uma fração razoável de sua energia para um elétron do meio.

Com relação aos hádrons, deve-se considerar, além das interações eletromagnéticas, as interações hadrônicas com os núcleos atômicos, predominantes na faixa de mais altas energias. Em linhas gerais, hádrons com energia cinética superior a aproximadamente  $1\text{ GeV}$ , onde começam a ocorrer os espalhamentos inelásticos, passam a perder energia muito rapidamente em função da produção de outros hádrons nas colisões. O número de hádrons produzidos em uma reação é conhecido como multiplicidade. A maioria dos hádrons que saem de uma reação desse tipo são instáveis, podendo decair em outros hádrons ou mesmo em fótons e léptons ( $e^\pm$ ,  $\mu^\pm$  ou  $\tau^\pm$  e seus respectivos neutrinos).

A ocorrência de uma interação ou decaimento de um hádron depende da sua vida média e energia, da secção de choque de interação com a matéria e da densidade desta. Para um  $\pi^0$ , por exemplo, cuja vida média é  $\tau = 8,4 \times 10^{-17} s$ , em geral se dá o seu decaimento em dois fótons. Por outro lado, os píons carregados, que possuem uma vida média de  $2,6 \times 10^{-8} s$ , normalmente reinteragem, podendo assim gerar novos hádrons. Quando decaem, produzem, em sua maioria, múons e (anti)neutrinos ( $\bar{\nu}_\mu$  para  $\pi^-$  decaindo em  $\mu^-$  e  $\nu_\mu$  para  $\pi^+$  decaindo em  $\mu^+$ ).

### Detecção de partículas de altas energias

Partículas carregadas de altas energias são normalmente detectadas através do registo das ionizações ou excitações que a partícula produz em um material.

As partículas neutras, por outro lado, são detectadas sempre de maneira indireta. Suas interações com o meio ou seus decaimentos deverão produzir partículas carregadas, a fim de que estas sejam observadas por meio do procedimento descrito acima. Fótons, por exemplo, são capazes de gerar cascatas de partículas em meios materiais, a partir da criação inicial de um par elétron-pósitron ou, ainda, produzir pares elétron-íon ao atravessar um gás.

Dois fenômenos luminosos são muito importantes para a detecção de partículas carregadas de altas energias: efeito foto-elétrico e emissão de radiação Cherenkov.

Como o efeito fotoelétrico se tornou um fenômeno muito bem estabelecido, procura-se, muitas vezes, efeitos que produzam luz com comprimentos de onda próximos do visível, como por exemplo a emissão de luz por cintilação; neste caso, podem ser usados sensores ópticos baseados no efeito fotoelétrico, ou algum outro semelhante, para a observação dos fótons gerados.

No caso das partículas carregadas que se propagam em um determinado meio com velocidade superior à velocidade da luz neste meio, verifica-se a emissão de uma luz conhecida como radiação Cherenkov [44]. A sua emissão forma um ângulo  $\theta$  em relação à trajetória da partícula tal que:

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n}, \quad (2.2)$$

onde  $\beta$  é a velocidade da partícula em unidades de velocidade da luz no vácuo e  $n$  o índice de refração do meio. Para que ocorra a emissão da radiação Cherenkov, deve-se ter  $1/\beta n \leq 1$ , o que é equivalente a:

$$\left( \frac{E}{mc^2} \right)^2 \geq \frac{n^2}{n^2 - 1}, \quad (2.3)$$

onde  $m$  e  $E$  representam, respectivamente, a massa e a energia da partícula. Como o valor limite de  $\beta$  é igual a 1, o ângulo máximo de emissão é dado por  $\cos \theta_{max} = 1/n$ .

A intensidade da radiação Cherenkov com energia entre  $\epsilon$  e  $\epsilon + d\epsilon$ , para uma partícula que percorre um comprimento  $dx$ , é dada por:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 N}{dx d\epsilon} &= \frac{\alpha^2 z^2}{r_e m_e c^2} \left( 1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\epsilon)} \right) \\ &\approx \frac{370}{eV \text{ cm}} \left( 1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\epsilon)} \right), \end{aligned} \quad (2.4)$$

onde  $\alpha$  é a constante de estrutura fina.

### Conversão em pulsos elétricos

Em geral, a quantidade de fótons ou de íons e elétrons, gerados na interação da partícula com a matéria, é muito pequena para que venham a ser detectados diretamente por algum sistema eletrônico. Torna-se necessário, portanto, o uso de algum artifício que permita amplificar esse sinal, antes de coletá-lo em um sistema eletrônico. Veremos, a seguir, duas situações que ilustram este processo.

Em um detector Geiger, por exemplo, a passagem de uma partícula carregada ioniza o gás, e a diferença de potencial aplicada entre os seus terminais acelera os elétrons liberados em direção ao ânodo. Elétrons com energia suficientemente grande podem provocar novas ionizações, criando, assim, outros pares elétron-íon, o que resulta em uma cascata de elétrons coletada pelo ânodo.

No caso de fótons que são gerados com comprimentos de onda próximos ao da luz visível, normalmente são usadas fotomultiplicadoras para coletar essa luz e produzir um pulso elétrico. Nas fotomultiplicadoras (ver figura 2.2) há uma superfície fotoelétrica, onde a luz incidente é convertida em elétrons. Os elétrons livres, assim produzidos, são chamados de fotoelétrons; muitas vezes, ao se tratar da eficiência de uma fotomultiplicadora, refere-se à eficiência de emissão de fotoelétrons, em relação ao número de fótons incidentes.

Os fotoelétrons são acelerados, através de uma diferença de potencial, em direção a uma placa denominada dinodo, de modo a atingirem-na com uma energia maior que a energia de ligação dos elétrons do dinodo; deste modo, ocorre um aumento no número de elétrons livres, que voltam a ser acelerados em direção a um segundo dinodo, produzindo novamente um número maior de elétrons livres, processo que se repete cerca de 10 vezes, até que o total de elétrons gerados seja finalmente coletado no ânodo. Tal procedimento permite que um pequeno número de elétrons se multiplique em uma quantidade que possibilite um sinal suficientemente alto no ânodo, capaz de ser medido sem grandes dificuldades por um circuito eletrônico.

### Eletrônica

Conforme foi destacado no início desta seção, o processo de detecção envolve a produção de sinais e a necessidade de serem lidos e interpretados.

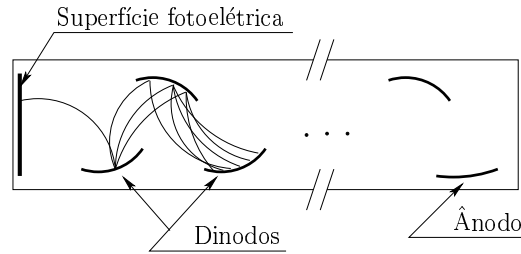


Figura 2.2: Desenho esquemático de uma fotomultiplicadora. Maiores detalhes são apresentados no texto.

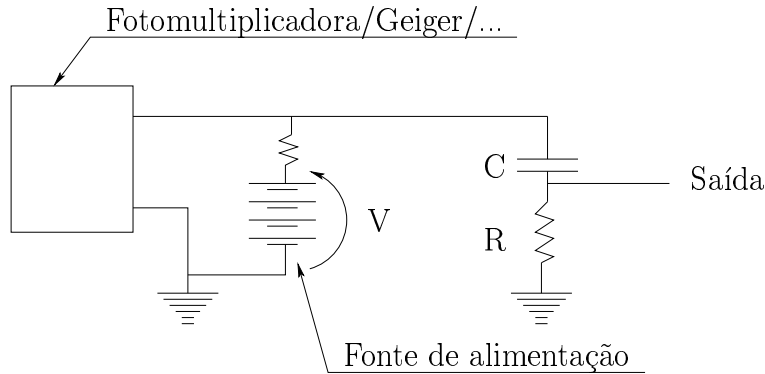


Figura 2.3: Exemplo de circuito usado para fazer o isolamento elétrico entre a alta tensão usada nos sensores, como detector Geiger e fotomultiplicadora, e a eletrônica.

Neste panorama, a eletrônica assume um papel importante no tratamento dos sinais, a fim de serem manuseados apropriadamente, assim como no procedimento de aquisição dos dados, incluindo a implementação automatizada de critérios de seleção dos sinais para identificação de eventos reais em meio ao ruído.

Na sequência, abordaremos alguns itens relativos a estes tópicos, começando por um aspecto ligado à incorporação da eletrônica ao detector.

A diferença de potencial aplicada entre o cátodo e o ânodo de um detector Geiger ou de uma fotomultiplicadora, por exemplo, é muito maior que o próprio sinal gerado pelo conjunto dos elétrons coletados no ânodo. Portanto, há, em geral, a necessidade de um isolamento elétrico entre os circuitos eletrônicos e os sensores. Como os sinais gerados costumam ser de curta duração ( $\ll 1\text{ s}$ ), permitindo que o isolamento seja feito, basicamente, por um circuito RC (resistor-capacitor). Um exemplo deste tipo de circuito está mostrado na figura 2.3.

Em geral, o sinal de saída dos sensores é ainda muito pequeno para ser manipulado pela eletrônica, havendo assim a necessidade de ser amplificado. A amplificação pode ser feita diretamente por circuitos eletrônicos adequados, dispensando o uso de um processo especial, como no caso de uma fotomultiplicadora.

Junto ao sinal medido há, também, ruídos provenientes da própria eletrônica, assim como dos sensores. A princípio, seria interessante armazenar todas as informações possíveis, a fim de se fazer uma análise mais criteriosa. No entanto, várias limitações impedem que isto seja feito, como por exemplo a obtenção de uma taxa de informações maior que a capacidade de processamento e gravação do equipamento. Nestes casos, tornam-se necessários critérios que identifiquem os sinais para considerar somente o que é de interesse para o experimento. A implementação de tais critérios constitui o *trigger* de um experimento. Convém notar que, muitas vezes, a percepção de um sinal não é muito clara, frente ao ruído, de modo que na definição do *trigger* acaba ficando embutido um compromisso entre quantos eventos poderão ser perdidos e quanto de ruído poderá ser aceito pelo detector.

Dependendo da complexidade de um detector, é conveniente subdividir o *trigger* de um experimento em vários níveis. Consideremos, por exemplo, a observação da passagem de partículas por duas placas de cintiladores, dispostas uma sobre a outra, sendo cada uma delas observada por uma fotomultiplicadora. Para efetuar a detecção, é possível estabelecer que:

- uma partícula atravessa a placa cintiladora somente quando a carga acumulada for superior a um valor determinado, ocorrendo assim o disparo de uma das fotomultiplicadoras (*trigger* primário);
- quando as duas fotomultiplicadoras são disparadas em um intervalo de tempo menor que, por exemplo,  $1\ \mu s$ , considera-se que uma partícula atravessou as duas placas (*trigger* secundário).

Uma limitação intrínseca da eletrônica, no processo de aquisição dos dados, corresponde à existência de um *tempo morto*, que é o tempo necessário para, após o início do registro de um evento, o detector ficar apto para medir o evento seguinte. Está relacionado, portanto, ao menor tempo possível para a diferenciação de dois eventos sucessivos e, portanto, à resolução temporal do detector.

Para que um detector Geiger, por exemplo, consiga distinguir a passagem de duas partículas consecutivas, estes dois eventos deverão ocorrer, no mínimo, com uma diferença de tempo maior que o tempo de coleta da cascata gerada pela primeira partícula; caso contrário, será muito difícil (ou mesmo impossível) identificar se ocorreu um único evento ou dois. Convém ressaltar que o tempo morto não se refere somente à espera da ocorrência do(s) processo(s) físico(s) inerente(s) ao mecanismo de detecção, mas inclui também o tempo necessário para que toda a eletrônica se restabeleça para fazer uma nova medida (considerando, por exemplo, os tempos definidos na implementação do *trigger*).

Outro aspecto importante diz respeito ao uso dos computadores, tanto para a aquisição como para a análise dos dados. Para que possam ser utilizados, é necessário que os sinais sejam convertidos em números (e não permaneçam como simples pulsos elétricos). O circuito eletrônico usado para este fim é conhecido como ADC (do

inglês *Analog to Digital Converter*). O que estes circuitos fazem é atribuir a uma dada tensão ou corrente  $x$ , que esteja entre os limites  $x_1$  e  $x_2$  de um dado intervalo, um número inteiro  $n$ , entre os limites  $n_1$  e  $n_2$ , seguindo uma expressão do tipo:

$$n = n_1 + \text{int} \left\{ \frac{x - x_1}{x_2 - x_1} (n_2 - n_1) \right\}, \quad (2.5)$$

onde int representa o resultado inteiro da expressão entre chaves.

Como os circuitos digitais adotam a estrutura binária (ligado/desligado - 1/0), a diferença  $n_2 - n_1$  é, em geral, igual a  $2^N$ , onde  $N$  é um número inteiro. Os circuitos ADC são geralmente construídos de modo que  $x_1 = 0$  ou que  $x_2 + x_1 = 0$ . Logo, é conveniente também que  $n_1 = 0$ , no primeiro caso, ou  $n_2 + n_1 = 0$ , no segundo. Note que, quanto maior  $N$ , maior é a resolução do ADC.

Por outro lado, algumas vezes é necessário fazer o controle automático da tensão ou corrente ou, ainda, produzir um pulso elétrico, sendo digitais o sistema de controle ou o gerador de pulsos. Há, então, a necessidade de se ter circuitos que convertam um número em uma tensão ou corrente; tais circuitos são conhecidos como DAC (do inglês *Digital to Analog Converter*).

Há, também, os chamados circuitos TDC (do inglês *Time to Digital Converter*), que atribuem números inteiros aos intervalos de tempo medidos.

## Sinal-ruído

A superfície fotoelétrica de uma fotomultiplicadora pode emitir elétrons espontaneamente, devido a simples flutuações térmicas, os quais também são capazes de produzir sinais semelhantes aos dos fotoelétrons. Sendo assim, se a taxa de fotoelétrons produzidos for da mesma ordem que as flutuações características da emissão espontânea, será difícil diferenciar estas de um evento real.

Suponhamos que qualquer elétron da superfície fotoelétrica tenha a mesma probabilidade  $p$  de ser emitido espontaneamente no intervalo de tempo  $t$  e  $t + \Delta t$ , e que a emissão de um elétron não dependa da emissão de qualquer outro. Com tais considerações, temos que o número  $n$  de elétrons emitidos espontaneamente será representado por uma distribuição binomial. Como este número é muito grande, ele pode ser bem descrito por uma distribuição de Poisson:

$$P_\lambda(n) = \frac{\lambda^n}{n!} e^{-\lambda}, \quad (2.6)$$

onde  $\lambda$  é o número médio de emissões no intervalo  $\Delta t$ . No caso em que a emissão espontânea não depende do tempo, o número médio  $\lambda$  entre  $t$  e  $t + \Delta t$  será, por exemplo, igual ao correspondente ao intervalo  $t + \Delta t$  e  $t + 2\Delta t$ ; podemos concluir, então, que  $\lambda \propto \Delta t$ .

O desvio quadrático médio para uma distribuição de Poisson é dado por  $N = \sqrt{\lambda}$ . Para  $\lambda$  grande, ela se aproxima de uma distribuição gaussiana com média  $\lambda$  e desvio

padrão  $N$ , no seguinte sentido:

$$P_\lambda(n) \approx \int_{n-1/2}^{n+1/2} G(\lambda, N, x) dx, \quad (2.7)$$

onde

$$G(\lambda, N, x) = \frac{1}{N\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-\lambda)^2}{2N^2}}.$$

Nesse caso particular, onde  $\lambda \gg 1$ , a probabilidade do ruído gerar um pulso maior que um valor  $x_0$ , por mera flutuação estatística, é dada por

$$\begin{aligned} P(x > x_0) &= \frac{1}{N\sqrt{2\pi}} \int_{x_0}^{\infty} e^{-\frac{(x'-\lambda)^2}{2N^2}} dx' \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{\frac{x_0-\lambda}{N}}^{\infty} e^{-\frac{y^2}{2}} dy. \end{aligned} \quad (2.8)$$

O sinal  $S$  de um evento real - número de fotoelétrons produzidos por ele na fotomultiplicadora - deve ser *suficientemente* maior que  $N$ , parâmetro representativo da ordem de grandeza do ruído. Sendo assim, um parâmetro que pode ser usado para identificar se uma fotomultiplicadora é sensível para observar um dado fenômeno é a razão  $S/N$ .

Apesar de termos tratado de flutuações no caso específico de uma fotomultiplicadora, essas idéias são válidas para praticamente todos os sistemas em que se deve observar algum sinal em meio a ruído, seja este proveniente dos próprios instrumentos de medida ou gerado pelo ambiente.

### Exemplo de detector

A título de ilustração, os aspectos apresentados acima serão aplicados na montagem de um detector para a observação de partículas carregadas com energia da ordem de dezenas de  $GeV$ . Nosso intuito não será simplesmente identificar a passagem de uma partícula por uma dada região, mas sim determinar o seu tipo, a sua energia etc.

Instrumentar totalmente um grande volume, para fazer com que as partículas percam praticamente toda a sua energia e, também, coletar todos os íons, luz e/ou excitações produzidas no interior deste volume, pode ser muito custoso. Além disso, o material usado no preenchimento do volume deverá ser adequado à natureza do processo de detecção e das propriedades que se pretende medir (por exemplo, ser transparente à luz visível, permitir que o tempo de recombinação dos íons produzidos seja relativamente longo etc.).

O que se faz, muitas vezes, é preencher um volume relativamente grande com matéria, com a função de simplesmente absorver parte da energia da partícula in-

cidente<sup>1</sup>. Como as características de deposição da energia costumam depender da partícula, é possível uma identificação razoável do seu tipo e uma medida da sua energia<sup>2</sup>.

Uma propriedade difícil de se determinar, no entanto, é a carga elétrica da partícula, já que as reações mais comuns praticamente independem do sinal da carga da partícula. Desse modo, são necessários outros artifícios para atingir este fim.

Um modo de identificar o tipo da partícula que incide no detector é a observação da alteração da sua trajetória por um campo magnético.

O desvio sofrido por uma partícula carregada, ao atravessar um campo magnético uniforme de intensidade  $B$  e perpendicular à trajetória da partícula, é dado por:

$$||\vec{P}|| = \frac{RBq}{c}, \quad (2.9)$$

onde  $\vec{P}$  e  $q$  são, respectivamente, o momento e a carga elétrica da partícula, e  $R$  o raio de curvatura da trajetória.

O campo deve ser suficientemente intenso para que o desvio sofrido pela partícula seja facilmente medido por meio de detectores de posição que produzam uma alteração mínima da energia da partícula. Isto pode ser feito através da adoção de um conjunto de câmaras de arrasto<sup>3</sup>, que funcionam de maneira muito semelhante a um detector Geiger e são sensíveis à posição da partícula.

Com base no exposto, um exemplo de um detector com a finalidade citada acima pode ser o ilustrado na figura 2.4. Quatro câmaras de arrasto são utilizadas para medir o desvio das partículas, seguidas de um calorímetro - conjunto de cintiladores intercalados a camadas de absorvedor - usado na determinação da energia.

Nas câmaras de arrasto, além de se identificar os fios em que ocorrem as descargas elétricas, é necessário também determinar os instantes em que estas ocorrem. Para tanto, circuitos TDC podem ser usados para a obtenção dos tempos de passagem da partícula pelas câmaras, permitindo assim uma boa estimativa da trajetória das partículas.

No caso de hádrons ou  $e^\pm$ , será produzida uma cascata de partículas no conjunto de absorvedores (mais adiante, na subseção 2.3.2, encontra-se uma descrição das cascatas geradas pela interação com a matéria), muitas delas carregadas. Deste modo, o número de fótons gerados nos cintiladores deverá ser aproximadamente proporcional ao número de partículas carregadas que atingem o final de cada absorvedor; por

---

<sup>1</sup>Convém destacar que, no caso de múons, pelo fato de apresentarem uma vida média relativamente longa, interagem pouco com a matéria e perdem a sua energia basicamente por ionizações, seria necessário um detector extremamente grande para se medir a sua energia através deste método.

<sup>2</sup>Os detectores usados para medir a energia de uma partícula através da absorção de uma grande fração da energia são conhecidos como calorímetros.

<sup>3</sup>No interior das câmaras de arrasto (*drift chambers*) há um conjunto de fios destinados a: coletar elétrons (ânodo); coletar os íons positivos (cátodo); estabilizar o campo elétrico na câmara. Recebem este nome por dependerem do tempo de coleta do elétron produzido na interação da partícula com o gás, dando, assim, uma medida da distância entre o local da ionização e o fio.



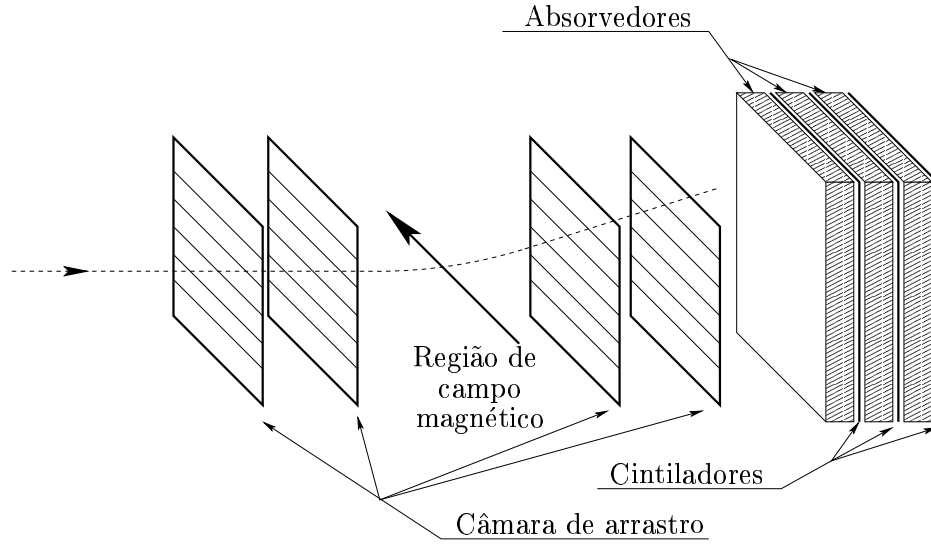


Figura 2.4: Exemplo de um detector de partículas carregadas, com quatro câmaras de arrasto seguidas de um calorímetro, formado por três camadas de absorvedor e três cintiladores.

meio de uma ou mais fotomultiplicadoras em cada cintilador, será possível obter-se um sinal proporcional a este número de partículas.

A energia da partícula primária é, então, determinada com base no conhecimento do número de partículas em função da quantidade de matéria atravessada, obtido a partir dos sinais registrados nas fotomultiplicadoras, por meio da expressão[45]:

$$E_{cal} \propto \int_{X=0}^{\infty} N(X) dX. \quad (2.10)$$

É interessante notar que, quanto maior a energia da partícula incidente, maior é a profundidade que a cascata consegue atingir e, portanto, maior a quantidade de material absorvedor necessária para que uma parcela grande da energia da partícula seja depositada no calorímetro.

Em um calorímetro, a energia de um pósitron ou elétron pode ser completamente absorvida. No entanto, no caso de um hádron, são possíveis decaimentos com consequente produção de neutrinos; estes escapam do calorímetro sem deixar rastros, de modo que nem toda a energia do hádron será depositada, dificultando, assim, a sua estimativa. Este aspecto é relevante no caso da determinação da energia de um chuvaire atmosférico extenso através da técnica de fluorescência, conforme será visto na seção seguinte.

A partir do que foi apresentado nesta seção, podemos perceber que, dependendo das finalidades do experimento, os detectores podem se tornar bastante complexos. Convém ressaltar que não levamos em consideração vários problemas técnicos que

podem inviabilizar a construção de um dado método de detecção.

## 2.2 Detecção direta

Os raios cósmicos podem ser detectados de forma direta, por meio de instrumentos transportados em aviões e balões ou orbitando em torno da Terra. Por detecção direta, entende-se que as primeiras reações da radiação incidente ocorrem no interior do detector ou muito próximo dele, de modo que se possa reconstruir todos os parâmetros relevantes que caracterizem o primário.

A fim de se realizar uma detecção direta, é necessário que o detector seja colocado fora da atmosfera terrestre ou em altitudes muito elevadas, para que as interações da radiação com a atmosfera sejam evitadas. Isto impõe uma forte limitação quanto à massa e às dimensões possíveis para estes detectores, visto o custo alto e a dificuldade na colocação, permanência e operação de um dispositivo muito grande e/ou massivo no espaço.

Conforme a abordagem feita, na seção anterior, a respeito dos métodos de detecção de partículas de altas energias, uma boa estimativa calorimétrica da energia exige uma quantidade adequada de matéria para que parte considerável da energia da radiação incidente seja depositada no detector. Deste modo, as limitações apresentadas acima acabam restringindo o intervalo de energias que podem ser determinadas através da detecção direta, impondo um valor máximo possível.

Há de se considerar, também, que a restrição do tamanho dos detectores impede a cobertura de áreas grandes, condicionando assim a investigação dos raios cósmicos à existência de um fluxo suficientemente alto na faixa de energia considerada (ou seja, pelo menos valores da ordem de 1 partícula por  $m^2$  por ano).

Desta forma, a energia máxima para a observação direta dos raios cósmicos é relativamente baixa, da ordem de poucos  $GeV$ ; no entanto, a identificação da composição da radiação incidente é, em geral, muito boa.

Este tipo de detecção é muito semelhante ao adotado nos grandes aceleradores, diferindo apenas em alguns pontos, como, por exemplo, o fato do tempo e da direção dos eventos em detectores de raios cósmicos não serem definidos, ao contrário do que ocorre nos aceleradores; em outras palavras, não há controle sobre a produção do fenômeno no caso dos raios cósmicos, enquanto nos aceleradores os eventos são “preparados”.

A adoção de um meio eficiente de identificação das partículas produzidas no detector pelo primário, além de favorecer a determinação de sua composição, é de grande interesse, também, na investigação das interações de altas energias, em particular da possível existência de partículas ou reações que não são observadas nos aceleradores. Os eventos conhecidos como Centauros, observados em estudos das câmaras de emulsão do experimento de Chacaltaya [46] constituem um exemplo disso; nesses, o número de hádrons produzidos nas interações primárias é muito maior que o

comumente observado em outros eventos, mesmo nas reações geradas nos grandes aceleradores.

## 2.3 Detecção através de chuveis atmosféricos

Considerando os relatos históricos, os pesquisadores, logo depois da descoberta dos raios cósmicos, imaginavam que os raios cósmicos eram partículas altamente penetrantes, já que chegavam a ser observados nos detectores. Após as observações de algumas pequenas cascatas de partículas, na época da descoberta do pósitron, começaram a notar que a radiação observada não era, de fato, a radiação primária.

Somente a partir dos eventos registrados em 1934 por B. Rossi, e mais tarde, em 1938, com base nos estudos de Pierre Auger, é que perceberam que as observações correspondiam às partículas secundárias provenientes da interação da radiação primária com a atmosfera. A cascata formada por estas partículas é conhecida como chuva atmosférica extensa (*Extensive Air Shower*, EAS).

É interessante notar que os detectores usados para observar os chuveis, naquela época, consistiam simplesmente de dois ou mais detectores Geiger distanciados entre si de algumas centenas de metros, aliados a um sistema para identificar se os eventos ocorriam em coincidência. Como os detectores Geiger possuem uma área efetiva pequena (não ultrapassam, em geral, algumas centenas de centímetros quadrados), obtinha-se uma amostragem muitíssimo limitada do número de partículas a fim de se estimar os parâmetros importantes do chuva.

A seguir, faremos inicialmente uma descrição das principais características da atmosfera terrestre e do desenvolvimento e constituição dos chuveis atmosféricos extensos, para então apresentarmos as técnicas comumente usadas para a sua observação, assim como os principais experimentos construídos com este fim.

### 2.3.1 Atmosfera

Como o meio no qual se dá o desenvolvimento dos chuveis é a atmosfera, necessário se torna, antes de mais nada, abordarmos algumas de suas características.

Consideremos um modelo simples, no qual o ar se comporta como um gás ideal. Neste caso, a pressão  $P$  segue a expressão:

$$P = \lambda \rho T, \quad (2.11)$$

onde  $\rho$  é a densidade do gás,  $T$  a temperatura e  $\lambda$  uma constante que depende da composição de átomos e moléculas da atmosfera.

A temperatura da atmosfera, aproximadamente 300 K na superfície, varia com a altitude mas, para simplificar o modelo, vamos considerá-la constante. Esta apro-

ximação pode introduzir um erro em torno de 10%, que é tolerável no caso de se querer apenas uma simples noção do comportamento geral da atmosfera.

Consideraremos, também, que a composição atmosférica não varia com a altitude, o que implica em  $\lambda$  constante.

A pressão a uma altitude  $h$  é provocada pelo peso da massa de ar situada acima de  $h$ . A força  $|dF|$  exercida em uma superfície de área  $dA$  por esta camada de ar pode ser escrita como:

$$|dF| = \int_h^\infty g(h')\rho(h') dh' dA,$$

onde  $g(h)$  é o módulo da aceleração da gravidade na altitude  $h$ . Deste modo encontramos, para a pressão, a seguinte expressão:

$$P(h) = \int_h^\infty g(h')\rho(h') dh' \quad (2.12)$$

Supondo, ainda, que toda a massa de ar esteja sujeita à mesma aceleração da gravidade ( $g(h) = g_0$ ), e usando a expressão de gás ideal 2.11, a derivação da equação 2.12 em relação a  $h$  permite obter a equação :

$$\frac{d}{dh}(\rho(h)\lambda\mathbb{T}) = -g_0\rho(h), \quad (2.13)$$

cuja solução é dada pela exponencial:

$$\rho(h) = \rho_0 e^{-\frac{h}{h_0}}, \quad (2.14)$$

onde  $h_0 = g_0/\lambda\mathbb{T}$ .

A partir do comportamento da densidade com a altitude, podemos determinar a quantidade de matéria que um chuveiro vertical deverá atravessar até chegar a uma altitude  $h$ , por meio da expressão:

$$\begin{aligned} X(h) &= \int_h^\infty \rho(h) dh \\ &= X_0 e^{-\frac{h}{h_0}}, \end{aligned} \quad (2.15)$$

onde  $X_0 = \rho_0 h_0$ .

O modelo delineado acima, apesar de simplificado, descreve relativamente bem o comportamento geral da atmosfera, exigindo, porém, algumas correções para a sua descrição como um todo. O programa CORSIKA<sup>4</sup> [47], por exemplo, adota para  $X(h)$  a seguinte parametrização :

$$X(h) = \begin{cases} x_0 + x_1 e^{-h/h_0} & \text{para } h < 100 \text{ km} \\ x_0 - x_1 h/h_0 & \text{para } h > 100 \text{ km} \end{cases} \quad (2.16)$$

---

<sup>4</sup>COsmic Ray SIMulations for KAScade, programa para a simulação Monte Carlo de chuveiros atmosféricos extensos, desenvolvido originalmente para o experimento Kascade, em Karlsruhe, Alemanha.

sendo os coeficientes  $x_0$ ,  $x_1$  e  $h_0$  parâmetros característicos da atmosfera em uma determinada região. A título de ilustração, na tabela 2.1 se encontram os valores de  $x_0$ ,  $x_1$  e  $h_0$  para a atmosfera padrão dos Estados Unidos e atmosfera média do verão da cidade de Malargue, Argentina.

	$h(km)$	$x_0(g/cm^2)$	$x_1(g/cm^2)$	$h_0(km)$
EUA Padrão	0,0 ... 4,0	-186,5562	1222,6562	9,9418638
	4,0 ... 10,0	-94,919	1144,9069	8,7815355
	10,0 ... 40,0	0,61289	1305,5948	6,3614304
	40,0 ... 100,0	0	540,1778	7,7217016
	100,0 ...	0,01128292	1,0	10000,0
Malargue Verão	0,0 ... 9,0	-136,562242	1175,3347	9,8616972
	9,0 ... 14,6	-44,2165390	1180,3694	7,9317145
	14,6 ... 33,0	1,37778789	1614,5404	6,0012097
	33,0 ... 100,0	$5,06583365 \times 10^{-4}$	755,56438	7,2524787
	100,0 ...	0,01128292	1,0	10000,0

Tabela 2.1: Valores dos coeficientes  $x_0$ ,  $x_1$  e  $h_0$  (equação 2.16) para a descrição da atmosfera padrão dos Estados Unidos e atmosfera média do verão de Malargue, Argentina, com base na parametrização do CORSIKA [48].

Como a maior parte da atmosfera está confinada em altitudes até  $100 km$  aproximadamente e o raio de curvatura da Terra é muito maior do que este valor, podemos expressar quantidade de matéria atravessada pelo chuvaire, para ângulos zenitais inferiores a  $\theta < 80^\circ$ , por meio de:

$$X(l, \theta) \approx \frac{X(h)}{\cos \theta}, \quad (2.17)$$

onde  $l$  é a distância entre o ponto considerado, a uma latitude  $h$ , e o ponto de interseção do eixo do chuvaire com a superfície terrestre, conforme ilustra a figura 2.5.

A partir da figura 2.5, podemos observar que, para direções de incidência muito próximas da horizontal, essa aproximação não é mais válida, devendo-se levar em conta os efeitos da curvatura da Terra. Com base no  $\triangle OPD$  (figura 2.5), podemos escrever a relação

$$(h + R)^2 = l^2 + R^2 + 2lR \cos(\pi - \theta), \quad (2.18)$$

que leva a quantidade  $X(l, \theta)$  a ser reescrita como:

$$X(l, \theta) = \int_l^\infty \rho[h(l', \theta)] dl', \quad (2.19)$$

onde  $h(l, \theta)$  é obtido a partir da equação 2.18. Esta integral pode ser calculada numericamente, sem maiores dificuldades.



Além do espalhamento provocado pelas moléculas, deve-se levar em consideração, também, o espalhamento Mie, provocado pelo aerossol - partículas maiores em suspensão no ar, como poeira, que apresentam um tamanho da ordem do comprimento de onda da luz considerada e se concentram principalmente próximo ao solo.

Segundo o modelo atmosférico adotado pelo observatório *Fly's Eye* [49], a atenuação provocada pelo aerossol é dada pela expressão:

$$\mathcal{T}_M = \exp \left\{ -\frac{1}{L_M} \int_{l_1}^{l_2} e^{-\frac{h(l)}{h_M}} dl \right\}, \quad (2.22)$$

onde  $L_M = 14 \text{ km}$  é o livre caminho médio para comprimentos de onda de  $360 \text{ nm}$ , e  $h_M = 1,2 \text{ km}$ . A distribuição angular correspondente é descrita por:

$$\frac{dN_M}{d\Omega} = N_M 0,80 e^{-\frac{\theta}{\theta_M}} \quad (2.23)$$

onde  $\theta_M \approx 26,7^\circ$ .

### 2.3.2 Chuveiros atmosféricos extensos

Os raios cósmicos interagem com os átomos da atmosfera e, por apresentarem energia muito alta, acabam produzindo várias partículas secundárias que, em geral, apresentam energias altas o bastante para gerarem novos secundários na interação com a atmosfera, e assim sucessivamente, até que a energia não seja suficiente para a produção de outras partículas. Neste caso, elas acabam sendo dissipadas por interações de vários tipos com a atmosfera. Com base nisso, é possível notar que o número de partículas inicialmente cresce, atinge um valor máximo e finalmente decresce. Este cenário representa, em linhas muito gerais, a produção e o desenvolvimento de um chuveiro atmosférico extenso.

Um modelo bastante simplificado de um chuveiro é apresentado na referência [50]. Inicia-se com um fóton de energia  $E_0$  que, depois de atravessar uma quantidade de matéria  $\lambda$ , interage com a matéria e gera um par  $e^+e^-$ , o qual divide, entre si, a energia em partes iguais. As duas partículas também percorrem uma distância equivalente a  $\lambda$ , após a qual interagem de modo a produzir, cada uma, um fóton via emissão Bremsstrahlung, totalizando assim 4 partículas com energia  $E_0/4$ , conforme ilustra a figura 2.6. O par  $e^+e^-$  e os fótons resultantes, por sua vez, igualmente produzem, depois da distância  $\lambda$ , outras destas partículas por meio de criação de pares e Bremsstrahlung, cada uma delas com energia  $E_0/8$ , e assim sucessivamente.

Deste modo, o número  $N$  de partículas, em função da profundidade  $X$  (quantidade de matéria), pode ser expresso por:

$$N(X) = 2^{X/\lambda}, \quad (2.24)$$

e a energia das partículas do chuveiro é dada por:

$$E(X) = \frac{E_0}{N(X)}. \quad (2.25)$$

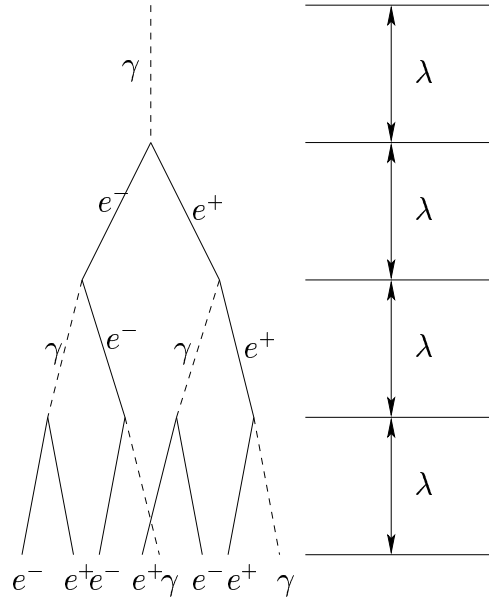


Figura 2.6: Modelo simplificado do desenvolvimento de um chuveiro iniciado por um raio  $\gamma$ .

Esse processo somente prossegue enquanto a energia das partículas for maior que uma dada energia crítica  $E_c$ . A partir deste ponto, elas passam a ser absorvidas pela atmosfera e o número total começa a decrescer. Sendo assim, encontra-se para o número máximo de partículas a expressão:

$$N_{max} = E_0/E_c, \quad (2.26)$$

sendo a profundidade em que esse máximo ocorre dada por:

$$X_{max} = \lambda \frac{\ln(E_0/E_c)}{\ln(2)}. \quad (2.27)$$

Apesar do modelo ser muito simplificado (não se espera, por exemplo, que todas as partículas realmente interajam após percorrerem uma distância exatamente igual a  $\lambda$ ), ele descreve o comportamento geral dos chuveiros, mesmo daqueles iniciados por hádrons, ou seja,

$$N_{max} \propto E_0 \quad (2.28)$$

e

$$X_{max} \propto \log(E_0) \quad (2.29)$$

Gaissner e Hillas [51] verificaram, através de estudos baseados em simulações, que uma boa parametrização do comportamento do número de partículas em função da



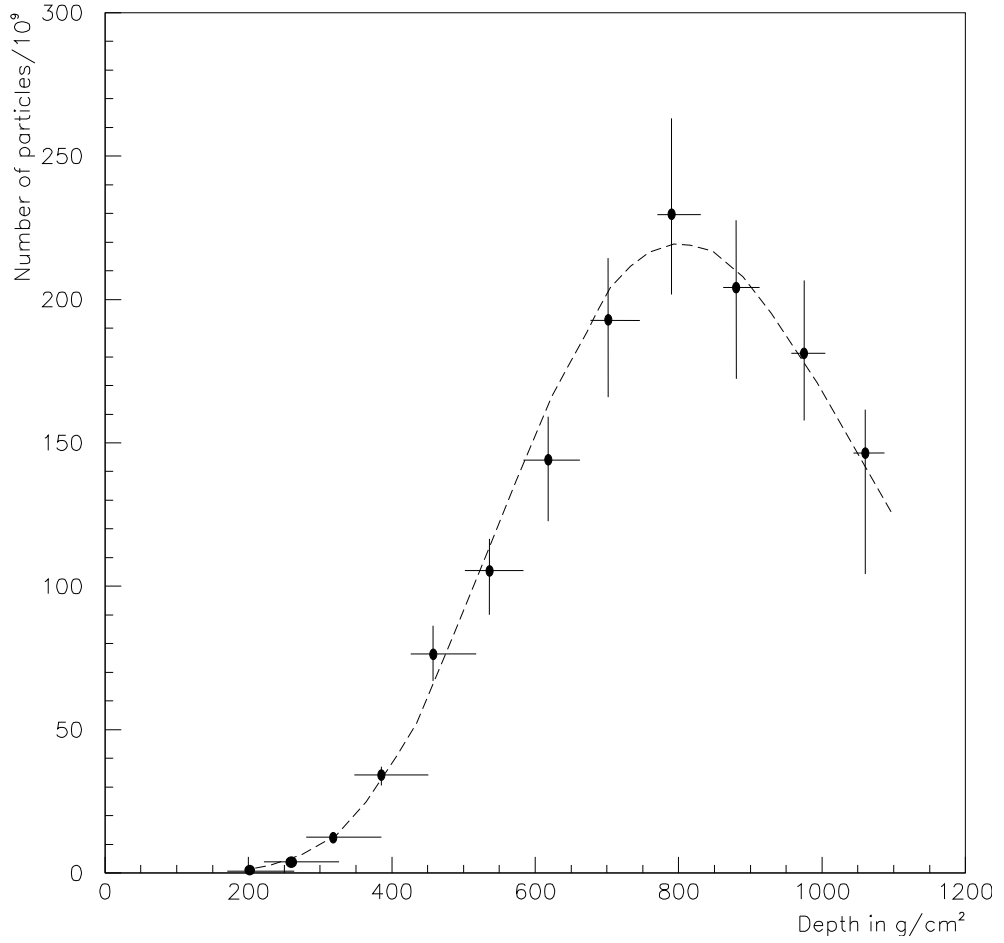


Figura 2.7: Desenvolvimento longitudinal do evento mais energético observado pelo experimento Fly's Eye [53]. Figura extraída da referência [7].

profundidade atmosférica poderia ser obtida por meio da expressão:

$$N(X) = N_{max} \left( \frac{X - X_0}{X_{max} - X_0} \right)^{(X_{max} - X_0)/\lambda} e^{(X_{max} - X)/\lambda}, \quad (2.30)$$

onde  $\lambda = 70 \text{ g/cm}^2$  e  $X_0$  é normalmente interpretado como a profundidade da primeira interação (consultar, por exemplo, a referência [52]); no entanto, é preferível considerá-lo apenas como um parâmetro livre, já que seu valor pode diferir de chuveiro a chuveiro, depender do ângulo de incidência da radiação primária e, inclusive, assumir valores negativos.

A figura 2.7 mostra o desenvolvimento longitudinal do evento mais energético detectado pelo experimento Fly's Eye [53], ajustado à curva 2.30.

Como os  $e^\pm$  e raios  $\gamma$  não sofrem interação forte, as principais reações a que estão suscetíveis, no regime de altas energias, são Bremsstrahlung ( $e^\pm$ ) e produção

de pares  $e^\pm$  (raios  $\gamma$ )<sup>5</sup>. Portanto, chuviros iniciados por tais partículas deverão ser compostos basicamente de  $e^\pm$  e  $\gamma$ , constituindo as cascatas eletromagnéticas.

Hádrons, por outro lado, costumam gerar vários outros hádrons nas colisões e, através do decaimento dos píons assim produzidos, dão origem a  $\mu^\pm$  e  $\gamma$ . Os raios  $\gamma$  produzirão cascatas eletromagnéticas, conforme delineado acima, que reunidas formam a componente eletromagnética do chuviro. Os múons, por sua vez, além de não interagirem fortemente, raramente produzirão emissão de Bremsstrahlung, por possuírem massa relativamente grande e, pelo fato de geralmente apresentarem energias muito elevadas, disporão de uma vida média suficientemente longa para percorrerem toda a atmosfera sem praticamente sofrer decaimentos.

Deste modo, um chuviro iniciado por um hádron constitui-se de três componentes: uma muônica ( $\mu^\pm$ ) e uma eletromagnética ( $e^\pm$  e  $\gamma$ ), que podem ser observadas mesmo a grandes distâncias do eixo do chuviro (conforme será abordado na subseção seguinte), e uma hadrônica, que se concentra principalmente em torno da direção do primário. A figura 2.8 ilustra a composição de um chuviro iniciado por um hádron.

Como os  $\mu^\pm$  perdem energia basicamente por ionização e não geram cascatas de partículas, ao contrário do que ocorre nas componentes eletromagnética e hadrônica, eles conseguem se propagar até profundidades bem maiores; ou seja, constituem uma componente muito penetrante. Em função disso, há pelo menos duas maneiras de se identificar se um chuviro foi iniciado por um hádron ou raio  $\gamma$ : através da comparação entre as contribuições das componentes muônica e eletromagnética ou por meio da comparação entre as taxas de chuviros verticais e inclinados[54], tendo em vista a grande atenuação sofrida pela componente eletromagnética.

Pressupõe-se que os raios cósmicos sejam partículas estáveis, no sentido de que a sua vida média seja grande o bastante para que sobrevivam ao longo de sua propagação até a atmosfera terrestre. Sendo assim, em se tratando de hádrons, partículas que decaem rapidamente, como os mésons, em geral não são candidatos a primário. Partículas (relativamente) estáveis são os prótons e os vários núcleos atômicos e, no caso de altíssimas energias ( $10^{20}$  eV) o nêutron que, pela dilatação temporal, é capaz de se propagar, em média, distâncias da ordem de  $Mpc$  antes de decair.

No caso de um chuviro iniciado por um próton de energia  $E_0$ , o número  $N_\mu$  de múons que atingem o solo, segundo estudos baseados em simulações, segue uma relação do tipo[50]:

$$N_\mu \propto E_0^\alpha, \quad (2.31)$$

onde  $\alpha$  é uma constante, cujo valor depende dos modelos de interação adotados nas simulações, sendo, em geral, ligeiramente menor que 1.

Como as reações dos prótons e nêutrons na atmosfera são muito semelhantes, pelo

---

<sup>5</sup>É possível, também, a ocorrência de produção de pares múon-antimúon e de reações fotonucleares que resultam na formação de píons, mas a secção de choque para tais processos é bem menor. Sugerimos a consulta da referência [47] para maiores informações.

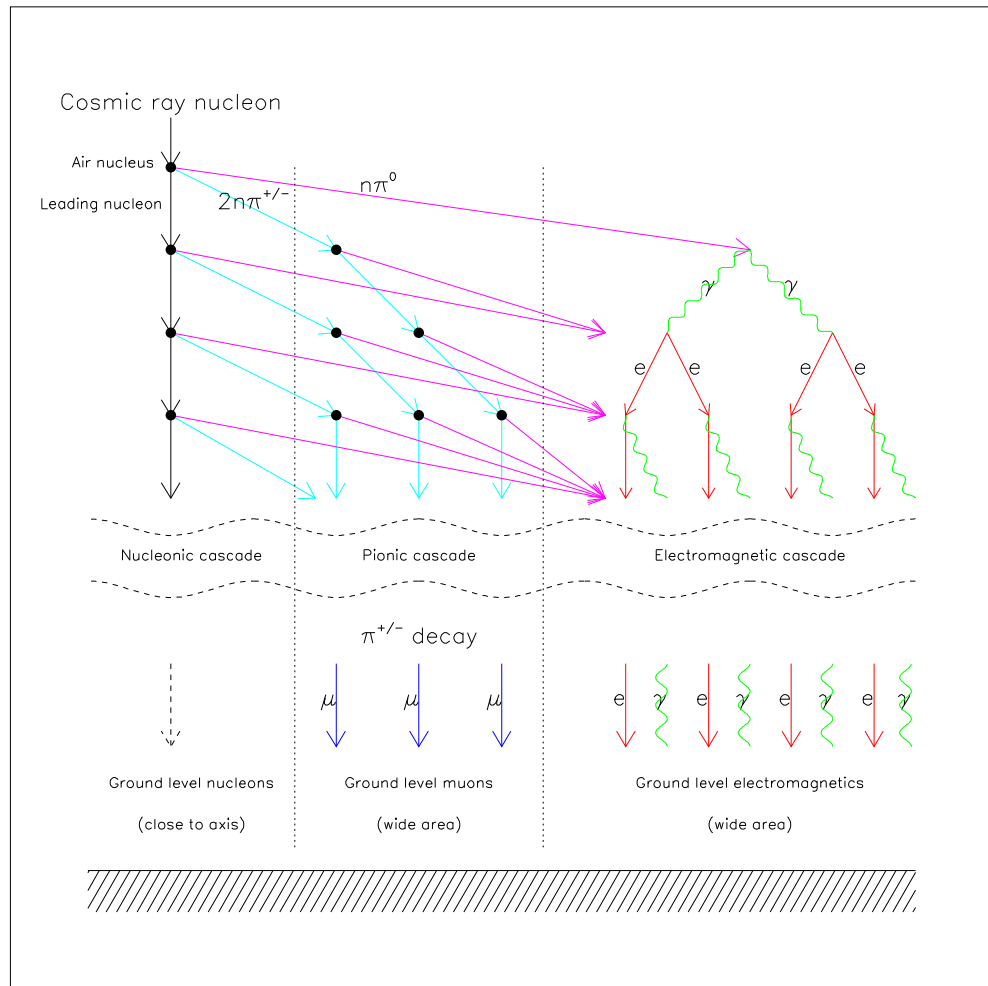


Figura 2.8: Constituição de um chuva iniciado por hádron. As componentes muônica e eletromagnética são geradas, em sua maioria, pelo decaimento de píons. Os fótons daí provenientes acabam produzindo cascatas através da criação de pares e da emissão de Bremsstrahlung. A figura foi extraída da referência [7].

menos na faixa das mais altas energias, onde as interações hadrônicas são predominantes, os chuviros iniciados por essas partículas são praticamente indistinguíveis.

Com respeito aos outros núcleos atômicos, a situação é diferente. Como as energias de ligação entre os núcleons (prótons e nêutrons) são menores que  $1\text{ GeV}$ , é plausível considerar que, nas primeiras interações dos raios cósmicos de altas energias na atmosfera, em que a energia do centro de massa é muito maior que a energia de ligação entre os núcleons, os núcleos sejam totalmente fragmentados. Deste modo, um chuviro iniciado por um núcleo atômico de massa atômica  $A$  e energia  $E_0$  deve se desenvolver, em uma primeira aproximação, de maneira semelhante a  $A$  chuviros iniciados por prótons de energia  $E_0/A$ . Esta correspondência é conhecida como modelo da superposição [50].

Aplicando-se os resultados 2.28, 2.29 e 2.31 para um chuviro iniciado por um núcleo de massa  $A$ , segundo o modelo da superposição, nota-se que o número de partículas no máximo não se altera, ao compararmos com o caso em que o primário é um próton; no entanto, o número de múons e a profundidade do máximo serão diferentes:

$$X_{max}^A \propto \log\left(\frac{E_0}{A}\right) \quad (2.32)$$

e

$$N_{\mu}^A \propto A \left(\frac{E_0}{A}\right)^{\alpha} = E_0 A^{1-\alpha}. \quad (2.33)$$

Outra característica que depende da massa do núcleo atômico é a sua seção de choque. Quanto mais pesado for o núcleo, maior deverá ser a sua seção de choque e, conseqüentemente, menor o seu livre caminho médio na atmosfera e menores as flutuações da profundidade da interação primária.

Para efeito de estudo, normalmente são considerados dois tipos de núcleo atômico: o próton ( $A = 1$ ) e o núcleo de ferro ( $A = 56$ ). Isto se dá, basicamente, por dois motivos: para núcleos com  $A > 56$ , a energia de ligação dos núcleons é menos intensa do que no caso dos núcleos com  $A \leq 56$ ; as diferenças entre chuviros iniciados por núcleos de massas próximas não são detectáveis na prática, ainda por cima quando se considera as incertezas decorrentes de flutuações e dos modelos de interação hadrônica, assim como a baixa estatística para as mais altas energias. Obviamente, existem outros núcleos atômicos possíveis na composição da radiação cósmica, tais como carbono, oxigênio, nitrogênio etc (ver figura 1.2, página 11).

Para os raios cósmicos com energias até aproximadamente  $10^{15}\text{ eV}$ , o comportamento das interações pode ser relativamente bem descrito pelos resultados provenientes dos experimentos desenvolvidos nos grandes aceleradores. No entanto, para energias muito maiores, é necessário fazer uma extrapolação do comportamento das interações, o que torna ainda mais complicado avaliar quando os eventos diferem por causa da composição do primário ou se as diferenças decorrem das incertezas no conhecimento das propriedades das interações de altíssimas energias ou das flutuações inerentes a elas.

### Distribuição lateral dos chuueiros

As partículas criadas em um chuveiro, em sua maioria, adquirem um pequeno momento transversal em relação à direção da partícula incidente. Além disso, as interações coulombianas entre as partículas carregadas e os núcleos atômicos provocam espalhamentos múltiplos que contribuem ainda mais para os desvios relativos à direção de propagação do chuveiro. Deste modo, além do desenvolvimento ao longo do eixo (desenvolvimento longitudinal), os chuueiros se desenvolve lateralmente, por causa de tais efeitos.

A distribuição ou densidade lateral de partículas ( $\rho$ ) de um chuveiro puramente eletromagnético pode ser bem descrita pela solução obtida por Kamata e Nishimura [55] e a aproximação obtida por Greisen [56] que ficou conhecida pela fórmula NKG (Nishimura, Kamata Greisen):

$$\rho(r, X) = \frac{N_e(X)}{r_1^2} f\left(\frac{r}{r_1}\right) \quad (2.34)$$

onde  $N_e(X)$  é o número total de partículas do chuveiro a profundidade  $X$ ,  $r$  é a distância do ponto considerado ao eixo do chuveiro,  $r_1 = r_M/\rho_{atm}$ , com  $r_M$  é conhecido como o raio de Moliere que é  $\approx 9,3 \text{ g/cm}^2$  e  $\rho_{atm}$  é a densidade da atmosfera no nível de observação e

$$f(x) = C x^{s-2} (1+x)^{s-4,5} \quad (2.35)$$

$s$  é conhecida como a idade do chuveiro e pode ser relacionado com a profundidade através da expressão:

$$s = 3 \left[ 1 + \frac{2 \log\left(\frac{E_0}{\epsilon_0}\right)}{X/X_0} \right]^{-1} \quad (2.36)$$

onde  $E_0$  é a energia do primário,  $X_0$  é o comprimento de radiação e  $\epsilon_0$  é a energia crítica.

O fator  $C$  da equação 2.35 é o fator de normalização:

$$2\pi \int_0^\infty x f(x) dx = 1 \rightarrow C = \frac{\Gamma(4, 5-s)}{2\pi \Gamma(s) \Gamma(4, 5-s)} \quad (2.37)$$

A fórmula de NKG é válida para chuueiros puramente eletromagnéticos ( $\gamma$  e  $e^\pm$ ) e para  $0,5 < s < 1,5$ . No entanto, a componente eletromagnética de um chuveiro iniciado por um hádron, pode ser descrita por uma expressão muito parecida, como exposto por Greisen [56] através das análises dos dados de vários experimentos:

$$\rho(N, r) = \frac{0,4 N}{r_1^2} \left(\frac{r}{r_1}\right)^{-0,75} \left(1 + \frac{r}{r_1}\right)^{-3,25} \left(1 + \frac{r}{11,4 r_1}\right) \quad (2.38)$$

A componente muônica de um chuveiro, apesar de ser muito menos intensa que a componente eletromagnética, tem uma distribuição lateral que se estende a distâncias maiores que a componente eletromagnética.

Segundo Greisen [56], baseando-se em alguns poucos eventos, apresenta uma parametrização da distribuição lateral dos múons ( $\rho_\mu(r)$ ) ao nível do mar é dada por:

$$\rho_\mu(r) = 18 \left( \frac{N}{10^6} \right)^{3/4} \frac{1}{r^{3/4}} \left[ 1 + \frac{r}{320} \right]^{-2,5} \quad (2.39)$$

onde  $N$  é o número de partículas carregadas.

Em uma análise recente dos dados do experimento KASCADE [57] realizada por T. Antoni *et al.* [58] mostra que a distribuição lateral das componentes eletromagnética, muônica e hadrônica podem ser descritas bem por uma expressão semelhante à equações 2.34 e 2.35, com parâmetros  $r_1$  diferentes para cada componente ( $r_1$  entre 20 m e 30 m para a componente eletromagnética,  $r_1 \approx 420$  para a muônica e  $r_1 \approx 10$  m para a hadrônica). No entanto, essas medidas estão limitadas a uma distância máxima de até 200 m que é o tamanho do experimento. O raio de Moliere para a profundidade do experimento KASCADE corresponde a aproximadamente 79 m que é mais que o dobro do valor encontrado pelas medidas.

Para grandes distâncias, o experimento AGASA [8] que mede basicamente a densidade de partículas do chuveiro, obtém que uma boa parametrização das suas medidas ( $S(r)$ ) é dada pela expressão [59]:

$$S(r) = C \left( \frac{r}{r_1} \right)^{-1,2} \left( 1 + \frac{r}{r_1} \right)^{-(\eta-1,2)} \left[ 1 + \left( \frac{R}{1 \text{ km}} \right)^{-2} \right]^{-\delta} \quad (2.40)$$

onde  $C$  é um fator de normalização e  $\delta = 0,6$ .

$$\eta \approx \eta_a + \eta_b \log \frac{S_{600}}{10 \text{ m}^{-2}} + \eta_c (\sec \theta - 1) \quad (2.41)$$

onde  $\eta_a = 4,02 \pm 0,18$ ,  $\eta_b = -0,11 \pm 0,43$ ,  $\eta_c = -1,79 \pm 0,62$ ,  $S_{600} = S(600 \text{ m})$  e  $\theta$  é o ângulo zenital. Essa expressão é válida para  $\sec \theta < 1.7$  e  $S_{600} > 10 \text{ m}^{-2}$  que correspondem a chuveiros com energias maiores que  $2 \times 10^{18} \text{ eV}$ .

O experimento Haverah Park[60], mede também a distribuição lateral, porém, diferentemente de AGASA e vários outros experimentos desse tipo, mede algo como a densidade de energia a uma certa distância do eixo do chuveiro. Neste caso, foi encontrado que a densidade sinal ( $\rho_s$ ) visto pelos detectores pode ser descrito pela expressão[61]:

$$\rho_s(r) = \begin{cases} k r^{-(\eta+r/r_0)} & \text{para } r < 800 \text{ m} \\ k \left( \frac{r}{800} \right)^\beta r^{-(\eta+r/r_0)} & \text{para } r > 800 \text{ m} \end{cases} \quad (2.42)$$

com  $\beta = (1,03 \pm 0,05)$ ,  $r_0 = 4000 \text{ m}$ ,  $k$  é uma constante de normalização e

$$\eta = \eta_a + \eta_b(\sec \theta - 1) + \eta_c \log(E/10^{17} \text{ eV}) \quad (2.43)$$

$\eta_a = 2,20 \pm 0,01$ ,  $\eta_b = -1,29 \pm 0,05$  e  $\eta_c = 0,165 \pm 0,022$ .

### Simulação dos chuueiros

Normalmente, os chuueiros atmosféricos extensos são simulados por meio da técnica de Monte Carlo, na qual são levados em conta, nos cálculos concernentes às interações das partículas do chuueiro com a atmosfera, os efeitos probabilísticos inerentes aos processos.

No modelo ilustrado na figura 2.6, pode-se considerar, por exemplo, as flutuações da quantidade de matéria que cada partícula atravessa. Com base somente nesta consideração, já é possível notar que o desenvolvimento de um chuueiro se torna complicado o suficiente para fazer a sua descrição analítica. No caso de uma simulação realista, deve-se levar em conta não somente a distribuição deste parâmetro como a de muitos outros, associados a todas as reações que ocorrem no desenvolvimento de um chuueiro.

Como um exemplo de uma possível maneira de simulação de um chuueiro, consideremos que uma partícula parte do ponto  $\vec{r}$ , no instante  $t$  e com momento  $\vec{p}$ .

Dados os modelos de interação dessa partícula com a atmosfera, podemos calcular a secção de choque. Assim, temos o livre caminho médio dessa partícula na atmosfera. Dada a característica probabilística do ponto de interação, encontra-se o ponto de interação de acordo com a função distribuição de probabilidade, utilizando-se de sorteio de um número randômico com distribuição conhecida.

Dado o ponto de interação e o tipo de interação, calcula-se, através dos modelos, as reações que ocorrem para se obter as energias, momentos, etc das partículas geradas. Nesses modelos podem existir parâmetros livres que seguem uma dada distribuição probabilística. Assim, faz-se uso novamente do sorteio de números randômicos para definir os parâmetros das partículas geradas.

A cada uma das partículas, assim geradas, repete-se todo o processo até que as partículas atinjam o solo, ou que as energias das partículas geradas sejam suficientemente baixas de modo que não consigam gerar sinais significativos nos detectores.

Como podemos notar, para que a simulação consiga descrever bem um chuueiro é imprescindível que os modelos das interações e os processos probabilísticos sejam bem descritos.

Devemos lembrar que para energias muito elevadas ( $\gg \text{TeV}$ , no sistema de centro de massa) não se tem dados provenientes dos experimentos dos aceleradores. Assim, não sabemos se os modelos adotados nas reações de mais altas energias são adequadas. Consequentemente, é muito difícil de dizer se os resultados das simulações de chuueiros são confiáveis para energias dos primários muito maiores que  $10^{15} \text{ eV}$ .

Como vimos, a implementação dos efeitos probabilísticos, é necessário o uso de um gerador de números randômicos. Nos computadores, a produção de sequências

de números que sejam realmente randômicos é muito complicada, e o que se costuma fazer é empregar algoritmos que gerem sequências aparentemente randômicas (pseudo-randômicas). Elas são, na verdade, periódicas: dado um número  $a_i$ , existe um valor  $n$  (em geral muito grande) tal que  $a_i = a_{i+n}$ , para qualquer  $i$ .

Ao simularmos um número relativamente pequeno de reações, o uso de tais sequências de números pseudo-randômicos pode ser razoável. No entanto, para um número muito grande de reações, os números poderão se repetir e produzir resultados que não representam a realidade. Além disso, deve-se considerar que as sequências geradas pelos algoritmos podem introduzir ligeiras tendências, mesmo que se considere uma quantidade de números muito menor do que  $n$ .

Na simulação de chuviros, quando a energia do raio cósmico incidente é relativamente baixa (até algo como  $10^{15}$  eV), é possível seguir, explicitamente, todas as partículas geradas no chuveiro e simular as suas reações com a atmosfera. No entanto, para energias maiores, o número de partículas se torna grande demais para viabilizar uma simulação completa, podendo exigir um tempo de computação muitíssimo elevado e a necessidade de uma capacidade de armazenamento extremamente grande, tendo em vista os limites da tecnologia empregada atualmente. A simulação de um único chuveiro com energia de  $10^{20}$  eV, por exemplo, poderia requerer meses, ou até mesmos anos, para ser simulado por um computador com processador de alguns GHz de frequência, e necessitaria de um espaço da ordem de  $10^6$  Megabytes para o armazenamento dos parâmetros relativos a cada partícula (posição, momento, tempo etc).

Uma das maneiras encontradas para contornar esse problema foi a introdução de um algoritmo conhecido como *thinning*[62], implementado, por exemplo, nos programas CORSIKA [47] e Aires [63]; através dele, cada grupo de partículas com energia inferior a um dado limiar  $E_0 \times Th$ , onde  $Th$  é o fator de *thinning*, deixa de ser seguido, passando a ser representado por uma partícula à qual um peso é atribuído. Um dos problemas da adoção desse algoritmo é a introdução de flutuações artificiais, o que pode, por exemplo, dificultar o uso dos resultados na simulação da resposta de um dado detector ou comprometer os estudos de composição química.

### 2.3.3 Detectores de partículas

Para chuviros iniciados por raios cósmicos com energias superiores a  $\approx 10^{15}$  eV, o número de partículas que atingem o solo é suficientemente grande para disparar detectores ao nível do mar, mesmo que estejam bem afastados entre si, por distâncias que variam de dezenas de metros a alguns quilômetros. Torna-se possível, então, o estudo dos raios cósmicos de modo indireto, a partir da detecção dessas partículas.

Logicamente, seria interessante coletar todas as partículas que chegam na superfície para se obter a maior quantidade possível de informação dos chuviros e, assim, fazer uma reconstrução mais refinada das propriedades da radiação incidente. No entanto, instrumentar totalmente áreas muito grandes é impraticável. Normal-



mente, o que se faz é distribuir, por uma área muito grande, detectores cuja cobertura geralmente não ultrapassa alguns metros quadrados, de modo que se possa, por meio desta amostragem, obter uma estimativa razoável da distribuição lateral das partículas (ver figura 2.9) e assim determinar os parâmetros do chuva. É uma idéia muito semelhante a distribuir pequenos recipientes para coletar a água das chuvas, a fim de se ter uma medida da precipitação pluviométrica em uma região.

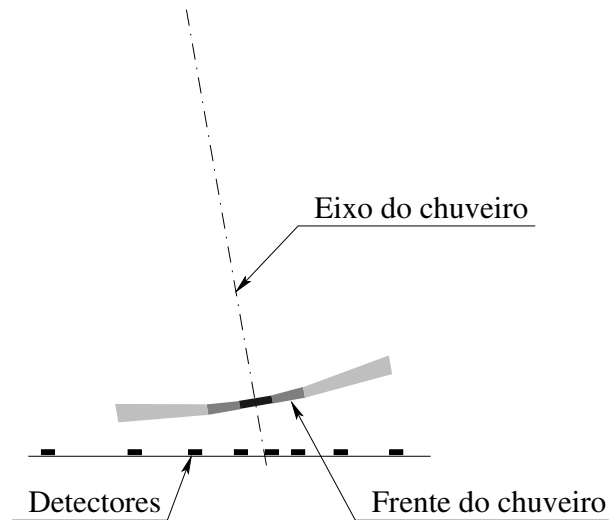


Figura 2.9: Técnica de observação dos chuviscos através da detecção das partículas na superfície. Na frente do chuva, as tonalidades em cinza procuram dar uma idéia da densidade de partículas do chuva.

Podemos comparar essa técnica de detecção à adoção de um grande calorímetro com um único nível de observação, onde a atmosfera faz o papel de um grande absorvedor. Como há somente um nível de observação e a impossibilidade de incorporar outros recursos (veja, por exemplo, a figura 2.4), as estimativas da energia, da composição e de outros parâmetros da radiação incidente são altamente dependentes de modelos, visto que é quase impossível reconstruir a interação primária do raio cósmico com a atmosfera. Por outro lado, é possível cobrir áreas grandes sem maiores problemas técnicos, o que permite medir fluxos muito menores do que no caso da detecção direta e, conseqüentemente, investigar eventos de energias muito maiores (podendo ultrapassar  $10^{20}$  eV, conforme foi visto no capítulo anterior).

Em uma primeira aproximação, a frente de um chuva pode ser considerada uma superfície plana<sup>6</sup>, perpendicular ao eixo do chuva e viajando à velocidade da

<sup>6</sup>A aproximação da frente plana é boa para regiões próximas do eixo do chuva, devendo-se considerar a sua curvatura para as regiões mais afastadas.

luz. Com base neste perfil, a direção de incidência do primário é calculada a partir dos tempos de disparo dos detectores; o eixo do chuveiro é determinado basicamente pela simetria da densidade de partículas. Nota-se, portanto, que a reconstrução geométrica de um chuveiro é, conceitualmente, muito simples, ao contrário da obtenção dos outros parâmetros, em virtude da dependência de modelos de interação.

A definição dos detectores a serem empregados, assim como do seu arranjo, naturalmente depende das finalidades do experimento, levando-se em consideração a faixa de energia que se pretende investigar, assim como a estrutura da distribuição lateral dos chuveiros ao atingirem o solo (ou seja, a componente hadrônica concentrada em torno do eixo do chuveiro e as componentes eletromagnética e muônica atingindo até alguns quilômetros de distância do eixo).

Se o interesse for, por exemplo, realizar um estudo mais cuidadoso da composição química dos raios cósmicos, será conveniente medir a relação entre hádrons, múons e componente eletromagnética e, como consequência, dispor de uma região com detectores que façam a distinção entre as três componentes, instalando ao redor dela, como forma de diminuir custos, apenas detectores voltados para a comparação das componentes muônica e eletromagnética. Um exemplo deste caso é o experimento KASCADE (KArlsruhe Shower Core and Array DETector) [57], projetado para a detecção de chuveiros com energias da ordem de  $1\text{ PeV}^7$ .

Caso o objetivo principal seja a detecção do maior número de eventos com energias superiores a  $10^{18}\text{ eV}$ , dever-se-á cobrir a maior área possível, sem se preocupar muito com o fato dos detectores conseguirem ou não distinguir as componentes<sup>8</sup>.

No entanto, quando se projeta um detector desse tipo, ainda há o interesse de se fazer todos os estudos possíveis, como espectro, composição química e isotropia. Portanto, há a necessidade de se definir prioridades, como por exemplo a determinação do espectro a mais altas energias, onde o fluxo é baixo e há muitas incertezas.

Os experimentos desenvolvidos especificamente para o estudo dos raios cósmicos de altíssima energia foram:

- Volcano Ranch [65], no Novo México, Estados Unidos. Empregou cintiladores plásticos e detectores de múons;
- Yakutsk, na Rússia [66], que adotou a técnica de detecção de partículas por meio de cintiladores plásticos e também fez uso de detectores de múons e de luz Cherenkov produzida na atmosfera (descrita mais adiante);
- Haverah Park, na Inglaterra [60], que utilizou, como detectores de partículas, tanques de água com profundidade de  $1,2\text{ m}$  para registrar a luz Cherenkov produzida a partir da interação das partículas carregadas com a água. Cobriu uma área de aproximadamente  $10\text{ km}^2$ ;

---

<sup>7</sup>Além do KASCADE, há também o experimento KASCADE-Grande[64] que permite a observação de chuveiro de até  $\approx 10^{18}\text{ eV}$ .

<sup>8</sup>Apesar de que, no observatório Pierre Auger, investiga-se a possibilidade de distinção das componentes muônica e eletromagnética a partir dos sinais dos tanques.

- *Sydney University Giant Airshower Recorder* (SUGAR), na Austrália [67], composto por cintiladores líquidos para detecção de múons;
- *Akeno Giant Air Shower Array* (AGASA), no Japão [68, 9]. Após o funcionamento das redes de Akeno de  $1 \text{ km}^2$  e  $20 \text{ km}^2$ , AGASA teve sua operação iniciada no começo da década de 90, com 4 grupos de detectores que operavam independentemente, cobrindo ao todo  $100 \text{ km}^2$ . A partir de 1995, os quatro grupos passaram a operar em conjunto, possibilitando uma eficiência maior em função do registro dos eventos que anteriormente atingiam os limites entre grupos vizinhos.

Nestes observatórios, os detectores foram instalados a grandes distâncias uns dos outros, o que torna difícil a obtenção de um número adequado de medidas da densidade de partículas em torno do eixo do chuveiro, dificultando assim a estimativa da energia.

Segundo os estudos de Hillas [69], feitos com o uso do programa MOCCA [70], uma forma de se estimar a energia, praticamente independente da composição do primário, é determinar sua relação com a densidade de partículas a uma distância característica  $r_0$  do centro do chuveiro, valor este situado em um intervalo no qual as flutuações relativas da densidade são mínimas. A energia, através de tal modelo, é estimada por uma expressão do tipo:

$$E = \alpha [\rho(r_0)]^{\eta(\theta)} \quad (2.44)$$

onde  $\theta$  é o ângulo de incidência do chuveiro,  $\alpha$  uma constante e a função  $\eta(\theta)$  depende de características do detector, como a altitude.

O valor do parâmetro  $r_0$  depende de características da rede de detectores, como o espaçamento entre eles e a profundidade em que estão situados. No caso dos experimentos Haverah Park e AGASA, foi adotado  $r_0 = 600 \text{ m}$ .

### 2.3.4 Detecção de luz Cherenkov atmosférica

Como vimos anteriormente, existem técnicas de detecção baseadas na observação da luz produzida pela interação das partículas com o meio em que se propagam. Dentre os fenômenos possíveis está a emissão de radiação Cherenkov.

No caso de chuveiros, além do emprego deste fenômeno em detectores de partículas, como no caso dos tanques usados no experimento de Haverah Park, é possível considerar também a possibilidade da detecção da luz Cherenkov produzida em função da propagação das partículas carregadas de um chuveiro na atmosfera.

Definindo-se o parâmetro  $\delta = n - 1$ , onde  $n$  é o índice de refração do meio, o limiar de energia  $E_{lim}$  para a produção de radiação Cherenkov, tomando por base a equação 2.3, pode ser representado por:

$$\left( \frac{E_{lim}}{mc^2} \right)^2 \approx \frac{1}{2\delta}. \quad (2.45)$$

Para o ar, em condições normais de pressão e temperatura, temos que  $\delta_0 \approx 2,7 \times 10^{-4}$ . O parâmetro  $\delta$ , em primeira aproximação, varia linearmente com a densidade do ar; portanto, de acordo com a equação 2.13, temos:

$$\delta \approx \delta_0 e^{-\frac{h}{h_0}}, \quad (2.46)$$

onde  $h_0 \approx 7,5 \text{ km}$ . Em função disso, o limiar de energia  $E_{lim}$ , assim como o ângulo máximo de emissão (que como já foi visto é dado por  $\cos \theta_{max} = 1/n$ ), variam com a altitude.

A figura 2.10 apresenta um esquema da emissão de luz Cherenkov para diversas altitudes. À título de ilustração, valores da energia mínima e do ângulo limite no caso pósitrons e elétrons, para diferentes valores da altitude, são apresentados na tabela 2.2.

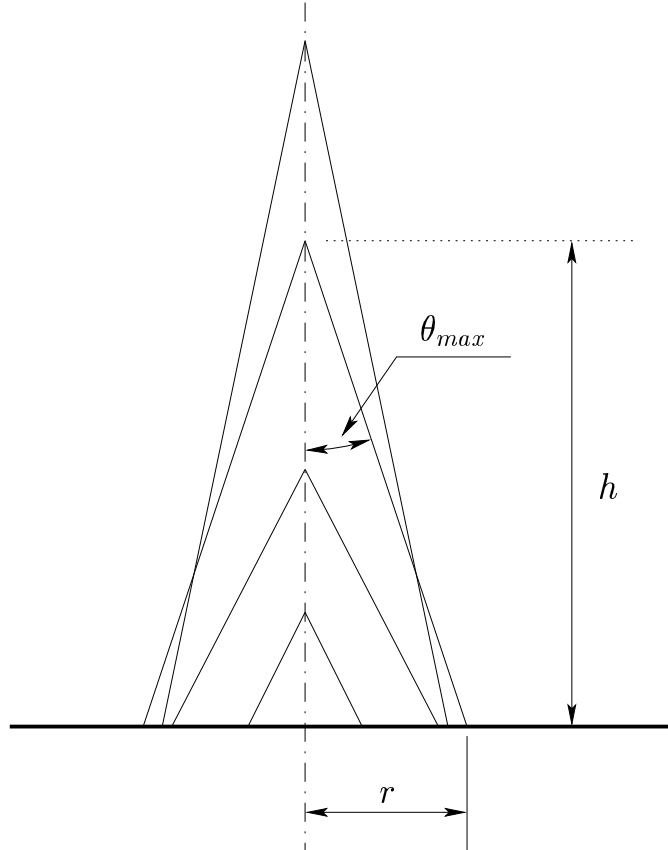


Figura 2.10: Emissão de luz Cherenkov produzida pela passagem de um chuviro pela atmosfera, supondo que todas as partículas carregadas se propagam na vertical. Os ângulos de emissão apresentam, no máximo, o valor  $\theta_{max}$ .

$h(km)$	$E_{lim}(MeV)$	$\theta_{max}(^\circ)$	$r(m)$
0	22.0	1.33	0
5	30.7	0.95	83
10	42.8	0.68	119
15	59.8	0.49	128
20	83.4	0.35	123
25	116.4	0.25	110

Tabela 2.2: Energia mínima e ângulo máximo de emissão da radiação Cherenkov em diferentes altitudes, para elétrons e pósitrons.  $r$  é o raio do cone de emissão, segundo a figura 2.10, considerando que as partículas do chuva se propagam na direção de seu eixo e que a variação do índice de refração ( $n = 1 + \delta$ ) seja dada pela expressão 2.46, com  $h_0 = 7,5 km$ .

Com base na tabela 2.2 e na figura 2.10, podemos notar que, em função da redução do ângulo máximo com a altitude, uma determinada região no solo (distâncias ao redor de  $r \approx 130 m$ ) deverá apresentar uma intensidade maior, por contar com contribuição de um grande intervalo de altitudes, intensidade esta que virá a cair muito rapidamente para zero após tal região. Convém lembrar que, nesta análise, não se levou em consideração os desvios das partículas em relação ao eixo do chuva, o que faz com que a redução da intensidade não seja tão abrupta.

Diferentemente das técnicas de detecção de partículas, que caracterizam os chuvas em um único nível de observação, a técnica baseada na luz Cherenkov permite observar, a princípio, o desenvolvimento longitudinal dos chuvas e possibilitar uma estimativa da energia semelhante à usada nos calorímetros:

$$E_{cal} \propto \int_{X=0}^{\infty} N(X) dX \quad (2.47)$$

onde  $E_{cal}$  representa somente a fração da energia dissipada de forma calorimétrica. Com isso, pode-se estimar a energia da radiação primária com menor dependência de modelos de chuvas, devendo-se levar em conta a fração da energia carregada pelas partículas que não produzem luz Cherenkov.

Como a emissão de luz Cherenkov é direcionada, mesmo que a radiação primária tenha energias, segundo o espectro de raios cósmicos (fig. 1.1), relativamente baixas ( $\approx 100 TeV$ ) a intensidade da luz que chega no solo é suficiente para disparar detectores com área da ordem de dezenas de  $m^2$ , como os que costumam ser empregados para a observação de raios  $\gamma$  de altas energias. Por outro lado, este caráter direcional da emissão Cherenkov não permite a observação de chuvas com pontos de impacto muito distantes dos detectores. Uma outra limitação é que as observações devem ser feitas somente durante noites limpas e nas quais a luz proveniente da lua seja suficientemente tênue.

### 2.3.5 Detectores de fluorescência

Além de estimular a emissão de radiação Cherenkov, a interação das partículas carregadas de um chuva com a atmosfera também excita as moléculas que a constituem, levando assim à produção de luz de fluorescência<sup>9</sup>. Se o número de fótons gerados for grande o bastante e a atmosfera suficientemente transparente à luz emitida, é possível observar os chuvas através da detecção da fluorescência.

Diferentemente da radiação Cherenkov, a luz de fluorescência é emitida isotropicamente, permitindo, assim, a detecção de chuvas que incidem a grandes distâncias. Infelizmente, a eficiência da produção de fluorescência é muito baixa, o que limita o uso da técnica à observação de chuvas com energias superiores a  $10^{17}$  eV, capazes de gerar um número muito grande de partículas carregadas. Como a luz emitida é tênue, a adoção da técnica só é possível durante noites limpas e sem luar, em locais onde a luz difusa das cidades é muito reduzida.

## Os Experimentos

A idéia original de se observar chuvas atmosféricas extensos através da luz de fluorescência partiu de uma consideração feita por Greisen em 1960 [71]. As primeiras implementações da técnica foram realizadas na década de 60 pelos grupos de Greisen [72, 73, 74], da Universidade de Cornell, e de G. Tanahashi, da Universidade de Tóquio [75, 76], envolvendo o emprego de telescópios refratores, equipados com lentes Fresnel; tais experiências, no entanto, não obtiveram o êxito esperado.

O emprego bem sucedido da técnica veio apenas com o experimento Fly's Eye [49], desenvolvido pela Universidade de Utah, que utilizou, por sua vez, telescópios com espelhos esféricos. Seu protótipo foi testado em 1976, no Novo México, operando em coincidência com a rede de detectores de Volcano Ranch [77].

O observatório *Fly's Eye* constituiu-se de dezenas de telescópios apresentando, na superfície focal, um conjunto de 12 ou 14 fotomultiplicadoras. Os telescópios foram agrupados em duas estações (Fly's Eye I e Fly's Eye II) separadas entre si por uma distância de 3,3 km. O primeiro olho (Fly's Eye I) cobria praticamente todo o céu visível ( $2\pi$  sr), enquanto o segundo abrangia  $180^\circ$  de abertura azimutal e ângulos entre  $2^\circ$  e  $38^\circ$  relativos à horizontal.

Atualmente, encontra-se em operação o observatório HiRes (High Resolution Fly's Eye) [11], uma versão aprimorada do experimento Fly's Eye, instalado praticamente na mesma região que o seu antecessor.

O Observatório Pierre Auger também conta com a técnica de fluorescência (ver seção seguinte), estando em funcionamento duas das quatro estações previstas para o sítio sul. Além disso, está em desenvolvimento o observatório EUSO [78], que pretende instalar telescópios em satélites na tentativa de fazer, do espaço, as medidas da fluorescência produzida por chuvas na atmosfera terrestre.

---

<sup>9</sup>As moléculas sofrem desexcitação tanto por colisões com outras moléculas como por emissão de fótons (que compõem a luz de fluorescência).

### Aspectos da técnica

Tomando por base a figura 2.11, e supondo que a velocidade de propagação da luz e das partículas seja igual a  $c$ , consideremos  $t$  o instante em que a luz emitida a partir do ponto  $P$  atinge o detector, e  $t_0$  o instante em que o chuvaeiro passa por  $P_0$ . Neste caso, podemos escrever que:

$$\frac{c(t - t_0)}{R_p} = \tan \left( \frac{\chi_0 - \chi}{2} \right). \quad (2.48)$$

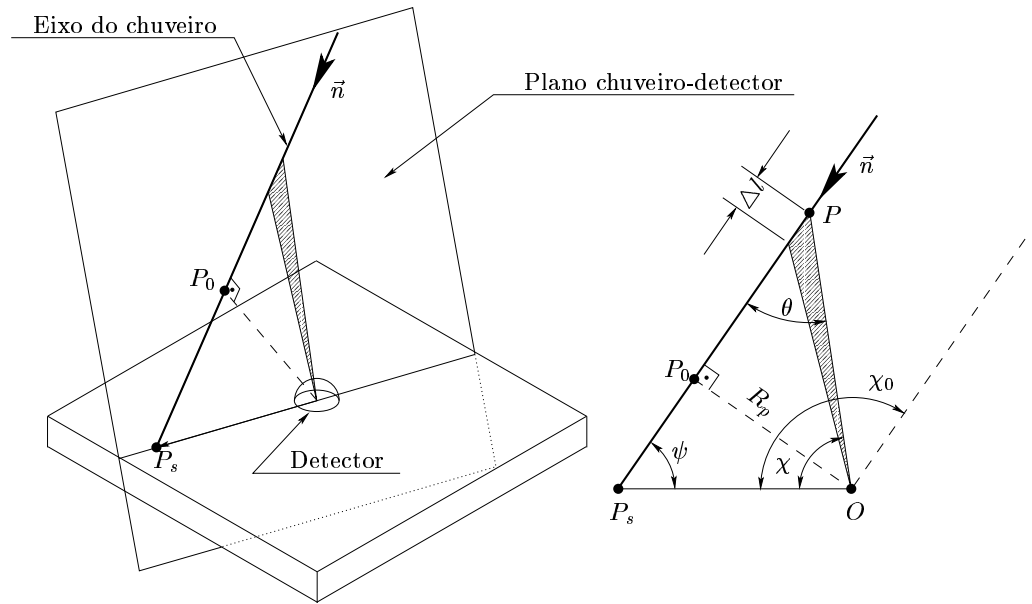


Figura 2.11: Esquema da geometria da trajetória de um chuvaeiro e de sua observação por um detector de fluorescência. A figura à esquerda ilustra o posicionamento do chuvaeiro em relação ao detector, e a da direita destaca os parâmetros relevantes da geometria, no plano chuvaeiro-detector. Figuras copiadas da referência [49].

Em um intervalo de tempo  $\Delta T$  de detecção, o número de fótons gerados pelo chuvaeiro entre os pontos  $\vec{P}$  e  $\vec{P} + \vec{n} \Delta l$  é dado por  $N_e N_\gamma \Delta l$ , onde  $N_e$  é o número de partículas carregadas do chuvaeiro no intervalo em questão e  $N_\gamma$  é o número médio de fótons de fluorescência emitidos por partícula carregada por unidade de comprimento (parâmetro conhecido como produção de fluorescência - "fluorescence yield" -, que discutiremos mais adiante).

Escrevendo  $\Delta l$  a partir da geometria chuvaeiro-detector e considerando que a luz de fluorescência seja emitida isotropicamente, podemos afirmar que o número de fotoelétrons gerados nas fotomultiplicadoras é dado por:

$$S = N_e N_\gamma c \epsilon \frac{1 + \cos \theta}{\sin^2 \theta} \frac{A}{4\pi r^2} \mathcal{T}(\vec{P}) \Delta T, \quad (2.49)$$

onde  $\epsilon$  é a eficiência do detector,  $A$  a sua área efetiva,  $r$  a distância percorrida pela luz e  $\mathcal{T}(\vec{P})$  a transmitância da atmosfera para a luz de fluorescência, entre o detector e o ponto  $\vec{P}$ .

Além da luz de fluorescência produzida pelo chuveiro, o detector registra a radiação de fundo proveniente de várias fontes, como a luz proveniente das cidades, da lua, do sol e das estrelas. A intensidade média dessa radiação pode ser considerada constante na escala de tempo da passagem de um chuveiro na atmosfera; no entanto, é produzida uma flutuação adicional. Considerando que a radiação de fundo siga uma distribuição de Poisson, podemos representar o desvio padrão  $N$  por:

$$N = \sqrt{4B\epsilon A \Delta\Omega \Delta T}, \quad (2.50)$$

onde  $B$  é a intensidade média da radiação de fundo, que é da ordem de  $5 \times 10^5$  fótons  $sr^{-1}m^{-2}\mu s^{-1}$ . O fator 4 é uma forma de se levar em conta a variação produzida pela passagem de uma estrela no campo de visão de uma dada fotomultiplicadora.

Assim, a razão sinal-ruído pode ser escrita como:

$$\frac{S}{N} = N_e N_\gamma c \frac{1 + \cos \theta}{\sin^2 \theta} \frac{1}{4\pi r^2} \mathcal{T}(\vec{P}) \sqrt{\frac{A\epsilon \Delta T}{4B\Delta\Omega}}. \quad (2.51)$$

Com base nesta expressão, podemos observar que é desejável o emprego de um detector que cubra o céu com pequenos ângulos sólidos e apresente uma área efetiva grande. Por outro lado, para grande  $\Delta T$  temos um número pequeno de amostragem do chuveiro, o que diminui a resolução na determinação de desenvolvimento do chuveiro e na localização do  $X_{max}$  que são parâmetros importantes na investigação da composição do primário.

O interesse de utilização de mais de uma estação, como aconteceu nos experimentos Fly's Eye e HiRes e está sendo implementado no Observatório Pierre Auger, reside no fato de ser possível fazer a reconstrução geométrica a partir da intersecção dos planos chuveiro-detector obtidos em cada estação no caso de uma observação estéreo, o que favorece uma precisão maior do que a que se consegue com o uso dos tempos de disparo dos sensores ópticos colocados na superfície focal. Com isso, pode-se minimizar as incertezas estatísticas, por conseguir uma reconstrução geométrica melhor, e sistemáticas, por ter uma estimativa melhor da transmitância da luz de fluorescência pela atmosfera. Como consequência, obtém-se incertezas menores na determinação da energia e na estimativa da composição da radiação primária.

### Alguns dos problemas da técnica de fluorescência

Conforme já foi destacado, a eficiência de emissão por fluorescência é muito baixa, o que acarreta algumas restrições e cuidados no registro da luz emitida ao longo da



propagação de chuviros, tendo em vista a sua detecção em meio ao fundo luminoso, abordado anteriormente.

Outro fator que deve ser considerado na determinação do sinal é a contribuição da luz Cherenkov – direta e espalhada – produzida pelo chuviro e detectada juntamente com a luz de fluorescência. A fim de contornar este problema, duas medidas são adotadas:

- imposição de condições quanto à geometria chuviro-detector, para considerar chuviros cuja luz Cherenkov direta seja baixa;
- estimar a contaminação da luz Cherenkov nos sinais.

Os dois aspectos considerados acima introduzem incertezas na estimativa do sinal proveniente da luz de fluorescência e consequentemente aumenta a incerteza na determinação do desenvolvimento longitudinal do chuviro.

Além disso, devemos considerar outras fontes de incerteza. Para estimar o desenvolvimento longitudinal do chuviro ( $N_e(X)$ ) a partir do conjunto de sinais  $S$  medidos, deve-se conhecer o valor de cada um dos termos que aparecem na equação 2.49. Considerando que se conheça muito bem a resposta dos detectores (área efetiva e a eficiência) e que não se tenha problemas com a reconstrução geométrica do chuviro (o que significa uma determinação satisfatória da distância  $r$ ), é necessário conhecer, ainda, a atenuação produzida pela atmosfera ( $\mathcal{T}(r)$ ) e a produção de fluorescência ( $N_\gamma$ ).

**Produção de luz de fluorescência ( $N_\gamma$ ).** As moléculas de  $N_2$  excitadas a partir das partículas carregadas do chuviro passam para ao estado fundamental pela emissão de fótons de fluorescência ou por meio de colisões com outras moléculas. Como consequência, quanto mais rarefeito for o meio, maior deverá ser a probabilidade de emissão de luz por fluorescência. Por outro lado, em meios menos densos o número de moléculas a serem excitadas será menor.

De acordo com as medidas de produção de fluorescência obtidas por F. Kakimoto *et al.* [79], e considerando o modelo atmosférico por eles adotado, a produção de luz de fluorescência deve ser aproximadamente 4, 8 fótons/ $m$  para cada elétron, ao longo de toda a atmosfera (ver figura 2.12).

A figura 2.13 apresenta o espectro de fluorescência do gás nitrogênio. É possível notar que praticamente toda a luz emitida tem comprimento de onda entre 300  $nm$  e 450  $nm$ .

O espectro apresentado na figura 2.13 pode diferir com a densidade, temperatura e composição do gás, tendo em vista a competição entre os processos de de-excitação por emissão de luz e por colisão<sup>10</sup>.

<sup>10</sup>O tempo de de-excitação por emissão de fóton varia de acordo com o estado excitado da molécula; diferentes moléculas podem apresentar diferentes eficiências de de-excitação por colisão, e a probabilidade de colisão depende da densidade e da temperatura do gás.

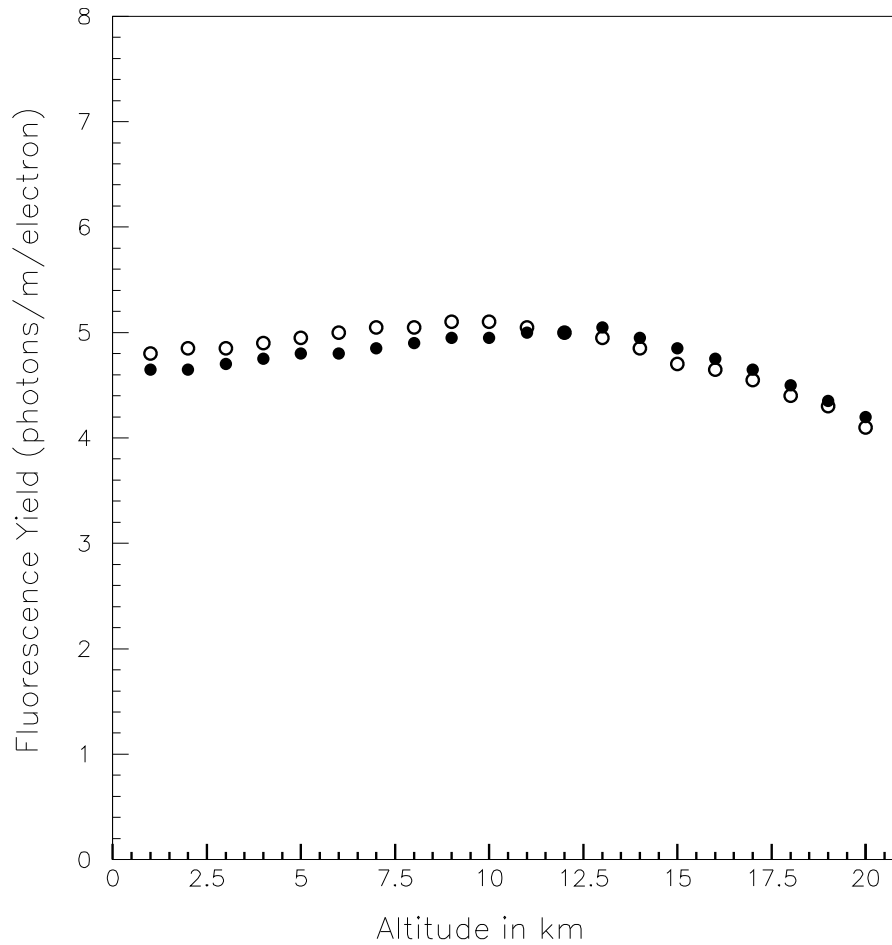


Figura 2.12: Produção de luz de fluorescência como função da altitude, segundo as estimativas de F. Kakimoto, *et al.* [79]. Figura extraída da referência [7].

Nagano, em um trabalho publicado recentemente [81], apresentou novas medidas da produção de fluorescência, obtidas a partir do uso de elétrons com energia média de  $0,85 \text{ MeV}$ , provenientes do decaimento do  $^{90}\text{Sr}$ . Registrou, para comprimentos de onda entre  $300 \text{ nm}$  e  $430 \text{ nm}$ , pressão de  $1013 \text{ Pa}$  e temperatura de  $20^\circ \text{ C}$ , valores iguais a  $22,20 \pm 0,56$  e  $4,05 \pm 0,14$  fótons por metro por elétron, respectivamente para o nitrogênio e o ar (78,8% de nitrogênio e 21,1% de oxigênio).

A produção de fluorescência ( $N_\gamma$ ) ainda não se encontra satisfatoriamente caracterizada, representando ainda umas das principais fontes de incerteza na determinação da energia do primário, o que tem motivado esforços de vários grupos [82].

**Atenuação pela atmosfera.** Como a atmosfera sofre alterações a todo o instante, é muito complicado encontrar um modelo que consiga prever a atenuação da luz. Desse modo, um dos principais problemas na determinação do desenvolvimento

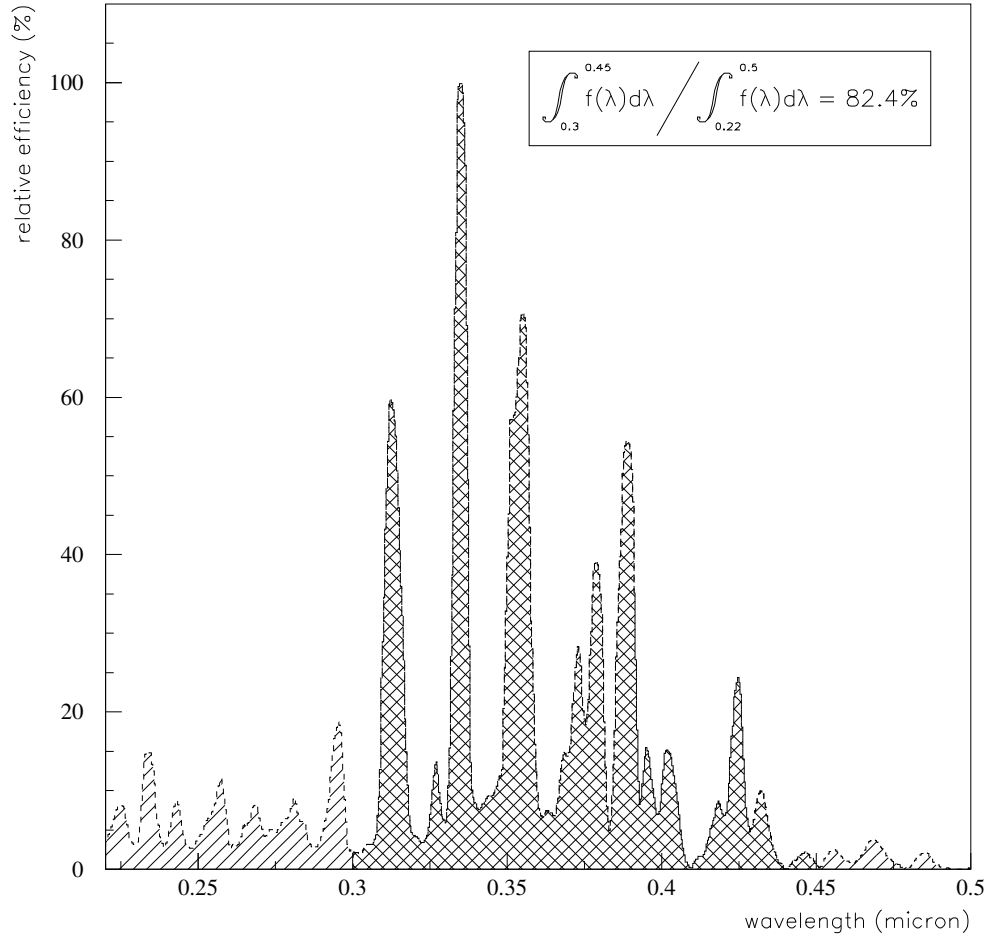


Figura 2.13: Espectro de emissão da luz de fluorescência do gás nitrogênio segundo Bunner [80]. Figura extraída da referência [7].

longitudinal do chuva, assim como na estimativa da energia do raio cósmico incidente, é o conhecimento insuficiente da atmosfera, em particular no instante da detecção do chuva.

Além disso, ainda não há um consenso sobre como efetuar o monitoramento atmosférico de modo a medir a atenuação entre o chuva e o detector, obtendo-se os parâmetros necessários para a sua estimativa, como a composição molecular ( $N_2$ ,  $O_2$ ,  $Ar$ ,  $O_3$  etc.) ou a quantidade de água ou de partículas suspensas no ar.

### 2.3.6 Radiofrequência

Como o número de partículas carregadas de um chuva de altíssimas energias pode ser muito elevado, atingindo cerca de  $10^9$  partículas no seu máximo no caso de energia

de  $10^{18}$  eV, essas partículas devem gerar ondas eletromagnéticas com frequências próximas da região de rádiofrequência, que podem, a princípio, ser observadas.

A intensidade dessas ondas é aparentemente muito pequena e, portanto, de difícil observação, ainda mais quando se considera os muitos ruídos que podem atrapalhar essa medida. Se considerarmos esta detecção realizada em conjunto com o uso de outras técnicas, deve-se levar em conta que a maioria dos equipamentos nelas empregados acabam gerando ondas próximas à rádio frequência, o que se tornaria uma das principais fontes de ruído.

Uma outra idéia usando a detecção de radiofrequência é a observação de chuviros pela técnica de Radar [83].

O chuviro, ao atravessar a atmosfera, acaba produzindo um número imenso de íons ao longo de seu trajeto, em particular próximo do eixo. Se a densidade de íons for suficientemente alta, existe a possibilidade deles refletirem ondas de rádio de baixa frequência, desempenhando um papel semelhante ao da ionosfera. Deste modo é possível, a princípio, detectar os chuviros através da observação da concentração de íons que produzem, por meio de uma técnica de Radar; ou seja, pela detecção do sinal refletido pelos íons.

Essa proposta foi, recentemente, colocada em operação usando-se o sistema de radar Jicamarca, instalado próximo de Lima, Peru [84].

## 2.4 O Observatório Pierre Auger

A partir do que já foi exposto, observamos que há, pelo menos, três problemas relacionados à detecção dos raios cósmicos de mais altas energias:

- Baixa estatística, o que ainda impossibilita afirmar se existe ou não o corte GZK;
- Excetuando-se SUGAR, todos os experimentos operaram no Hemisfério Norte;
- Grande dependência de modelos na determinação da composição e da energia dos primários.

O Observatório Pierre Auger [7, 85, 86] pretende atacar estes três problemas com a construção de dois grandes sítios: um no hemisfério sul, situado próximo à cidade de Malargue, na província de Mendoza, Argentina, e outro no hemisfério norte, a ser construído nos Estados Unidos, no estado de Utah ou de Colorado; evitará, assim, o problema de observação em um único hemisfério, como ocorreu com os outros experimentos. Cada sítio deverá cobrir uma área de  $3000 \text{ km}^2$ , empregando duas técnicas independentes: detectores de partículas distribuídos sobre toda esta área e telescópios de fluorescência reunidos em quatro estações. As características de cada uma destas técnicas serão apresentadas nas subseções seguintes.

Há a intenção de se obter o maior número possível de eventos observados em coincidência (de forma híbrida) pelos dois detectores. Apesar de representarem somente cerca de 10% do total, em função do tempo de operação reduzido dos telescópios de fluorescência, tais eventos constituirão um conjunto de dados de alta qualidade, em particular com uma dependência menor a modelos de interação. A análise destes dados permitirá, ainda, uma intercalibração das duas técnicas, contribuindo para a redução de erros sistemáticos.

### 2.4.1 Detectores de partículas

Cada sítio deverá apresentar 1600 detectores de partículas, distribuídos segundo uma grade triangular com distância característica de  $1,5\text{ km}$ , cobrindo assim toda a área prevista para o sítio.

Os detectores de partículas são tanques cilíndricos de água, com  $10\text{ m}^2$  de área e  $1,2\text{ m}$  de altura, dispondo de três fotomultiplicadoras na parte superior (ver figura 2.14). A idéia é fazer com que as partículas carregadas do chuveiro, ao se propagarem dentro do tanque, produzam luz Čerenkov a ser detectada pelas fotomultiplicadoras.

Como não há direção nem posição preferencial de incidência das partículas nos tanques, e considerando ainda a direção de emissão da luz Čerenkov, seria muito difícil ou até mesmo impossível fazer com que toda a luz produzida no tanque se propagasse diretamente para as fotomultiplicadoras. Em função disso, a parede interna dos tanques é revestida de um material plástico conhecido como Tyvek®, produzido pela empresa DuPont, que reflete difusamente a luz, fazendo com que a probabilidade de um fóton atingir as fotomultiplicadoras seja quase independente da posição em que foi gerado e da sua direção.

Em função das dimensões do tanque, praticamente todas as partículas eletromagnéticas ( $e^\pm$  e  $\gamma$ ) são absorvidas, ao passo que quase todos os múons conseguem atravessar o tanque. Deste modo, acredita-se que o sinal nos tanques ( $S_{tan}$ ) seja algo como:

$$S_{tan} = \alpha E_{EM} + \beta N_\mu, \quad (2.52)$$

onde  $\alpha$  e  $\beta$  são constantes,  $E_{EM}$  a energia total da componente eletromagnética que atinge o tanque e  $N_\mu$  o número de múons. A componente eletromagnética deverá gerar uma cascata por meio de criação de pares e emissão de Bremsstrahlung, dissipando rapidamente a sua energia dentro do tanque, através de ionizações e excitações. Os múons, por outro lado, não produzem castacas e só perdem energia por excitação e ionização da água.

Outro detalhe é que, pela geometria do detector e pelo seu grande volume, espera-se que  $S_{tan}$  não tenha grande dependência com o ângulo de incidência da partículas, ao contrário do que ocorre nos detectores que usam placas cintiladoras de pequena espessura, como no caso de AGASA, onde o número de partículas que se consegue detectar é proporcional à projeção da placa na direção do chuveiro.

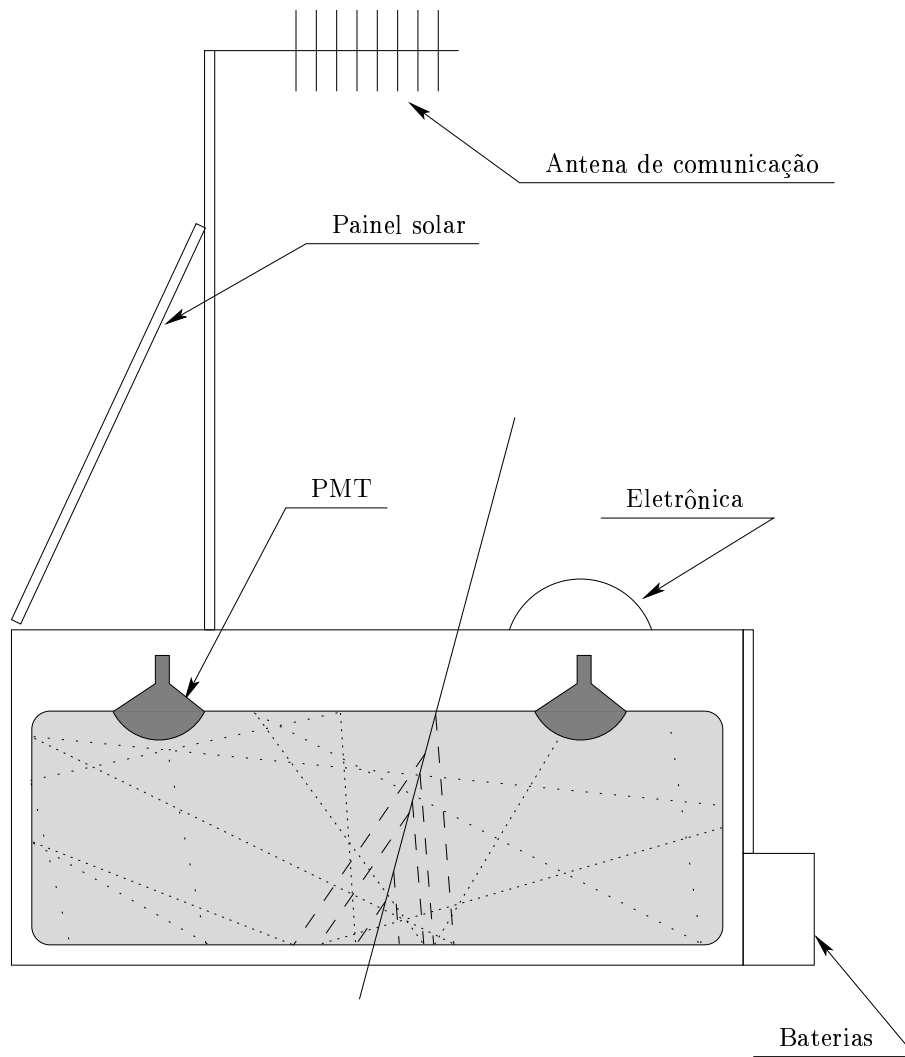


Figura 2.14: Desenho esquemático do detector de partículas do Observatório Pierre Auger. A linha contínua que atravessa o tanque indica a trajetória de uma partícula carregada do chuveiro; as linhas tracejadas representam a luz Čerenkov produzida e as pontilhadas a luz refletida pelas paredes do tanque.

Os tanques de água são colocados em um campo aberto muito extenso, onde não há rede elétrica regularmente instalada, excetuando-se uma ou outra linha que cruza ou passa próximo à área do sítio. Logo, havia basicamente duas possibilidades de se suprir a energia elétrica para o funcionamento dos tanques: construir uma malha de rede elétrica ou usar alguma outra fonte de energia. Tendo em vista a distância entre os tanques ( $1,5\text{ km}$ ), o custo de construção de uma rede elétrica seria muito elevado, de modo que se optou pelo uso de baterias convencionais carregadas por painéis solares para permitir estabilidade de funcionamento durante o dia e a noite. Uma consequência dessa escolha é que o consumo de energia deve ser baixo para que o detector consiga operar durante a noite e também não ocorra interrupções em dias nublados seguidos. Desse modo, todo o sistema foi desenvolvido para exigir um consumo que não ultrapassasse  $10\text{ W}$  para cada tanque.

Tornou-se necessário, também, criar uma rede de comunicação entre os tanques e a central de aquisição de dados. A solução adotada neste caso foi a transmissão através de ondas de rádio. Convém notar, no entanto, que são muitos os tanques, transmitindo informações praticamente a todo o instante. Portanto, além da necessidade de transmissão dos dados, é preciso que haja o gerenciamento de quem transmite o quê, e quando cada informação deverá ser transmitida.

Além das questões do fornecimento de energia elétrica e da comunicação, ainda existe a exigência de sincronismo dos tanques entre si e entre os tanques e os detectores de fluorescência. Isso é feito por um sistema conhecido como GPS (do inglês *Global Positioning System*), que faz com que todo o observatório receba um sinal dos satélites desse sistema a cada  $1\text{ s}$ .

Um outro aspecto a ser considerado é que o número de partículas que atingem um tanque tanto pode ser muito alto (eixo do chuveiro passando muito próximo) como muito baixo (tanques distantes do eixo). Assim, cada detector deverá responder adequadamente a sinais elevados e também a sinais baixos; ou seja, as fotomultiplicadoras deverão dispor de uma grande faixa dinâmica. Para que cada fotomultiplicadora apresente resposta linear, a tensão é medida no ânodo, para possibilitar o registro dos sinais menos intensos, e no último dinodo, que permite a medição dos sinais mais intensos por apresentar uma amplificação menor. O sinal do ânodo é da ordem de 30 vezes maior que o do último dinodo.

Os sinais gerados pelas fotomultiplicadoras (no ânodo e no dinodo) são convertidos em sinais digitais de 10 bits, ou seja, valores entre 0 e 1023, a uma taxa de  $40\text{ MHz}$ . Isso permite guardar a informação da forma dos pulsos, que pode permitir uma análise de como as partículas estão distribuídas na frente do chuveiro. Esta informação pode ser de grande importância para se ter uma estimativa da composição do raio cósmico incidente.

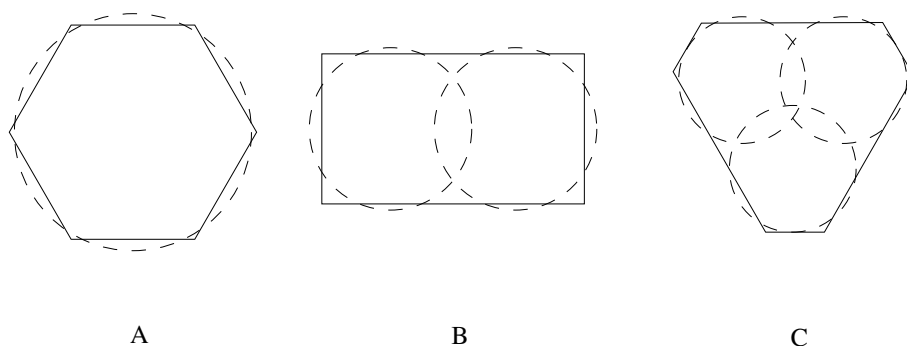


Figura 2.15: Configurações propostas para a forma dos sítios e as posições e alcances dos detectores de fluorescência [87].

### 2.4.2 Detectores de fluorescência

Os detectores de fluorescência são constituídos de telescópios formados por espelhos esféricos, contando com um conjunto de fotomultiplicadoras sobre a superfície focal. Segue, em linhas gerais, o esquema adotado pelo observatório Fly's Eye.

Para permitir a cobertura dos  $3000 \text{ km}^2$  em conjunto com os detectores de partículas, várias propostas para a configuração do observatório foram apresentadas; as primeiras estão ilustradas na figura 2.15. É interessante considerar que, quanto menor o número de estações (ou “olhos”, como se costuma chamar) para cobrir a mesma região, maior será a distância que os detectores deverão ser capazes de observar e, conseqüentemente, maior terá que ser a área efetiva dos telescópios. Com maior número de olhos, a chance de observar um dado chuveiro simultaneamente por mais de um olho (observação estereoscópica) tende a aumentar, o que apresenta várias vantagens em relação à observação monocular, como uma reconstrução geométrica melhor, conforme já foi comentado. Sendo assim, optou-se por uma configuração mais semelhante à da figura 2.15-C.

A configuração mais adequada dos detectores de superfície e de fluorescência deve levar em conta não somente a possibilidade de observações estereoscópicas, mas também os acidentes geográficos na região onde serão instalados. Em particular, para os telescópios de fluorescência, é interessante que eles sejam colocados em locais altos para reduzir os efeitos do espalhamento Mie.

Há outro aspecto importante a ser considerado quanto à configuração: um olho posicionado no interior da rede de superfície, conforme ilustra a figura 2.15, faz as observações de dentro para fora do experimento, sendo possível detectar eventos altamente energéticos que atingem o solo próximo dos limites ou mesmo fora da região coberta pelos detectores de partículas. Deve-se considerar, no entanto, que a intenção é, no caso da operação conjunta dos dois tipos de detectores, que os eventos sejam em sua grande maioria híbridos. É possível definir uma configuração que seja mais adequada para este requisito: posicionando os olhos nos limites da rede de superfície, com o campo visual exclusivamente voltado para o seu interior,



praticamente se garante que todos os eventos sejam híbridos. Vale ressaltar que, com esta configuração, a cobertura azimutal de cada olho precisa ser no máximo de  $180^\circ$ , contra os  $360^\circ$  de uma configuração com olhos situados completamente no interior do sítio.

Todas essas considerações levaram a se definir para o sítio sul, em um primeiro momento, uma configuração de três olhos na periferia, com cobertura de  $180^\circ$  cada, e um olho central cobrindo  $360^\circ$ . No entanto, a região central do sítio é de difícil acesso, comprometendo a instalação e manutenção de um olho, e não se encontrou neste local nenhuma elevação; além disso, passa pela região um rio, que possivelmente contribuiria para um aumento da atenuação da luz pela atmosfera. Optou-se, portanto, por se deslocar este olho central para a borda mais distante dos outros olhos, reduzindo sua cobertura para  $180^\circ$ . Verificou-se, através de simulações, que esta configuração apresentava desempenho não muito diferente daquela com um olho central e três periféricos.

A figura 2.16 mostra o mapa do sítio sul, onde se pode notar a distribuição dos tanques, as posições dos quatro olhos, situados em Los Leones, Los Morados, Loma Amarilla e Coihueco, assim como a cobertura azimutal dos telescópios. Podemos ver também, em destaque, os tanques que já estavam instalados e em operação em novembro de 2004.

A figure 2.17 mostra um esboço dos telescópios e como estão organizados para formar um olho.

Outros detalhes referentes ao projeto dos telescópios serão apresentados no capítulo seguinte. Abordaremos, agora, a relação entre a área efetiva dos telescópios e o tamanho (ângulo sólido) das fotomultiplicadoras, além de outros tópicos como o sistema de *trigger* e a eletrônica.

É fundamental projetar os detectores de fluorescência (assim como qualquer detector) para que neles se obtenha o maior valor para a razão  $S/N$ , com o menor custo possível.

A fim de se analisar o custo dos detectores de fluorescência[87], podemos dividi-lo em dois itens: o tamanho dos telescópios, que se espera, em uma primeira aproximação, ser proporcional à área dos detectores ( $\alpha_d A$ ); as fotomultiplicadoras e o sistema de aquisição de dados, que deve ser proporcional ao número de fotomultiplicadoras ( $\alpha_{pmt} N_{pmt}$ ):

$$\text{\$} = \alpha_d A + \alpha_{pmt} N_{pmt}. \quad (2.53)$$

Dado que o ângulo sólido total a ser coberto pelos detectores é fixo, é possível relacionar o custo com o ângulo sólido  $\Delta\Omega$  de uma fotomultiplicadora por meio de  $\Delta\Omega = \Delta\Omega_t / N_{pmt}$ , onde  $\Delta\Omega_t$  é o ângulo sólido que um telescópio deverá cobrir.

Para que se obtenha uma boa resolução na determinação do perfil longitudinal do chuveiro, é necessário que se faça um número de medidas suficientemente grande; sendo assim, deve-se escolher o tempo  $\Delta T$  de coleta do sinal pequeno o bastante. Portanto, para uma dada resolução pretendida, deve-se adotar um valor fixo de  $\Delta T$

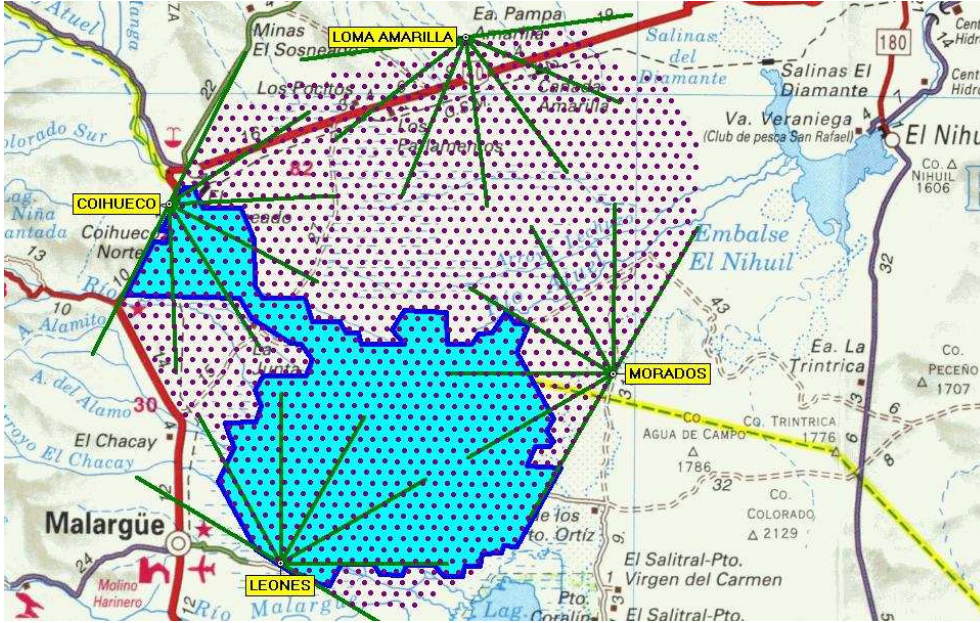


Figura 2.16: Mapa do sítio sul do Observatório Auger, mostrando o arranjo dos olhos - (LOS) LEONES, (LOS) MORADOS, LOMA AMARILLA e COIHUECO - e a distribuição dos detectores de partículas (pontos pretos dispostos em uma grade triangular). A região destacada (mais escura) apresenta os tanques instalados e em operação em novembro de 2004. Os telescópios de Los Leones e Coihueco também já estavam em operação, e a construção do prédio de Los Morados concluída nessa mesma data, faltando neste a instalação dos telescópios propriamente ditos.

correspondente, de modo que podemos escrever, com base na expressão 2.51:

$$\frac{S}{N} \propto \sqrt{\frac{A}{\Delta\Omega}}, \quad (2.54)$$

considerando que a eficiência das fotomultiplicadoras e a intensidade da radiação de fundo não dependem de  $A$  e  $\Delta\Omega$ .

O ponto onde o custo é mínimo (equação 2.53), com a condição de que  $S/N$  seja máximo, é aquele para o qual se tem:

$$\alpha_d A = \alpha_{pmt} N_{pmt}. \quad (2.55)$$

Ou seja, o custo de toda a infra-estrutura para a montagem dos telescópios (espelho, suporte do espelho, abertura etc.) deverá ser da ordem do custo necessário com eletrônica, fotomultiplicadoras, cabos etc.

Com base na estimativa dos custos dos detectores de fluorescência e na resolução exigida (tanto angular quanto do perfil longitudinal) pela colaboração Auger, concluiu-se que as condições acima seriam atendidas se o ângulo sólido coberto por

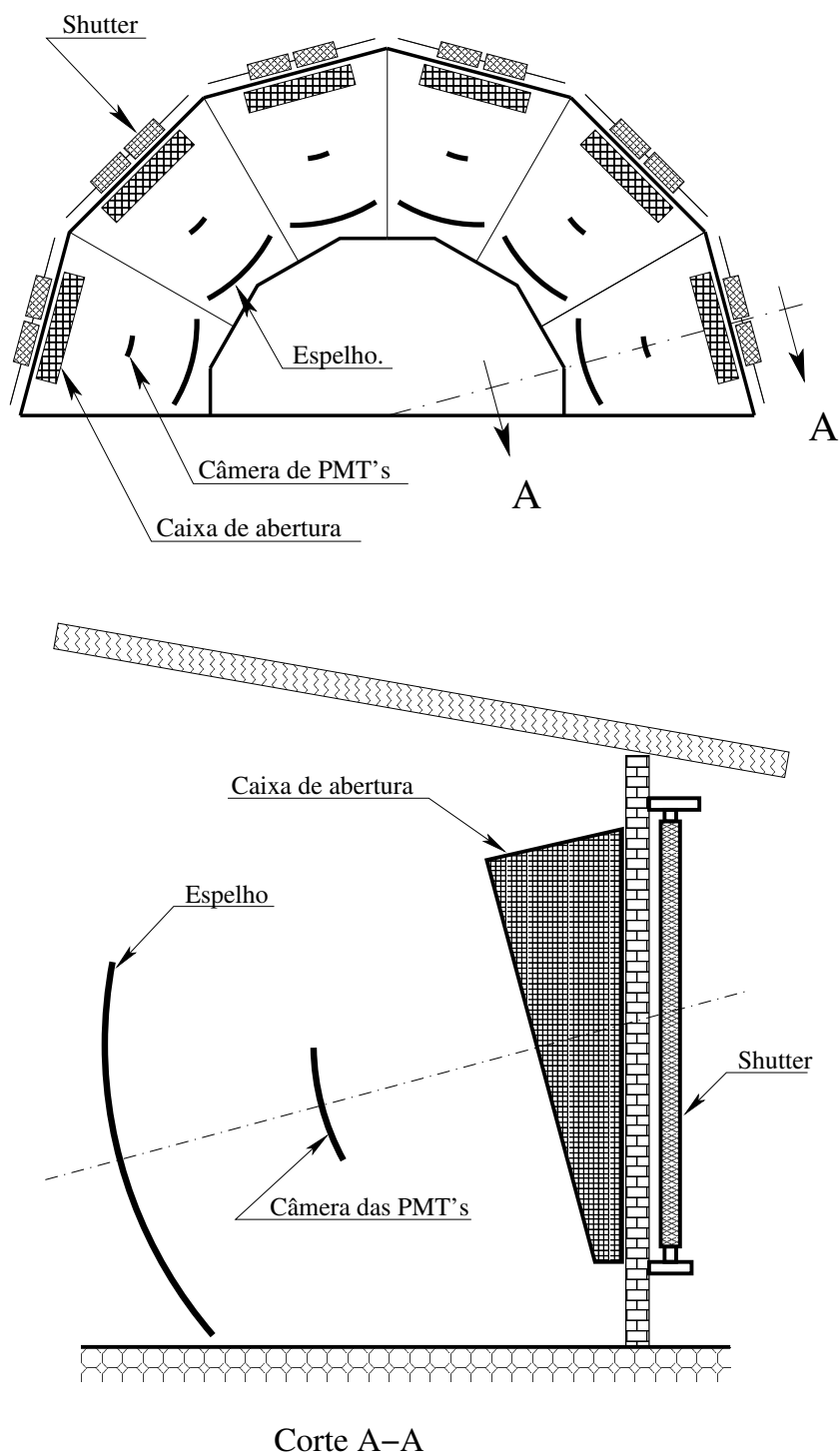


Figura 2.17: Estrutura de um olho e o arranjo dos telescópios. A desenho superior mostra a vista superior do prédio e a inferior um corte de um dos telescópios.

uma dada fotomultiplicadora fosse igual a  $1,5^0 \times 1,5^0$  e os telescópios apresentassem uma área efetiva de  $1,5\text{ m}^2$ .

Com a adoção da óptica de Schmidt (maiores detalhes no capítulo seguinte), que elimina a aberração coma, o campo de visão de cada telescópio pôde ser ampliado de  $15^0 \times 15^0$  para aproximadamente  $30^0 \times 30^0$ . Assim, passaram a ser necessários apenas 6 telescópios para compor um olho cobrindo  $180^0$  de azimuth e elevações numa faixa de  $28,6^0$ , estando o centro de cada câmera (interseção das fotomultiplicadoras 209, 210 e 232) definido por uma elevação de  $16^0$ . Esses telescópios são instalados no interior de um prédio, juntamente com o sistema de aquisição de dados.

### Sistema de aquisição de dados

Considerando as distâncias que os detectores de fluorescência deverão alcançar, variando de poucos quilômetros até cerca de  $30\text{ km}$ , o tempo que um chuvaireiro leva para atravessar o campo de visão de uma fotomultiplicadora pode se estender de décimos de micro-segundo, no caso de chuvaireiros mais próximos, até alguns micro-segundos para aqueles mais distantes. Pelo mesmo motivo, os sinais registrados apresentam uma grande variação, podendo ser tanto longos e de baixa amplitude como curtos e de alta amplitude.

Se for adotado um tempo pequeno de integração do sinal, será evitado o problema de saturação decorrente da detecção de chuvaireiros que incidem próximo dos olhos; contudo, neste caso os detectores se tornam pouco eficientes para registrar chuvaireiros mais distantes. Por outro lado, o uso de um tempo grande de integração permite uma boa eficiência na observação de chuvaireiros distantes, mas se faz necessário um intervalo de resposta da eletrônica extremamente grande (grande faixa dinâmica), além de diminuir a resolução na estimativa do desenvolvimento longitudinal e, conseqüentemente, na determinação do seu máximo ( $X_{max}$ ).

Tais problemas foram contornados da seguinte maneira: os sinais gerados pelas fotomultiplicadoras, depois de serem transmitidos e amplificados convenientemente, são convertidos a cada  $\Delta T = 100\text{ ns}$  por um ADC de 12 *bits* (4096 canais), evitando assim tanto a degradação na estimativa do desenvolvimento longitudinal quanto os problemas com a detecção de chuvaireiros mais próximos. Para se evitar a eficiência baixa no caso de chuvaireiros mais distantes, considera-se que uma fotomultiplicadora gerou um sinal devido a um possível evento se a soma  $S_n(t)$  dos sinais obtidos em  $n$  intervalos  $\Delta T = 100\text{ ns}$  consecutivos for maior do que um dado limiar  $L$  (*trigger* de nível 1).

Mesmo com o uso de um ADC de 12 *bits*, não se pode garantir que nele não ocorra saturação do sinal; em função disso, o sinal da fotomultiplicadora alimenta um segundo ADC, com características semelhantes ao outro, exceto pelo fato do ganho do amplificador ser mais baixo. Na verdade, não há exatamente 2 ADC's para cada fotomultiplicadora, e sim um ADC adicional para cada 11 fotomultiplicadoras. O sinal no ADC adicional é a soma dos sinais das 11 fotomultiplicadoras, com um

ganho inferior.

Como vimos anteriormente, parte das flutuações do sinal é proveniente da radiação de fundo, que varia ao longo da tomada de dados. Assim, se o limiar  $L$  do *trigger* de nível 1 apresentar um valor fixo, a taxa de disparos do detector variará ao longo das medidas. Para contornar esse problema, o valor de  $L$  de cada fotomultiplicadora é ajustado de modo que a frequência de disparos  $R_r$  seja fixa. Atualmente, trabalha-se com  $R_r \approx 100/s$ .

Mesmo quando a fotomultiplicadora passa de  $S_n(t) > L$  para  $S_n(t + \delta t) < L$ , o estado de *trigger* é alongado por um intervalo de tempo entre 5 e 30  $\mu s$ , a fim de se verificar se ocorreram disparos coincidentes de fotomultiplicadoras seguindo determinados padrões pré-estabelecidos.

Um telescópio considera como um possível chuveiro conjuntos de 5 fotomultiplicadoras que seguem um dos padrões apresentados na figura 2.18, ou suas rotações e reflexões. No entanto, nem sempre se tem um padrão contínuo de fotomultiplicadoras disparadas: pode haver falha se o sinal em uma das fotomultiplicadoras não for suficiente para dispará-la. Portanto, são aceitos também os padrões nos quais falta uma fotomultiplicadora intermediária. Este é o *trigger* de nível 2.

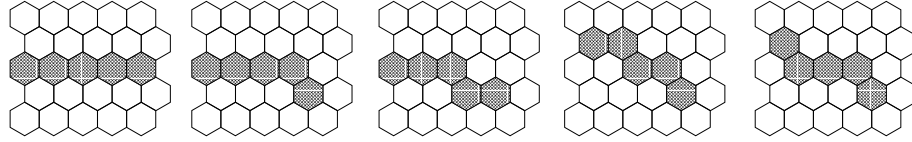


Figura 2.18: Padrões básicos reconhecidos pelo detector de fluorescência do Observatório Auger [85, 88].

Todos os eventos que ultrapassam esse nível de *trigger* são armazenados. Na verdade, seria necessário que os sinais provenientes das fotomultiplicadoras fossem continuamente gravados, mesmo que não se tivesse um *trigger* de nível 2, pois, do contrário, no instante em que o detector identificasse um possível evento, não seria mais possível recuperar as informações relativas aos sinais das fotomultiplicadoras. No entanto, a quantidade total de dados produzidos é gigantesca, inviabilizando a gravação de todas essas informações.

Para contornar este problema, à medida que a aquisição de dados transcorre, os sinais das fotomultiplicadoras são armazenados de forma cíclica em uma memória temporária, conforme ilustra a figura 2.19: o sinal registrado no instante  $t_i = t_0 + i\Delta t$ , onde  $\Delta t = 100 ns$ , é gravado temporariamente na  $i - k \times n$ -ésima posição da alocação de memória (a), onde  $n$  é o número máximo de endereços de memória e  $k$  o número de ciclos completados desde o instante  $t_0$ ; quando se tem a confirmação de um *trigger* de nível 2, o sistema passa a armazenar as informações na alocação de memória (b), também de forma cíclica, evitando-se que venham a ser gravadas em endereços de (a) contendo dados de um possível evento. Desse modo, não é necessário interromper a aquisição para decidir se alguma informação deverá ou não ser gravada, ou mesmo

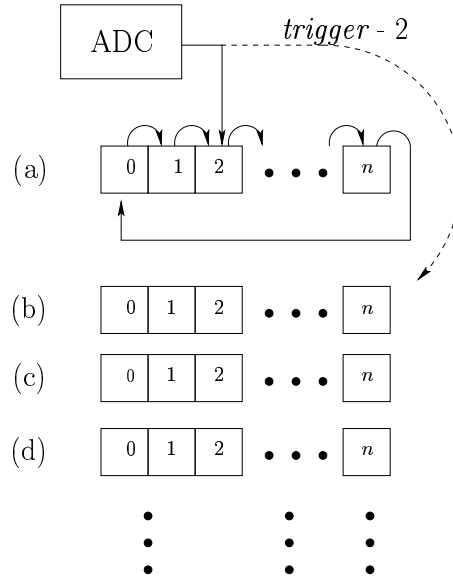


Figura 2.19: Sistema de armazenamento temporário dos sinais das fotomultiplicadoras do detector de fluorescência. Consultar o texto para as explicações correspondentes.

gravar todo o conteúdo da alocação de memória (a) assim que um *trigger* de nível 2 é observado; a gravação pode se dar em um instante posterior, no caso de ser necessária e envolvendo somente os dados que interessam.

Podemos observar que, dessa maneira, não há tempo morto por causa da necessidade de transferência das informações da memória temporária para o sistema de armazenamento.

Os detectores de fluorescência do Observatório Auger apresentam um grande avanço em comparação com os empregados no Fly's Eye e no HiRes, não só em relação ao sistema óptico, mas também pelo fato de se conseguir registrar a forma do pulso de cada uma das fotomultiplicadoras, o que permite a realização de análises mais sofisticadas, sem se limitar ao procedimento convencional, normalmente adotado para a reconstrução dos chuviros.

### Sistema de calibração

Para se determinar a relação entre a intensidade do sinal observado por uma dada fotomultiplicadora e a intensidade de luz proveniente de um chuviro, poder-se-ia, a princípio, considerar a transmitância dos filtros e lentes, o coeficiente de reflexão dos espelhos e a eficiência dos coletores de luz (conhecidos na colaboração Auger como "mercedes"), a eficiência quântica e o ganho de cada fotomultiplicadora, assim como o ganho dos amplificadores e o fator de conversão digital.

No entanto, é interessante dispor de um método que permita a determinação

experimental desse fator de conversão, diretamente no telescópio, de modo que seja possível conhecer a resposta real do detector como um todo, o que já levará em conta, implicitamente, todos os fatores correspondentes.

Para tanto, é possível fazer-se uso de um sistema que tenha uma fonte de luz que seja uniforme em toda a abertura do telescópio e também isotrópica, pelo menos no campo de visão do telescópio. Uma fonte de luz com tais características pode ser obtida a partir de uma superfície semi-esférica com uma parede interna difusora, apresentando uma fonte de luz difusa em seu centro. No entanto, como a abertura do telescópio é grande (2,2 m de diâmetro), torna-se difícil construir e posicionar uma estrutura desse tipo no telescópio. Assim, ao invés de uma superfície semi-esférica, adotou-se um cilindro com diâmetro ligeiramente maior que a abertura do diafragma e altura igual à metade do diâmetro. Este sistema produz uma distribuição de luz praticamente uniforme e isotrópica em toda a abertura do diafragma e em todo o campo de visão do telescópio.

Este procedimento, conhecido como calibração do “tambor”, possibilita estabelecer a relação entre os sinais produzidos pelas fotomultiplicadoras; no entanto, não basta conhecer as intensidades relativas, visto que a determinação da energia do chuveiro depende do número de fótons que chega nos telescópios. Assim, é necessário ainda determinar a relação entre o sinal observado e o número de fótons que atingiram o telescópio; para tanto, usa-se algumas fotomultiplicadoras calibradas (fotomultiplicadoras para as quais já se conhece a relação entre o sinal e o número de fótons) em conjunto com as outras.

Como este método de calibração é muito demorado e pouco prático, por exigir a colocação e a retirada de uma estrutura muito grande na abertura do telescópio, ele é realizado com pouca frequência. Outros três métodos de calibração são aplicados, pouco antes do início de cada tomada de dados, com as portas (*shutters*) dos telescópios fechadas (ver fig. 2.17), para verificar se os detectores estão funcionando adequadamente; esses métodos se diferenciam pela localização da fonte (fixadas permanentemente em cada telescópio):

- no centro do espelho, emitindo luz diretamente para a câmera do telescópio (calibração A);
- na lateral da câmera, sendo sua luz emitida em direção ao espelho e refletida para a câmera (calibração B);
- na abertura do diafragma, de modo que a luz seja emitida em direção à porta da baía e refletida para o telescópio (calibração C).

### Monitoramento atmosférico

Além da calibração dos telescópios, é importante monitorar as condições da atmosfera, visto que a luz de fluorescência é atenuada, seja por absorção ou espalhamento, durante a sua propagação até os detectores.

Para monitorar a temperatura, a pressão, a umidade do ar, a velocidade e a direção do vento, foram previstas 4 estações meteorológicas instaladas junto a cada olho. A medida da velocidade do vento, por exemplo, é um parâmetro importante para a segurança dos telescópios, visto que na região de Mendoza ventos com velocidade da ordem de  $100\text{ km/h}$  não são raros. As medidas de pressão e temperatura são importantes para caracterizar as atenuações da luz pelas moléculas (espalhamento Rayleigh).

Além das condições climáticas da região, são monitoradas as atenuações da luz na atmosfera, nas direções horizontal e na vertical.

Para atender ao primeiro caso, fontes e medidores de intensidade estão colocados no lugar de três dos quatro olhos previstos para o sítio sul.

No caso da vertical, está prevista a instalação, em cada um dos olhos (já em operação em Los Leones), um dos sistemas usados para fazer medidas de poluentes na atmosfera, conhecido como LIDAR (do inglês **L**ight **D**etection **A**nd **R**anging). A idéia dele é a detecção da luz de um *laser* retro-espalhada pelas moléculas da atmosfera e, com isso, ter uma medida dos coeficientes de atenuação e também do perfil da atmosfera.

Encontra-se em estudo a implementação do LIDAR para efetuar as medidas no plano chuvaire-detector de um evento, logo após a sua observação. Convém destacar, no entanto, que esse procedimento pode interromper a aquisição de dados nos detectores de fluorescência, em função da detecção da intensa luz retro-espalhada a ser produzida pelo LIDAR, aumentando o tempo morto desses detectores. Há um outro sistema de monitoramento que consiste da emissão de um pulso de *laser* suficientemente intenso para que os detectores de fluorescência consigam observá-lo. Uma dessas fontes está instalada próximo ao centro do observatório. A medida da intensidade da luz do *laser* espalhada em direção aos olhos é importante para se estudar a luz Čerenkov espalhada proveniente dos chuvaireiros.

Está prevista, também, a utilização (já implementada em Los Leones) de câmeras para fazer o monitoramento da presença de nuvens; este trabalho é de grande importância, visto que tanto a luz de fluorescência como a luz Čerenkov são espalhadas e absorvidas pelas nuvens.

Como o sistema de monitoramento atmosférico com LIDAR observa a luz retro-espalhada pela atmosfera, ele também pode ser usado para a identificação de nuvens.



# Capítulo 3

## As lentes corretoras

### 3.1 Introdução

Em linhas gerais, o projeto dos detectores de fluorescência do Observatório Pierre Auger seguiu o esquema original introduzido pelo experimento Fly's Eye [49]; consiste, basicamente, de telescópios constituídos por espelhos esféricos apresentando um conjunto de fotomultiplicadoras na superfície focal.

Os planos iniciais definidos pela Colaboração Auger [87, 7] se basearam nos detectores empregados na versão aprimorada do Fly's Eye, o “High Resolution Fly's Eye” (HiRes). Cada telescópio deveria apresentar uma área efetiva em torno de  $1,5m^2$ , cobrindo um ângulo sólido de  $15^\circ \times 15^\circ$  com  $11 \times 11$  fotomultiplicadoras; ou seja, cada fotomultiplicadora cobriria cerca de  $1,5^\circ \times 1,5^\circ$ . Deste modo, a fim de atender o propósito de cobrir uma região com cobertura azimutal de  $360^\circ$  e zenital no intervalo de  $60^\circ$  a  $90^\circ$ , seriam necessários cerca de 47 telescópios. É interessante observar que esses telescópios cobrem um ângulo sólido muito maior que aqueles cobertos por um telescópio astronômico. A fim de se ter uma idéia, a Lua, da qual conseguimos observar alguns detalhes mesmo a olho nu, apresenta um diâmetro de aproximadamente  $0,5^\circ$ , que é menor do que o campo de observação de uma única fotomultiplicadora.

Uma tentativa de reduzir o número de fotomultiplicadoras praticamente à metade, mantendo a resolução angular dos detectores assim propostos, seria posicionar os telescópios de forma a se ter pares deles observando praticamente a mesma região do céu [89]. Para isto, as direções de observação das fotomultiplicadoras de cada par deveriam ser ligeiramente deslocadas de tal modo que o centro de observação das fotomultiplicadoras de um telescópio correspondesse ao vértice formado pela interseção das fotomultiplicadoras do outro telescópio, como ilustra a figura 3.1.

Com tal arranjo, unindo-se as informações dos dois telescópios, teríamos uma resolução de  $\Delta x/2 \times \Delta y/2$  com fotomultiplicadoras de  $\Delta x \times \Delta y$  (figura 3.1) e seria possível, a princípio, diminuir a taxa de disparos acidentais dos detectores. Convém notar, no entanto, que a razão sinal-ruído (ver equação 2.54) de cada fotomultipli-

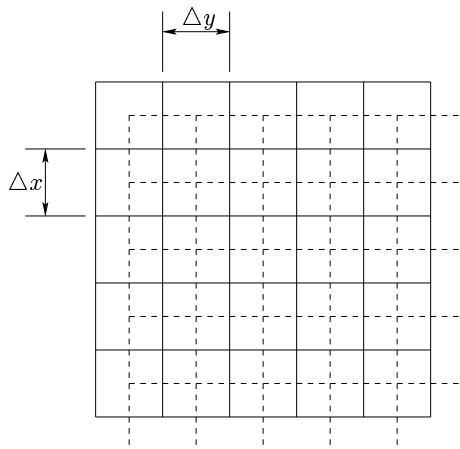


Figura 3.1: Esquema ilustrativo dos campos visuais de dois telescópios (linhas contínuas e tracejadas, respectivamente), segundo proposta de sistema óptico feita no âmbito da Colaboração Auger como alternativa à proposta original.

cadora se tornaria maior, em relação ao caso anterior.

### Adoção da Óptica de Schmidt

Os dois sistemas citados prevêem o uso de espelhos esféricos com fotomultiplicadoras na superfície focal. Como é bem conhecido, tais sistemas apresentam aberração coma para observações em que o ângulo de incidência da luz, em relação ao eixo do telescópio, é relativamente grande (p. ex., ângulo  $\theta$  na figura 3.2), além da aberração esférica.

A aberração esférica não é realmente um grande problema, desde que a imagem formada na superfície focal seja da ordem ou menor que o tamanho da região coberta por uma fotomultiplicadora. A aberração coma, no entanto, depende do ângulo de incidência da luz no telescópio, e a necessidade de se levar em conta essa dependência pode tornar as análises mais complicadas.

Uma forma de eliminar a aberração coma é através da adoção da Óptica de Schmidt [90] nos telescópios de fluorescência, proposta feita por A. Cordero *et al.*[91], que consiste na introdução de um diafragma posicionado no centro de curvatura do espelho, como ilustrado na figura 3.2.

A partir da figura 3.2, é possível observar que a inclusão do diafragma faz com que, para um dado ângulo de incidência, determinadas regiões do espelho deixem de ser iluminadas, o que compromete a coleta de luz.

Apesar desta perda, o uso do diafragma elimina os problemas com aberração coma para valores grandes de  $\theta$ , possibilitando assim aumentar o ângulo sólido de observação de cada telescópio e, conseqüentemente, diminuir o número total de espelhos necessários: para telescópios cobrindo  $30^\circ \times 30^\circ$ , seriam necessários somente

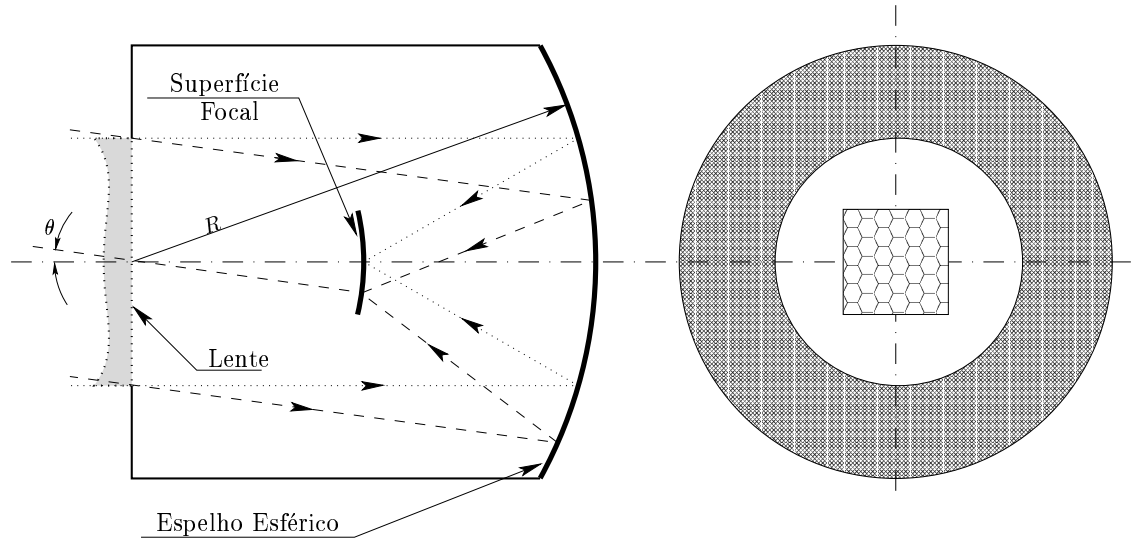


Figura 3.2: Óptica de Schmidt

12 deles para cobrir a mesma região que os 47 telescópios da idéia inicial.

Infelizmente, a área total dos espelhos com a adoção dos telescópios de Schmidt deverá ser aproximadamente 50% maior que a área dos 47 telescópios. Por outro lado, ganha-se em outros aspectos: o número de estruturas e interligações entre os telescópios torna-se muito menor; pode-se isolar os telescópios do meio externo com maior facilidade, evitando assim os efeitos da variação climática e a deposição de poeira nos espelhos e na eletrônica.

### Aberrações esférica e coma

A fim de entendermos melhor a razão pela qual a introdução do diafragma elimina a aberração coma, vamos antes discutir a aberração esférica.

Consideremos um raio de luz incidindo paralelamente ao eixo do telescópio a uma distância  $d$ , conforme indica a figura 3.3-A, interceptando o eixo no ponto  $P$  após a reflexão. Neste caso, é possível afirmar que  $\lambda = \widehat{COA} = \widehat{OAB} = \widehat{OAP}$ : a segunda igualdade é válida porque os segmentos  $\overline{OC}$  e  $\overline{BA}$  são paralelos entre si, e a última por ser o segmento  $\overline{AO}$  pertencente à normal ao espelho no ponto  $A$ . Portanto, podemos concluir que o triângulo  $OAP$  é isósceles, pois possui dois ângulos internos congruentes.

Em função disto, temos que  $|\overline{OP}| = |\overline{PA}|$  e, tendo em vista a desigualdade de Schwarz, é válido afirmar que  $|\overline{OP}| + |\overline{PA}| \geq |\overline{OA}| = |\overline{OC}| = R_c$ , sendo  $R_c$  o raio de curvatura do espelho. Sendo assim, quando a distância  $d$  é muito menor que o raio de curvatura, nota-se que  $|\overline{PA}| \approx |\overline{PC}|$ ; ou seja, o ponto  $P$  tende a  $K$ , ponto médio do segmento  $\overline{OC}$  (satisfazendo assim o limiar da desigualdade). Por outro lado, partindo-se de  $d = 0$ , à medida que  $d$  aumenta, o segmento  $|\overline{PC}|$  diminui,

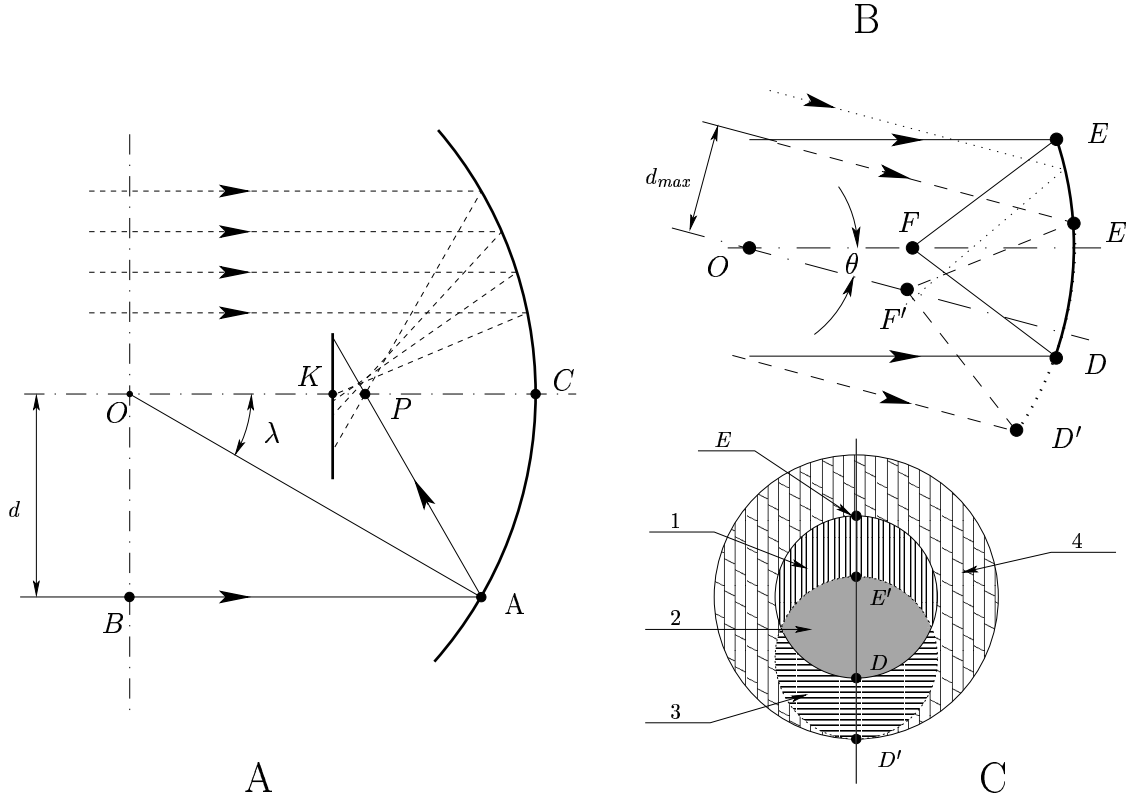


Figura 3.3: Ilustração da aberração esférica (A), da óptica de Schmidt (B) e das regiões em que a luz atinge o espelho (C). Consultar o texto para as explicações correspondentes.

segundo mostram as linhas tracejadas da figura 3.3-A; para uma distância  $d$  tal que  $\lambda = 60^\circ$ , o ponto  $P$  atinge o ponto  $C$ .

Observamos, deste modo, que não há um ponto único para o qual toda a luz incidente converge. Este é o efeito conhecido como aberração esférica.

Posicionando-se um anteparo perpendicular ao eixo do espelho, como ilustra a figura 3.3-A, a imagem nele formada pela luz incidente será circular, visto que a reta definida pelo segmento  $\overline{OC}$  é o eixo de simetria do telescópio. Pode-se perceber que há um ponto neste segmento onde o anteparo pode ser colocado de modo que o diâmetro do disco formado seja o menor possível; supondo que isso ocorra no ponto  $F$  (figura 3.3-B), a imagem formada é chamada de disco de mínima confusão.

Considere um espelho limitado entre os pontos  $D$  e  $E$  (regiões 1 e 2), de acordo com as figuras 3.3-B e 3.3-C. Quando a luz incide segundo um ângulo  $\theta$  em relação ao eixo, a parte da luz refletida entre os pontos  $D$  e  $E'$  (região 2) ficará contida no disco de mínima confusão centrado em  $F'$ ; porém, a luz que for refletida entre  $E'$  e  $E$  (região 1) acabará caindo fora desse disco, pois a distância  $d$  será maior que  $d_{max}$ . Desse modo, se um espelho estiver definido somente entre  $E$  e  $D$  (regiões 1 e

2), para ângulos de incidência não nulos a imagem assim produzida será assimétrica, lembrando a imagem de um cometa. Esse tipo de aberração é conhecido como aberração coma.

Considerando ainda o mesmo espelho, se bloquearmos a luz que incide entre os pontos  $E'$  e  $E$  (região 1), eliminaremos a aberração coma; por outro lado, a área efetiva sofrerá redução significativa com o aumento do ângulo de incidência. Assim, ao introduzirmos um diafragma, como mostrado na figura 3.2, eliminamos a aberração coma e, estendendo o espelho do ponto  $D$  ao  $D'$  (região 3), evitamos a diminuição da área efetiva. Se o campo de visão for um cone, o espelho deve ser estendido simetricamente em torno do eixo do telescópio, como ilustrado na figura 3.3-C (regiões 3 e 4).

A partir da figura 3.3-B, podemos observar, por considerações de simetria, que  $|\overline{OF}| = |\overline{OF'}|$ , o que permite concluir que a superfície focal é esférica, com centro no ponto  $O$  e raio de curvatura igual a  $|\overline{OF}|$ .

As figuras 3.4 e 3.5 mostram os resultados da simulação do telescópio do observatório Auger sem e com diafragma, respectivamente, apresentando ambos um espelho com raio de curvatura de  $3,4\text{ m}$ , sendo que no primeiro caso o tamanho do espelho está limitado a um raio de  $0,85\text{ m}$ , valor igual ao da abertura do diafragma empregado na figura 3.5. A posição  $F$  foi encontrada através de simulações, levando a uma distância focal de  $1,743\text{ m}$ . Convém observar que as escalas e os ângulos de incidência nas duas figuras são distintos.

As figuras 3.4 e 3.5 mostram os resultados da simulação do telescópio do observatório Auger em sua versão original ( $15^\circ \times 15^\circ$ ) e com a óptica de Schmidt (diafragma e cobertura de  $30^\circ \times 30^\circ$ ), respectivamente. Ambos apresentam um espelho com raio de curvatura de  $3,4\text{ m}$ , sendo que no primeiro caso o tamanho do espelho está limitado a um raio de  $0,85\text{ m}$ , valor igual ao da abertura do diafragma empregado na figura 3.5. A posição  $F$  foi encontrada através de simulações, levando a uma distância focal de  $1,743\text{ m}$ . Convém observar que as escalas e os ângulos de incidência nas duas figuras são distintos.

Na figura 3.5 podemos notar que, mesmo para ângulos bem maiores que os adotados na figura 3.4, não existe mais a aberração coma, conforme o que já foi explicado; observamos, porém, uma forte assimetria na imagem formada sobre a superfície focal: no caso de incidência a  $0^\circ$  há quatro regiões mais tênues, e para os ângulos de  $10^\circ$  e  $20^\circ$  surge uma “falha” à esquerda da imagem. Isto se dá por causa do efeito de sombra [92] do conjunto de fotomultiplicadoras. Os maiores ângulos de incidência considerados ( $9^\circ$  e  $20^\circ$  para os casos sem e com diafragma, respectivamente) representam aproximadamente os valores máximos que cada sistema permite. A figura 3.6 apresenta o caso do telescópio de Schmidt.

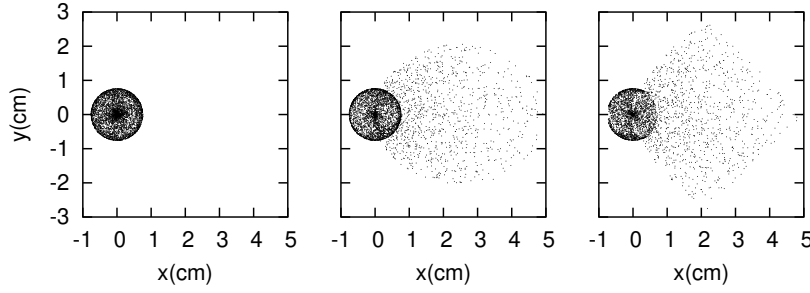


Figura 3.4: Simulação de um telescópio com raio de curvatura de  $3,4\text{ m}$ , sem diafragma e com espelho apresentando um tamanho de  $0,85\text{ m}$  de raio, segundo ângulos de incidência de  $0^\circ$  (esquerda),  $5^\circ$  (centro) e  $9^\circ$  (direita).

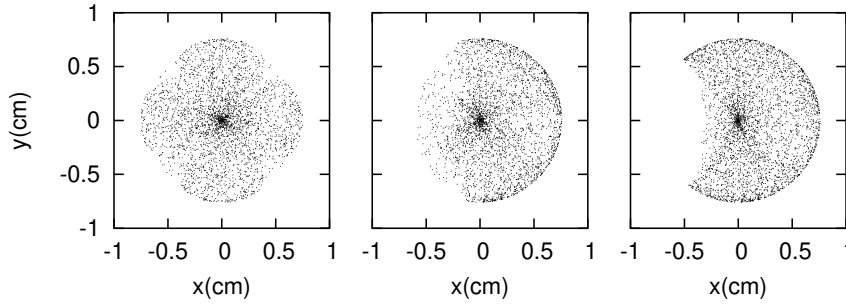


Figura 3.5: Simulação de um telescópio tendo um raio de curvatura de  $3,4\text{ m}$  e diafragma com abertura de  $0,85\text{ m}$  de raio. Ângulos de incidência de  $0^\circ$  (esquerda),  $10^\circ$  (centro) e  $20^\circ$  (direita).

### Incorporação de uma lente corretora

De acordo com os exemplos discutidos acima, o diâmetro da imagem que se forma na câmera é da ordem de  $1,5\text{ cm}$ , o que corresponde a aproximadamente  $0,5^\circ$  para uma superfície focal com raio de curvatura igual a  $1.743\text{ m}$ , valor menor do que o campo de visão das fotomultiplicadoras usadas nos telescópios do Observatório Auger (aproximadamente  $1,5^\circ \times 1,5^\circ$ ). Poderia ser interessante, no entanto, dispormos de um telescópio com resolução maior ainda; por exemplo, isto possibilitaria, a princípio, estudar a distribuição lateral próximo ao eixo do chuveiro [93], à medida que ele se propaga na atmosfera, o que não é possível com os detectores de partículas em função do espaçamento entre eles e pelo fato de fazerem medidas somente no solo.

A fim de aumentar a resolução do telescópio, é necessário diminuir a aberração esférica. Nos telescópios de Schmidt, isto é possível com o uso de uma lente na abertura do telescópio [90], mais conhecida como placa corretora (*corrector plate*). No âmbito da Colaboração Auger, tal sistema foi primeiramente analisado por G. Matthiae e P. Privitera [94] e logo depois por nós [92].

A figura 3.7 mostra dois possíveis perfis para a lente corretora e as imagens correspondentes obtidas a partir da simulação do telescópio [92], nas mesmas condições

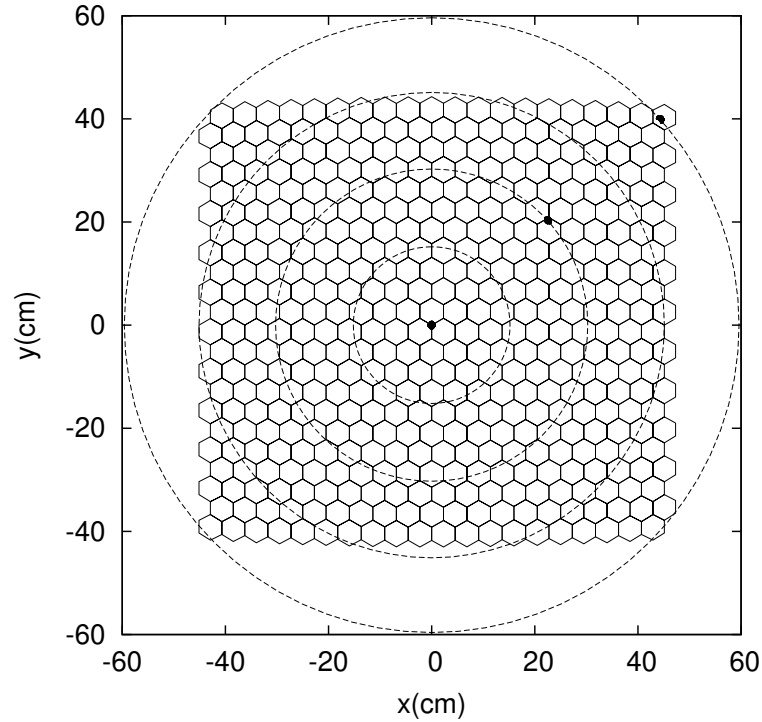


Figura 3.6: Disposição das fotomultiplicadoras na superfície focal e ângulos de incidência da luz no telescópio de Schmidt ( $5^\circ$ ,  $10^\circ$ ,  $15^\circ$  e  $20^\circ$ ). Os três pontos escuros com coordenadas  $(x,y)=(0,0)$ ,  $(23\text{ cm}, 20\text{ cm})$  e  $(45\text{ cm}, 40\text{ cm})$  indicam as posições das imagens apresentadas na figura 3.5.

da análise anterior. Perceba que as escalas dos dois eixos de cada um dos gráficos que mostram o perfil das lentes são distintas: a variação de espessura é de apenas  $5\text{ mm}$  a  $6\text{ mm}$  ao longo de toda a lente, que mede  $1,7\text{ m}$  de diâmetro. Para facilitar as comparações dos resultados das simulações com e sem lente, as escalas usadas aqui são iguais às da figura 3.5.

Os parâmetros  $T_0$ ,  $n$  e  $f$  são, respectivamente, a espessura da lente no ponto  $r = 0$ , o índice de refração do vidro e a distância focal do telescópio; para este último foram encontrados os valores  $1,707\text{ m}$  e  $1,743\text{ m}$ , respectivamente para lente I e lente II. No caso da lente II, temos ainda o parâmetro  $\psi$ ; utilizamos para ele o valor  $3/4R_d$ , onde  $R_d$  é o raio de abertura do diafragma, que minimiza as aberrações cromáticas.

Convém notar que, para ângulo de incidência nulo, a imagem formada na superfície focal passa de aproximadamente  $1,5\text{ cm}$  de diâmetro (figura 3.5) para algo em torno de  $3\text{ mm}$  a  $4\text{ mm}$ , dependendo da lente a ser usada. Infelizmente, para ângulos de incidência maiores, os resultados não são tão bons assim, apesar de ainda serem melhores do que os obtidos sem a lente.

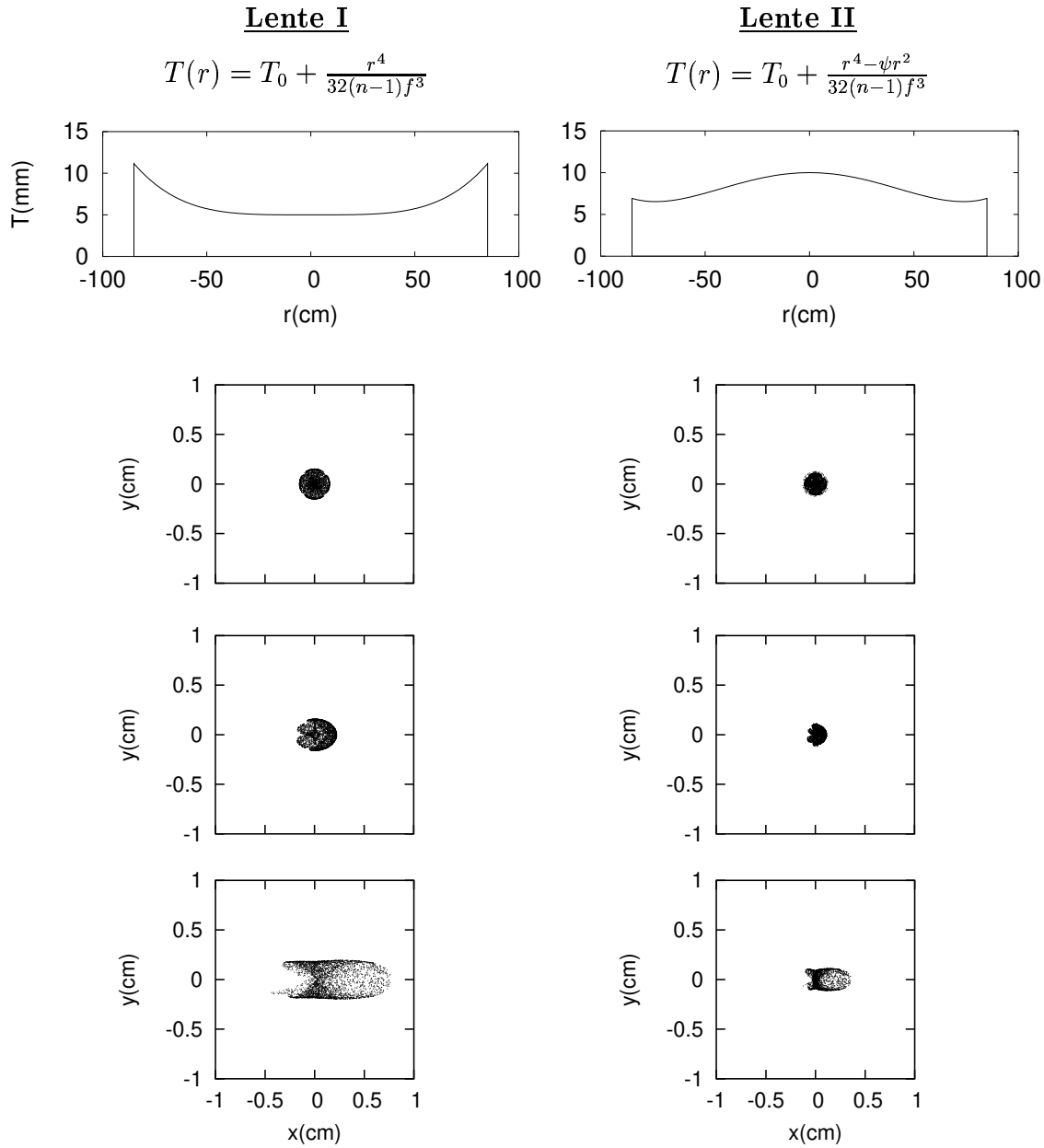


Figura 3.7: Perfil das lentes que podem ser usadas nos telescópios de Schmidt para diminuir a aberração esférica, e os resultados das simulações para ângulos de incidência iguais a  $0^\circ$ ,  $10^\circ$  e  $20^\circ$ .

### Aumento da área efetiva

Com base na equação 2.54, notamos que é interessante dispor de telescópios com grande área efetiva; sendo assim, uma questão pode ser proposta: se essas lentes podem aumentar a resolução óptica dos telescópios, não poderíamos usá-las para



aumentar a área efetiva? A resposta é afirmativa, e analisaremos este ponto com maiores detalhes na seção seguinte. Faremos, na sequência, uma estimativa do aumento do número de eventos com o aumento da área efetiva.

Suponha que a área efetiva do telescópio passe de  $A_{ef}$  para  $\alpha A_{ef}$ . Logo, podemos escrever:

$$\frac{S}{N} = \frac{k' \sqrt{\alpha A_{ef}} \sqrt{\Delta T} e^{-\lambda r}}{r^2}, \quad (3.1)$$

onde  $k'$  é uma constante que leva em conta a eficiência das fotomultiplicadoras, fatores geométricos chuvaire-detector etc., que não são de grande relevância para a presente discussão. Consideramos, que a transmitância seja dada por  $\mathcal{T} = e^{-\lambda r}$ .

Considerando que  $\Delta T$  seja o intervalo de tempo de coleta da luz emitida pelo chuvaire quando este se encontra no campo de visão da fotomultiplicadora considerada, temos que  $\Delta T$  é, para uma dada geometria, proporcional a  $r$ , o que nos permite afirmar que:

$$\frac{S}{N} = \frac{k \sqrt{\alpha A_{ef}} e^{-\lambda r}}{r^{3/2}}. \quad (3.2)$$

Supondo que um chuvaire seja observado pelos detectores somente se a razão  $S/N$  for maior que um determinado valor, a introdução da lente passa a permitir a detecção de eventos com distâncias até  $r + \Delta r$ , desde que a relação abaixo seja satisfeita:

$$\frac{\frac{S}{N}(\alpha A_{ef})}{\frac{S}{N}(A_{ef})} \approx 1 \implies \frac{\sqrt{\alpha}}{(1 + \frac{\Delta r}{r})^{3/2}} e^{-\lambda \Delta r} \approx 1. \quad (3.3)$$

Se considerarmos que o número de eventos  $N_{ev}$  seja proporcional ao volume observado pelos detectores de fluorescência, chegamos ao resultado:

$$\frac{N_{ev}(\alpha A_{ef})}{N_{ev}(A_{ef})} = \frac{(r + \Delta r)^3}{r^3} \approx \alpha e^{-2\lambda \Delta r} \quad (3.4)$$

Ou seja, se pudéssemos desprezar a atenuação da luz pela atmosfera ( $\lambda = 0$ ), observaríamos um aumento no número de eventos aproximadamente igual ao aumento da área efetiva do telescópio.

Tal análise considera apenas o efeito sobre o número de eventos a serem detectados. Devemos levar em conta também que, com a adoção da lente, chuvaire com as mesmas características (energia, distância chuvaire-detector, ângulo de incidência etc.) podem ser, a princípio, reconstruídos com maior precisão.

Assim, frente à possibilidade de se aumentar a resolução dos telescópios a ponto de possibilitar o estudo da distribuição lateral dos chuvaire, consideramos que o aumento da área efetiva parece muito mais interessante, visto que permite maximizar o número de eventos híbridos.

### 3.2 O perfil da lente e o aumento da área efetiva

Na seção anterior, além de analisarmos o efeito do uso de uma lente corretora na resolução óptica, levantamos também a possibilidade de aumentar a área efetiva do telescópio a partir de sua adoção, chegando a estimar o aumento do número de eventos que esta medida produziria.

Passaremos, agora, a investigar tal possibilidade, avaliando o impacto da variação do raio de abertura do diafragma no tamanho da imagem para os dois perfis de lente apresentados [95]. Para este fim, assumiremos daqui em diante que o tamanho da imagem formada na superfície focal é definido pelo raio do disco que contém 90% de toda a luz que atinge esta superfície.

Com base nesta definição, no telescópio sem lente e com abertura do diafragma de  $0,85m$  de raio, o tamanho da imagem é de aproximadamente  $7,5mm$  e praticamente não depende do ângulo de incidência.

Com o uso da lente, no entanto, a imagem se torna alongada para ângulos de incidência grandes e o tamanho passa a variar com o ângulo de incidência: para uma incidência de  $0^\circ$  obtemos resultados de  $1,5mm$  e  $1,1mm$  com as lentes I e II respectivamente, mas no caso de  $20^\circ$  tais valores passam para  $3,5mm$  e  $1,9mm$ .

#### Aumento do raio de abertura do diafragma

Apesar do alongamento da imagem com a introdução da lente, os resultados são melhores que o caso sem lente. Podemos, então, estudar o efeito do aumento do raio  $R_d$  de abertura do diafragma e proceder de forma análoga ao que foi feito anteriormente: para um dado  $R_d$ , encontra-se o raio de curvatura  $R_f$  da superfície focal (distância focal) e se calcula o tamanho da imagem nela formada ( $R_{fig}$ ). A figura 3.8 mostra o comportamento de  $R_{fig}$  e  $R_f$  em termos do raio de abertura do diafragma, para um ângulo de incidência de  $20^\circ$  (o pior dos casos)[95, 96].

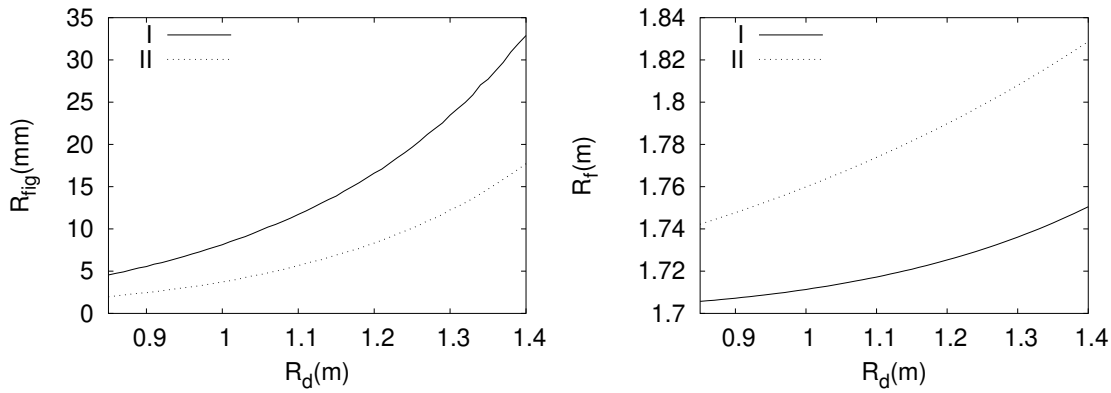


Figura 3.8: Tamanho da imagem ( $R_{fig}$ ) e distância focal ( $R_f$ ) em função do raio de abertura do diafragma, para as lente do tipo I e II e ângulo de incidência de  $20^\circ$ .

Limitando o tamanho da imagem a  $7,5\text{ mm}$ , podemos ampliar o diafragma a um raio de quase  $1,2\text{ m}$  com uma lente do tipo II, o que corresponde a um aumento na área de abertura de quase 100%. Se, no entanto, levarmos em conta o efeito de sombra produzido pela câmara, o aumento da área efetiva é ainda maior, chegando a 150% para uma incidência de  $0^\circ$ .

Infelizmente, o tamanho dessa lente corretora é muito grande comparada com as lentes usualmente comercializadas. Assim, apesar de podermos, teoricamente, aumentar a área de abertura do telescópio com o seu uso, na prática devemos nos limitar ao que é possível produzir com custos relativamente baixos; afinal de contas, pode-se ampliar a área de coleta do telescópio simplesmente aumentando o seu tamanho.

Um fato que pode facilitar a sua produção é que, para aumentar a coleta de luz com a ampliação do diafragma, não há necessidade de cobrir toda a sua abertura: o que se precisa é apenas corrigir a direção da luz que contribuirá para a formação de imagens maiores que  $7,5\text{ mm}$ , devido à aberração esférica; ou seja, somente para a luz que incide a distâncias do centro do diafragma maiores que  $0,85\text{ m}$ , o que resulta em uma lente com o formato de um anel [96].

Uma das condições para a adoção desse formato é que o anel deverá ter o mesmo foco que a região interna a ele:  $R_f(r < 0,85\text{ m}) = R_f(r > 0,85\text{ m})$ . Como não teremos nenhum elemento óptico que desvie a luz para  $r < 0,85\text{ m}$ , a distância focal do anel deverá ser igual à do telescópio sem lente ( $R_f = 1,743\text{ m}$ ).

Segundo a figura 3.8, somente a lente do tipo I atende à condição acima com aumento significativo da área efetiva, porém o raio do diafragma será tal que o tamanho da imagem ultrapassará o valor aceitável,  $7,5\text{ mm}$  (já foi visto que, neste ponto, a lente do tipo II é melhor). No entanto, convém notar que o perfil da lente I nada mais é do que o da lente II com  $\psi = 0$ ; logo, deve existir um valor adequado de  $\psi$  que torne o seu foco igual ao da região  $r < 0,85\text{ m}$ .

Assim procedendo, conseguimos chegar ao valor de  $1,0\text{ m}$  para o raio do diafragma sem problema algum, e o que nos impede de aumentar ainda mais este valor é o alongamento sofrido pela imagem no caso de ângulos de incidência grandes. Assim, para identificarmos até que ponto podemos aumentar a área do diafragma sem deteriorar a resolução óptica, devemos antes de mais nada entender porque a imagem apresenta este comportamento.

### Sobre o alongamento da imagem

Com a introdução da lente, o telescópio perde a simetria em relação ao centro de curvatura do espelho. É muito provável que esta assimetria seja responsável pelo alongamento da imagem já identificado anteriormente, no caso dos maiores ângulos de incidência analisados. Basicamente, poderíamos citar três fatores capazes de produzir tal efeito:

- para ângulos diferentes de  $0^\circ$ , raios paralelos atingindo pontos da lente dia-

metralmente opostos sofrem desvios angulares diferentes, já que os ângulos formados com a normal, em cada caso, são distintos;

- com base na figura 3.9, os raios luminosos que incidem na lente a uma distância  $r$  do seu centro percorrem distâncias diferentes entre a lente e o espelho ( $|\overline{P_1P'_1}| \neq |\overline{P_2P'_2}|$ ) e, ainda que sofram o mesmo desvio angular, serão diferentes os deslocamentos sofridos pelos dois pontos de incidência no espelho, em função da introdução da lente;
- Quando um feixe cilíndrico incide segundo um dado ângulo  $\theta$ , a sua secção na lente tem a forma de uma elipse [97], estando o semi-eixo menor disposto no eixo  $Y$  e apresentando comprimento igual ao raio  $r$  do feixe (segmento  $\overline{OP}$  na figura 3.9), enquanto o semi-eixo maior ( $\overline{OP_1}$  ou  $\overline{OP_2}$ ) tem seu tamanho dado por  $r/\cos\theta$ . Sendo assim, quanto maior o valor de  $\theta$ , raios de luz não pertencentes ao eixo  $Y$  tenderão a incidir em pontos cada vez mais afastados deste eixo (distâncias afetadas pelo fator  $\cos\theta$ ), e portanto apresentarão ângulos de incidência relativos à superfície do segmento diferentes.

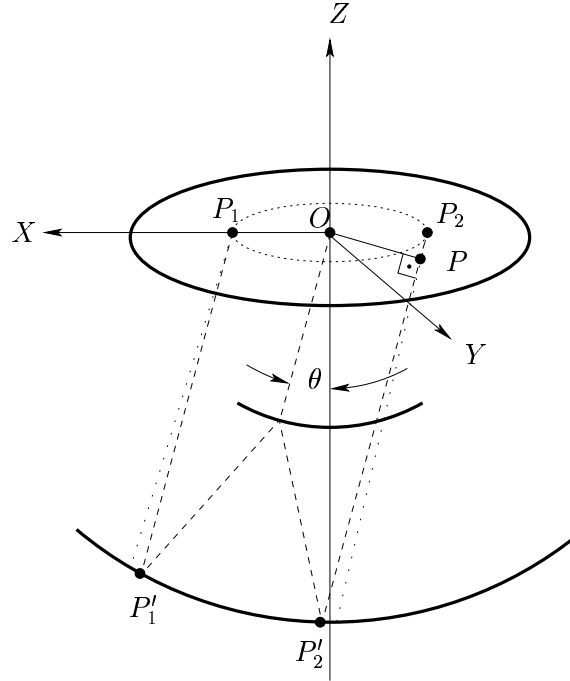


Figura 3.9: Esquema para análise dos fatores que provocam o alongamento da imagem com a introdução da lente no diafragma.

Na tentativa de se entender melhor o real motivo do alongamento da imagem, surgiu a seguinte questão: existe um perfil que faça com que todos os conjuntos

de raios paralelos que incidem no telescópio converjam para um único ponto? Para responder esta questão, podemos calcular, por meio de simulação, a direção que a luz deve ter depois de atravessar a lente para que atinja o centro da imagem na superfície focal e, com isto, determinar o desvio que a luz deverá sofrer na lente, para cada raio de luz considerado [97]. Com este conjunto de valores, podemos então calcular as possíveis disposições das duas superfícies da lente que reproduzem os desvios determinados. Se existir uma configuração das superfícies que atenda esta condição, para todas as direções de incidência, a resposta à questão proposta é sim.

Para calcular o perfil da lente corretora, vamos supor que ela é suficientemente delgada de modo que possamos desprezar a sua espessura, pelo menos nesses cálculos. Vamos considerar também que uma de suas superfícies é plana, a fim de calcularmos com maior facilidade a direção que a luz deverá ter no interior da lente; assim, faltará apenas encontrar como deve ser a outra superfície.

A partir da representação vetorial da lei de Snell da refração da luz (consultar a seção A.1 do apêndice), podemos escrever que:

$$\hat{r} - n \hat{i} = [(\hat{r} \cdot \hat{n}) - (\hat{i} \cdot \hat{n})]\hat{n}. \quad (3.5)$$

Como o termo entre colchetes é um número e será nulo somente se o lado esquerdo da equação também for nulo, para  $\hat{r} - n\hat{i}$  diferente de zero podemos calcular a normal  $\hat{n}$  simplesmente como:

$$\hat{n} = \frac{\hat{r} - n\hat{i}}{|\hat{r} - n\hat{i}|}. \quad (3.6)$$

A figura 3.10 mostra o comportamento da componente radial da normal ( $n_r$ ) em função da distância ao centro da lente, para um telescópio com raios de curvatura do espelho e da superfície focal respectivamente iguais a 3,4 m e 1,743 m e incidência da luz segundo ângulos de  $0^\circ$  e  $20^\circ$  e ao longo de três direções radiais definidas pelos ângulos azimutais  $00^\circ$ ,  $90^\circ$  e  $180^\circ$  (segundo a convenção da figura 3.9). Como a normal apresenta como não nulas apenas duas componentes, a radial ( $n_r$ ) e a paralela ao eixo da lente ( $n_z$ ), basta ilustrar somente uma delas, pois a outra pode ser obtida pela condição de normalização.

A partir dos resultados da figura 3.10, podemos concluir que não há um perfil único que faça a luz que incide no telescópio convergir para um ponto da superfície focal, em todo o campo de visão do telescópio, visto que o perfil é diferente para condições de incidência distintas.

Outro aspecto que podemos observar é que o alongamento da imagem (ver figura 3.7) se deve principalmente ao fator  $r \cos(\theta)$ , visto que ao efetuar a troca  $r \rightarrow r \cos(\theta)$  para as curvas (2) e (4), as diferenças entre todas as curvas passam a ser praticamente iguais à diferença observada entre as curvas (1) e (3). Infelizmente, na prática não há como corrigir esse efeito.

Deve-se notar ainda que, quanto maior o afastamento em relação ao centro da lente, maior se torna a diferença entre as curvas (1) e (2); isto significa que, quanto

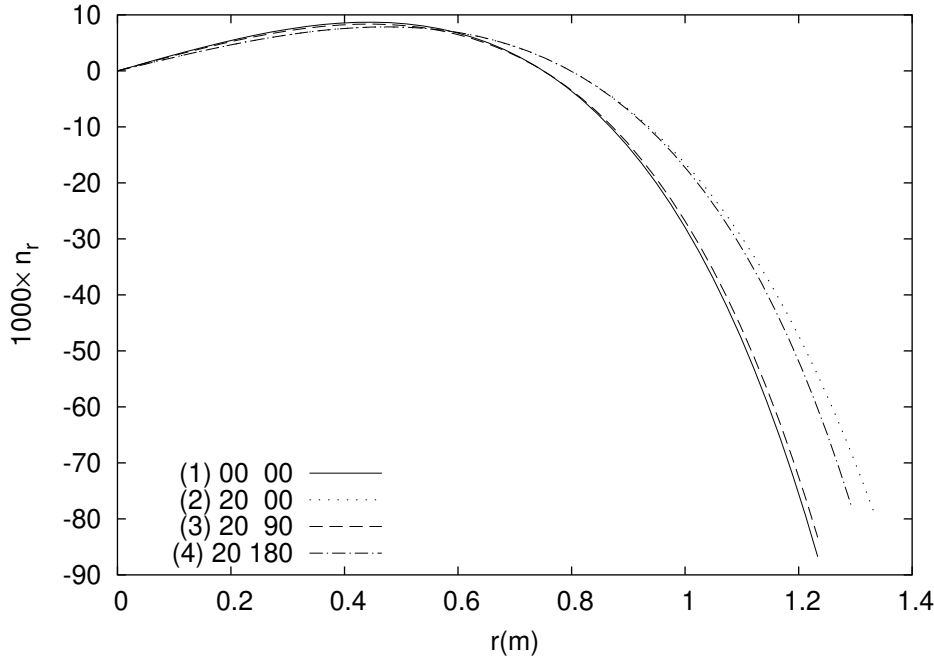


Figura 3.10: Componente radial da normal da superfície da lente, obtida com a condição da luz convergir para um único ponto da superfície focal. Incidência segundo ângulos de  $0^\circ$  e  $20^\circ$  e, no segundo caso, ao longo de três direções radiais definidas pelos ângulos azimutais  $00^\circ$ ,  $90^\circ$  e  $180^\circ$ , conforme a legenda.

maior o raio de abertura do diafragma, maior será a figura formada na superfície focal.

### Critério para avaliação do perfil

Para que possamos saber como deverá ser realmente o perfil da lente corretora, precisamos definir um critério que permita identificar se um dado perfil é ou não adequado, sem a necessidade de se fazer simulações. A seguir, descrevemos um critério que é aparentemente plausível [97].

Definimos, então, a função  $R$  que fornece o raio do menor círculo que contém toda a imagem formada, na superfície focal, pelos raios de luz que incidem na lente a uma determinada distância  $r$  de seu centro e com um dado ângulo de incidência  $\theta$ , como ilustra a figura 3.11. Convém notar que, além de  $r$  e  $\theta$ , a função  $R$  também depende do perfil da lente à distância  $r$  de seu centro.

Como o campo de visão do telescópio é aproximadamente simétrico em relação ao seu eixo, não há necessidade de se considerar assimetrias no perfil da lente e, portanto, a normal à sua superfície deverá ter como componentes não nulas somente a radial ( $n_r$ ) e a paralela ao eixo da lente ( $n_z$ ). Podemos, então, descrever o perfil da lente somente em função de  $n_r$ , conforme já comentado.

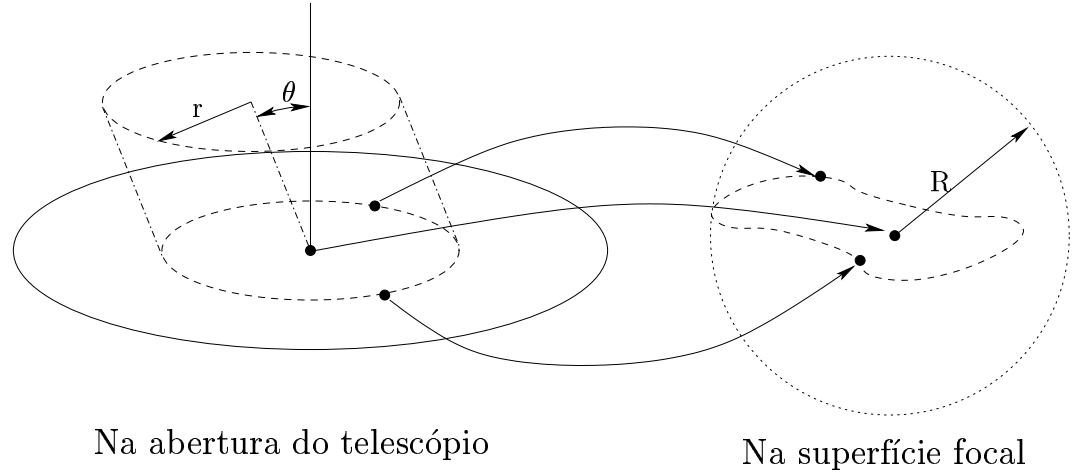


Figura 3.11: Esquema da explicação do critério usado para se definir o perfil da lente. Consultar o texto.

Como já foi discutido, o problema ocorre basicamente para ângulos de incidência grandes. Sendo assim, parece adequado procurar, para cada valor de  $r$ , o valor de  $n_r$  que minimiza a função  $R$  para o maior ângulo de incidência; no entanto, é possível haver problemas para os ângulos de incidência pequenos. Portanto, ao invés de proceder assim, é melhor encontrar o valor de  $n_r$  que minimize a função  $f$  definida pela expressão:

$$f(r, n_r, \theta_{max}) = \max[R(r, \theta = 0, n_r), R(r, \theta = \theta_{max}, n_r)]. \quad (3.7)$$

A figura 3.12 mostra como deve ser a componente radial da normal, de acordo com o critério acima. Note que  $f(r, n_r(r), 20^\circ)$ , para  $r > 0,6 \text{ m}$ , é uma função monotônica crescente de  $r$ ; portanto, o valor dessa função, para um dado ponto  $r = R_d$ , resulta exatamente o tamanho da imagem formada, com a diferença de que, nesse caso, engloba 100% dos raios que atingem a superfície focal. Ao se fixar o valor  $R_d$  do raio de abertura do diafragma de modo que  $f(R_d, n_r(R_d), 20^\circ) = 7,5 \text{ mm}$ , obtemos que  $R_d \approx 1,07 \text{ m}$ . Ainda temos, no entanto, uma pequena liberdade para aumentar ligeiramente  $R_d$ , pois o que necessitamos, de fato, é que o tamanho da imagem definido em termos dos 90% dos raios incidentes seja de  $7,5 \text{ mm}$ . Em função disso, optou-se por adotar  $R_d = 1,10 \text{ m}$ .

Conhecida a normal à superfície do anel (figura 3.12), podemos agora calcular a espessura  $T(r)$  que define o seu perfil. A partir do esquema apresentado à esquerda da figura 3.13, podemos escrever, para um anel com simetria em relação ao eixo  $z$ , que:

$$\frac{n_r}{n_z} = -\frac{dT(r)}{dr}. \quad (3.8)$$

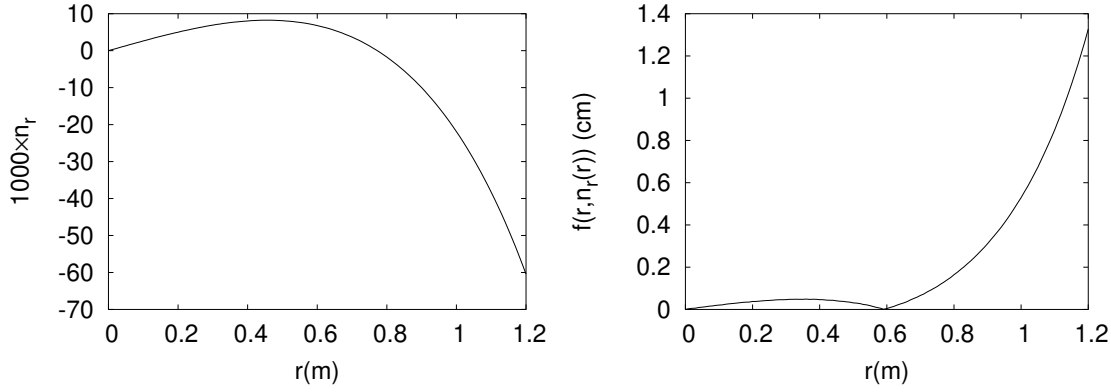


Figura 3.12: À esquerda, a componente radial da normal do perfil da lente corretora, de acordo com o critério definido pela equação 3.7 e, à direita, o valor de  $f(r, n_r(r), 20^\circ)$ , seguindo o mesmo critério.

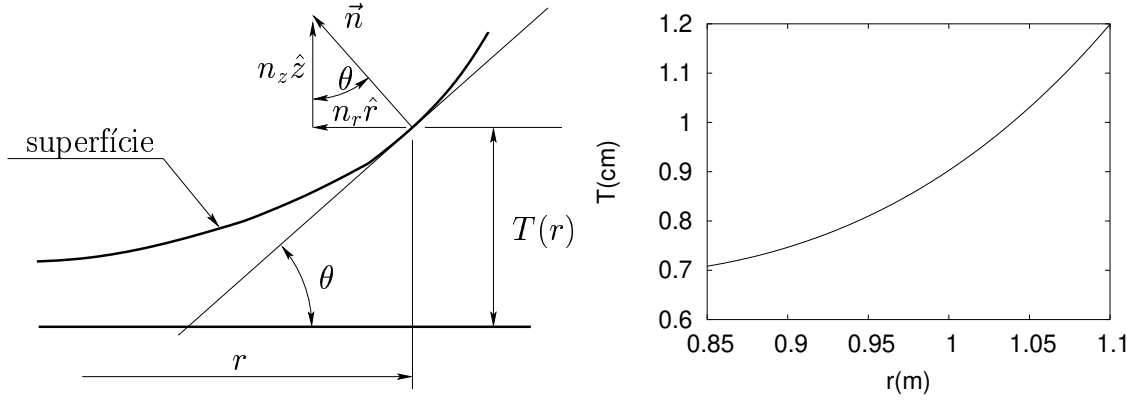


Figura 3.13: Relação entre a espessura da lente e a normal à sua superfície.

Como  $n_z^2 + n_r^2 = 1$ , podemos calcular a espessura por meio de:

$$T(r) = T(r_0) - \int_{r_0}^r \frac{n_r(r)}{\sqrt{1 - n_r^2(r)}} dr. \quad (3.9)$$

O perfil acima pode ser muito bem descrito<sup>1</sup>, no intervalo  $0,85 \text{ m} < r < 1,10 \text{ m}$  (região do anel), por uma expressão da forma:

$$T(r) = T_0 + a_2 r^2 + a_4 r^4 + a_6 r^6, \quad (3.10)$$

com os coeficientes assumindo os valores:

$$a_2 = -1,246 \times 10^{-2} \text{ m}^{-1},$$

<sup>1</sup>Os erros cometidos nesta aproximação são menores que os adotados no cálculo do perfil ( $4 \times 10^{-5}$ ).



$$\begin{aligned} a_4 &= 8,648 \times 10^{-3} m^{-3}, \text{ e} \\ a_6 &= 2,036 \times 10^{-3} m^{-5}. \end{aligned} \quad (3.11)$$

A forma da superfície pode ser vista na figura 3.13, no gráfico à direita. Esta forma é aparentemente uma simples extensão da lente tipo II apresentada anteriormente (ver fig. 3.7).

A figura 3.14 mostra as simulações do telescópio com um anel apresentando o perfil encontrado, para três ângulos de incidência, continuando com a aproximação de espessura desprezível. Podemos perceber que, para ângulos de incidência pequenos, a luz se distribui por toda a figura, enquanto que no caso oposto a imagem passa a apresentar um padrão na forma de cruz, que surge como consequência da correção imposta pelo novo perfil ao efeito de alongamento observado na figura 3.7. Outro detalhe a se destacar nessa figura é que o lado esquerdo passa a apresentar uma densidade menor, em relação ao lado direito, o que simplesmente representa o efeito de “sombra” das fotomultiplicadoras.

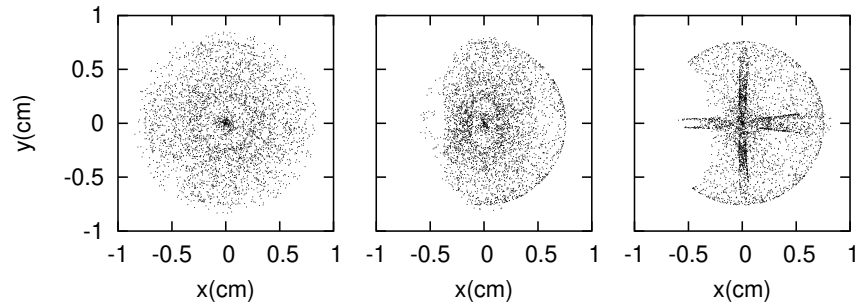


Figura 3.14: Imagens obtidas a partir da simulação do telescópio incorporando uma lente corretora com o perfil obtido a partir da figura 3.12. Três ângulos de incidência foram considerados:  $0^\circ$  (esquerda),  $10^\circ$  (centro) e  $20^\circ$  (direita).

Logo após os estudos descritos acima, foram apresentadas algumas propostas [98] para o perfil baseadas na equação 3.10, utilizando parâmetros ligeiramente diferentes dos empregados na equação 3.12 ou sugerindo aproximações para a expressão do perfil que viessem a facilitar a sua produção (algumas dessas propostas serão abordadas no capítulo seguinte).

Como é possível haver tantos perfis diferentes capazes de produzir resultados adequados? Quais as características que todos esses perfis satisfazem? Estas foram questões com que nos deparamos ao tomar contato com tais trabalhos.

Para um dado valor de  $r < R_d$ , não há problema algum quanto ao fato de  $f(r, n_r(r), 20^\circ)$  apresentar valor ligeiramente maior do que o exposto no gráfico da figura 3.12, desde que não ultrapasse o limite tolerável para o tamanho da imagem; portanto, o que necessitamos não é que  $f(r, n_r(r), 20^\circ)$  seja mínimo, mas sim que:

$$f(r, n_r(r), \theta_{max}) \leq R_{max}. \quad (3.12)$$

No nosso caso, temos escolhido  $R_{max} = 7,5 \text{ mm}$ , tamanho máximo adotado pelo Observatório Auger. Convém notar que, com esse critério, temos o intervalo dos valores possíveis de  $n_r(r)$ .

A figura 3.15 mostra os limites entre os quais  $n_r(r)$  deverá estar compreendido, de acordo com o critério dado pela inequação 3.12, considerando o índice de refração do material do anel dado por 1,5, valor característico de muitos vidros.

Ao atravessar uma lente em que as duas superfícies são planas e paralelas entre si ( $n_r = 0$ ), a luz não tem a sua direção alterada; ou seja, não há necessidade de nenhum elemento óptico onde  $n_r$  pode ser nulo. Na figura 3.15, observamos que isto pode acontecer para  $r < 0,85 \text{ m}$ , o que concorda com a idéia de que só há necessidade de se corrigir a direção dos raios que incidem no telescópio a distâncias superiores a  $0,85 \text{ m}$ .

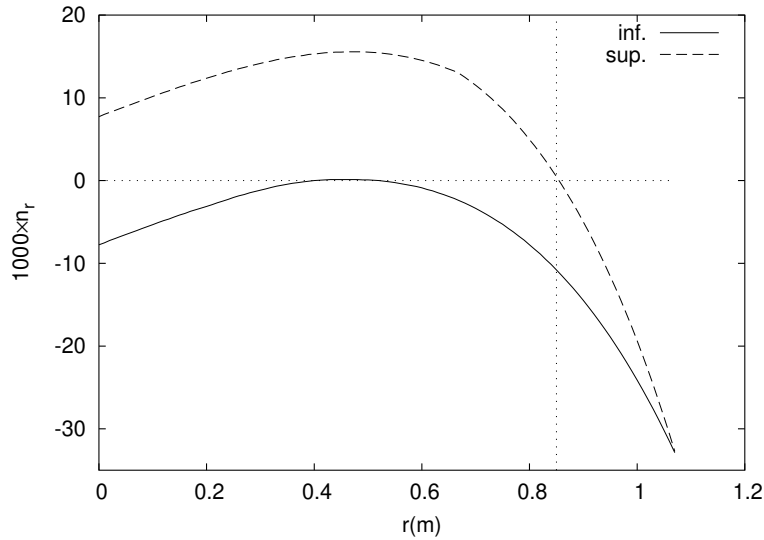


Figura 3.15: Limites encontrados para os valores de  $n_r(r)$ , com base no critério indicado na expressão 3.12.

Para se entender o significado dos dois limites de  $n_r(r)$ , ilustrados na figura 3.15, foram feitas algumas simulações com o perfil descrito pelo limite inferior e outras com um perfil próximo do limite superior (neste caso, o perfil adotado é  $1 \times 10^{-3}$  menor em  $r = 0,85 \text{ m}$  e a diferença entre ambos passa a diminuir linearmente à medida que  $r$  aumenta, anulando-se em  $r = 1,1 \text{ m}$ ).

Os resultados podem ser vistos na figura 3.16. Podemos perceber que o limite superior se deve ao efeito que ocorre para ângulos de incidência pequenos; acima desse limite, será produzida fatalmente uma imagem com tamanho maior que  $7,5 \text{ mm}$  ao longo de todo o anel. O fato de se realizar a simulação com um perfil próximo, e não exatamente igual ao limite superior, se deu simplesmente para que os pontos não formassem exatamente uma circunferência o que seria a tendência, se considerarmos o resultado apresentado na figura 3.16 para ângulo de incidência nulo.

No caso do limite inferior, é possível notar que, para ângulos de incidência pequenos, quase todos os raios se concentram no centro da imagem. No entanto, para os maiores ângulos de incidência ( $20^\circ$ ), a concentração se torna alongada e assim podemos observar o aparecimento de uma densidade alta no extremo direito da imagem; apesar disto, a quantidade de luz que forma esta região é relativamente pequena se comparada ao total que incide sobre o telescópio, pois essa concentração é consequência dos raios que atingem um pequeno setor do anel corretor. Se ultrapassarmos ligeiramente o limite inferior em toda a extensão considerada, a região de alta densidade se afastará ligeiramente do centro da imagem; ressaltamos, no entanto, que isto ocorre somente para ângulos de incidência grandes, onde o número de fotomultiplicadoras é bem menor (ver figura 3.6).

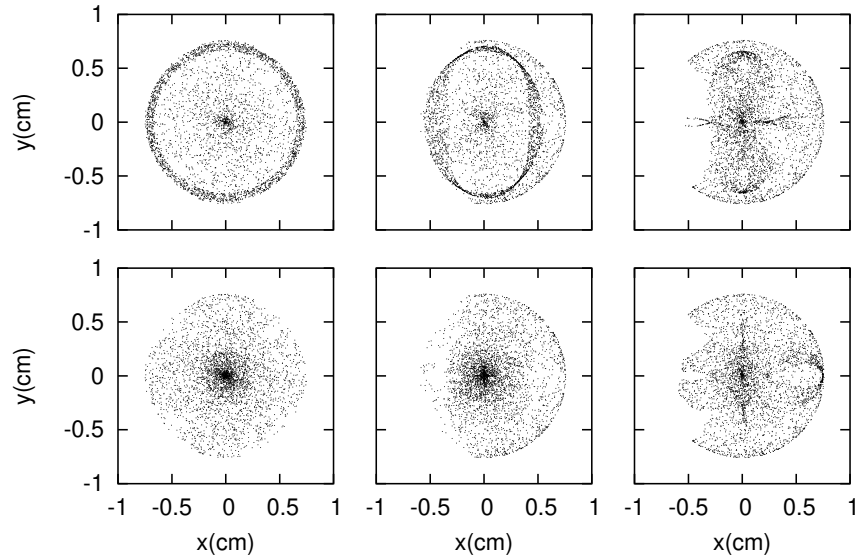


Figura 3.16: Simulações do telescópio com uma lente cujo perfil é próximo do limite superior (acima) ou descrito pelo limite inferior (abaixo). Da esquerda para a direita, os ângulos de incidência são  $0^\circ$ ,  $10^\circ$  e  $20^\circ$ .

Um detalhe que devemos ter em mente é que o tamanho da imagem, conforme foi definido no início desta seção, é dado pelo raio do círculo que engloba 90% da luz que atinge a superfície focal, enquanto que o critério definido pela inequação 3.12 considera 100% dos raios incidentes. Logo, se a componente radial da normal de um dado perfil ultrapassar um dos limites em algumas pequenas regiões, isto não significa necessariamente que ele é inadequado.

Com relação ao limite inferior, por exemplo, não há problema algum dele ser ligeiramente ultrapassado. Dessa maneira, passaremos a adotar, daqui em diante, um limite inferior mais brando, calculado para um ângulo máximo de  $17^\circ$ , ao invés de  $20^\circ$ .

Por outro lado, no caso do perfil apresentar a componente radial da normal sempre

acima do limite superior dado pelo figura 3.15, todos os raios atingirão a superfície focal a uma distância do centro da imagem maior que  $7,5\text{ mm}$ , para um ângulo de incidência de  $0^\circ$ , o que tornaria o perfil inadequado.

### Avaliação da aproximação de espessura nula

Todos os cálculos acima foram realizados considerando-se nula a espessura do anel corretor. Passaremos, agora, a verificar quais são os efeitos decorrentes do uso de um anel com uma espessura de, no máximo,  $2\text{ cm}$  (ver figura 3.13).

Considere que o anel corretor seja posicionado de tal forma que a sua superfície plana esteja voltada para o espelho e contenha o centro de curvatura deste. Sejam  $P$ ,  $P'$  e  $P''$ , respectivamente, o ponto da superfície curva do anel no qual o raio de luz incide, a projeção do ponto de incidência sobre a superfície plana do anel, e o ponto onde ocorre a segunda refração, como ilustra a figura 3.17.

O ângulo  $\widehat{P' P P''}$  pode ser determinado a partir da lei de Snell, conhecendo-se a direção da normal à superfície curva ( $\hat{n}$ ) e a direção de incidência da luz. Como o ângulo de incidência é no máximo igual a  $20^\circ$ , e o ângulo entre as direções  $\hat{n}$  e  $\hat{z}$  (eixo do telescópio, normal à superfície plana) é menor do que  $2,5^\circ$ , temos que  $\widehat{P' P P''} \leq 15^\circ$ . Como  $\overline{P'' P'} \perp \overline{P' P}$ , é possível notar que  $|\overline{P'' P'}| = |\overline{P' P}| \tan(\widehat{P' P P''})$  e finalmente, considerando-se que  $|\overline{P P'}| \leq 2\text{ cm}$ , chegamos a  $|\overline{P'' P'}| < 5\text{ mm}$ .

Conclui-se, portanto, que o erro cometido na determinação da posição do ponto da segunda refração, com a aproximação de espessura nula, é no máximo igual a  $5\text{ mm}$ . Desse modo, se considerarmos a espessura do anel, o limite inferior para a componente radial do perfil deverá sofrer um deslocamento de no máximo  $5\text{ mm}$ , o que é pouco quando comparado às diferenças que observamos com a adoção de critérios diferentes. Quanto ao limite superior, devemos levar em consideração o que ocorre devido aos ângulos de incidência pequenos; refazendo a estimativa da distância entre  $P''$  e  $P'$ , obtemos  $|\overline{P'' P'}| < 1\text{ mm}$ ; ou seja, a diferença será desprezível.

Sendo assim, verificamos que, na prática, não há necessidade de se considerar a espessura do anel corretor nos cálculos desenvolvidos acima.

## 3.3 Sobre a forma do perfil do anel corretor

Todos os resultados apresentados até aqui foram obtidos a partir da simulação do telescópio; ainda não foi apresentada uma explicação para a forma do perfil da lente corretora ou mesmo sobre o que ocorre de fato com a luz, para que se concentre melhor com o uso da lente.

Conforme já foi abordado, a finalidade da lente é corrigir a direção da luz ao entrar no telescópio, de modo que a aberração esférica seja amenizada. A seguir, será apresentado um esquema que favoreça um entendimento qualitativo da forma da lente.

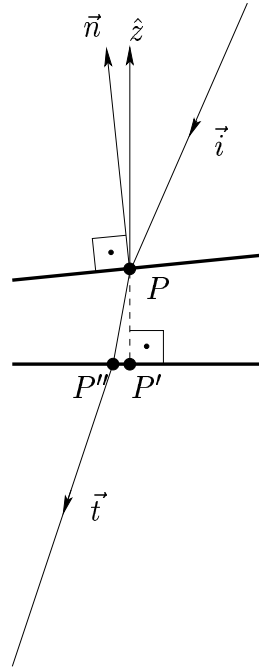


Figura 3.17: Esquema para análise do efeito da espessura do anel corretor. Consultar o texto para maiores informações.

Já vimos anteriormente que, para um espelho esférico, a superfície focal é também esférica, apresentando um raio ligeiramente maior que a metade do raio de curvatura do espelho, de modo a se situar na região em que se forma o disco de mínima confusão (ver figura 3.3).

A figura 3.18 apresenta a trajetória de alguns raios de luz no interior de um telescópio, destacando o que ocorre próximo à superfície focal. O uso de uma lente corretora deve fazer com que os pontos  $P_1$ ,  $F$  e  $P_2$  fiquem mais próximos entre si, diminuindo assim os efeitos da aberração esférica.

Ao sofrer o desvio  $\delta$  provocado pela lente, o raio de luz que passa pelo ponto  $Q_1$  atingirá a superfície focal no ponto  $P'_1$ . Devemos, então, calcular  $\delta$  de modo que  $P'_1$  coincida com o ponto  $F$ . Conforme já foi visto, nos telescópios de Schmidt há uma simetria em relação ao centro de curvatura do espelho (figura 3.3-B). Portanto, na figura 3.18, devemos ter  $|\overline{FP_1}| \approx |\overline{F'P'_1}|$ , fazendo com que o desvio seja tal que:

$$\sin \delta \approx \frac{|\overline{FP_1}|}{|\overline{OF}|}.$$

No caso de  $Q_2$ , em que o raio de luz passa a uma distância pequena do centro de curvatura do espelho, o desvio deverá se dar no sentido oposto ao que se verifica no caso de  $Q_1$ , no qual a distância da luz ao centro  $O$  é bem maior. Podemos observar, também, que a lente corretora deverá apresentar um caráter convergente

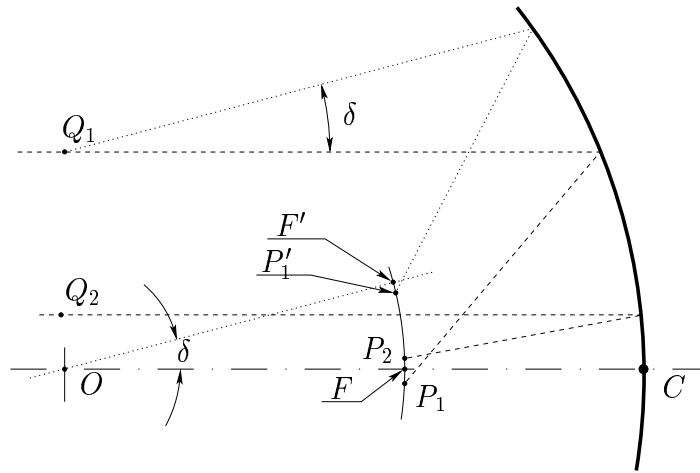


Figura 3.18: Ilustração do efeito da lente corretora sobre a direção dos raios de luz.

mais próxima do seu centro. Isso explica por que a lente tipo II apresenta o perfil mostrado na figura 3.7.

Quanto ao perfil tipo I, o raio de curvatura da superfície focal é aproximadamente igual à metade do raio de curvatura do espelho e portanto, o que ocorre próximo à superfície focal é mais parecido com o que é mostrado na figura 3.3-A. Desse modo, os desvios  $\delta$  necessários devem ser sempre no mesmo sentido, fazendo com que a lente apresente um comportamento sempre divergente.

# Capítulo 4

## Produção da lente

Veremos, neste capítulo, como têm sido produzidas as lentes para os telescópios de fluorescência do Observatório Pierre Auger, uma das ações da participação brasileira dentro da colaboração. Para maiores informações sobre a função dessa lente e o seu perfil, consulte o capítulo anterior.

O capítulo começa com uma discussão sobre o material empregado na produção das lentes para, então, passar a descrever o método de produção em si, procurando seguir a ordem dos passos que levaram ao estabelecimento do processo: partindo das idéias iniciais e da apresentação de algumas técnicas comumente usadas para a elaboração de superfícies ópticas de qualidade, trata do desenvolvimento da máquina adotada na produção do perfil desejado e, finalmente, apresenta os testes desenvolvidos [99].

### 4.1 Material da placa corretora

O espectro de fluorescência das moléculas de nitrogênio, ilustrado na figura 2.13, se encontra compreendido principalmente na faixa de  $225\text{ nm}$  até quase  $500\text{ nm}$ .

A luz de fluorescência produzida por chuveiros percorre, até os telescópios, distâncias que vão de  $4$  a  $30\text{ km}$  ou mais. Parte dessa luz é perdida, em função dos processos de espalhamento e de absorção na atmosfera. Visto que a sua atenuação ocorre principalmente para comprimentos de ondas ( $\lambda$ ) menores, o espectro da luz de fluorescência que atinge os telescópios apresentará intensidades menores para os comprimentos de onda menores, em relação ao espectro emitido pelas moléculas de  $N_2$ .

Em função disso, não há necessidade de se empregar, nas lentes, um material que tenha transmitância boa para todo o espectro. Esta informação é de grande importância na escolha do material, já que são poucos os que possuem boa transmitância para comprimentos de onda iguais ou inferiores a  $300\text{ nm}$ , além de serem, em geral, relativamente caros. Exigir, então, uma boa transmitância para  $\lambda < 300\text{ nm}$  encareceria muito o custo da lente e, assim, passaria a ser mais barato aumentar

a área efetiva do telescópio (e consequentemente a coleta de luz), aumentando o tamanho dos espelhos.

Um material relativamente barato, usado em óptica, é o plástico óptico. No entanto, a sua transmitância para comprimentos de onda inferiores a  $350\text{ nm}$  é, em geral, muito baixa. Devemos lembrar também que algumas das características dos plásticos se modificam ao longo do tempo, e o observatório deverá operar por cerca de 20 anos. Por esses motivos, deixamos de considerar o plástico óptico como um material possível.

Outra possibilidade é o uso do vidro óptico. Um dos tipos mais baratos é o vidro BK7, produzido pela Schott [100]. A figura 4.1 mostra o coeficiente de transmissão deste material no intervalo entre  $300$  e  $450\text{ nm}$ , obtido com um espectro-fotômetro no Laboratório de Ensino de Óptica do Instituto de Física “Gleb Wataghin”, Universidade Estadual de Campinas.

Podemos ver que a transmitância é baixa para os comprimentos de onda menores; no entanto, vidros que possuem transmitâncias maiores nesta faixa custam mais do que o dobro do valor do vidro BK7, levando em conta tanto o material quanto o tamanho de cada segmento da lente.

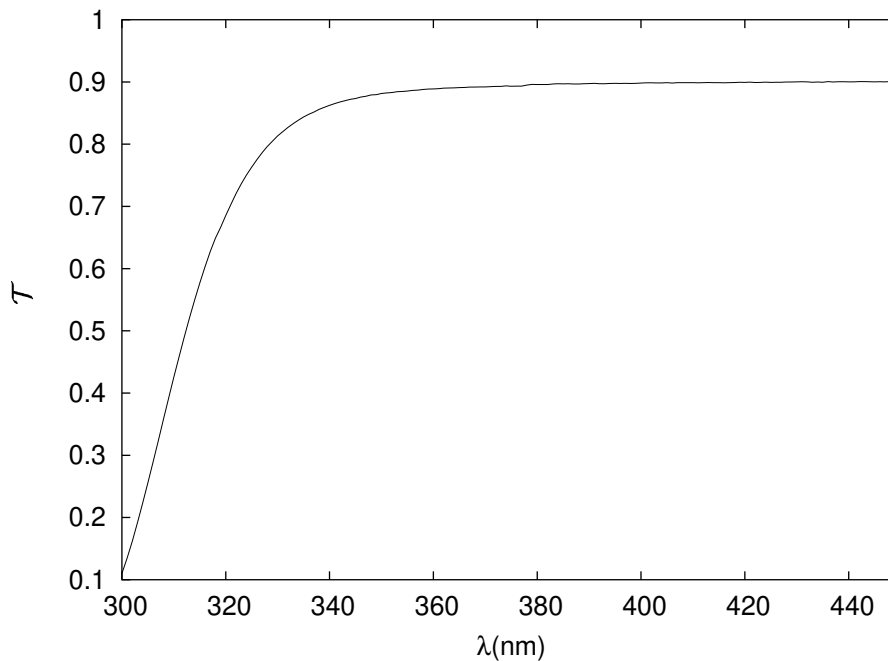


Figura 4.1: Transmitância de uma amostra de  $6\text{ mm}$  do vidro BK7, medida no laboratório de ensino de óptica do Instituto de Física “Gleb Wataghin”, Universidade Estadual de Campinas.

A seguir, faremos uma estimativa do quanto se perde com a adoção desse vidro, em relação a um vidro com qualidade óptica superior (boa transmitância para



todo o espectro de emissão de fluorescência). Para tanto, usaremos um algoritmo implementado no programa de simulação dos detectores de fluorescência do Observatório Auger conhecido como FDSim [101], a fim de estimar o espectro da luz de fluorescência do  $N_2$  que atinge o telescópio. Infelizmente, este programa está disponível somente para os membros da Colaboração Auger; portanto, faremos uma breve descrição desse algoritmo.

No FDSim há três parametrizações do espectro de fluorescência do  $N_2$ , baseadas nas medidas de A. Bunner [80], F. Kakimoto *et. al.* [79] e M. Nagano *et. al.* [81]. A figura 4.2 apresenta estas parametrizações, que são caracterizadas por 20 valores da intensidade relativa em função do comprimento de onda.

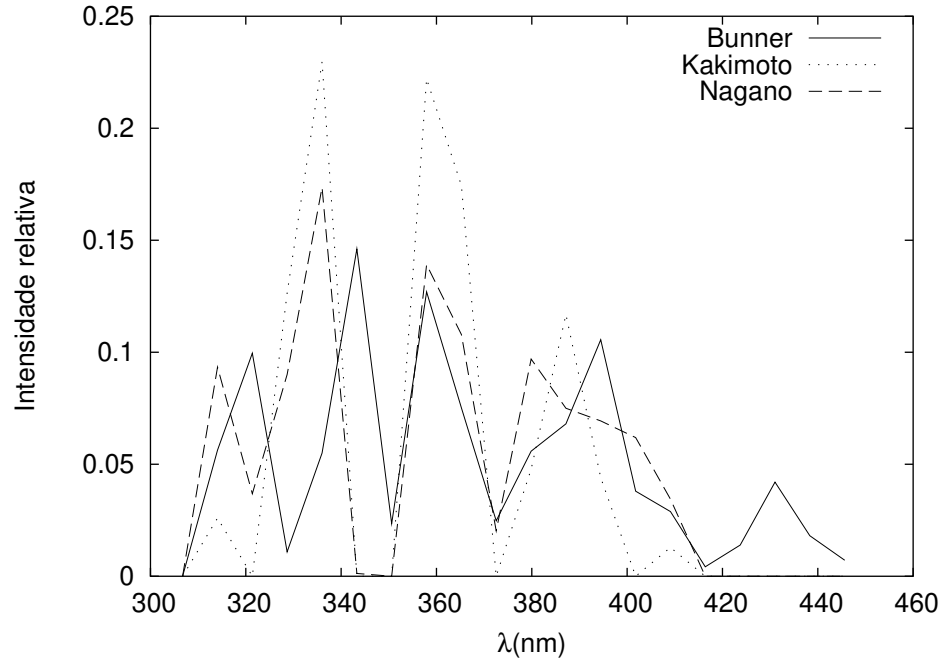


Figura 4.2: Espectros de emissão de luz de fluorescência do  $N_2$  usados no programa FDSim, baseados nas medidas de A. Bunner [80], F. Kakimoto *et. al.* [79] e M. Nagano *et. al.* [81].

Para cada comprimento de onda  $\lambda_i$  é calculada a atenuação da luz pela atmosfera, desde o ponto de emissão até a abertura do telescópio, levando em consideração os processos de absorção da luz pelo ozônio e de espalhamento Rayleigh e Mie.

No cálculo do espalhamento Mie não há dependência com o comprimento de onda da luz, pelo menos no intervalo entre 300 e 400 nm; portanto, ele não altera a forma do espectro no telescópio. A absorção pelo ozônio ocorre principalmente nas altitudes elevadas e para  $\lambda < 320$  nm, e por isso não influencia significativamente o espectro. Já o espalhamento Rayleigh varia segundo  $X/\lambda^4$ , onde  $X$  é a quantidade de matéria atravessada pela luz; desse modo, nesta discussão precisamos considerar

somente este processo, de modo que a transmitância da luz na atmosfera se torna:

$$\mathcal{T}(X, \lambda) = e^{-\frac{X}{X_r} \left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^4}, \quad (4.1)$$

onde  $X_r$  é a profundidade de atenuação Rayleigh para o comprimento de onda  $\lambda_0$ ; para  $\lambda_0 = 400 \text{ nm}$ , temos  $X_r = 2974 \text{ g/cm}^2$ .

Considerando que não se tenha nenhum efeito de não-linearidade na propagação da luz pela atmosfera e pela lente, assim como na resposta do detector, a partir da intensidade da luz emitida podemos determinar o sinal  $S_F$  por meio da expressão:

$$S_F(\vec{r}) = S_0(\vec{r}) \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} s_0(\vec{r}, \lambda) \mathcal{T}_{atm}(\vec{r}, \lambda) \mathcal{T}_L(\vec{r}, \lambda) R(\vec{r}, \lambda) d\lambda, \quad (4.2)$$

onde  $S_0(\vec{r})$  é a intensidade total da luz de fluorescência emitida na direção do detector,  $s_0(\vec{r}, \lambda)$  é o espectro de emissão do  $N_2$ ,  $\mathcal{T}_{atm}(\vec{r}, \lambda)$  e  $\mathcal{T}_L(\vec{r}, \lambda)$  são os coeficientes de transmissão da atmosfera e da lente respectivamente, e  $R(\vec{r}, \lambda)$  é a resposta do detector, levando-se em consideração o filtro, o coeficiente de reflexão do espelho, o ganho das fotomultiplicadoras etc.

Se considerarmos que  $R(\vec{r}, \lambda)$  é praticamente independente do comprimento de onda  $\lambda$ , podemos escrever:

$$S_F(\vec{r}) = S_0(\vec{r}) R(\vec{r}) \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} s_0(\vec{r}, \lambda) \mathcal{T}_{atm}(\vec{r}, \lambda) \mathcal{T}_L(\vec{r}, \lambda) d\lambda. \quad (4.3)$$

Como não há a intenção de se fazer tratamento anti-reflexivo nas superfícies da lente, devemos ter cerca de 10% para qualquer tipo de vidro. É necessário, então, considerar as perdas  $P(\vec{r})$  do vidro BK7 em relação a um vidro cuja transmitância é de 0,9; o que permite obter:

$$\begin{aligned} P(\vec{r}) &= 1 - \frac{S_F^{(BK7)}(\vec{r})}{S_F^{(ideal)}(\vec{r})} \\ &\approx 1 - \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} s(\vec{r}, \lambda) \mathcal{T}_{atm}(\vec{r}, \lambda) \mathcal{T}_L^{(BK7)}(\vec{r}, \lambda) d\lambda}{0,9 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} s(\vec{r}, \lambda) \mathcal{T}_{atm}(\vec{r}, \lambda) d\lambda}. \end{aligned} \quad (4.4)$$

A figura 4.3 mostra uma estimativa das perdas com o vidro BK7 em relação a um vidro ideal, para os três espectros apresentados na figura 4.2 e dois ângulos de observação ( $0^\circ$  e  $30^\circ$ ). Considerando que  $\mathcal{T}_L^{(BK7)}(\vec{r}, \lambda)$  se refere a uma lente com espessura de  $10 \text{ mm}$  (espessura média do anel corretor, se a espessura na borda externa for de  $12 \text{ mm}$ ), podemos escrever:

$$\mathcal{T}_L^{(BK7)}(\vec{r}, \lambda) = (\mathcal{T}_{BK7}/0,9)^{(10 \text{ mm}/6 \text{ mm})} \times 0,9, \quad (4.5)$$

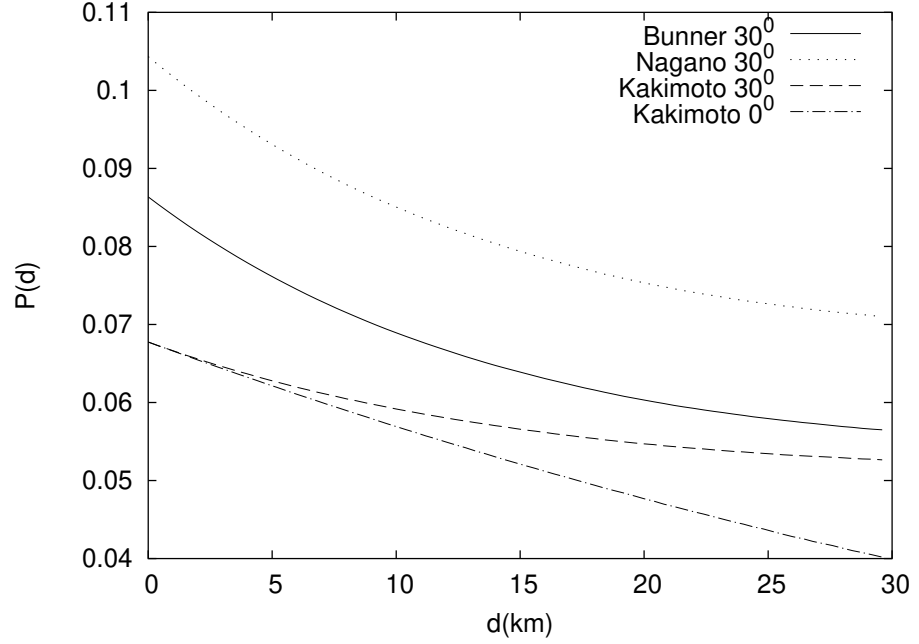


Figura 4.3: Estimativas da perda de luz com o uso do vidro BK7, em relação a um material cuja transmitância é igual a 90% em todo o espectro de fluorescência do  $N_2$ . Nos cálculos considerou-se uma espessura uniforme de 10mm para toda a lente.  $0^\circ$  e  $30^\circ$  são os ângulos de observação dos detectores, em relação ao horizonte.

onde  $\mathcal{T}_{BK7}$  é a transmitância dada pela figura 4.1. Esta expressão pode ser obtida assumindo-se que, dentro do vidro, a atenuação da luz seja dada por uma exponencial e que a perda por reflexão nas superfícies da lente seja de 10%.

Podemos notar, na figura 4.3, que quanto mais distantes estiverem os chuveiros, menores serão as perdas. Considerando que é difícil reconstruir um evento muito próximo do detector, por haver uma contaminação muito grande de luz Čerenkov no sinal e também pelo fato dos detectores conseguirem observar uma região muito pequena do desenvolvimento do chuveiro, percebemos que o vidro BK7 é suficiente para os nossos propósitos.

Além disso, consideramos somente as perdas na lente, que é o caso mais otimista. Devemos também levar em conta o coeficiente de transmissão do filtro e a resposta das fotomultiplicadoras, que possuem um comportamento semelhante ao do vidro BK7 para baixos comprimentos de onda.

Um outro ponto que devemos levar em conta com relação ao material é a aberração cromática. Em todos os cálculos do capítulo anterior, adotou-se o valor 1,5 para o índice de refração, sem levar em consideração possíveis variações com o comprimento de onda da luz. Visto que o desvio da luz, na lente, é tanto maior quanto maior é o índice de refração, podemos recalcular os dois limites da componente radial da normal usando apenas os valores mínimo e máximo do índice de refração do BK7 no

intervalo entre 300 e 410  $nm$ .

A tabela 4.1 mostra os valores do índice de refração do vidro BK7 fornecidos pela Schott. Como se pode notar, não dispomos dos valores do índice de refração para os comprimentos de onda menores, tornando necessária uma extrapolação no caso de 300  $nm$ . A estimativa dos índices de refração para 300  $nm$  e 410  $nm$  resultou, respectivamente, em 1,55 e 1,528.

Os limites da componente radial da normal foram recalculados para cada um dos valores acima, e se encontram na figura 4.4. A partir dos resultados, dentre as duas curvas de cada caso devemos considerar, como limite inferior, aquela que corresponde aos valores de  $n_r$  mais altos (índice de 1,55), e como superior a curva que se encontra abaixo (índice de 1,528). Isto diminui mais ainda a nossa liberdade na escolha do perfil.

$\lambda(nm)$	n
486,1	1,52238
480,0	1,52283
435,8	1,52669
404,7	1,53024
365,0	1,53626

Tabela 4.1: Valores do índice de refração do vidro BK7, fornecidos pela Schott, em função do comprimento de onda.

## 4.2 Métodos usuais para a produção de superfícies esféricas e lentes corretoras

Uma maneira de produzir superfícies esféricas com precisão da ordem do comprimento de onda da luz visível, ou até mesmo 1/10 deste comprimento, pode ser conseguida friccionando uma superfície na outra com o uso de abrasivos e de algum fluido que distribua o abrasivo entre elas. Desde que a orientação das duas não seja fixa, elas se tornarão esféricas: uma côncava e outra convexa. Isto acontece porque, ao esfregar uma superfície na outra, as regiões onde ocorre um maior contato são desbastadas, de modo que as duas tendem a ser complementares entre si e o único tipo de superfície em que isso ocorre é na esférica (ver fig. 4.5-A).

Por esse motivo, quando se procura uma indústria para produzir as lentes, uma das primeiras questões que surgem é se a superfície que se pretende produzir é esférica ou não.

Em uma superfície esférica, a componente radial da normal (veja a figura 4.5-B) é dada por:

$$n_r = -\sin \theta = -\frac{r}{R}, \quad (4.6)$$

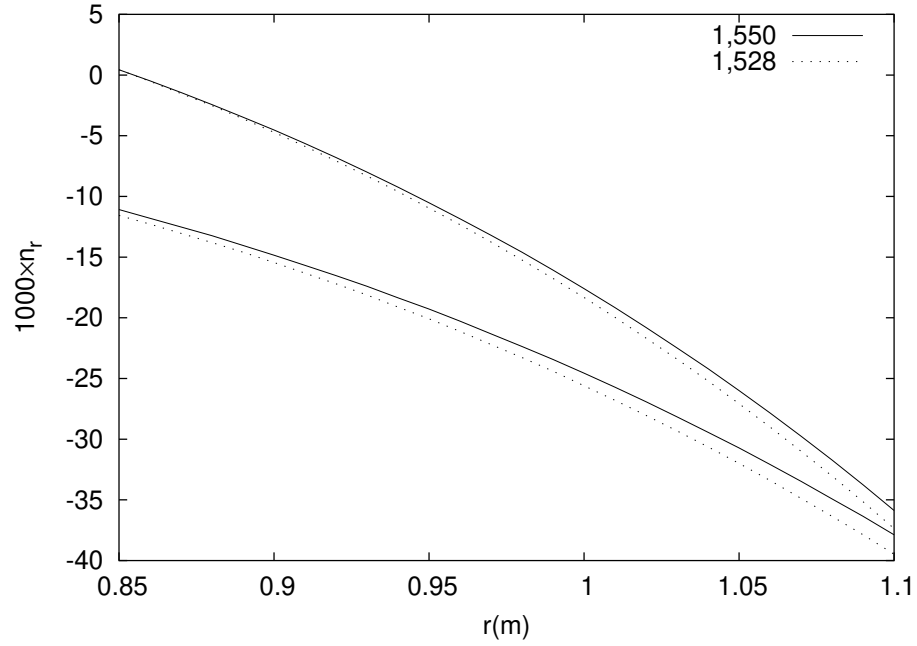


Figura 4.4: Limites para a componente radial da normal para dois valores do índice de refração, relativos a  $300 \text{ nm}$  (1,550) e  $410 \text{ nm}$  (1,528), e ângulos de incidência entre  $0^\circ$  e  $17^\circ$ .

onde  $R$  é o raio de curvatura da esfera; ou seja, no gráfico 3.15 e 4.4  $n_r$  será representado por uma reta que passa pela origem, com coeficiente angular igual a  $-1/R$ . Como podemos notar, não é possível aproximar a superfície do anel corretor por uma superfície esférica.

Na verdade, de maneira geral, não se consegue aproximar o perfil de uma lente corretora de Schmidt por uma superfície esférica; no entanto, há um método para produzir essas lentes que se baseia em uma outra técnica de produção de superfícies esféricas [102]: o método a vácuo.

Conforme ilustra a figura 4.6, partindo de uma placa circular com as duas superfícies planas, ao submetê-la a uma pressão constante ao longo de uma de suas superfícies ela sofrerá uma pequena deformação; isto se consegue com a retirada do ar contido no recipiente sobre o qual está a placa. Desbastando a superfície côncava de modo que essa superfície se torne esférica e, posteriormente, retirando a pressão sobre a placa, obtém-se uma superfície plana e outra que segue o perfil da lente corretora. A forma do perfil depende basicamente do raio de curvatura da superfície esférica e da deformação imposta.

Como a deformação e a quantidade de material a ser desbastado são geralmente pequenas, esse método pode ser aplicado mesmo quando a placa é de vidro. Em nosso caso, no entanto, retira-se da superfície cerca de  $5 \text{ mm}$ , e as deformações provocadas são muito grandes, o que acabaria rompendo a placa de vidro. Além

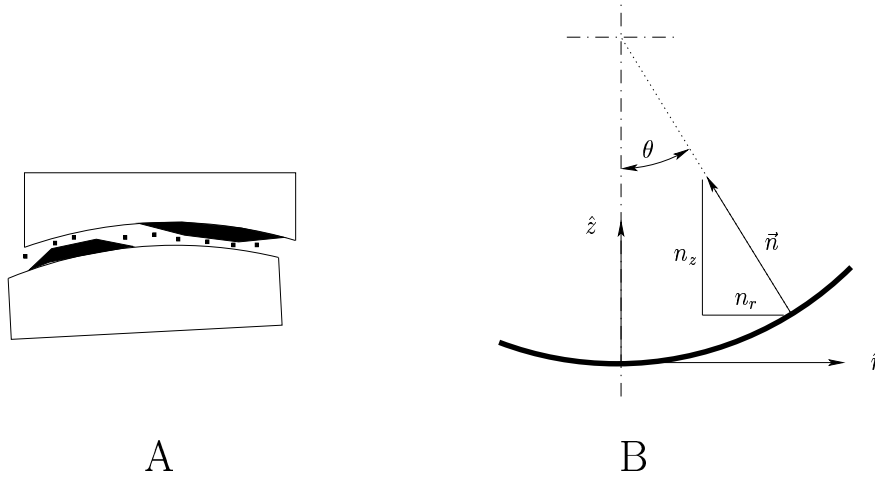


Figura 4.5: (A) Esquema de uma das técnicas de produção de superfícies esféricas. (B) Normal a uma superfície esférica.

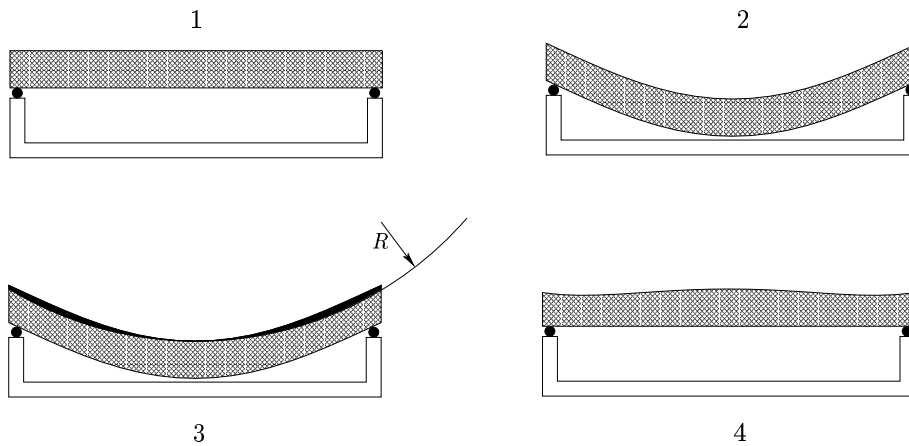


Figura 4.6: Técnica de produção de lente corretora pelo método a vácuo. Partindo de uma placa circular com as duas superfícies paralelas entre si (passo 1), retira-se o ar do recipiente, o que é praticamente equivalente a aplicar uma pressão constante sobre a superfície superior (passo 2), deformando a placa. Desbasta-se o material de modo que a superfície se torne esférica (passo 3) e, finalmente, retira-se a diferença de pressão entre as superfícies (passo 4).

disso, esse método deve ser empregado para uma lente inteira, tornando a obtenção do material, o transporte da lente e o seu manuseio muito complicados, em função do tamanho dessa lente (2,2 m de diâmetro).

### 4.3 Aproximações para o perfil da lente

Os grandes problemas existentes na produção da lente corretora são basicamente o seu perfil, que não é esférico, e o seu tamanho, muito grande para as indústrias que trabalham com instrumentos ópticos, ou mesmo para indústrias em geral.

Com base na forma como o telescópio foi concebido, não há necessidade de nenhum elemento óptico para  $r < 0,85\text{ m}$ , como já vimos no capítulo anterior, pois nessa região a aberração esférica já está dentro dos limites aceitáveis; assim, ao invés de uma lente inteira necessitamos, na verdade, apenas de um anel.

Esse anel pode ser dividido em segmentos, de modo que cada um tenha um tamanho tal que torne muito mais fácil obter a matéria prima em blocos menores, encontrar máquinas que possam trabalhar com peças de tal dimensão, assim como realizar o transporte do produto final e o seu manuseio.

Dividindo-se o anel em 24 segmentos, cada um deles poderá ser obtido a partir de placas retangulares de  $29\text{ cm} \times 26\text{ cm}$ . A figura 4.7 [99] mostra o desenho de um segmento. A região de  $r > 1,1\text{ m}$  (faixa de  $5\text{ cm}$ ) é usada pelo sistema de fixação dos segmentos na moldura, que por sua vez é fixada na estrutura do telescópio, o que será melhor descrito mais adiante.

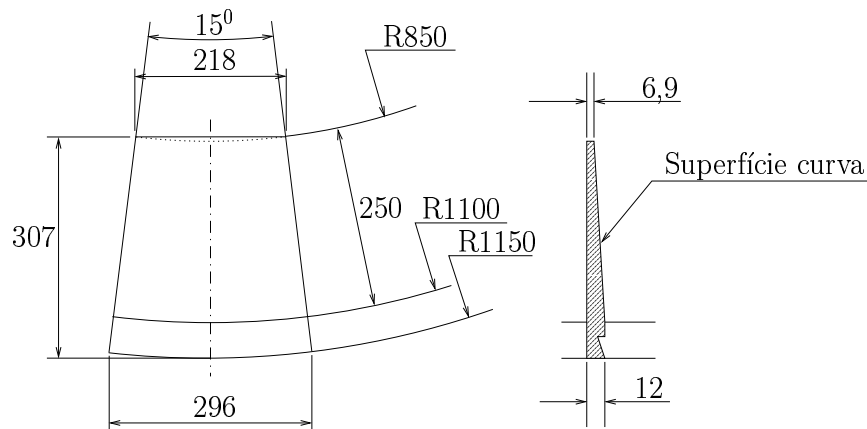


Figura 4.7: Desenho de um segmento do anel corretor [99]. As dimensões estão todas dadas em milímetros.

Convém notar que, apesar de muito menores do que o anel como um todo, o tamanho dos segmentos ainda é grande para a maioria das indústrias de óptica. Abordaremos, na sequência, como este problema foi contornado. Uma outra desvantagem de um anel corretor segmentado é que o centro de simetria do segmento está a quase  $1\text{ m}$  de distância do segmento em si, o que pode dificultar a sua produção.

Outro problema encontrado foi relativo ao perfil que a lente deve seguir. Na tentativa de facilitar a obtenção de tal perfil, foram sugeridas no âmbito da Colaboração Auger três aproximações:

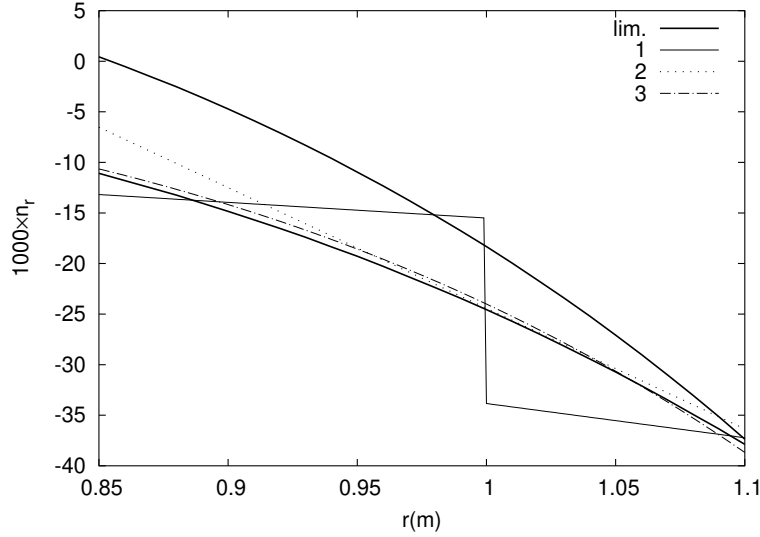


Figura 4.8: Limites para o perfil do anel corretor no caso de ângulos de incidência de  $0^\circ$  a  $17^\circ$  e índices de refração entre 1,528 e 1,550, ao lado dos perfis correspondentes às aproximações propostas na Colaboração Auger para facilitar a produção do anel: 1 - duas esferas; 2 - circular; 3 - perfil dado por  $r^6$ .

- Duas esferas [103]- consiste em substituir o perfil da superfície curva do anel pela composição de duas superfícies esféricas, com raios de curvatura  $R_1 = 64,5m$  para  $0,85m < r < 1,0m$  e  $R_2 = 29,55m$  para  $1,0m < r < 1,1m$  (veja o esquema na figura 4.9). A vantagem dessa aproximação é a facilidade de se produzir superfícies esféricas; porém, produzir uma superfície com dois raios de curvatura distintos pode se tornar complicado, e ainda assim esta configuração não apresenta resultados muito bons para ângulos de incidência grandes (ver figuras 4.8 e 4.9);
- Circular [104]: o perfil do segmento é dado pela parte côncava de uma superfície toroidal; na direção radial, ele é um arco de circunferência de raio  $R$  (ver desenho à direita, na parte superior da figura 4.9. Com essa aproximação, obtemos um perfil adequado a todas as nossas exigências (ver equação 4.6), porém não há um método tão prático de se produzir tal perfil, como no caso de superfícies esféricas. Por outro lado, por apresentar uma forma mais simples, torna-se aparentemente mais fácil fabricar tal superfície do que aquela dada pela equação 3.10 (ver figuras 4.8 e 4.9);
- $r^6$  (proposta pelo grupo alemão da Colaboração Auger)- em termos matemáticos, é uma expressão muito mais simples do que a equação 3.10, porém não parece haver algo que possa facilitar a produção do perfil, excetuando-se o uso de máquinas controladas numericamente que só consigam trabalhar com expressões matemáticas simples.



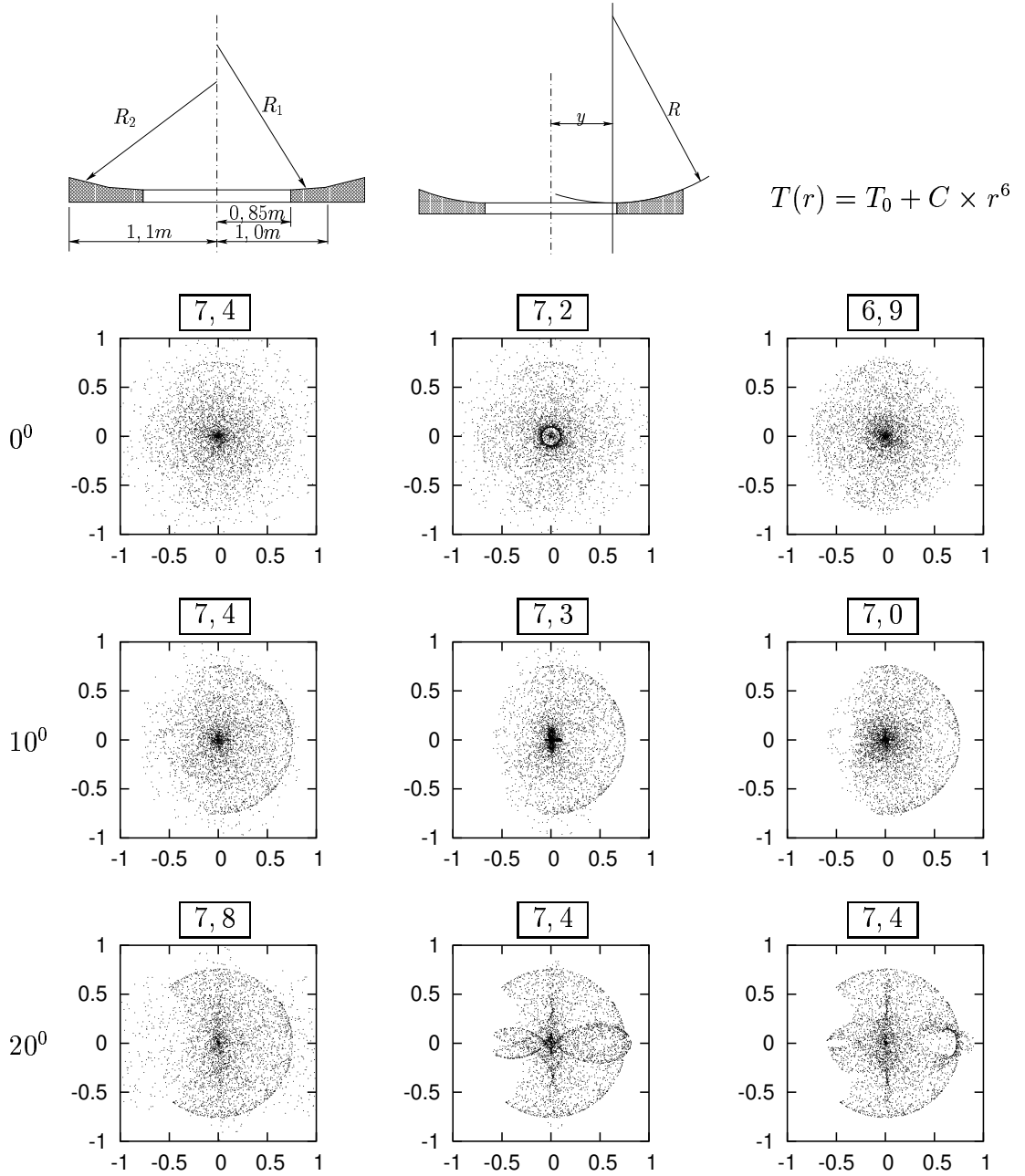


Figura 4.9: Desempenho das aproximações propostas pela Colaboração Auger para o perfil do anel corretor: à esquerda, aproximação por duas superfícies esféricas; no centro, perfil circular; à direita, perfil definido por  $r^6$ . Os gráficos mostram os resultados das simulações correspondentes, para ângulos de incidência de  $0^\circ$ ,  $10^\circ$  e  $20^\circ$ ; as escalas estão em centímetros. Os valores dispostos sobre cada gráfico indicam, em milímetros, o tamanho da figura (raio do círculo que contém 90% dos raios que chegam à superfície focal).

A figura 4.8 apresenta os perfis correspondentes às aproximações descritas acima, permitindo a comparação com os dois limites impostos para o perfil da lente, enquanto a figura 4.9 mostra o resultado das simulações do desempenho do telescópio para cada um destes perfis, considerando três ângulos de incidência distintos.

Apesar de ultrapassar os limites em algumas regiões, as aproximações permitem a obtenção de resultados razoáveis, excetuando-se a aproximação por duas esferas no caso de ângulos de incidência grandes. Lembramos que os limites foram calculados exigindo que toda a luz incidente na superfície focal ficasse contida em um círculo com raio de  $7,5\text{ mm}$ , enquanto que na verdade a condição necessária é que 90% da luz fique contida nesse círculo, o que significa que uma pequena parte do perfil do anel poderá ficar fora dos limites.

Como se pode notar, a aproximação que parece melhor é a do perfil circular, tanto do ponto de vista da produção como de melhor se adequar às nossas necessidades.

## 4.4 Idéias para a produção da lente

Dois métodos basicamente foram pensados para se produzir o anel segundo a aproximação circular.

O primeiro consistiria no uso de um “braço” com comprimento igual ao raio de curvatura do perfil do anel, apresentando um dos extremos fixos e o outro capaz de descrever um dos movimentos necessários para produzir o perfil desejado. Entretanto, seria necessário um braço com comprimento da ordem de  $7m$ , e as suas deformações mecânicas e térmicas não poderiam ultrapassar cerca de  $1/10mm$ . Para se ter uma idéia, o coeficiente de dilatação térmica do ferro que é de  $12 \times 10^{-6}/^{\circ}C$ , o que significa que não poderíamos tolerar variações térmicas maiores que  $1 - 2^{\circ}C$ , ou teríamos que encontrar um modo de compensar esse efeito.

O segundo método seria produzir uma superfície esférica com raio de curvatura igual ao do anel, utilizando-se a técnica descrita na seção 4.2, para guiar o movimento da ferramenta de desbaste. A figura 4.10 mostra o esquema de uma máquina que poderia produzir o perfil desejado: restringindo o movimento da ferramenta entre a superfície “guia” e um plano, ela descreveria um dos movimentos desejados, o circular (esquema superior); o outro movimento necessário seria o de rotação em torno do eixo do anel corretor (esquema inferior), tecnicamente simples de se desenvolver.

Um dos problemas técnicos na construção dessa máquina estaria relacionado à precisão necessária para controlar a posição (altura) em que a ferramenta deveria ficar ao longo de todo o segmento.

Algumas indústrias de óptica usam, para produzir superfícies esféricas ou mesmo superfícies que se aproximam de uma elipse de revolução (por exemplo, em óculos de correção de problemas de astigmatismo), uma técnica onde a ferramenta em questão consiste de um tubo cilíndrico e a peça a ser moldada faz um movimento em torno de um centro fixo  $O$ , como ilustra a figura 4.11-A. Se o eixo da ferramenta também passar pelo centro  $O$ , a superfície gerada será esférica; porém, se o ponto  $O$  estiver a

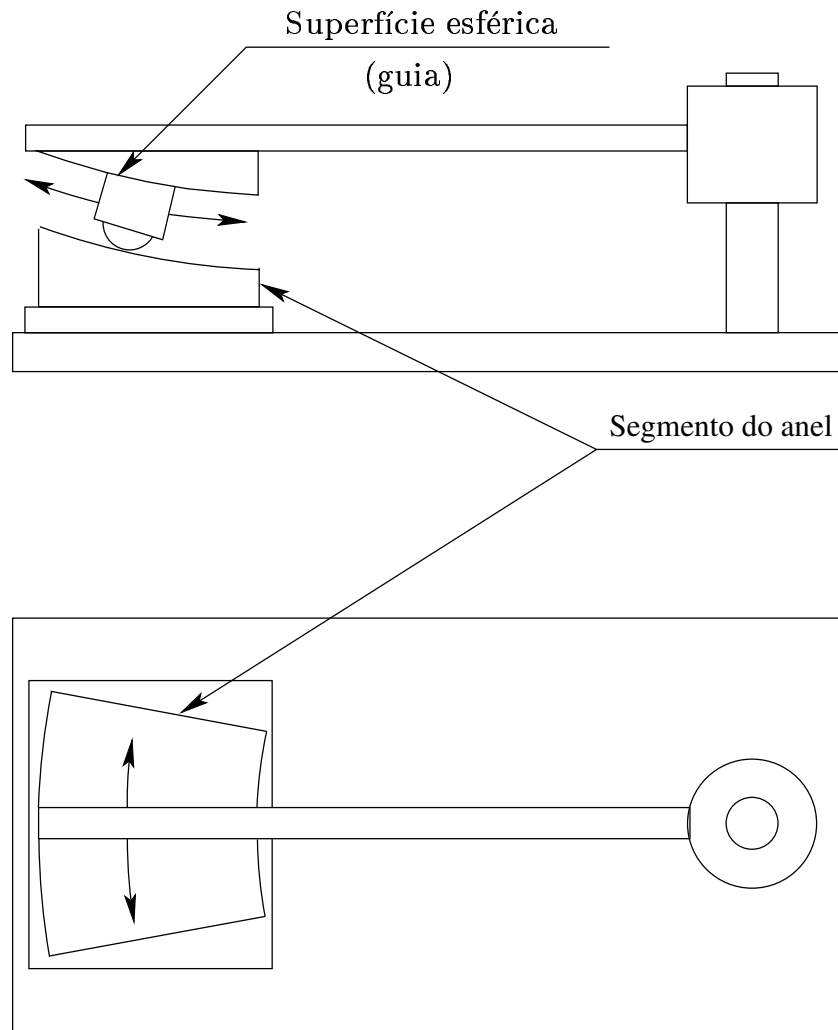


Figura 4.10: Esquema de uma máquina para produzir o perfil circular, de acordo com o segundo método descrito no texto.

uma certa distância deste eixo, a superfície será aproximadamente a de um elipsóide de revolução.

Essa técnica é, em geral, usada para retirar uma grande quantidade de material da peça e gerar uma curva aproximadamente igual à desejada, mas o resultado final poderá apresentar alguns defeitos que em termos ópticos não são, em geral, toleráveis. Para garantir uma superfície de maior qualidade, emprega-se a técnica de friccionar duas superfícies entre si, como a que foi mencionada na seção 4.2, exigindo que os dois eixos de cada superfície estejam sempre direcionados para o mesmo sentido; ou seja, conforme mostra a figura 4.11-B, esfrega-se a ferramenta sobre a peça de modo que os eixos  $X'$  e  $Y'$  fiquem aproximadamente paralelos a  $X$  e  $Y$ , respectivamente.

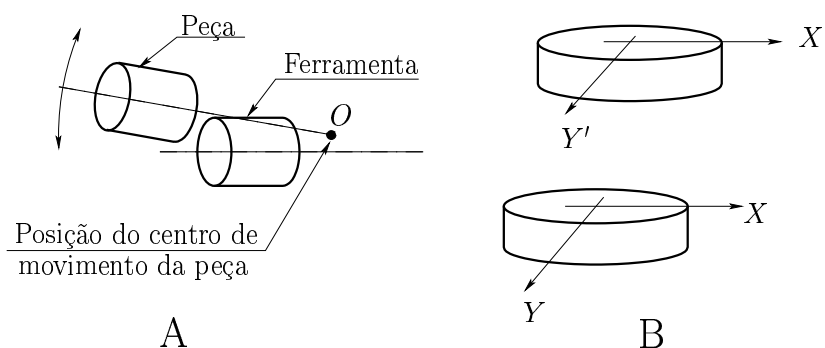


Figura 4.11: Sistemas usados por algumas empresas do ramo óptico para produzir superfícies de elipsóides de revolução. (A) Mecanismo para retirada de grandes quantidades de material; (B) Método para eliminação de defeitos.

A empresa Schwantz LTDA<sup>1</sup> que produz máquinas e ferramentas para indústria de óptica, propôs que o perfil das lentes fossem produzidas com uma idéia muito similar à ilustrada na figura 4.11.

Suponha, na figura 4.11-A, que o diâmetro da peça seja quase o dobro do diâmetro da ferramenta. Neste caso, não basta movimentar a peça como indica a figura, pois parte dela não seria desbastada. A alternativa seria posicioná-la de modo que o centro de curvatura da superfície (ponto  $O$ ) viesse a coincidir com o eixo da ferramenta e, ao invés de transladar a peça, fazê-la girar em torno de seu eixo. Deve-se notar que a forma da superfície a ser gerada depende da orientação da ferramenta, o que permite que outras superfícies venham a ser geradas com esta técnica.

Se houver uma combinação de tamanho, orientação e posição da ferramenta que permita gerar um perfil que fique entre os dois limites já estabelecidos, podemos usar essa técnica para produzir o anel, desde que não se tenha grandes problemas técnicos na produção da ferramenta e no controle de sua posição e orientação.

<sup>1</sup>Por sugestão do Dr. Luiz Vitor de Souza Filho, na ocasião doutorando no IFGW e atualmente pós-doutorando no IAG-USP, contactamos (eu, Hugo C. Reis e Carlos O. Escobar) essa empresa.

Considere o esquema ilustrado na figura 4.12, em que a borda de um disco é utilizada para desbastar o anel, o qual realiza um movimento de rotação em torno do eixo  $\overline{OP}$ . Se a quantidade de material desbastado a cada volta do anel corretor for pequena e se o sistema for suficientemente rígido, o perfil será simétrico e poderá ser descrito por uma função do tipo  $z = z(r)$ .

Note que o perfil gerado é descrito pela altura  $z$  dos pontos do disco que ficam em contato com o anel, que pode ser obtida simplesmente a partir da projeção da soma dos vetores  $\vec{R}$  e  $\vec{r}_d$  sobre o eixo  $\overline{OP}$ . Se, para a superfície plana, definirmos  $z_p = 0$ , a espessura do anel será dada por:

$$T(r) = z(r) - z_p = z(r). \quad (4.7)$$

Usando a expressão 3.8 e impondo  $n_r^2 + n_z^2 = 1$ , podemos calcular a componente radial  $n_r(r)$  da normal e compará-la aos limites impostos para o perfil. Os gráficos da figura 4.12 mostram os resultados obtidos, nos quais apresentamos o efeito de variações (para mais e para menos) dos parâmetros que definem a posição ( $|\vec{R}| = 97,5 \text{ cm}$ ), o tamanho ( $|\vec{r}_d| = 17,5 \text{ cm}$ ) e a orientação ( $\alpha_r = \arccos(-\vec{\eta}\hat{r}) = 0,021^0$  e  $\alpha_\theta = \arccos(\vec{\eta}\hat{\theta}) = 0,015^0$ ) do disco de desbaste.

Podemos observar que é realmente possível gerar um perfil adequado, desde que se tenha um bom controle da posição e da orientação do disco. É possível perceber também que, quanto maior for o seu tamanho, torna-se mais simples acomodar entre os dois limites o perfil a ser gerado; no entanto, deve-se levar em conta as dificuldades de se produzir discos maiores. Por este motivo, ficamos limitados ao tamanho que a empresa Schwantz é capaz de produzir sem maiores problemas técnicos, 17,5 cm de raio, o que ainda nos fornece resultados satisfatórios.

As figuras 4.13 e 4.14 apresentam a máquina desenvolvida para a produção dos anéis corretores, a partir das idéias expostas acima [99]. Adiante descreveremos, de modo mais detalhado, as características dessa máquina e do processo de produção dos anéis.

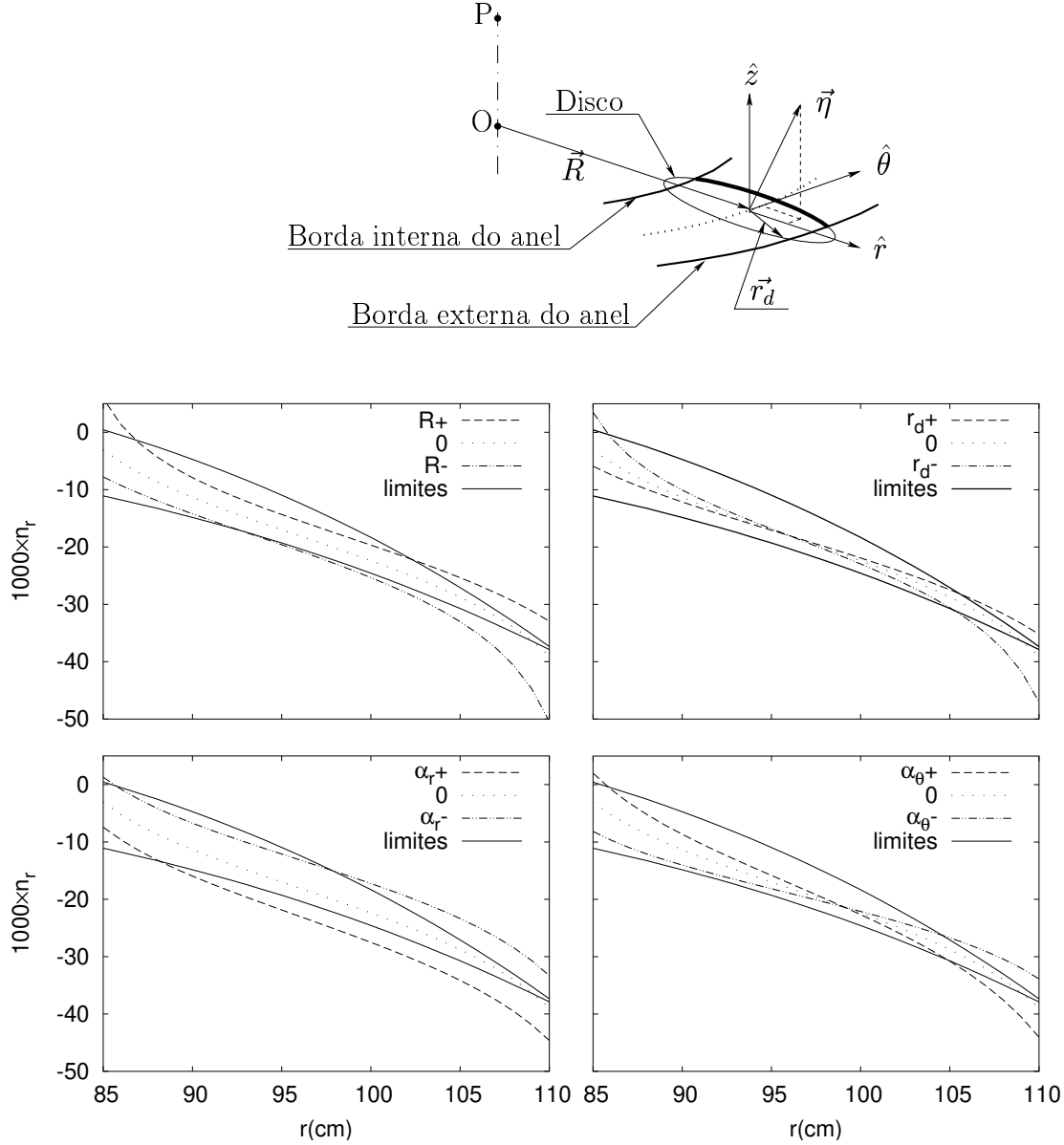


Figura 4.12: O desenho na parte superior ilustra a configuração do disco de desbaste no processo de produção do anel corretor sugerido pela empresa Schwantz;  $\vec{\eta}$  é a direção da normal do plano que contém o disco. Os gráficos mostram o comportamento da componente radial da normal do perfil capaz de ser obtido, para diferentes configurações do disco, comparando-o aos limites impostos para o perfil (identificados por “limites”). “0” indica os resultados obtidos com os valores  $|\vec{R}| = 97,5 \text{ cm}$ ,  $|\vec{r}_d| = 17,5 \text{ cm}$ ,  $\alpha_r = \arccos(-\vec{\eta}\hat{r}) = 0,021^\circ$  e  $\alpha_\theta = \arccos(\vec{\eta}\hat{\theta}) = 0,015^\circ$ , enquanto “ $X \pm$ ” identificam as curvas obtidas quando o parâmetro X adota os valores  $|X| \pm \Delta X$ , sendo  $\Delta R = 2,5 \text{ cm}$ ,  $\Delta r_d = 2,5 \text{ cm}$ ,  $\Delta \alpha_r = 0,005^\circ$  e  $\Delta \alpha_\theta = 0,005^\circ$ .

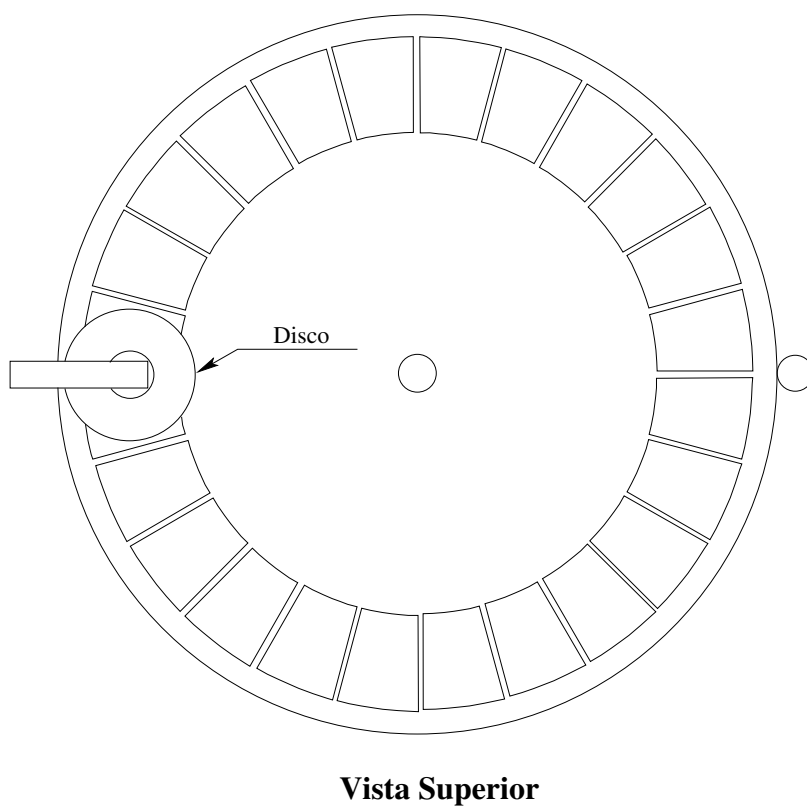
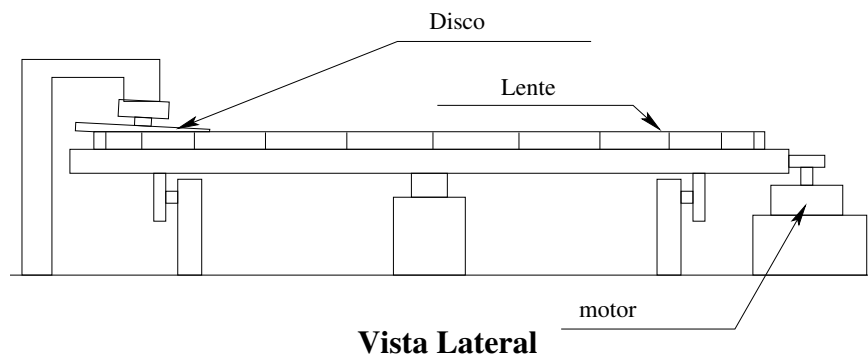


Figura 4.13: Esquema da máquina desenvolvida para a produção do anel corretor.

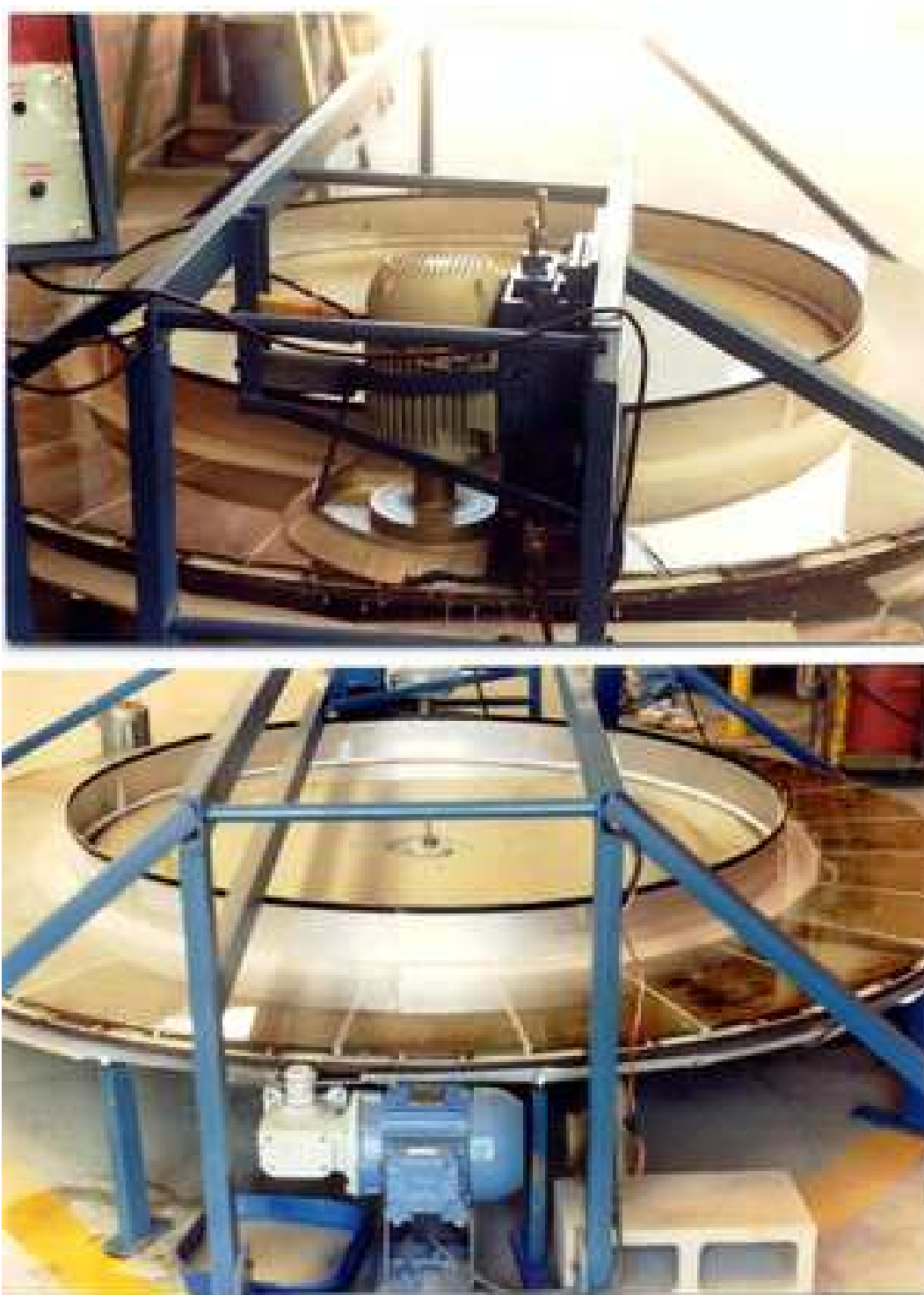


Figura 4.14: Fotos da máquina desenvolvida para a produção do anel corretor. Acima observamos o disco de desbaste e o sistema de controle da sua orientação; a foto inferior retrata o lado oposto, onde se situa o motor que controla a base giratória.



## 4.5 Detalhes da máquina e a produção do anel

### Fixação do segmento

Em função do formato dos segmentos e da disposição do disco de desbaste, não há espaço algum sobre os segmentos. Deste modo, não é possível fixá-los com um sistema que os pressione em direção à base giratória usando peças dispostas sobre os mesmos.

A alternativa encontrada foi fixar os segmentos à base pressionando uma borda contra a outra, como ilustra a figura 4.15-1. No entanto, se as bordas tivessem exatamente o formato mostrado na figura 4.7, as vibrações da máquina poderiam fazer com que os segmentos se desprendessem da base. Para evitar este problema, são feitas pequenas ranhuras nas bordas dos segmentos, conforme mostra a figura 4.15-2.

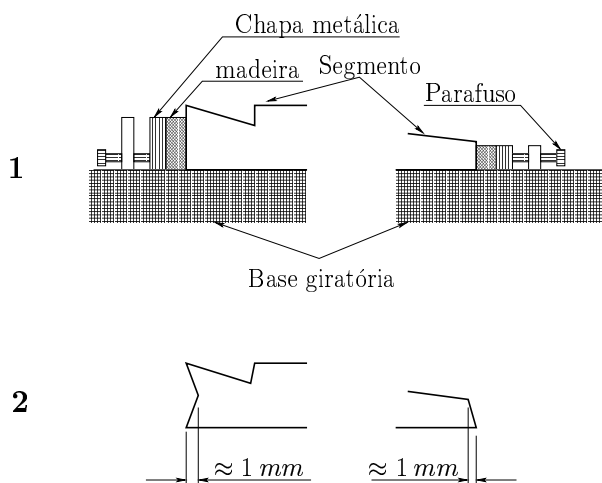


Figura 4.15: Sistema de fixação dos segmentos na base giratória da máquina. O desenho inferior mostra as pequenas ranhuras feitas nas bordas do segmento. A indicação “**madeira**” se refere, na verdade, ao material utilizado para evitar o contato direto do metal com o vidro.

### Disco de desbaste

O disco de desbaste apresenta, ao longo de sua borda, pequenas pastilhas com 1 *cm* de diâmetro e espessura de aproximadamente 5 *mm*, feitos de uma liga de cobre e grãos de diamante (ver figura 4.16). Com o movimento de rotação do disco, as pastilhas correm sobre a superfície dos segmentos, desbastando o vidro.

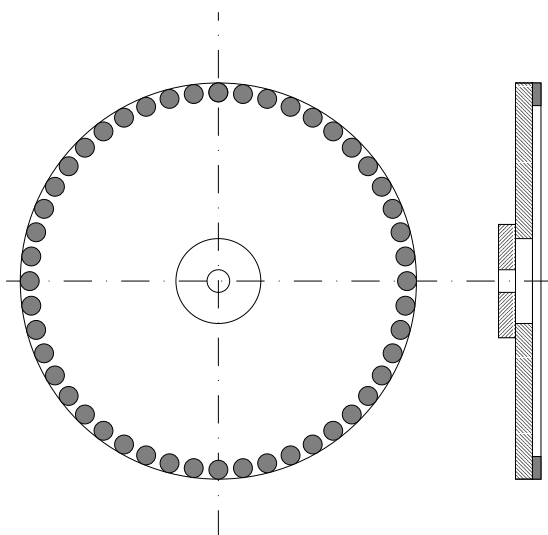


Figura 4.16: Desenho do disco de desbaste usado na máquina, segundo esquema apresentado na figura 4.13.

O disco é conectado diretamente ao rotor de um motor elétrico, que trabalha com rotação de aproximadamente  $700\text{ rpm}$ . O motor, por sua vez, é acoplado a um sistema composto basicamente por três peças (ver a figura 4.17): a primeira fixa o sistema à estrutura da máquina, podendo ser vista na foto superior da figura 4.14; a segunda permite o controle da altura do disco, sendo capaz de deslizar verticalmente em relação à primeira; a última é fixada à segunda e controla a orientação do disco através de alguns parafusos.

### Controle do perfil

Apesar do sistema acima controlar o disco, não fornece nenhuma indicação das inclinações ou da altura em que o disco está trabalhando. Assim, o acompanhamento do perfil é feito basicamente pela medição das espessuras nas bordas do segmento ( $r = 85\text{ cm}$  e  $r = 110\text{ cm}$ ) com um paquímetro, e da curvatura na região próxima ao centro do segmento com um aparelho semelhante a um esferômetro<sup>2</sup>.

Tratemos, então, de avaliar o procedimento usado para controlar o perfil.

Considerando a expressão 3.9 (página 96), e lembrando que, em nosso caso particular,  $|n_r(r)| < 0,05$ , podemos aproximar o integrando apenas por  $n_r(r)$ . O erro cometido é inferior a  $n_r(r) \times 1,3 \times 10^{-3}$ , muito menor do que as diferenças observadas entre as curvas apresentadas na figura 4.12, ou mesmo do que os próprios erros envolvidos no cálculo das curvas. Portanto, nesse caso não há problema algum em se

<sup>2</sup>O esferômetro, basicamente, possui três pontos de apoio nos vértices de um triângulo equilátero e um relógio comparador no circuncentro deste triângulo, enquanto que o aparelho usado apresenta somente dois pontos de apoio, como mostra a figura 4.18.

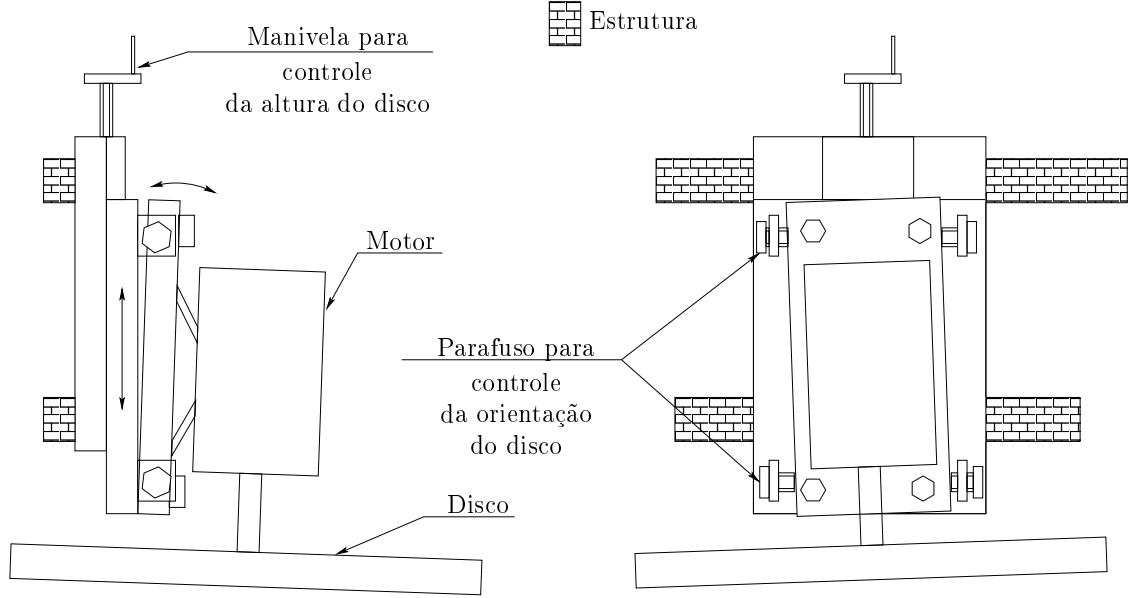


Figura 4.17: Sistema de controle da orientação e da altura do disco.

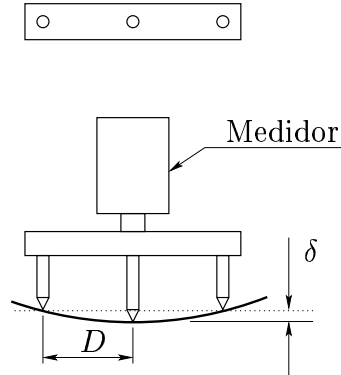


Figura 4.18: Aparelho usado para medir a curvatura da superfície do anel.

fazer tal aproximação, e a diferença de espessura entre os dois extremos do segmento ( $\Delta T$ ) pode ser escrita como:

$$\Delta T = - \int_{r=85 \text{ cm}}^{r=110 \text{ cm}} n_r(r') dr'. \quad (4.8)$$

Desse modo, com a medida de  $\Delta T$  podemos avaliar basicamente o valor médio de  $n_r(r)$  no intervalo  $85 \text{ cm} < r < 110 \text{ cm}$ , mas não é possível conhecer o valor de  $dn_r(r)/dr$ . Considerando, por exemplo, as curvas  $\alpha_r +$ ,  $0$  e  $\alpha_r -$  na figura 4.12, encontramos perfis com diferenças de espessura ( $\Delta T$ ) de  $6,26 \text{ mm}$ ,  $5,01 \text{ mm}$  e  $3,75 \text{ mm}$

respectivamente, enquanto que no caso de  $\alpha_{\theta+}$  e  $\alpha_{\theta-}$ , os valores de  $\Delta T$  são praticamente iguais:  $4,93\text{ mm}$  e  $5,09\text{ mm}$ .

Ao analisar a proposta de M. Palatka *et. al.* [104] (ver figuras 4.8 e 4.9), vimos que, para uma superfície circular (toroidal), o gráfico de  $n_r(r)$  é uma reta cujo coeficiente angular é o inverso do raio de curvatura da superfície (equação 4.6). As curvas  $\alpha_r \pm, 0$  e  $\alpha_{\theta} \pm$  (figura 4.12) podem ser aproximadas por uma reta, pelo menos no intervalo  $90\text{ cm} < r < 100\text{ cm}$ ; nessa região, portanto, a superfície se ajusta muito bem a um perfil circular. Consequentemente, medindo-se a diferença de espessura entre os dois extremos do segmento e a sua curvatura, podemos avaliar se toda a superfície é adequada ou não.

Se a superfície tiver realmente um perfil circular, com raio de curvatura  $R$  (ver figura 4.18), podemos escrever:

$$R^2 = D^2 + (R - \delta)^2 \implies R = \frac{D^2 + \delta^2}{2\delta}. \quad (4.9)$$

Sendo  $D = 5\text{ cm}$ , os valores de  $\delta$  para as curvas  $\alpha_{\theta+}, 0$  e  $\alpha_{\theta-}$  da figura 4.12 são respectivamente iguais a  $0,175\text{ mm}$ ,  $0,101\text{ mm}$  e  $0,138\text{ mm}$ ; ou seja, um relógio comparador com uma resolução de  $0,01\text{ mm}$  parece suficiente para medir a curvatura do anel corretor. Para valores maiores de  $D$ , poderíamos obter uma medida melhor do raio de curvatura da superfície com o mesmo relógio comparador; no entanto, a extensão do segmento capaz de ser aproximada por uma superfície circular é limitada, e devemos sempre evitar medidas junto às bordas, visto que se tratam de regiões onde é possível haver variações maiores.

### Problemas com o disco de desbaste

Defeitos surgem na superfície do segmento, aparentemente na forma de ondulações, cujos máximos se configuram conforme o esquema na figura 4.19; talvez ocorram pelo fato da máquina não ser suficientemente rígida, ou em virtude do próprio método de gerar o perfil.

Como podemos perceber, são defeitos gerados pelo próprio disco de desbaste. Infelizmente, apesar das tentativas de alterar a relação entre as rotações da base giratória e do disco, usar um material mais macio nas pastilhas do disco (resina no lugar de cobre), ou mesmo aumentar a superfície de contato entre o disco e o vidro, os defeitos continuaram existindo.

Para eliminá-los, foi introduzida uma outra ferramenta de desbaste com a forma de um segmento e que fazia movimentos pseudo-aleatórios [99], procedimento muito semelhante ao adotado para se produzir superfícies de lente para correção de astigmatismo (ver figura 4.11-B).

Convém notar que, neste caso, a superfície da ferramenta que fica em contato com a lente deve ter um perfil complementar ao do anel, caso contrário será possível introduzir-se outros defeitos, ou mesmo alterar-se a forma do perfil, tornando-o inadequado. Deve-se, portanto, fazer uma cópia do perfil gerado pelo disco de desbaste

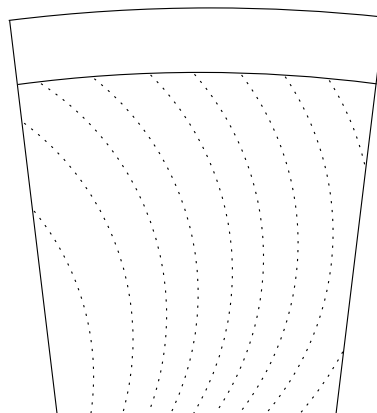


Figura 4.19: Defeito na superfície do segmento, produzido pelo disco de desbaste.

antes de se usar essa ferramenta. Para facilitar este trabalho, são usados pequenos blocos de óxido de alumínio, que são de fácil desgaste com o uso de lixas.

A figura 4.20-1 mostra como a superfície da lente é copiada nos blocos de óxido de alumínio.

Como os blocos são muito menores que os segmentos, deve-se tomar cuidado para não deixar regiões sem serem desbastadas ou que possam sofrer desgastes menores com a nova ferramenta, pois neste caso serão produzidos outros defeitos. Veja, por exemplo, a figura 4.20-2: apesar dos blocos estarem todos bem organizados e não existir regiões que não sejam desbastadas pela nova ferramenta, algumas delas sofrerão maiores desgastes do que outras, produzindo defeitos como os ilustrados na figura 4.20-3.

Este problema foi solucionado quebrando-se os blocos em pedaços menores, sem deixá-los num formato específico, e dispondo-os de forma aleatória sobre a ferramenta.

### Sequência de produção

A figura 4.21 mostra as etapas de preparação dos segmentos, a partir das placas de vidro BK7 ( $307\text{ mm} \times 297\text{ mm} \times 12\text{ mm}$ ), antes de serem desbastadas para a produção do perfil.

As placas de vidro produzidas pela Schott chegam nestas dimensões; visualmente, elas se mostram totalmente brancas, pois suas superfícies não estão polidas. Para se ter um controle maior da qualidade das superfícies, o primeiro passo na produção dos segmentos é o desbaste de uma das superfícies, para que se torne plana. Isto é feito usando uma máquina para girar a placa de vidro em torno do seu centro de massa e empregando uma ferramenta circular com pastilhas de liga de cobre e grãos de diamante. Com o movimento da placa, ela é desgastada pelas pastilhas, tornando-se relativamente plana (passo 1). Aproveitando a mesma máquina, faz-se o polimento

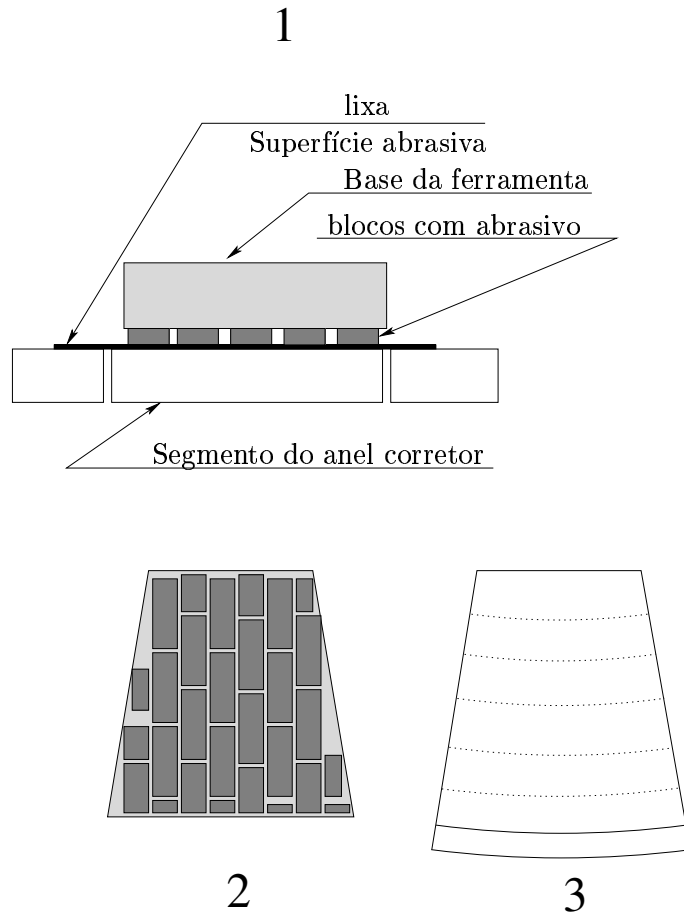


Figura 4.20: O esquema (1) ilustra o método usado para produzir uma cópia do perfil do anel corretor nos blocos de óxido de alumínio. Dispondo os blocos segundo o esquema (2), podem aparecer os defeitos mostrados em (3).

dessa superfície, substituindo as pastilhas de cobre por feltro e utilizando óxido de cério como material abrasivo.

Os passos seguintes consistem em cortar a placa no formato de um segmento (2 e 3) e, finalmente, fazer um rebaixo na borda externa do segmento, para permitir a sua colocação na moldura que é encaixada na abertura do telescópio (a ser apresentado mais adiante), assim como as ranhuras nas bordas interna e externa que facilitam a sua fixação na base giratória da máquina de produção do perfil, segundo mostra a figura 4.15 (passo 4).

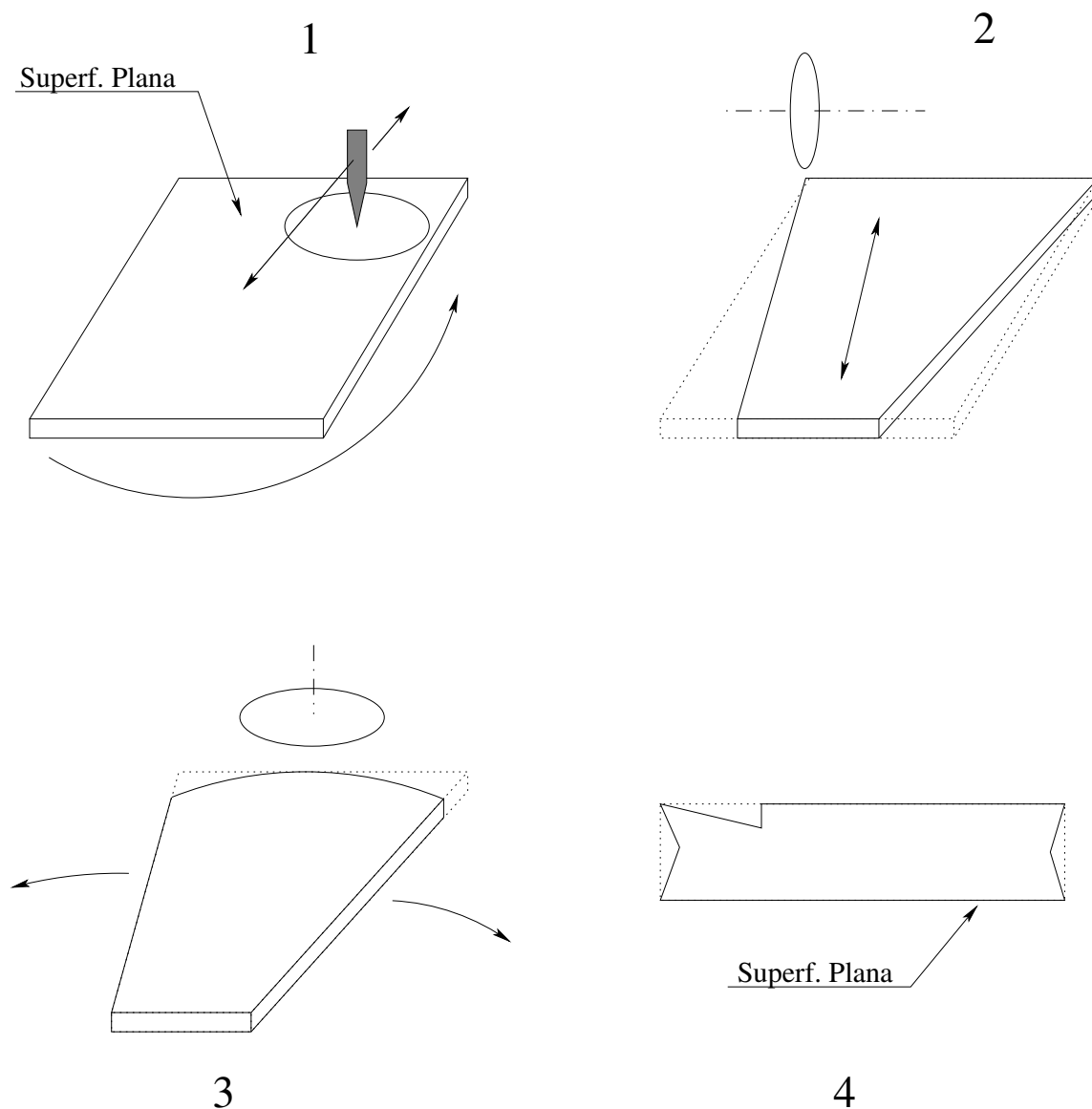


Figura 4.21: Sequência de preparação dos segmentos, antes de serem fixados na máquina de produção do perfil (figura 4.13). **1** Inicia-se com o desbaste e o polimento de uma das superfícies da placa de vidro BK7, para torná-la plana; **2** as duas laterais da placa são cortadas, de modo que formem aproximadamente  $15^\circ$ ; **3** desbasta-se a borda externa, de modo que fique com raio de  $1,15\text{ m}$ , incluindo a região necessária para o sistema de fixação do segmento no telescópio; **4** são feitas as ranhuras para a fixação do segmento na base giratória da máquina e um pequeno rebaixo próximo à borda externa, usado no sistema de fixação do segmento no telescópio.

## 4.6 Fixação e alinhamento no telescópio

A montagem dos telescópios de fluorescência do Observatório Auger começa com a definição da posição central do “olho” e da direção azimutal dos eixos que passam pelo centro de referência de cada telescópio, definido como a projeção do centro de curvatura do espelho no plano horizontal ( $P_1$ , na figura 4.22). A partir dessas marcações, são construídas as paredes do prédio. Infelizmente, uma construção civil dificilmente terá uma precisão grande, o que torna necessário o uso de sistemas que possam corrigir as imperfeições das paredes, caso elas venham a ser utilizadas para a fixação de qualquer elemento do telescópio.

A figura 4.22 ilustra a estrutura que assegura a posição e a orientação do anel corretor no telescópio, conhecida como caixa de abertura, e o sistema de alinhamento do anel. O eixo do telescópio forma um ângulo de  $16^\circ$  com a horizontal. As setas na parte superior da figura indicam os movimentos possíveis nas partes indicadas da estrutura, os quais permitem que se faça o alinhamento. Além de fixar o anel corretor em sua posição correta, a caixa de abertura protege o interior do prédio contra as variações térmicas e a poeira do meio externo, o que possibilita que todo o equipamento trabalhe com maior estabilidade.

A abertura do prédio é retangular e, próximo dos vértices, são fixadas as peças que suportam toda a caixa de abertura (denotadas na figura pelo padrão horizontal). A estas são fixadas duas barras verticais (padrão vertical na figura) que podem se mover, independentemente uma da outra, aproximando-se ou afastando-se da parede, o que permite o posicionamento e o alinhamento de toda a estrutura ao longo da horizontal. Nas barras verticais é anexada a estrutura que permite movimento na vertical (padrão diagonal na figura) e suporta o sistema que recebe o anel corretor e o filtro óptico, que além de sua função básica favorece o isolamento do ambiente interno durante a operação dos detectores.

O sistema que recebe o anel corretor é composto basicamente por um quadro retangular, que se encontra fixado por meio de duas barras à estrutura indicada pelo padrão diagonal. A figura 4.23-2 mostra parte desse quadro, o qual é constituído de um perfil de alumínio e de uma moldura na qual são montados os segmentos.

A moldura é formada por 8 peças, podendo cinco delas ser identificadas na figura 4.23-2. A figura 4.23-1 apresenta a fixação dos segmentos em uma peça e destaca o corte A-A logo abaixo. Como podemos observar, o corte circular na borda externa e a superfície plana do segmento garantem que este fique bem alinhado na moldura.

O quadro da lente pode se movimentar horizontalmente em relação às duas barras que o prendem à estrutura. Podemos perceber, então, que o anel corretor é capaz de fazer todos os movimentos necessários para o seu posicionamento adequado no telescópio.

A figura 4.22 apresenta, em linhas tracejadas e pontilhadas, o sistema de alinhamento.

O pedestal, montado sobre o ponto  $P_1$ , apóia uma segunda estrutura de modo



que o centro de referência desta coincida com o centro de curvatura do espelho, que é o ponto de referência de todo o telescópio.

A peça desenhada em linhas pontilhadas pode girar em torno do eixo  $B_2$ , fazendo com que o ponto  $P_p$  descreva uma circunferência e defina um plano perpendicular a este eixo. Se  $B_2$  coincidir com o eixo exigido para o telescópio, o plano definido pela circunferência será paralelo ao plano segundo o qual o anel corretor deverá ser posicionado. Note que o centro da circunferência é o ponto de intersecção desse plano com o eixo do telescópio; desse modo, pode-se encontrar o ponto em que o centro do anel deverá ser posicionado.

É necessário, então, verificar quando  $B_2$  coincide com o eixo do telescópio. Como  $P_1$  e  $P_2$  definem a projeção do eixo do telescópio no plano horizontal, posicionando o teodolito na vertical sobre o ponto  $P_2$  e apontando-o para o ponto  $P_1$ , é possível definir o plano vertical que contém o eixo do telescópio. Já que todo o sistema de alinhamento pode girar em torno do eixo  $\overline{OP_1}$ , usa-se o teodolito para garantir que o eixo  $B_2$  pertença ao plano vertical encontrado. Depois disso, deve-se garantir que o eixo  $B_2$  faça  $16^\circ$  com a horizontal, a fim de coincidir com o eixo do telescópio, o que é feito com um nível digital.

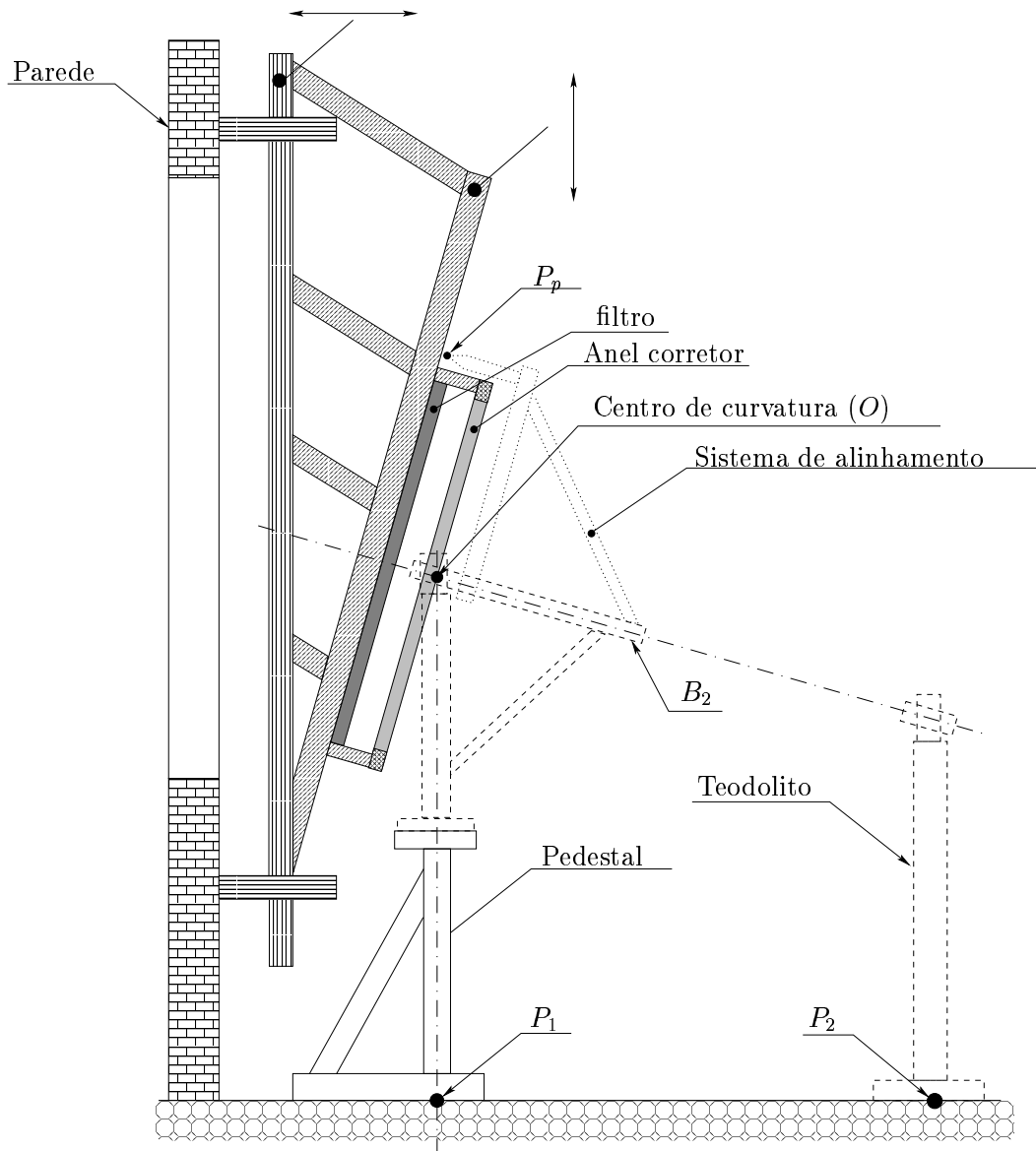


Figura 4.22: Sistema de fixação e alinhamento do anel corretor no telescópio.

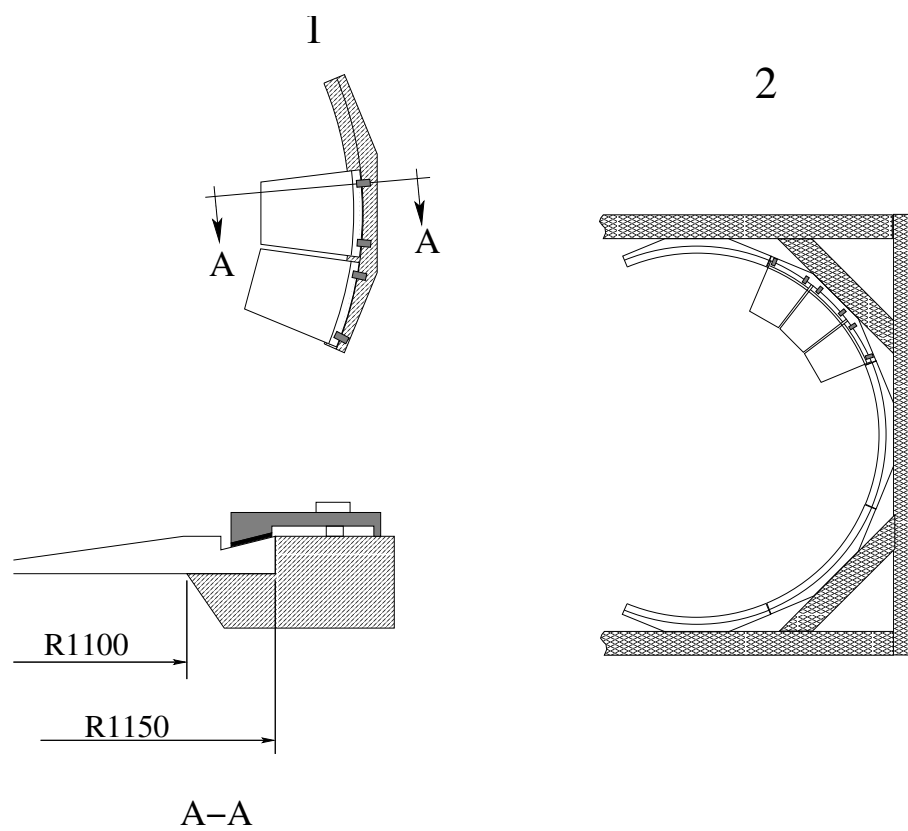


Figura 4.23: Sistema de fixação dos segmentos na moldura.

## 4.7 Testes

Produzido o anel corretor, devemos verificar se o seu perfil está de acordo com as especificações.

Pode-se, para tanto, instalar a lente no telescópio e, com uma fonte de raios paralelos, observar se os raios que atingem a superfície focal formam uma imagem com tamanho menor que  $7,5\text{ mm}$ . Seriam necessários, neste teste, além da lente e da fonte de luz, o espelho e algo que simulasse a superfície focal. No entanto, em função do tamanho do telescópio e pelo fato de cada uma das partes do detector de fluorescência ser produzida por diferentes grupos da colaboração, o custo do teste seria muito elevado, se realizado distante do observatório.

Necessitamos, portanto, de alternativas para que possamos realizar testes tecnicamente mais simples e que, de preferência, venham a ser feitos em nosso próprio laboratório, pois enviar um equipamento ao observatório e ter de trazê-lo de volta para um possível reparo seria muito custoso. Além disso, seria grande o tempo gasto em todo esse processo.

Uma idéia para contornar esse problema seria a montagem de uma pequena parte do telescópio, usando um espelho pequeno com características semelhantes às do espelho empregado nos detectores, além de algo que viesse a emular a superfície focal. Poderíamos, assim, fazer um teste similar ao descrito acima.

Normalmente, quando se constrói um telescópio, posiciona-se todos os elementos ópticos (espelhos, lentes, detectores ópticos, etc) próximo das posições “ideais” e pequenos ajustes passam a ser feitos quando ele é posto em operação, de modo que a imagem fique bem definida.

A técnica de alinhamento descrita acima é feita para ser aplicada no telescópio inteiro, e não apenas em uma parte pequena do todo; não há nada que nos garanta que se possa usar a mesma técnica para testar uma parte de um dos elementos do telescópio (em nosso caso, um segmento do anel). Suponha, por exemplo, que queiramos testar um espelho como o ilustrado na figura 3.2, mas que ele tenha somente  $1/4$  do diâmetro previsto para o telescópio. Fazendo incidir nesse espelho um feixe de raios paralelos, a posição do foco e a aberração esférica assim determinadas seriam diferentes daquelas referentes ao telescópio como um todo. Logo, os resultados deste teste não corresponderiam à realidade, podendo conduzir a conclusões errôneas.

Em função disso, a fim de se realizar um teste usando uma pequena parte do telescópio, como no exemplo acima, deve-se posicionar e alinhar cada um dos elementos da mesma maneira como se procede com o sistema final e tomar cuidado com a interpretação dos resultados, pois o que será observado é fruto de uma parte do sistema, e não do todo.

Portanto, desde que seja possível posicionar e alinhar, da forma esperada, um ou mais segmentos do anel, um pequeno espelho com as mesmas características ópticas do espelho do telescópio e a superfície focal, podemos então usar esse “sub-telescópio” para testar o perfil dos segmentos. Para isto, precisaremos de instrumentos que nos

permitam alinhar e posicionar os elementos desse sub-telescópio com uma precisão da ordem de  $1\text{ mm}$  em distâncias maiores que  $3,4\text{ m}$  (raio de curvatura do espelho).

Infelizmente, não dispusemos de técnicas e equipamentos capazes de fazer o posicionamento e o alinhamento dos elementos com tal precisão, o que nos obrigou a investigar outras formas de realizar o teste.

A seguir, será descrito o teste feito com o uso de um “laser pointer” que permitiu medir o perfil do anel corretor [99]. Mais adiante, veremos que o anel corretor, instalado no telescópio, não deteriora a resolução óptica, através da análise de fotografias da imagem formada na superfície focal, usando como fonte de luz uma estrela [99].

Esses testes permitiram concluir que o perfil produzido é adequado; no entanto, por meio deles não é possível avaliar o ganho obtido com o uso da lente, em função da finalidade com que foram realizados. Apresentaremos, portanto, ainda nesta seção, uma estimativa do aumento da área efetiva do telescópio com a introdução da lente, através da análise dos dados de monitoramento dos detectores de fluorescência.

#### 4.7.1 Teste com *laser*

Quando a luz atravessa a superfície de separação entre dois meios com índices de refração distintos, em geral uma parte da luz é transmitida, e a outra refletida. Sendo assim, ao fazermos um feixe de *laser* incidir em uma das superfícies da lente, a parcela refratada se propagará no interior dela até encontrar a outra superfície, quando então sofrerá os efeitos da reflexão e da refração. A luz refletida continuará se propagando dentro da lente e voltará a encontrar uma superfície, onde ocorrerá novamente refração e reflexão, processo que se repetirá até que toda a luz saia da lente ou seja absorvida durante a propagação no interior da lente. A figura 4.24 ilustra reflexões e refrações consecutivas nas superfícies da lente.

Assim, ao incidir um *laser* na lente, pode-se observar facilmente três ou mais feixes de luz emergentes. Visto que as direções destes dependem do ângulo de incidência, da orientação entre as superfícies e da espessura do segmento, podemos analisar o seu perfil determinando essas direções.

Como este teste não depende dos outros elementos ópticos, é tecnicamente mais simples de ser desenvolvido; além disso, é capaz de fornecer o perfil das duas superfícies dos segmentos, o que possibilita identificar problemas na sua produção e avaliar se a lente se encontra adequada ou não.

#### Determinação da direção das normais

A fim de descrevermos o método empregado neste teste, denotaremos as direções de propagação da luz como  $\hat{i}_X = \vec{i}_X / |\vec{i}_X|$ , onde  $X = \{A, B, C, D, E\}$ , segundo a figura 4.24.

Dadas as direções  $\hat{i}_A$  e  $\hat{i}_C$ , podemos escrever a normal à superfície 1, no ponto de

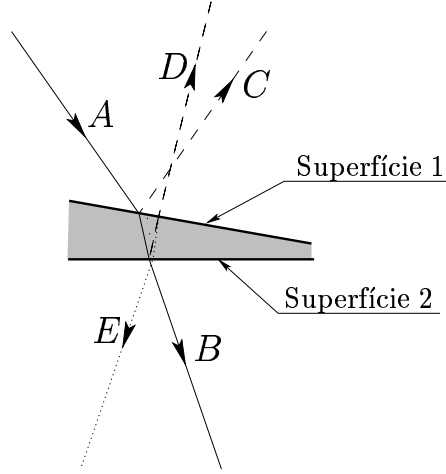


Figura 4.24: Reflexões e refrações nas superfícies da lente.  $A$  é o feixe de luz incidente;  $B$  e  $C$  são os feixes transmitido e refletido pela lente após a incidência de  $A$  na superfície 1;  $D$  é o feixe emergente oriundo da reflexão na superfície 2 e  $E$  aquele que resulta da reflexão interna na superfície 1.

incidência correspondente, a partir da expressão A.5 do apêndice A), obtendo:

$$2 (\hat{n}_1 \cdot \hat{i}_A) \hat{n}_1 = \hat{i}_A - \hat{i}_C. \quad (4.10)$$

Como o fator entre parênteses é um número negativo,  $\hat{i}_A - \hat{i}_C$  e  $\hat{n}_1$  são antiparalelos, o que nos permite reescrever a equação acima como:

$$\hat{n}_1 = \frac{\hat{i}_C - \hat{i}_A}{\|\hat{i}_C - \hat{i}_A\|}. \quad (4.11)$$

Para determinar o perfil do anel corretor, é necessário conhecer a direção da normal de uma superfície em relação à da outra. É necessário, portanto, medir também a direção da normal da superfície 2.

A partir da direção da normal da superfície 1, podemos calcular a direção que a parcela refratada do feixe incidente terá dentro da lente ( $\hat{i}'_A$ ); com a direção da luz transmitida ( $\hat{i}_B$ ) determinamos então a direção da normal da segunda superfície com base na lei de Snell-Descartes. Equivalentemente, é possível calcular a direção dos feixes  $\hat{i}_A$  e  $\hat{i}_D$  no interior da lente ( $\hat{i}'_A$  e  $\hat{i}'_D$  respectivamente) e, assim, obter a normal da superfície 2 ( $\hat{n}_2$ ) do mesmo modo que no caso da superfície 1:

$$\hat{n}_2 = \frac{\hat{i}'_A - \hat{i}'_D}{\|\hat{i}'_A - \hat{i}'_D\|}. \quad (4.12)$$

### Descrição do aparato experimental

A figura 4.25 apresenta o aparato usado para medir o perfil dos segmentos do anel corretor com o método descrito acima. Como fonte de luz ( $F$ ) foi usado um “laser pointer”, do tipo comumente utilizado por palestrantes na apresentação de seminários; o comprimento de onda da luz emitida por estes instrumentos está entre  $635\text{ nm}$  e  $670\text{ nm}$ . No anteparo foi colado um papel milimetrado para se medir a posição em que os raios refletidos pelo segmento ( $C$  e  $D$ ) atingiam o anteparo, e no segmento uma folha de papel com orifícios de aproximadamente  $1\text{ mm}$  de diâmetro, dispostos ao longo de uma reta e espaçados de  $1\text{ cm}$ . Os dois papéis foram usados para facilitar a determinação das direções  $\hat{i}_A$ ,  $\hat{i}_C$  e  $\hat{i}_D$ .

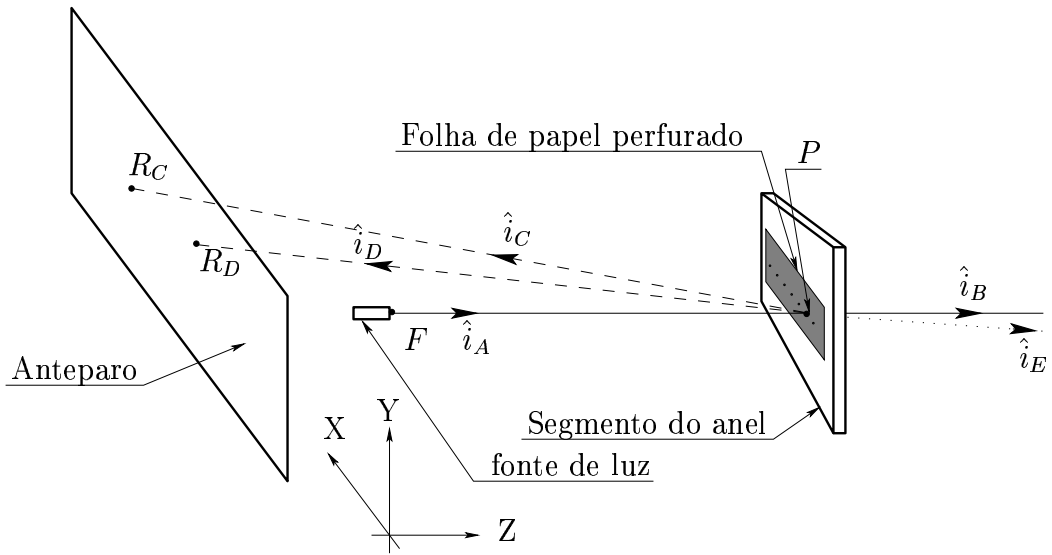


Figura 4.25: Aparato usado para determinar o perfil dos segmentos do anel corretor, a partir a medição da direção dos feixes incidente e refletidos pela lente.

O anteparo, o segmento do anel corretor e a fonte de luz foram alinhados horizontalmente utilizando-se água e uma mangueira, de modo que pudéssemos encontrar o plano horizontal (técnica usada na construção civil para alinhar o piso, blocos e tijolos da parede etc.); isto garantiu que fossem posicionados com um erro tipicamente menor que  $3\text{ mm}$  ao longo de todo o aparato (a distância entre o segmento e o anteparo ficava em torno de  $2\text{ m}$ ). Para completar o alinhamento, após orientarmos a direção de incidência do feixe perpendicularmente ao anteparo, posicionamos o segmento de modo que a luz incidisse no orifício escolhido e, após a reflexão na superfície 1 (ver figura 4.24), retornasse em direção à fonte ( $\hat{i}_A = -\hat{i}_C$ ).

Convém notar que este tipo de alinhamento não envolve grandes dificuldades, o que permite a obtenção dessas medidas mesmo em laboratórios com poucos recursos.

A figura 4.26 mostra os dados coletados para cada um dos pontos indicados no segmento (orifícios na folha de papel). As incertezas são provenientes basicamente

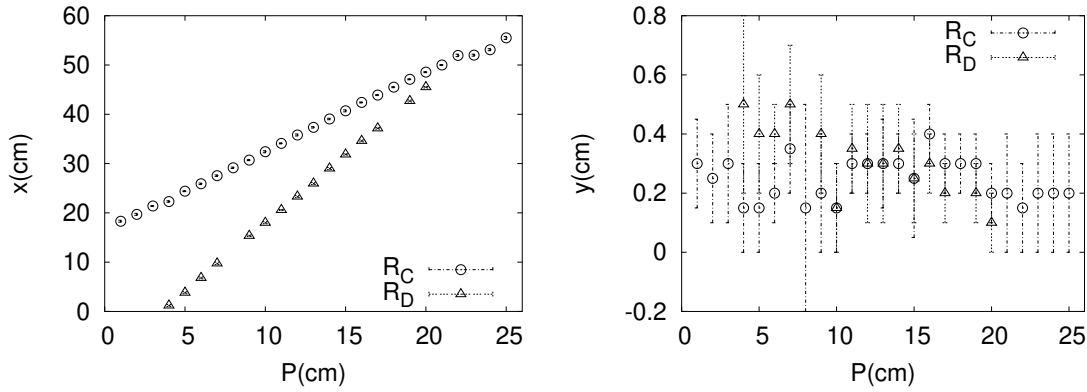


Figura 4.26: Posição  $(x,y)$  dos pontos de incidência, no anteparo, dos raios de luz refletidos pelas superfícies 1 e 2, em função da posição dos pontos indicados no segmento.

da própria determinação da posição dos pontos de incidência da luz no anteparo.

### Considerações sobre o alinhamento e sistemas de referência

No processo de alinhamento descrito acima, determinamos um ponto de referência para a fonte e para o segmento do anel corretor, mas não conseguimos fazer isto para o anteparo, usando o mesmo feixe. A luz refletida pela superfície 1 retorna em direção à fonte e tem, por isso, sua propagação bloqueada, impedindo a determinação do ponto de referência no anteparo com este feixe. Para contornar o problema, obtivemos a posição deste ponto a partir da extrapolação dos valores medidos para o feixe refletido  $C$  (figura 4.26), o que resultou em  $x = 17\text{ cm}$  no anteparo para o ponto  $P = 0\text{ cm}$  do segmento; não houve necessidade de se calcular a coordenada  $y$  do ponto de referência já que fizemos o alinhamento com a técnica da mangueira, conforme descrito acima.

A posição pela qual a luz, refletida pela superfície 2 (feixe  $D$  na figura 4.24), sai da lente não é necessariamente a mesma em que o feixe incidente  $A$  atinge a superfície 1. No entanto, pelo fato da espessura da lente ser pequena, das duas superfícies serem quase paralelas entre si (o ângulo formado entre as normais das duas superfícies é menor que  $2,5^\circ$ ) e do ângulo de incidência da luz ser pequeno, era de se esperar que o feixe  $D$  quase sempre passasse pelo mesmo ponto em que o feixe  $A$  incidia. Sendo assim, assumimos que o ponto de saída da luz era igual ao de incidência; o erro cometido nesta aproximação é menor que o erro obtido nas próprias medidas da direção  $\hat{i}_D$ . Nos casos em que a luz proveniente da lente não atravessava o orifício (obstruída pela folha de papel), simplesmente não se calculava a direção da normal da superfície 2.

Normalmente, para se fazer medidas relativas a um determinado elemento de um aparato é muito mais simples trabalhar com um sistema de referência definido junto a



ele, ao invés de utilizar um que esteja distante ou tenha uma orientação inadequada. Adotamos, portanto, um sistema para o segmento e outro para o anteparo, de modo que fossem convenientes para determinar as coordenadas dos pontos.

Entretanto, para se calcular as direções a partir dos pontos obtidos, seria necessário que todas as medidas correspondessem a um único sistema de referência. Por esse motivo, fez-se a transformação do sistema de coordenadas do segmento e do anteparo para um sistema de referência “geral”. Neste caso, as direções  $\hat{i}_A$ ,  $\hat{i}_C$  e  $\hat{i}_D$  puderam ser simplesmente calculadas pela diferença entre os pontos medidos. Com base na figura 4.25, temos que:

$$\hat{i}_A = \frac{F - P}{\|F - P\|}, \quad \hat{i}_C = \frac{P - R_C}{\|P - R_C\|} \quad \text{e} \quad \hat{i}_D = \frac{P - R_D}{\|P - R_D\|}, \quad (4.13)$$

e a normal da superfície 1 foi então obtida a partir da expressão 4.11. Para determinar a normal da superfície 2, usou-se  $\hat{n}_1$ , o índice de refração  $n$  do vidro e  $\hat{i}_A$  e  $\hat{i}_D$ , a fim de calcular as direções  $\hat{i}'_A$  e  $\hat{i}'_D$  no interior da lente e, finalmente, a normal  $\hat{n}_2$  por meio da expressão 4.12.

O alinhamento descrito acima permite determinar muito bem a normal da superfície 1 no ponto em que ele foi realizado, mas não possibilita o conhecimento da orientação do segmento como um todo e, conseqüentemente, a orientação do sistema de referência adotado para o segmento, em relação ao sistema de referência geral (ver figura 4.25).

Uma alternativa seria colocar a superfície plana do segmento como superfície 1, mas em função do modo como ela é produzida, não se podia garantir que fosse realmente plana.

Conseqüentemente, não haveria como contornar a limitação decorrente do uso de um único ponto como referência para a orientação, somente com as considerações acima.

Apesar de não se garantir que a superfície empregada na posição “2” fosse realmente plana, ela poderia ser considerada como tal para os nossos propósitos. Desse modo passamos a supor, como uma primeira aproximação, que a normal da superfície 2 fosse paralela à direção de propagação do feixe cuja direção foi tomada como referência no alinhamento. Calculando, deste modo, os valores da direção da normal dessa superfície com as expressões acima, observou-se que a sua componente radial era praticamente constante, porém não foi, em geral, compatível com o valor 0, como deveríamos esperar caso as suposições feitas acima fossem corretas.

Estes resultados mostraram, então, que a orientação do sistema de referência da lente adotada no cálculo (ou seja, eixo  $z$  da lente paralelo à direção de referência do feixe de luz) foi ligeiramente diferente da direção real da normal da superfície plana do segmento. No entanto, foi possível determinar a orientação do segmento, frente ao aparato como um todo. A partir disto, redefinindo o sistema de referência do segmento, de modo que o seu eixo  $z$  se tornasse paralelo à direção média da normal da superfície plana, e recalculando as direções das normais, obtivemos para a componente radial valores muito próximos de zero.

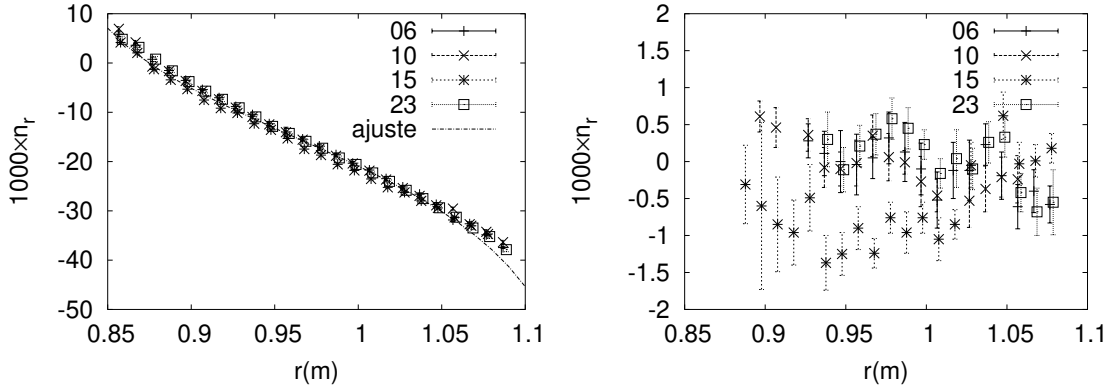


Figura 4.27: Componente radial da normal das superfícies curva (à esquerda) e plana (à direita) de quatro segmentos de um anel corretor, identificados pelos números 06, 10, 15 e 23 e cujos centros geométricos formam praticamente um quadrado. Os resultados foram obtidos pelo método Monte Carlo descrito no final da subseção.

A figura 4.27 mostra os resultados obtidos para a componente radial da normal das superfícies curva e plana de quatro segmentos de um anel corretor. A direção das normais das duas superfícies foram calculadas a partir das expressões 4.13, 4.11 e 4.12, e as incertezas estimadas por um método baseado em Monte Carlo (descrito mais adiante). Note que o perfil gerado pela máquina está praticamente de acordo com o previsto, pelo menos para  $r < 1,05m$ ; o desvio observado além desta distância é aparentemente um efeito de borda, mas isso não representou problema algum pois, conforme veremos mais adiante, praticamente todo o perfil permanece entre os dois limites.

### Parâmetro $\hat{n}_1 - \hat{n}_2$

Para se verificar qual é, de fato, o perfil que a máquina está produzindo, ou seja, qual a forma da superfície 1 e se a superfície 2 é realmente plana, é necessário determinar cada uma das normais  $\hat{n}_1$  e  $\hat{n}_2$ ; no entanto, se quisermos somente avaliar se a lente é adequada, basta usarmos um parâmetro que esteja relacionado com o desvio que a lente produz na trajetória da luz. A partir da figura 4.28, podemos escrever:

$$n \sin \lambda = n' \sin \lambda' , \quad (4.14)$$

$$n \sin \beta = n' \sin \beta' , \quad (4.15)$$

$$\alpha = \lambda' + \beta' \text{ e} \quad (4.16)$$

$$\delta = (\lambda - \lambda') + (\beta - \beta') , \quad (4.17)$$

onde  $n$  e  $n'$  são, respectivamente, os índices de refração do meio externo e do material da lente (vidro BK7).

No limite de pequenos ângulos ( $\lambda, \lambda', \beta, \beta' \ll 1 \text{ rad}$ ), podemos reescrever as equações 4.14 e 4.15 como  $n\lambda \approx n'\lambda'$  e  $n\beta \approx n'\beta'$ ; substituindo-as em 4.17,

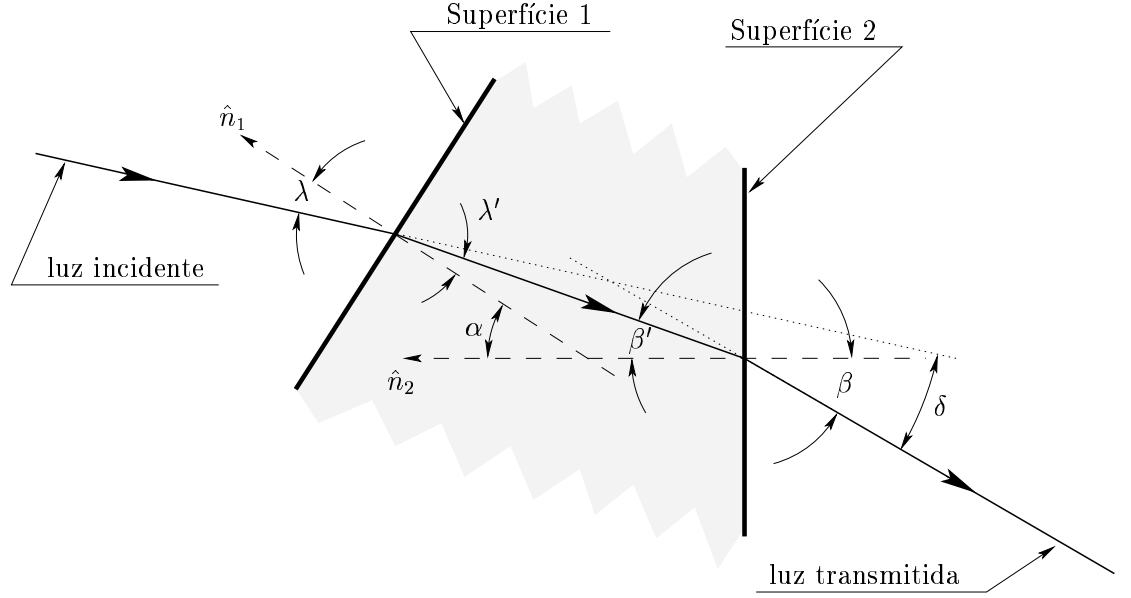


Figura 4.28: Desvio  $\delta$  da luz ao atravessar um meio material cujas superfícies apresentam  $\hat{n}_1$  e  $\hat{n}_2$  como normais.

juntamente com a equação 4.16, obtemos para o desvio  $\delta$  a expressão:

$$\delta \approx \alpha \left( \frac{n'}{n} - 1 \right). \quad (4.18)$$

É conveniente definir  $\delta$  em termos de  $\hat{n}_1$  e  $\hat{n}_2$ , lembrando que  $\alpha$  é simplesmente o ângulo formado entre as duas normais. Como  $\hat{n}_1$  e  $\hat{n}_2$  são vetores unitários, é possível escrever:

$$|2 \sin(\alpha/2)| = \|\hat{n}_1 - \hat{n}_2\|. \quad (4.19)$$

Como temos  $\alpha < 2,5^\circ$ , podemos aproximar esta expressão por:

$$|\alpha| \approx \|\hat{n}_1 - \hat{n}_2\|. \quad (4.20)$$

O erro aqui cometido é da ordem de  $10^{-5} \text{ rad}$ , muito menor que as incertezas típicas observadas nos gráficos da figura 4.27. Logo, é melhor usar a diferença  $\hat{n}_1 - \hat{n}_2$  ao invés dos vetores  $\hat{n}_1$  e  $\hat{n}_2$  separadamente, para se verificar se o perfil de um segmento é adequado ou não.

A figura 4.29 apresenta as componentes azimutal e radial do vetor  $\hat{n}_1 - \hat{n}_2$ , assim como os limites para a componente radial da normal (figura 4.4). Podemos observar, no gráfico à direita, que a maior parte do perfil da lente está de acordo com o

esperado; isto indica que não há necessidade de se fazer grandes alterações na inclinação do disco de desbaste ou em outros aspectos do processo de produção. No entanto, é desejável que haja uma pequena mudança na orientação do disco a fim de que  $n_r(r)$  para  $r < 90\text{ cm}$  se torne ligeiramente menor, evitando assim a necessidade de pequenos ajustes na lente. Apesar do perfil ultrapassar o limite superior nessa região, veremos mais adiante que isto não deteriora significativamente a resolução do telescópio. Podemos notar, no gráfico à esquerda, que a componente azimutal é praticamente nula em todo o intervalo considerado e, portanto, os desvios que a luz sofrerá, nessa direção, serão muito pequenos.

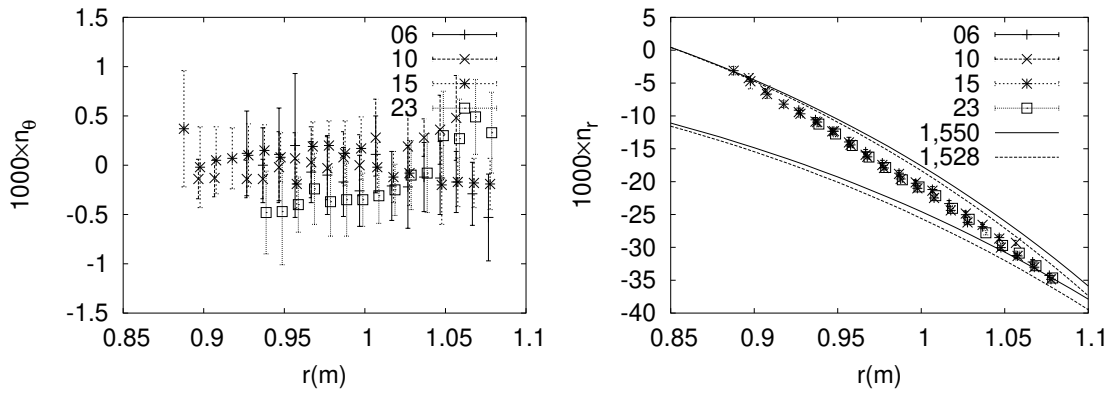


Figura 4.29: Componentes azimutal (esquerda) e radial (direita) do vetor  $\hat{n}_1 - \hat{n}_2$ , em função da distância ao centro do anel corretor. O gráfico à direita apresenta, também, os limites estabelecidos para a componente radial da normal (figura 4.4).

### Simulação do telescópio com o perfil determinado

A figura 4.30 mostra as simulações do telescópio contendo um anel corretor com o perfil dos segmentos produzidos, obtido por ajuste aos dados da componente radial da normal, apresentados na figura 4.27; três ângulos de incidência foram considerados:  $0^\circ$ ,  $10^\circ$  e  $20^\circ$ . Seria melhor utilizar o perfil proveniente dos dados da figura 4.29; no entanto, não dispomos dos dados referentes às regiões próximas das extremidades do segmento e, tendo em vista que a componente radial da normal  $\hat{n}_2$  é praticamente nula, não faz muita diferença usar os dados relativos a  $\hat{n}_1$  ou  $\hat{n}_1 - \hat{n}_2$  nessas simulações.

Apesar do tamanho total da imagem (considerando todos os raios de luz simulados) alcançar aproximadamente  $1,5\text{ cm}$  de raio nos três casos, quando se considera o raio que contém 90% da luz que atinge a superfície focal, passamos a obter raios de  $7,4\text{ mm}$ ,  $7,5\text{ mm}$ ,  $7,6\text{ mm}$ , respectivamente para os ângulos de incidência de  $0^\circ$ ,  $10^\circ$  e  $20^\circ$ . Concluímos que os resultados são muito bons, apesar do perfil apresentar uma pequena região fora dos dois limites.

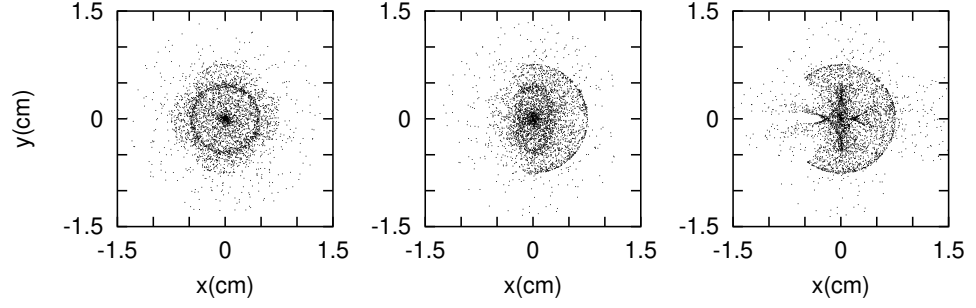


Figura 4.30: Simulações do telescópio para três ângulos de incidência ( $0^\circ$ ,  $10^\circ$  e  $20^\circ$ , da esquerda para a direita), nas quais considerou-se o perfil dos segmentos produzidos, definido a partir dos valores da componente radial da normal expostos na figura 4.27.

#### Método Monte Carlo para estimar as normais das superfícies da lente

Conforme foi citado anteriormente, a fim de estimarmos a direção da normal ao longo de cada superfície do segmento, e suas respectivas incertezas, para então determinarmos a componente radial da normal (figura 4.27), empregamos o seguinte procedimento, baseado em Monte Carlo:

- sorteio dos pontos  $P$ ,  $R_C$  e  $R_D$ , seguindo uma distribuição gaussiana com média e incerteza correspondente aos valores médios e incertezas das medidas dos pontos em que a luz atinge o anteparo, como os indicados na figura 4.26;
- cálculo das direções  $\hat{i}_A$ ,  $\hat{i}_C$  e  $\hat{i}_D$ , a partir das posições de incidência no segmento e dos pontos sorteados no passo anterior;
- cálculo de  $\hat{n}_1$ , segundo a expressão 4.11;
- cálculo das direções de propagação da luz no interior da lente ( $\hat{i}'_A$  e  $\hat{i}'_D$ ), a partir das direções  $\hat{i}_A$ ,  $\hat{i}_D$  e  $\vec{n}_1$  e do índice de refração do vidro BK7 no comprimento de onda do *laser* ( $n = 1,514$ );
- cálculo de  $\hat{n}_2$  pela expressão 4.12 e da diferença  $\hat{n}_1 - \hat{n}_2$ ;
- Repetição dos passos anteriores diversas vezes e cálculo da média e do desvio padrão de  $\hat{n}_1$ ,  $\hat{n}_2$  e  $\hat{n}_1 - \hat{n}_2$ .

#### 4.7.2 Imagem de estrela

Com a lente instalada no detector, podemos medir o tamanho da imagem formada na superfície focal, e assim verificar se a introdução da lente e a ampliação do raio

do diafragma deterioram ou não a resolução do telescópio. Para tanto é necessário, além de toda a estrutura do telescópio montada e alinhada, termos uma fonte de raios praticamente paralelos que incidam sobre toda a abertura do telescópio e algum dispositivo para mapear a densidade de luz na superfície focal e, com isso, possibilitar a medição do tamanho dessa “mancha”.

A vantagem desse tipo de teste é que ele considera o comportamento de todo o telescópio, incluindo os efeitos do filtro, lente, espelhos e, também, os problemas relacionados ao alinhamento de cada um dos elementos ópticos. Portanto, não representa apenas um teste do anel corretor, mas sim do telescópio como um todo.

Para a realização do teste, foi utilizada uma estrela como fonte de raios paralelos.

Convém lembrar que esse telescópio tem uma resolução muito baixa se comparada com a dos telescópios usados em astronomia. Como o número de estrelas com alta magnitude relativa (intensidade luminosa baixa, quando observada da Terra), no campo de visão compreendido pelo tamanho da mancha, pode ser bastante elevado, o teste deve ser realizado somente com estrelas cuja magnitude seja baixa, para que a contribuição das estrelas de magnitude maior seja pequena e venha a ser considerada como mera flutuação da radiação luminosa de fundo.

Foi escolhida a estrela Vega (Alpha de Lyrae), da classe espectral A0V, cuja magnitude é de 0,03 e que apresenta emissão em faixa próxima do ultravioleta, na qual o filtro usado é praticamente transparente. Na época em que foram feitas as medidas (dias 25, 26 e 27 de abril de 2002), esta estrela passava no campo de visão do telescópio 4 da estação de Los Leones, que estava em fase de testes na ocasião.

Esse experimento foi realizado pelo Dr. Vitor e pelo Prof. Hans Klages (*Forschungszentrum Karlsruhe*), e as análises apresentadas abaixo foram feitas pelo Dr. Vitor, podendo ser encontradas no capítulo 3 de sua tese de doutorado [105].

O experimento consistiu em se tirar fotografias da imagem produzida na superfície focal pela estrela Vega, com e sem o uso do anel corretor. As medidas sem o anel foram realizadas com a abertura do telescópio apresentando um raio de 85 cm, o que permitiu avaliar a aberração esférica. No caso das medidas com o emprego da lente, a abertura passou a ter 110 cm de raio, porém foi incluída uma placa circular e opaca cobrindo a região interna do anel corretor, de modo que a luz atravessasse necessariamente o anel para chegar à superfície focal.

A figura 4.31 ilustra o arranjo usado para fotografar as imagens. A folha de papel colocada sobre a câmera foi necessária para refletir a luz que atinge a superfície focal, pois esta é apenas uma superfície imaginária definida pelas extremidades dos coletores ópticos (as “mercedes” – ver detalhes no apêndice A). A luz assim refletida foi registrada por uma câmera CCD (*Charge-Coupled Device*), muitas vezes empregada como sensor óptico em câmeras digitais).

Como a luz da estrela não é focalizada em direção à câmera CCD, a intensidade da luz que a atinge é muito baixa, havendo portanto a necessidade de um longo tempo de exposição (da ordem de segundos). Por outro lado, em função do movimento aparente da estrela, a imagem sofre um deslocamento sobre a superfície focal, o

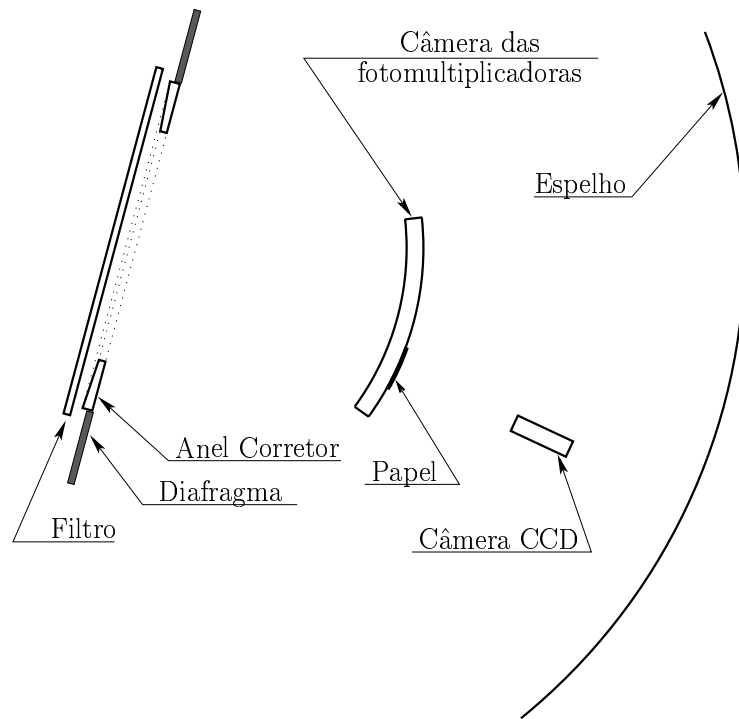


Figura 4.31: Esquema do arranjo experimental usado para se tirar fotos da imagem formada na superfície focal por uma estrela.

que torna desejável tempos de exposição curtos. Para contornar este problema, foram tiradas 32 fotos de 8 s cada, para cada uma das configurações (com e sem anel corretor); as fotos de cada caso foram superpostas, fazendo-se as correções do deslocamento aparente da estrela.

A figura 4.32 apresenta os resultados obtidos a partir do estudo das imagens. A análise visual mostra que o telescópio com o anel corretor tende a concentrar mais a luz, o que comprova que o uso do anel corretor, com ampliação da área da abertura, não deteriora a resolução óptica do telescópio. Na figura 4.33 encontramos o percentual da luz que atinge a superfície focal em função da distância ao centro da mancha. Podemos notar que aproximadamente 95% da luz que passa pela lente atinge a superfície focal dentro de um círculo com raio de aproximadamente 7,5 mm.

Com base nesses dados, concluímos que a lente produzida pode realmente ser introduzida no telescópio sem comprometer a resolução.

### 4.7.3 O aumento de área do telescópio com a lente

Os resultados dos testes apresentados acima atestam que o perfil da lente atende aos nossos propósitos, no que diz respeito à resolução óptica do telescópio. No entanto, não é possível saber, com as informações acima, qual foi realmente o ganho obtido com a introdução da lente, ou seja, qual o aumento da área efetiva do telescópio e

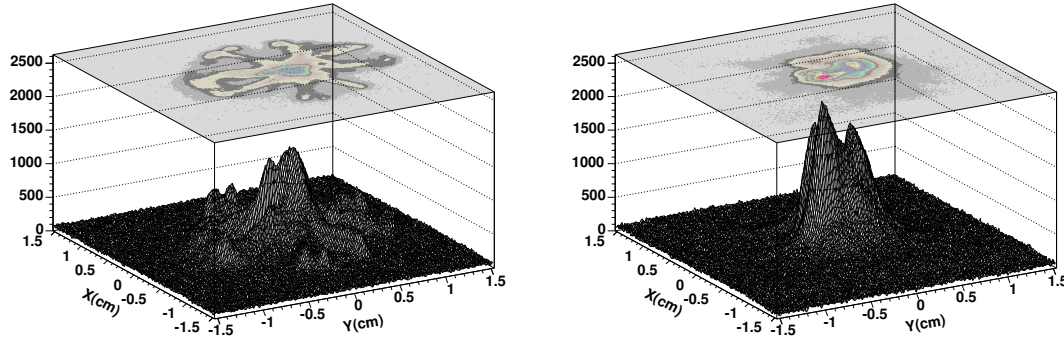


Figura 4.32: Densidade de luz da estrela Vega, sobre a superfície focal do telescópio, para as configurações sem o anel corretor (à esquerda) e com o anel (à direita). Gráficos extraído de [105].

seu impacto na detecção dos chuviros e na qualidade das medidas.

Apresentamos, a seguir, uma estimativa do aumento da área efetiva do telescópio com a introdução da lente, através da análise dos dados de monitoramento dos detectores de fluorescência.

Nos dias de operação dos detectores de fluorescência, além da tomada de dados de calibração, realizada no início ou no final de cada sessão, são armazenados durante toda a aquisição, a cada 30 s, os valores da variância e do valor médio do sinal registrado, a taxa de disparo e o limiar adotado para cada uma das fotomultiplicadoras. Algumas destas informações dependem da intensidade da luz que incide nos telescópios; logo, podemos usá-las para investigar o aumento da área efetiva dos telescópios, com o uso das lentes.

O valor médio do sinal e a taxa de disparo das fotomultiplicadoras praticamente não são afetados pela intensidade de luz do exterior, quando a variação desta é lenta ( $\gg 1 \mu s$ ). O limiar é sempre ajustado para que a taxa de disparos permaneça constante, e o valor médio não sofre alteração significativa pelo fato de haver um circuito que isola, da eletrônica que trabalha com tensões relativamente baixas, a fonte de alta tensão da fotomultiplicadora (ver figura 2.3).

A variância do sinal e o limiar, por outro lado, dependem fortemente da intensidade da luz que incide no telescópio. O sinal convertido pelo ADC possui flutuações intrínsecas da eletrônica, do fator de multiplicação da fotomultiplicadora e do número de foto-elétrons ( $\mathcal{N}_e$ ) emitidos pelo fotocátodo; o limiar, conforme explicamos acima, varia para manter constante a taxa de disparos.



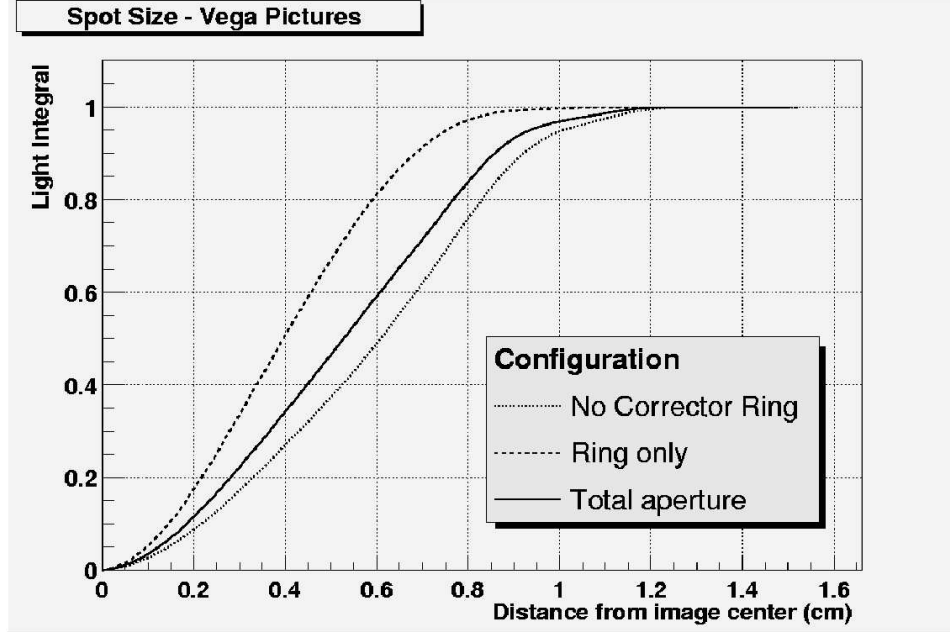


Figura 4.33: Quantidade relativa de luz que atinge a superfície focal, em função da distância ao centro da mancha, para os telescópios com e sem lente.

A variância  $\sigma^2$  foi calculada através da expressão:

$$\sigma^2(t_{n_1}) = \frac{\sum_{i=n_1}^{n_1+N} [V(t_i)]^2}{N} - \left[ \frac{\sum_{i=n_1}^{n_1+N} [V(t_i)]}{N} \right]^2, \quad (4.21)$$

onde  $t_i = t_0 + i \times \Delta t$ ,  $\Delta t = 100ns$  e  $N$  é o número de intervalos de tempo considerados; foi usado  $N = 64000$  na tomada de dados. Os valores de  $|V(t_i)|$  acima de 255 são excluídos da soma; as somas são calculadas diretamente pelo sistema de aquisição de dados (*hardware*).

Supondo que as flutuações inerentes ao detector (a serem designadas por  $\sigma_0^2$ ) sejam estatisticamente independentes e praticamente constantes ao longo do tempo, pelo menos durante uma noite de tomada de dados, que a distribuição de  $\mathcal{N}_e$  seja poissoniana e considerando ainda os resultados de um dos estudos feitos com os dados do protótipo do telescópio [106], é possível afirmar que:

$$S \equiv \sigma^2 - \sigma_0^2 = g' \times \mathcal{N}_e, \quad (4.22)$$

onde  $g'$  é um fator que depende da variância do fator de multiplicação da fotomultiplicadora e das características da eletrônica analógica usada (ver mais detalhes em [106, 107]).

Como  $\mathcal{N}_e$  é diretamente proporcional ao número de fótons que atinge uma fotomultiplicadora, podemos escrever que:

$$S = g f A L, \quad (4.23)$$

onde  $A$  é a área observada pela fotomultiplicadora,  $L$  a intensidade da luz que incide na abertura do telescópio segundo o campo visual coberto pela fotomultiplicadora,  $g = g'\epsilon$  sendo  $\epsilon$  a eficiência quântica de emissão de um foto-elétron, e  $f$  um parâmetro que engloba os outros fatores relacionados à eficiência, como a reflectância do espelho e o efeito de sombra da câmera.

Nosso interesse nesta análise é avaliar o aumento da área  $A$  com a introdução da lente. Como não conhecemos, *a priori*, o fator  $f$  e a intensidade da luz, não é possível determinar esse aumento simplesmente com a expressão acima. Podemos, no entanto, contornar este problema.

Existem algumas fotomultiplicadoras de telescópios adjacentes que observam praticamente a mesma região do céu (a diferença angular é inferior a  $0,5^\circ$ , menor que o tamanho de uma fotomultiplicadora), de modo que a intensidade de luz  $L$  para elas é praticamente a mesma. Nesse caso, podemos escrever:

$$\begin{aligned} S_i &= \alpha_{ij} S_j \\ \sigma_i^2 &= \alpha_{ij} \sigma_j^2 + \beta_{ij}, \end{aligned} \quad (4.24)$$

onde os índices  $i$  e  $j$  se referem às fotomultiplicadoras  $i$  de um telescópio e  $j$  do telescópio adjacente, cujos centros apontam praticamente para a mesma região do céu;  $\alpha_{ij} = g_i f_i A_i / g_j f_j A_j$  e  $\beta_{ij} = \sigma_{0i}^2 - \alpha_{ij} \sigma_{0j}^2$ . Convém ressaltar que não estamos usando a convenção de soma sobre os índices, e que  $\alpha_{ij}$  e  $\beta_{ij}$  são apenas constantes que relacionam as variâncias da fotomultiplicadora  $j$  com as da fotomultiplicadora  $i$ .

O que queremos, com isso, é determinar a relação entre as áreas dos telescópios, e assim obter o aumento produzido com a introdução da lente; no entanto, não conhecemos os fatores  $f_i$ ,  $f_j$ ,  $g_i$  e  $g_j$ .

Um dos telescópios que atualmente se encontra com lente operou um certo tempo sem ela, tendo a abertura do diafragma um raio de  $85\text{ cm}$  para não deteriorar a resolução óptica. Sendo assim, analisando os dados dos períodos em que esse telescópio operou com e sem a lente, podemos encontrar os fatores  $\alpha_{ij}$  para cada um dos períodos.

A razão:

$$R_{ij}(t_0) = \frac{\alpha_{ij}(t < t_0)}{\alpha_{ij}(t > t_0)} = \frac{\lambda_{ij}(t < t_0)}{\lambda_{ij}(t > t_0)} \times \frac{f_i(t < t_0)}{f_i(t > t_0)} \times \frac{A_i(t < t_0)}{A_i(t > t_0)}, \quad (4.25)$$

onde  $\lambda_{ij}(t) = g_i(t)/g_j(t) A_j(t)$ , pode fornecer o aumento da área efetiva do telescópio com o uso do anel corretor se considerarmos que  $\lambda_{ij}(t)$  seja uma constante. A principal dúvida sobre a validade desta consideração reside na razão  $g_i(t)/g_j(t)$ , visto que

os fatores  $f_j(t)$   $A_j(t)$  são constantes, se a óptica do telescópio vizinho, ao qual pertence a fotomultiplicadora  $j$ , não for alterada. No entanto, analisando-se um certo conjunto de fotomultiplicadoras, pode-se ter uma idéia da variação de  $g_i(t)/g_j(t)$ .

Convém destacar que, neste tipo de teste, não há a necessidade de uma fonte de luz bem conhecida, como a de uma estrela, o que facilita as análises.

A tabela 4.2 mostra a lista dos pares de fotomultiplicadoras  $i$  e  $j$  consideradas na análise, o ângulo formado entre as direções dos centros de seus campos visuais e os aumentos esperados para as áreas efetivas de cada uma delas, obtidos através da simulação dos telescópios (descrita a seguir), considerando-se a transmitância da lente igual a 1.

$id$	$p_i$	$p_j$	$\Delta\theta(graus)$	$R_i$	$R_j$
0	14	432	0,071	1.96	1.97
1	13	431	0,179	2.00	1.94
2	19	415	0,185	1.94	1.93
3	20	416	0,204	1.90	1.94
4	42	438	0,204	1.94	1.89
5	15	433	0,321	1.99	1.94
6	41	437	0,382	1.98	1.88
7	21	417	0,406	1.89	1.89
8	18	414	0,486	1.93	1.97
9	40	436	0,486	1.98	1.94

Tabela 4.2: Lista das fotomultiplicadoras de telescópios vizinhos que possuem campos de observação interpenetrados.  $id$  é o número que adotaremos para designar cada um dos pares nos gráficos que seguem;  $p_i$  é a identificação da fotomultiplicadora do telescópio  $i$  e  $p_j$ , do telescópio  $j = i + 1$ , com  $i = \{1, 2, 3, 4, 5\}$ ;  $\Delta\theta$  é o ângulo formado entre as direções dos centros dos campos visuais das fotomultiplicadoras; e  $R_i$  e  $R_j$  são os aumentos esperados para as áreas efetivas das fotomultiplicadoras  $p_i$  e  $p_j$ , respectivamente, obtidos por meio de simulação.

### Cálculo da área efetiva do telescópio por simulação

Com o programa de simulação da óptica do telescópio, podemos calcular a área efetiva do telescópio, assim como o seu aumento com o uso da lente corretora, através de um método Monte Carlo.

Distribuímos  $N_{sim}$  raios de luz de forma homogênea, na abertura do telescópio com uma dada área  $A$ . Parte desses raios não chegarão à superfície focal; a probabilidade  $p$  de um deles atingir a superfície focal é justamente:

$$p = \frac{A_{ef}}{A}, \quad (4.26)$$

onde  $A_{ef}$  é a área efetiva do telescópio. Esta probabilidade pode ser estimada por simulação através da expressão  $\tilde{p} = n_s/N_{sim}$ , onde  $n_s$  é o número de raios que atingem a superfície focal. Podemos afirmar, então, que a área efetiva é dada por:

$$A_{ef} = \frac{n_s}{N_{sim}} A. \quad (4.27)$$

Foram simulados  $30000 \times \cos \theta$  raios para cada uma das fotomultiplicadoras, onde  $\theta$  representou o ângulo de incidência, definido de modo a coincidir com a direção do campo visual da fotomultiplicadora. Os valores de  $R_1$  e  $R_2$  apresentados na tabela 4.2 representam simplesmente:

$$R = \frac{A'_{ef}}{A_{ef}} = \frac{n'_s}{n_s} \times \left( \frac{r'}{r} \right)^2, \quad (4.28)$$

onde os parâmetros identificados por “'” foram aqueles obtidos nas simulações que incluíram a lente, e  $r$  é o raio de abertura do diafragma ( $r = 85 \text{ cm}$  e  $r' = 110 \text{ cm}$ ).

Nesse programa só foram implementados os efeitos geométricos da óptica do telescópio; fenômenos como a absorção da luz na lente e no espelho não foram considerados.

## Análise dos Dados

A figura 4.34 apresenta, a título de ilustração, as variâncias de duas fotomultiplicadoras dos telescópios 2 e 3 de Los Leones ( $i = 2$  e  $j = 3$  na expressão 4.24), que observam praticamente a mesma região do céu, em função da hora referente ao meridiano de Greenwich (3h adiantada em relação à hora local). Os valores foram obtidos a partir dos dados de monitoramento de duas noites de aquisição em 2004: 24-25 de julho e 22-23 de agosto. Apresentamos, também, um ajuste feito aos dados do telescópio 2, com base na equação 4.24, segundo o método dos mínimos quadrados, com incertezas iguais a  $\sqrt{(\sigma_{\sigma_i^2}^2) + \alpha_{ij}^2(\sigma_{\sigma_j^2}^2)}$ , onde  $\sigma_{\sigma_i^2}^2 = \sqrt{\sigma_i^2/N^3}$ .

Podemos notar que a forma dessas curvas é muito parecida, diferindo basicamente por um fator de proporcionalidade. Observe também que a curva ajustada é praticamente indistinguível nos gráficos superiores; as diferenças entre as curvas “ajustado” e “tel 2/pix 04” podem ser melhor observadas nos gráficos inferiores.

Nas noites consideradas na figura 4.34, a lua estava praticamente na fase crescente e, próximo das 5:00 h, ela se encontrava no horizonte; portanto, a redução de  $\sigma^2$

---

<sup>3</sup>Sendo  $n$  uma variável aleatória com distribuição de Poisson, a sua variância  $\sigma_n^2$  é igual ao seu valor médio ( $\lambda$ ). Assim, o que se faz normalmente é determinar a variância a partir de  $\sigma_n^2 = n$ . Portanto, a variância da variância de uma distribuição poissoniana ( $\sigma_{\sigma_n^2}^2$ ), por definição, é dada por  $\sigma_{\sigma_n^2}^2 = \langle (\widetilde{\sigma_n^2} - \sigma_n^2)^2 \rangle = \langle (n - \lambda)^2 \rangle$ , que nada mais é do que a variância de  $n$ ; assim temos  $\sigma_{\sigma_n^2}^2 = \sigma_n^2 = \lambda$  e  $\widetilde{\sigma_{\sigma_n^2}^2} = \widetilde{\sigma_n^2} = n$ . No texto, o que estamos calculando é a média de  $N$  variâncias; desse modo, a incerteza é obtida por meio de  $\sigma_{\sigma_n^2}^2 = \sqrt{\sigma_n^2/N}$ .

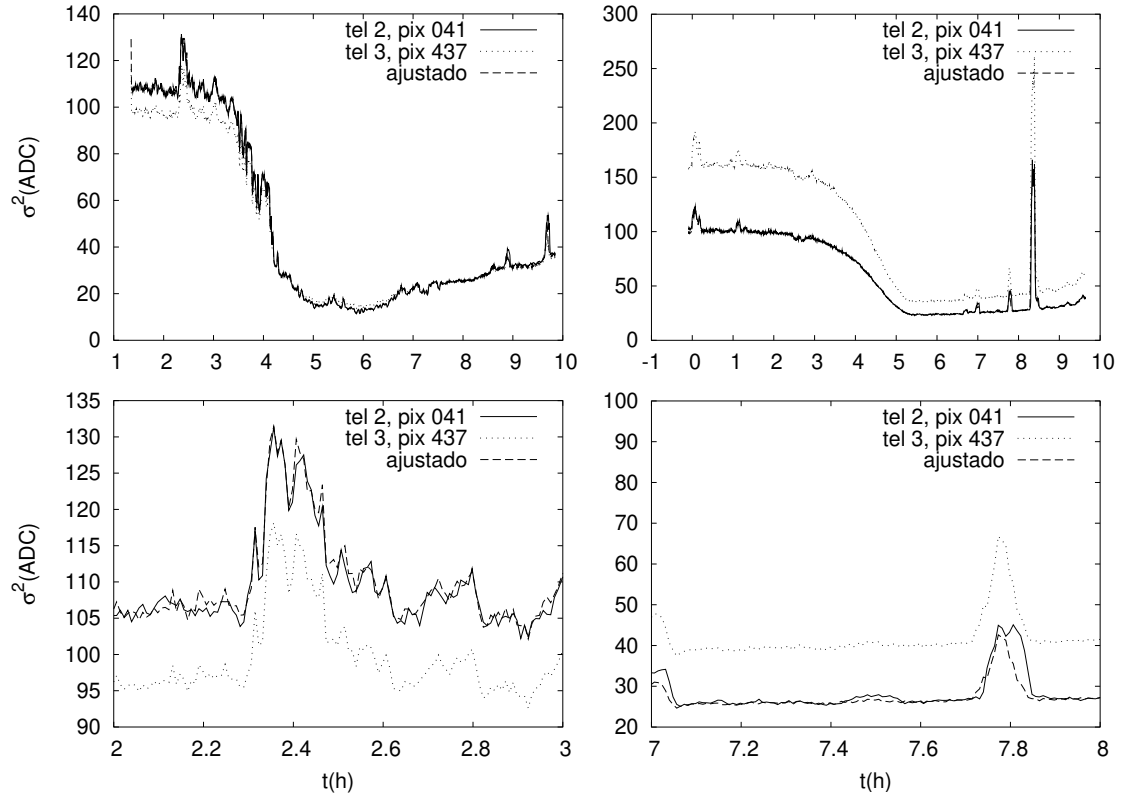


Figura 4.34: Variâncias medidas durante as noites entre 24 e 25 de julho (à esquerda) e entre 22 e 23 de agosto (à direita), no ano de 2004.  $t(h)$  é a hora referente ao meridiano de Greenwich. “tel” e “pix” representam o telescópio e a fotomultiplicadora considerados, e “ajustado” é o ajuste aos dados do telescópio 2 a partir das variâncias do telescópio 3, de acordo com a equação 4.24. Os gráficos inferiores são os correspondentes gráficos superiores, destacando as diferenças entre as curvas “tel 2, pix 041” e “ajustado”.

observada entre 3:00h e 5:00h é efeito da diminuição da radiação de fundo provocada pelo deslocamento da lua no céu.

Podemos notar também, nesses gráficos, alguns picos bem característicos; o principal ocorre entre 8:00h e 9:00h na segunda noite, havendo vários outros de intensidade bem menor. Estes picos são provocados pela passagem de estrelas no campo de visão das fotomultiplicadoras.

Os dois gráficos da figura 4.34 apresentam dados de uma mesma fotomultiplicadora obtidos em épocas diferentes; assim, as mesmas estrelas passaram no campo de visão dessas fotomultiplicadoras, mas em horários diferentes: quando uma determinada estrela passa por uma certa coordenada (altura, azimuth), após um mês ela passará praticamente pela mesma posição, porém cerca de duas horas antes. É possível observar esse fato nos gráficos, por exemplo a partir dos dois pequenos picos

que ocorrem por volta das 9:00 *h* no gráfico à esquerda e próximo das 7:00 *h* no da direita.

O gráfico à esquerda na figura 4.35 mostra os valores médios de  $\alpha_{ij}$  para as fotomultiplicadoras do telescópio 2 de Los Leones, resultantes do ajuste apresentado na figura 4.34 e relativos aos dados do telescópio 3<sup>4</sup>, correspondendo a cada uma das noites de tomada de dados do período de maio a setembro de 2004; as fotomultiplicadoras consideradas se encontram listadas na tabela 4.2.

Podemos notar que houve problemas em algumas noites, para as quais os valores são muito diferentes daqueles observados na maioria das noites, principalmente no caso do mês de maio. No entanto existe, para todos os meses, uma pequena região onde os valores de  $\alpha_{ij}$  se aglomeram. Outro detalhe interessante é que os pontos agrupados dos meses de maio e junho estão muito próximos entre si, o mesmo efeito ocorrendo para os meses de agosto e setembro. No mês de julho, os valores de  $\alpha_{ij}$  são praticamente iguais ao dobro dos valores de agosto e setembro.

No gráfico da direita da figura 4.35 destacamos os valores médios e os desvios padrões dos valores relativos aos pontos que se aglomeram no gráfico da esquerda. Esses cálculos foram feitos a partir do seguinte procedimento de seleção: calculou-se o desvio padrão ( $\sigma_{\alpha_{ij}}$ ) e a média ( $\overline{\alpha_{ij}}$ ) para todos os dados de um determinado mês; excluiu-se os pontos para os quais  $|\alpha_{ij} - \overline{\alpha_{ij}}| > h \times \sigma_{\alpha_{ij}}$ , tendo sido escolhido  $h = 3, 0$ , para então se recalculou a média e o desvio padrão dos dados restantes; repetiu-se este processo até que não houvesse pontos para serem excluídos. Finalmente, foi determinado o desvio padrão da média de  $\sigma_{\overline{\alpha_{ij}}} = \sigma_{\alpha_{ij}}/\sqrt{N}$ . Pudemos perceber que este processo acabou considerando apenas os dados que se aglomeravam.

Observando as anotações feitas durante a tomada de dados, notou-se que entre os meses de junho e julho foi realizada a calibração usando o *domo* e, como consequência, ocorreram algumas mudanças no ganho das fotomultiplicadoras ou na eletrônica, o que provocou uma alteração não homogênea nas características dos sinais observados nas fotomultiplicadoras, como pudemos constatar nos gráficos da figura 4.35.

Em função disso, a fim de se avaliar o aumento da área efetiva do telescópio com a introdução da lente, usaremos somente os dados dos meses de julho a setembro. Neste período, não houve nenhuma mudança na eletrônica e nem na óptica dos detectores, com exceção da instalação das lentes no telescópio 3 de Los Leones e no 4 de Coihueco, entre as tomadas de dados de julho e agosto; convém lembrar que, na ocasião, os telescópios 4 de Los Leones e 3 de Coihueco já apresentavam lentes. Devemos, portanto, verificar as mudanças nos valores de  $\alpha_{ij}$  desses telescópios, em comparação com os telescópios adjacentes.

As figuras 4.36 e 4.37 mostram os valores de  $R_{ij}(t)$  determinados segundo a equação 4.25 para os telescópios de Los Leones e de Coihueco respectivamente, considerando-se apenas a relação entre dados de dois meses consecutivos, ao invés de relacionar os dados de dois meses aos do outro restante (e vice-versa). No gráfico à direita incluímos, também, os valores esperados para  $R_i$  e  $R_j$  (pontos cheios) de-

<sup>4</sup>Telescópio em que foi instalada a lente corretora entre os meses de julho e agosto de 2004.

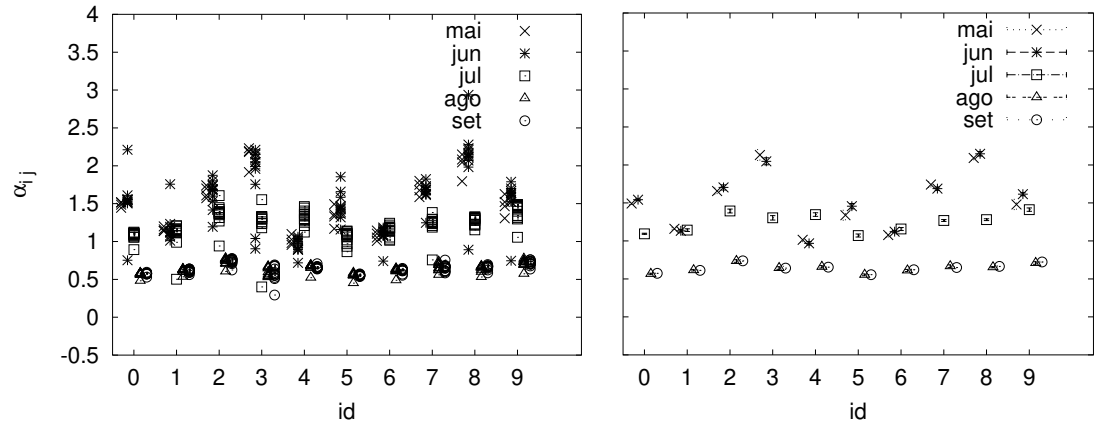


Figura 4.35: À esquerda, os valores médios do fator  $\alpha_{ij}$ , obtidos pelo ajuste das variâncias do telescópio 2 e determinados em relação às variâncias do telescópio 3. O  $id$ , nas abscissas, é a identificação apresentada na tabela 4.2. Para evitar que os pontos de meses diferentes ficassem na mesma vertical, foi feito um pequeno deslocamento de um mês para outro ao longo da horizontal. À direita apresentamos as médias e os desvios padrões da média para os pontos do gráfico à esquerda selecionados segundo o algoritmo descrito no texto.

terminados por simulação e apresentados na tabela 4.2.

A tabela 4.3 mostra as médias ponderadas de cada conjunto de dados.

olho	telescópios	$R_{ij}$	
		jul-ago	ago-set
Los Leones	1 e 2	1,015±0,004	1,007±0,004
	2 e 3	<b>1,937±0,015</b>	0,994±0,007
	4 e 3	<b>1,940±0,009</b>	0,990±0,005
	4 e 5	1,026±0,005	1,002±0,006
	5 e 6	0,969±0,006	1,003±0,008
Coihueco	1 e 2	1,012±0,004	1,042±0,006
	2 e 3	1,019±0,004	1,001±0,005
	3 e 4	<b>1,870±0,008</b>	0,981±0,004
	5 e 4	<b>1,862±0,008</b>	1,027±0,006
	5 e 6	1,015±0,007	0,993±0,005

Tabela 4.3: Médias ponderadas do valores de  $R_{ij}$  para cada um dos pares de telescópios. Estão em negrito, somente os valores de  $R_{ij}$ , que foram instaladas as lentes no período considerado.

Como era de se esperar, segundo a expressão 4.25, os resultados de  $R_{ij}$  ficaram em torno de 1 quando não houve alteração no sistema óptico e na eletrônica. No entanto, observamos pela tabela 4.3 que nem todos os valores são compatíveis com 1 o que

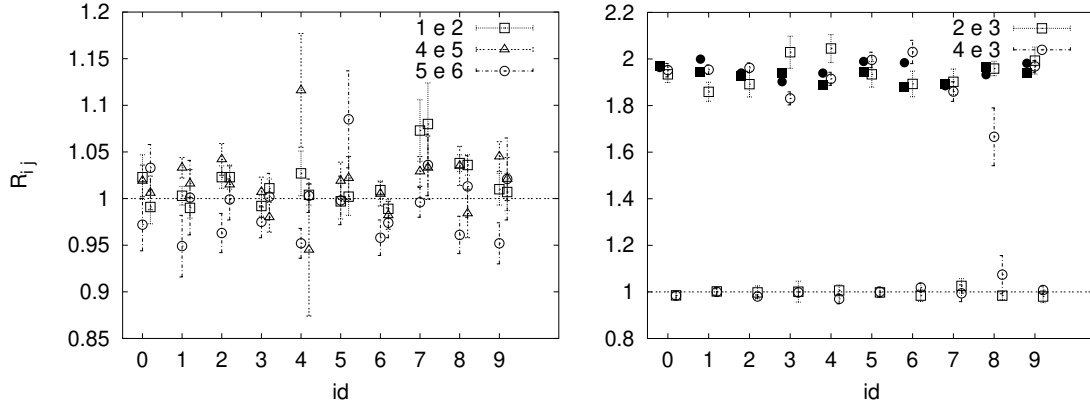


Figura 4.36: Valores de  $R_{ij}(t)$  obtidos para os telescópios do olho instalado em Los Leones. O gráfico à esquerda mostra os dados referentes aos telescópios que não sofreram alteração de suas características, enquanto que à direita podemos observar o efeito da introdução da lente no telescópio 3. Para cada par de fotomultiplicadoras há dois conjuntos de pontos: um exatamente na vertical definida pelo  $id$ , que se refere à comparação entre os meses de julho e agosto, e outro ligeiramente deslocado para a direita, correspondendo a agosto e setembro. Os números nas legendas representam os telescópios considerados e sua ordem na determinação de  $\alpha_{ij}$ , de acordo com a convenção definida na tabela 4.2; note que no caso dos telescópios 4 e 3 inverteu-se a ordem convencionada, a fim de evitar o valor 0,5 e facilitar a comparação com a relação 2 e 3. Os pontos cheios no gráfico à direita representam os valores esperados da tabela 4.2.

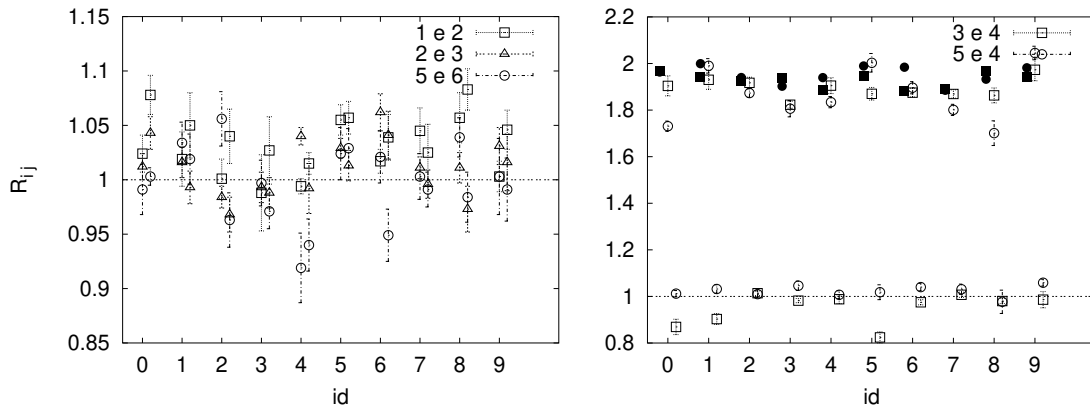


Figura 4.37: Valores de  $R_{ij}(t)$  obtidos para os telescópios de Coihueco, seguindo as mesmas características da figura 4.36. Aqui, a inversão da ordem na determinação de  $\alpha_{ij}$  ocorreu no caso dos telescópios 5 e 4.

indica que houve pequenas alterações nos fatores  $\lambda_{ij}$ . Felizmente essas alterações não são muito grandes (da ordem de 2% para as médias ponderadas), o que nos permite



usar esse fato para estimar o aumento da área efetiva do telescópio, através dessas análises.

Supondo que o sistema eletrônico também não sofreu alteração com a introdução da lente, além das apontadas acima, obtemos que a média ponderada  $R_{ij} = 1,892 \pm 0,005$  pode representar uma estimativa do aumento da área efetiva da área efetiva de coleta de luz da ordem de 90% com o uso da lente, em relação ao sistema com diafragma de 85 cm de raio e sem lente. Considerando que o fator  $\lambda_{ij}$  tem uma incerteza da ordem de 2%, como observado nos resultados onde  $R_{ij}$  deveria ser igual a 1. Portanto, uma estimativa que deve ser mais realista é  $1,89 \pm 0,04$ . Convém notar que esses valores ficaram bem próximos dos resultados obtidos por simulação (tabela 4.2).

Deveríamos, no entanto, observar no teste valores ligeiramente menores que os esperados a partir das simulações (em torno de 10% para o aumento), já que nestas não foram consideradas perdas da luz na lente (por absorção e por reflexão). Esse efeito pode resultar de alguma característica não simulada da resposta das fotomultiplicadoras ou da própria óptica, como a reflexão nas mercedes ou o efeito de sombra dos suportes da câmera. Isso deverá ser analisado com mais detalhes oportunamente.



# Capítulo 5

## Considerações finais

O presente trabalho foi dedicado ao estudo detalhado de um dos componentes mais inovadores dos detectores de fluorescência do Observatório Pierre Auger: suas lentes corretoras.

Os capítulos 1 e 2 foram destinados a um apanhado teórico e experimental sobre os raios cósmicos, ressaltando alguns dos problemas ainda em aberto, principalmente no caso da faixa de mais altas energias, e apresentando as técnicas de detecção adotadas. No final do capítulo 2 destacamos algumas das características dos detectores do Observatório Pierre Auger.

Iniciamos o desenvolvimento do tema do trabalho no capítulo 3, discutindo as primeiras propostas para o detector de fluorescência do Observatório Auger, para então passarmos a estudar detalhadamente o sistema óptico a ser adotado. As análises do desempenho óptico do telescópio se basearam em simulações feitas com o programa que desenvolvemos para simular a trajetória da luz no detector [92], o qual foi incorporado ao programa de simulação [101] desenvolvido no âmbito da tarefa DPA (*Data Processing and Analysis*) da Colaboração Auger.

---

Um dos problemas de um sistema óptico constituído de um espelho esférico é a aberração coma, que faz a resolução do detector depender da direção de incidência relativa ao eixo do telescópio.

Uma das maneiras de se evitar esta aberração é através do uso da óptica de Schmidt, que se utiliza de um diafragma próximo ao centro de curvatura do espelho; as simulações apresentadas do telescópio proposto para o Observatório Auger, na primeira seção do capítulo 3 (figuras 3.4 e 3.5, pág. 86), demonstraram este fato.

Eliminado esse problema, torna-se possível usar telescópios cobrindo ângulos sólidos maiores, o que reduz o número total de detectores e permite isolar, com maior facilidade, o espelho e a eletrônica do ambiente externo. Essa solução, no entanto, não elimina a aberração esférica, que impõe um limite para a área de abertura do diafragma a fim de se obter a resolução óptica desejada.

É possível reduzir a aberração esférica em um telescópio de Schmidt com o uso de uma lente corretora junto ao seu diafragma e, com isso, aumentar a sua resolução. Uma análise inicial do desempenho óptico de tal telescópio foi feita [92], a partir de simulações envolvendo os dois perfis propostos na literatura, cujos resultados foram apresentados na figura 3.7 (pág. 88); de fato, os resultados se mostraram bem melhores do que aqueles obtidos sem a inclusão da lente, apesar de notarmos que o aumento do ângulo de incidência do feixe provocava um alongamento na imagem, tornando o seu tamanho (e portanto a resolução) dependente da inclinação da luz.

Por outro lado, a diminuição da aberração esférica poderia ser aproveitada para aumentar a área efetiva do telescópio, como notado por Paul Sommers. Isto seria interessante, visto que poderia favorecer a relação sinal/ruído, atendendo assim a uma das limitações da técnica de fluorescência.

Diante disso, tínhamos então duas opções: usar a lente para melhoria da resolução óptica, mantendo a área do sistema inicialmente proposto, ou empregá-la para aumentar a área do diafragma. Optou-se pela segunda alternativa, tendo em vista as diversas vantagens que esse aumento poderia nos fornecer.

Passamos, então, a investigar o perfil da lente adequado para atender à exigência de aumento da área efetiva do telescópio com manutenção de uma boa resolução. Dando sequência às análises acima, investigamos inicialmente a influência do raio de abertura do diafragma no tamanho da imagem e na distância focal [95, 96], apresentada na figura 3.8 (pág. 90), o que nos permitiu observar que, a princípio, o raio poderia ser estendido de  $0,85\text{ m}$  a  $1,20\text{ m}$  no caso da lente II, representando aumento da área efetiva da ordem de 150%.

Além da definição do perfil da lente, devemos nos preocupar também com a possibilidade de realmente se produzir essa lente. Um dos problemas é o seu tamanho: com um raio superior a  $0,85\text{ m}$ , seria difícil a sua produção e transporte, o que poderia torná-la muito cara para os nossos propósitos. Assim, ao invés de uma lente inteira, pensou-se em construí-la no formato de um anel [96], a ser dividida em segmentos, com raio interno de  $0,85\text{ m}$  e um raio externo definido em função da resolução.

Isso impunha para o anel uma distância focal de  $1,743\text{ m}$ , que é o raio da superfície focal para o telescópio sem a lente e com diafragma apresentando um raio de  $0,85\text{ m}$ .

Atendendo a esta e às demais condições exigidas –  $3,4\text{ m}$  para o raio de curvatura do espelho, ângulos de incidência de  $0^\circ$  a  $20^\circ$  e tamanho da mancha produzida na superfície focal do telescópio que não ultrapasse  $7,5\text{ mm}$  –, procuramos estudar o problema do alongamento observado no caso de ângulos de incidência grandes, fator limitante para o aumento do raio de abertura.

Depois de determinarmos um perfil para a lente com a imposição de convergência dos raios para um único ponto da superfície focal (figura 3.10, pág. 94), investigamos o critério a ser adotado para identificar o que seria um perfil adequado [97]. Isto nos levou ao estabelecimento de limites para a componente radial da normal da superfície curva da lente, apresentados na figura 3.15 (pág. 98); a fim de compreendermos melhor o significado de tais limites, analisamos o resultado das simulações do telescópio

feitas com base em seus valores superior e inferior (figura 3.16, pág. 99).

Encontramos, com essas análises, o valor máximo de  $1,10\text{ m}$  para o raio de abertura do diafragma. Isto representa um aumento de cerca de 67% da área do diafragma, porém equivale a aproximadamente 100% de aumento da área efetiva de coleta de luz, pois devemos considerar também a sombra produzida pela câmera das fotomultiplicadoras.

---

Finalmente, no capítulo 4, descrevemos as diversas ações que conduzimos, ou das quais participamos, para a definição do método de produção das lentes e sua execução [99], apresentando em seguida os testes realizados para avaliar a qualidade das lentes produzidas e o seu desempenho no telescópio [99], em particular o ganho obtido em termos do aumento da área efetiva.

Primeiramente tratamos da escolha e da caracterização do material para as lentes. Apresentamos na figura 4.1 (pág. 104) a curva da transmitância do vidro BK7, adotado na produção, a partir das medidas que fizemos no Laboratório de Ensino de Óptica do IFGW. Estimamos, também, as perdas em relação a um vidro ideal (figura 4.3, pág. 107), considerando a propagação da luz pela atmosfera, para os três espectros de fluorescência implementados no programa FDSim.

O perfil da lente capaz de permitir o aumento da área com controle da aberração esférica, obtido no capítulo 3, infelizmente representa uma superfície anesférica. Este fato também representou um grande problema para a produção da lente, visto que é sempre necessária uma técnica especial e de difícil implementação para se produzir superfícies não esféricas.

Apesar disso, apresentamos algumas técnicas usuais para a produção de superfície esféricas e lentes corretoras, tendo em vista as aproximações do perfil sugeridas no âmbito da Colaboração Auger para facilitar a produção. Estimamos, a partir de simulação, os perfis correspondentes a cada uma das três sugestões (figura 4.8, pág. 112), comparando-os aos limites obtidos no capítulo anterior, além de avaliarmos o desempenho óptico das mesmas (figura 4.9, pág. 113). Os resultados apontaram a aproximação circular como a mais indicada para o perfil a ser empregado na produção dos segmentos da lente.

Carlos Escobar, Hugo Reis e eu contactamos a empresa Schwantz, que sugeriu um método muito semelhante aos comumente usados para a produção de superfícies praticamente esféricas. Estudamos o tamanho, a posição e o posicionamento necessários para a ferramenta, apresentando na figura 4.12 (pág. 118) o impacto de seus valores no perfil do segmento e demonstrando assim a possibilidade real de produção de um perfil satisfatório com a máquina projetada, desde que houvesse um bom controle da posição e da orientação do disco.

É interessante notar que a determinação dos limites da componente radial da normal da superfície da lente (fig. 3.15, página 98), conseguimos entender porque vários

perfis diferentes podem ser adotados e não precisamos nos restringir a uma determinada parametrização. Esse fato foi de vital importância para que encontrássemos um método relativamente simples para a produção das lentes. O que tornou viável a sua produção para os detectores de fluorescência do observatório Auger.

---

Produzida a lente, surgiu outro desafio: testar a lente em laboratório. O grande problema é novamente o tamanho do telescópio, além do fato de cada um de seus componentes serem produzidos por grupos diferentes da colaboração.

O primeiro teste se baseou em um método que desenvolvemos para analisar o perfil produzido, a partir das reflexões parciais da luz emitida por um “laser pointer”, que ocorrem nas superfícies do segmento.

Depois de contornarmos o problema de alinhamento do aparato, determinamos os valores da componente radial da normal das superfícies curva e plana (figura 4.27, pág. 138), obtida para quatro segmentos de um anel, observando que o perfil produzido pela máquina estava praticamente de acordo com o previsto pelas simulações.

A fim de avaliarmos se, de fato, o perfil era satisfatório, estudamos o comportamento de  $\hat{n}_1 - \hat{n}_2$ , apresentando as suas componentes radial e azimutal na figura 4.29 (pág. 140). Verificamos, então, que o processo de produção dos segmentos é capaz de gerar um perfil muito próximo do previsto e adequado aos telescópios de fluorescência do Observatório Auger.

Um segundo teste, realizado por Vitor de Souza e Hans Klages no Observatório Auger, consistiu em avaliar a qualidade óptica da lente através das medidas da densidade da luz proveniente de uma estrela, registrada sobre a superfície focal. Esta análise mostrou que 95% da luz ficava contida em um círculo de raio  $7,5\text{ mm}$ , o que representou um resultado bom, segundo os critérios da colaboração, e se encontra de acordo com os estudos apresentados no capítulo 3 sobre o perfil da lente.

Os testes acima avaliaram apenas a qualidade óptica. Através da análise dos dados de monitoramento da aquisição dos detectores de fluorescência, pudemos estimar o aumento da área efetiva do telescópio com as lentes.

Com base nos valores das variâncias de fotomultiplicadoras de telescópios adjacentes que apontam para a mesma região do céu, comparamos o sinal das mesmas e constatamos um aumento médio em torno de  $(89 \pm 2)\%$ , conforme apontam os resultados nas figuras 4.36 (pág. 152) e 4.37 (pág. 152); este valor foi próximo do aumento esperado a partir das simulações feitas (tabela 4.2, pág. 147).

Destacamos, ainda, a importante interação com a empresa Schwantz, que não se restringiu em produzir as lentes propriamente dita, mas na troca de informações entre a Universidade e a indústria. Essa interação poderá ser de grande importância à essa empresa e às outras que tem alguma relação com esta no desenvolvimento tecnológico.

---

Atualmente, início de maio de 2005, temos ao todo seis lentes instaladas nos telescópios do Observatório Auger, duas já se encontram em Malargüe para serem instaladas e outras duas estão quase terminadas, todas produzidas segundo a descrição deste trabalho. O ritmo atual de produção, usando duas máquinas iguais à representada nas figuras 4.13 e 4.14 (páginas 119 e 120), é de praticamente duas lentes por mês, o que deverá completar as 24 lentes para todos os telescópios do sítio sul praticamente no final deste ano, atendendo assim o compromisso assumido pelo grupo brasileiro da colaboração no tocante a este aspecto.

Dando continuidade ao estudo do desempenho do telescópio, pretendemos ainda analisar qual o aumento do número de eventos registrados que o uso do anel corretor favorece, assim como a melhoria que deverá proporcionar na resolução geométrica e, também, na estimativa do desenvolvimento longitudinal do chuveiro.

Uma boa determinação do desenvolvimento longitudinal possibilita uma estimativa melhor da energia e da composição do primário, parâmetros que são de vital importância para qualquer estudo da origem dos raios cósmicos de altíssimas energias.





# Apêndice A

## O programa de simulação da óptica do telescópio do Observatório Pierre Auger

A fim de realizar os estudos do sistema óptico dos detectores de fluorescência, foi desenvolvido um programa que simula a trajetória dos raios de luz no interior do telescópio, de acordo com as leis da óptica geométrica [92]. Este programa foi incorporado ao programa de simulação dos detectores de fluorescência do Observatório Auger [101].

Apresentaremos, neste apêndice, uma breve descrição do programa utilizado.

### A.1 Descrição básica de um raio de luz

Em óptica geométrica, considera-se que um feixe de luz se propaga, em um meio homogêneo, ao longo de uma reta. Sendo assim, é possível descrever um raio de luz através do ponto  $P$  por onde ele passa e da sua direção de propagação  $\hat{k} = \vec{k}/||\vec{k}||$ .

#### Descrição da lei de reflexão

Sabemos que a direção da luz refletida ( $\hat{r}$ ) deve pertencer ao mesmo plano definido pela direção da normal à superfície ( $\hat{n}$ ) e pela direção de incidência ( $\hat{i}$ ); ou seja,  $\hat{r}$  pode ser escrito como uma combinação linear de  $\hat{i}$  e  $\hat{n}$ . É necessário também que os ângulos de incidência ( $\theta_i$ ) e de reflexão ( $\theta_r$ ) sejam congruentes.

De acordo com a figura A.1-A, temos que:

$$\hat{i} = \alpha_i \hat{n} + \beta_i \hat{n}_\perp, \quad (\text{A.1})$$

$$\hat{r} = \alpha_r \hat{n} + \beta_r \hat{n}_\perp, \quad (\text{A.2})$$

$$\alpha_r = -\alpha_i \quad \text{e} \quad (\text{A.3})$$

$$\beta_r = \beta_i. \quad (\text{A.4})$$

Substituindo A.3 e A.4 na equação A.2, e subtraindo o resultado obtido da equação A.1, encontramos que:

$$\hat{i} - \hat{r} = 2\alpha_i \hat{n}. \quad (\text{A.5})$$

Como  $\alpha_i = \cos \theta_i$ , podemos escrever  $\alpha_i = \hat{i} \cdot \hat{n}$ . Nesse caso, podemos notar que não há necessidade de se determinar  $\hat{n}_\perp$  explicitamente.

### Descrição da lei de refração

De forma um tanto análoga, podemos encontrar a direção da luz refratada. No entanto, devemos calcular  $\hat{n}_\perp$  explicitamente e alterar as relações entre os fatores  $\alpha_i$ ,  $\alpha_r$ ,  $\beta_i$  e  $\beta_r$ , de modo que satisfaçam a lei de Snell-Descartes ( $n_i \sin \theta_i = n_r \sin \theta_r$ ).

Como  $\hat{n}$ ,  $\hat{i}$  e  $\hat{r}$  são vetores unitários, temos que  $|\beta_i| = |\sin \theta_i|$  e  $|\beta_r| = |\sin \theta_r|$ , o que nos permite escrever a lei de Snell-Descartes da seguinte forma:

$$n_r \beta_r \hat{n}_\perp = n_i \beta_i \hat{n}_\perp. \quad (\text{A.6})$$

Como  $\alpha_i = \hat{n} \cdot \hat{i}$ , podemos escrever a equação A.1 como:

$$\beta_i \hat{n}_\perp = \hat{i} - (\hat{n} \cdot \hat{i}) \hat{n}; \quad (\text{A.7})$$

substituindo esta equação em A.6, encontramos a componente de  $\hat{r}$  na direção de  $\hat{n}_\perp$ .

Finalmente, para determinarmos a componente de  $\hat{r}$  na direção da normal, podemos usar a relação trigonométrica:

$$\sin^2 \theta_r + \cos^2 \theta_r = 1 \implies \alpha_r^2 + \beta_r^2 = 1. \quad (\text{A.8})$$

## A.2 Estrutura do programa de simulação

### Sobre a simulação de um elemento óptico

A determinação da trajetória da luz em um sistema óptico pode ser toda feita diretamente, calculando-se o ponto de intersecção da reta que representa o raio de luz com a superfície do elemento óptico e, posteriormente, a direção do raio refletido ou refratado.

Calcular o ponto de intersecção e a direção da normal em uma dada superfície pode ser um tanto trabalhoso, dependendo do sistema de referência utilizado. Por exemplo, supondo que a superfície em questão seja um parabolóide de revolução, o cálculo é simples quando o eixo de simetria do parabolóide coincide com um dos eixos cartesianos, mas pode se tornar complicado quando isso não acontece.

Em função disso, é conveniente adotar um sistema de referência  $S_i$  para cada elemento óptico a ser simulado. Desse modo, os cálculos em cada um dos elementos

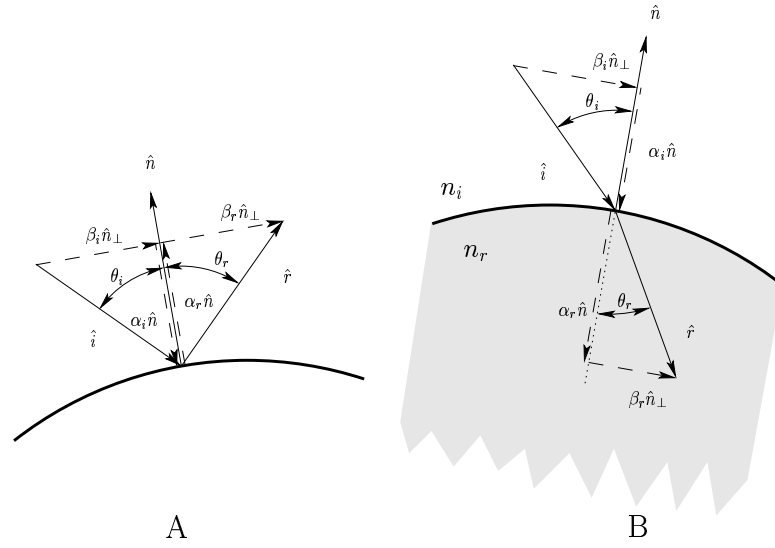


Figura A.1: Os processos de reflexão e refração.

se tornam mais simples e pode-se evitar alterações nos códigos por causa de mudanças das configurações dos elementos. Assim, para simularmos a passagem de um raio de luz, representado em um dado sistema de referência  $S$ , pelo elemento óptico  $i$ , cujo sistema de referência é  $S_i$ , devemos fazer a transformação de coordenadas conveniente, como ilustrado na figura A.2.

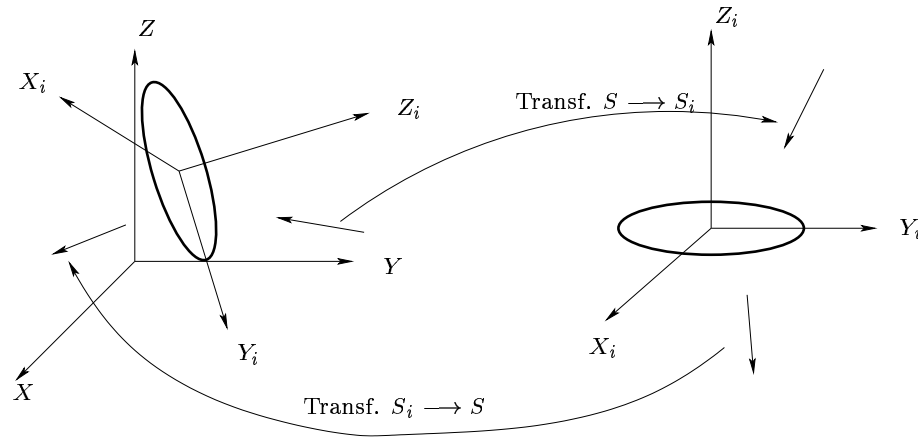


Figura A.2: Transformações do sistema de referência na simulação de um elemento óptico.

Infelizmente, quando temos vários elementos ópticos, são necessárias várias trans-

formações de coordenadas para simularmos toda a óptica do sistema, o que, em termos computacionais, aumenta o tempo de processamento. Por outro lado, pode-se fazer o programa de forma totalmente modular e de fácil alteração.

### Estrutura geral do programa desenvolvido

A figura A.3 mostra um diagrama de blocos do programa desenvolvido para fazer as simulações apresentadas neste trabalho. Convém destacar que não foi implementada a simulação do filtro; aliás, não simulamos a absorção da luz nos elementos ópticos.

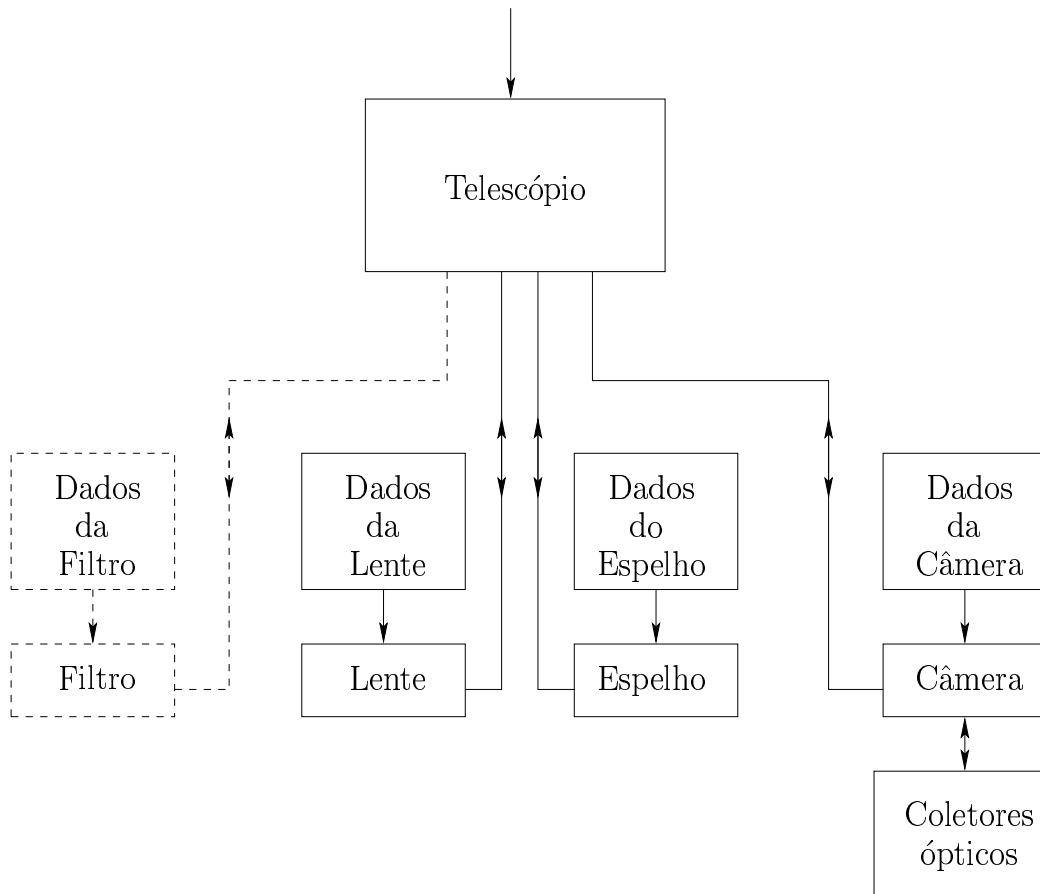


Figura A.3: Diagrama de blocos do programa de simulação do telescópio de fluorescência. Os quadros tracejados representam elementos que não foram implementados.

O programa segue basicamente os passos abaixo, ao simular a trajetória de um raio de luz:

- verifica se a luz passa pela abertura da lente ou pela lente, e calcula a sua direção neste último caso;

- verifica se atinge ou não a câmera, antes de atingir o espelho;
- calcula a direção da luz ao ser refletida pelo espelho;
- calcula a posição em que a luz atinge a câmera e identifica em que fotomultiplicadora isto ocorre;
- simula os coletores ópticos, quando necessário.

## A.3 Descrição dos elementos ópticos

### Lente

Consideramos a incidência da luz sempre na superfície curva da lente, ao entrar no telescópio. Para a obtenção de maiores informações sobre o perfil desta superfície, veja o capítulo 3.

A superfície plana da lente foi sempre posicionada de modo que contivesse o centro de curvatura do espelho, e orientada de tal forma que a sua normal coincidisse com o eixo do telescópio.

Apesar do desenho final da lente constituir um conjunto de segmentos na forma de um anel, nas simulações envolvendo este formato ela foi sempre considerada como um anel não segmentado (ver capítulo 4).

### Espelho

Consideramos o espelho simplesmente como uma superfície esférica, com raio de curvatura igual a  $R_e = 3,4\text{ m}$  e tamanho suficientemente grande para que toda a luz que passasse pela abertura do telescópio não fosse perdida.

### Câmera

O desenho da câmera empregada nos telescópios do Observatório Auger pode ser encontrado em [108]; constitui-se de um conjunto de fotomultiplicadoras dispostas na superfície focal do telescópio, que conforme já sabemos é esférica, apresentando raio de curvatura igual a  $R_c = 1,743\text{ m}$  e centro coincidente com o centro de curvatura do espelho. Em alguns casos, simulamos a câmera simplesmente como uma superfície esférica com raio de curvatura ligeiramente maior que  $R_e/2$ .

A descrição da posição do centro das fotomultiplicadoras, apresentada em [108], pode parecer um tanto difícil de se entender. Tentaremos, aqui, expor essas definições de uma forma relativamente simples.

Considere, na figura A.4, o sistema de referência  $S$ , adotado no programa de simulação da óptica do telescópio, e o sistema  $(\phi, \Omega)$ , onde  $\phi$  é o ângulo formado com o eixo  $-Z$ , no plano  $XZ$  (plano vertical que contém o eixo do telescópio), e  $\Omega$  o ângulo relativo a este plano.

Um ponto sobre a superfície focal pode ser descrito, no sistema  $S$ , por meio de:

$$\begin{aligned} X &= R_c \sin \phi \cos \Omega, \\ Z &= -R_c \cos \phi \cos \Omega \quad \text{e} \\ Y &= -R_c \sin \Omega. \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

Definindo um novo sistema  $S''$ , de modo que  $X'' = -Z$ ,  $Y'' = X$  e  $Z'' = -Y$ , podemos notar que as expressões acima significam nada mais do que a representação do ponto em termos de coordenadas esféricas, onde temos  $\Omega = \pi/2 - \theta$ .

Segundo a convenção adotada no Observatório Auger [109], a identificação das fotomultiplicadoras na câmera é feita a partir dos números inteiros  $n_x$  e  $n_y$  que indicam, respectivamente, a posição da fotomultiplicadora na linha e na coluna correspondente, de acordo com a orientação apresentada na figura A.4; sendo assim, assumem os valores  $1 < n_x \leq 20$  e  $1 < n_y \leq 22$ . Pode-se, ainda, obter a numeração das fotomultiplicadoras ( $id$ ) por meio da expressão  $id = (n_x - 1) \times 22 + n_y$ .

O centro de cada fotomultiplicadora pode ser determinado pelos valores de  $\Omega_{n_x, n_y}$  e  $\phi_{n_x, n_y}$ , tomando por base as coordenadas do centro da câmera ( $n_{x0}, n_{y0}$ ) e as distâncias angulares  $\Delta\Omega$  e  $\Delta\phi$ , representadas na figura A.4. Desse modo, é possível escrever:

$$\Omega_{n_x, n_y} = (n_x - n_{x0})\Delta\Omega \quad \text{e} \quad (\text{A.10})$$

$$\phi_{n_x, n_y} = -(n_y - n_{y0})\Delta\phi. \quad (\text{A.11})$$

Em função da disposição das fotomultiplicadoras e de suas dimensões angulares, temos que  $n_{x0} = 10$  para  $n_y$  ímpar e  $n_{x0} = 10,5$  para  $n_y$  par,  $n_{y0} = 11 + 2/3$ ,  $\Delta\Omega = 1,5^\circ$  e  $\Delta\phi = 1,5^\circ \cos 30^\circ \approx 1,3^\circ$ .

### Coletores ópticos

A fim de se evitar a perda da luz que incide nos espaços entre as fotomultiplicadoras, são introduzidos coletores ópticos em torno de cada fotomultiplicadora. A forma e a disposição desses coletores estão ilustradas na figura A.5; pelo fato de lembrarem o símbolo da empresa Mercedes-Benz (veja a circunferência pontilhada na figura), eles se tornaram conhecidos, dentro da Colaboração Auger, como mercedes.

A fim de simular as mercedes, o primeiro passo é identificar a fotomultiplicadora atingida, a partir da posição em que a luz incide na superfície focal; para tanto, utilizamos o formalismo descrito acima ao tratarmos da câmera. Em seguida, é criado o sistema de referência ( $S'$ ) ortonormal da fotomultiplicadora em questão, como mostram as figuras A.4 e A.5, usando as seguintes expressões:

$$\begin{aligned} \vec{X}' &\propto -\frac{\partial \vec{r}_0}{\partial \Omega} \quad \text{e} \\ \vec{Y}' &\propto -\frac{\partial \vec{r}_0}{\partial \phi}, \end{aligned}$$

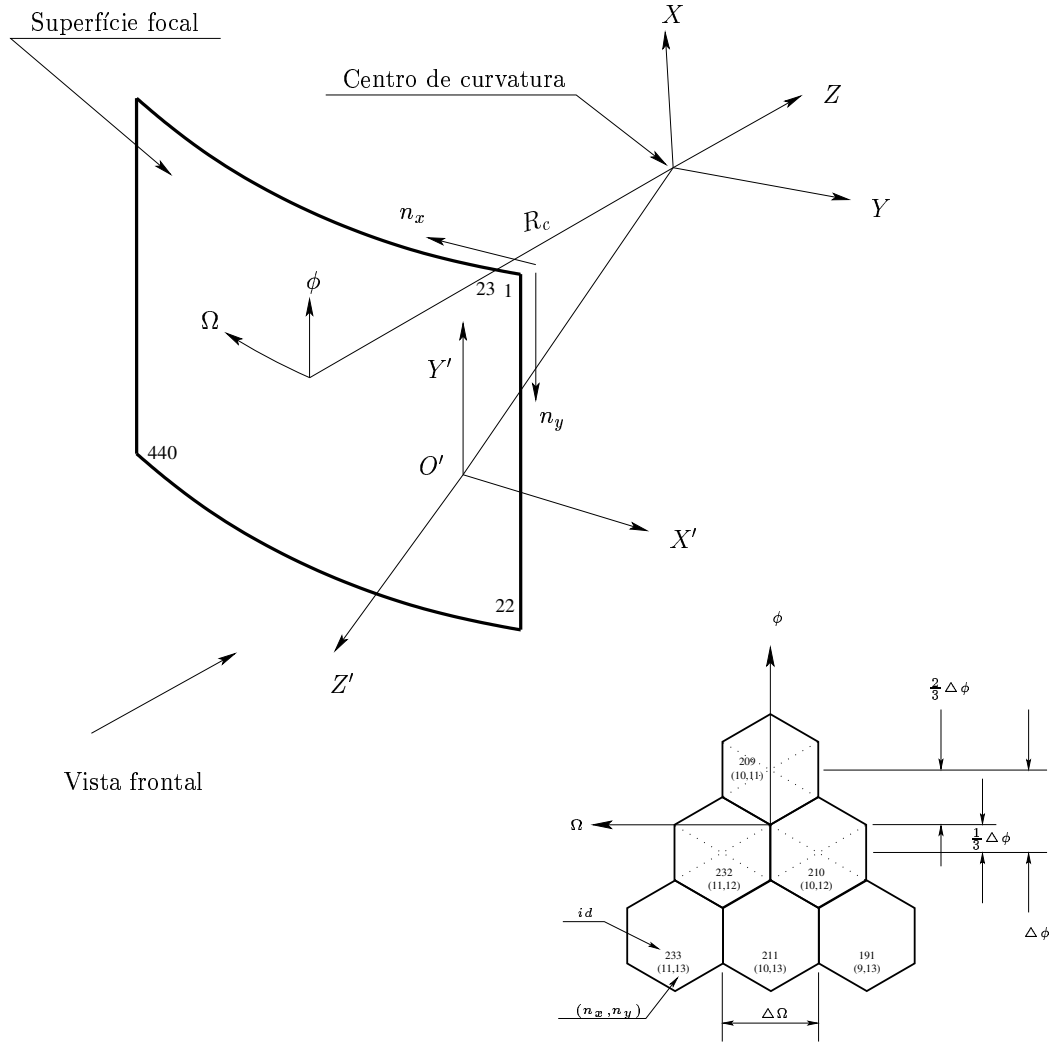
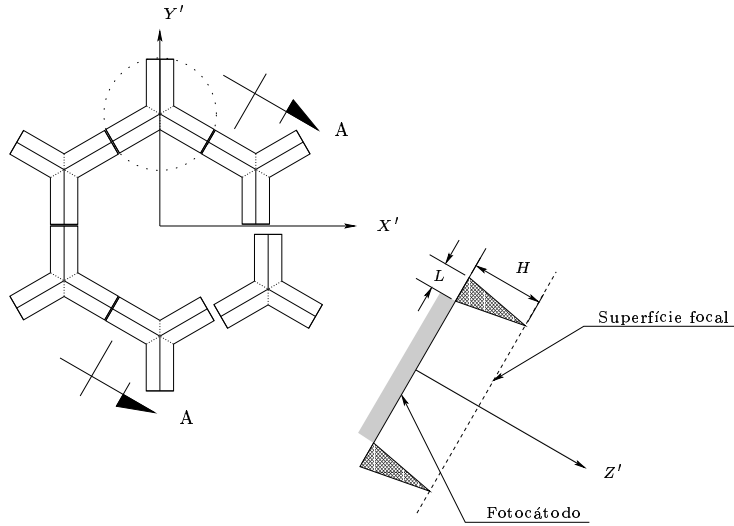


Figura A.4: Sistemas de referência adotados para descrever a câmera (acima) e esquema enfatizando o centro da câmera e a disposição das fotomultiplicadoras (abaixo).

sendo  $Z'$  a normal da superfície no ponto  $\vec{r}_0$ , que indica a posição do centro da fotomultiplicadora. Neste sistema, as mercedes são consideradas idênticas.

Ao invés de considerarmos as mercedes individualmente, simulamos as seis superfícies planas formadas por mercedes vizinhas (e voltadas para cada fotomultiplicadora) dispostas segundo um hexágono regular.

Convém notar que, de acordo com a definição da posição do centro das fotomultiplicadoras, apresentada na subseção anterior, a distância entre os centros de



Corte AA

Figura A.5: Conjunto de coletores ópticos (mercedes) dispostos em torno de uma fotomultiplicadora.

fotomultiplicadoras vizinhas deve ser diferente ao longo da câmera. Portanto, a forma das mercedes não é sempre a de um hexágono perfeito e depende da fotomultiplicadora considerada. Esta característica, no entanto, não foi levada em conta nas simulações apresentadas neste trabalho.

Convém notar que, apesar da distância angular entre os centros de fotomultiplicadoras vizinhas em uma mesma coluna independem da posição na câmera (ou seja,  $\Delta\phi$  constante), de acordo com a seção anterior, o mesmo não ocorre com a distância linear, que deve diminuir à medida que se afasta do centro. Portanto, a forma das mercedes não é sempre a de um hexágono perfeito e depende da fotomultiplicadora considerada. Esta característica, no entanto, não foi levada em conta nas simulações apresentadas neste trabalho.



# Bibliografia

- [1] Y. Sekido and H. Elliot, “EARLY HISTORY OF COSMIC RAY STUDIES”, D. Reidel Publishing Company, 1985.
- [2] A. A. Penzias and R. W. Wilson, *Astrophys. J.* 142 (1965) 419.
- [3] K. Greisen, *Phys. Rev. Lett.* 16 (1966) 748
- [4] G. T. Zatsepin and V. A. K’uzmin, *Pis’ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 4 (1966) 114 [*JETP Lett.* 4, 78 (1966)].
- [5] J. Linsley, *Phys. Rev. Lett.*, 10 (1963) 146.
- [6] J. W. Cronin, T. K. Gaisser e S. P. Swordy, *Scientific American*, 276 (1997) 32.
- [7] The Auger Collaboration, “THE PIERRE AUGER OBSERVATORY DESIGN REPORT” 2<sup>a</sup> ed., 14 de março de 1997. <http://www.auger.org/>
- [8] N. Chiba *et al.*, *Nucl. Instrum. Meth. A* 311 (1992) 338
- [9] H. Ohoka, S. Yoshida and M. Takeda [AGASA Collaboration], *Nucl. Instrum. Meth. A* 385 (1997) 268
- [10] M. Takeda *et al.*, *Astropart. Phys.* 19 (2003) 447 [[arXiv:astro-ph/0209422](http://arxiv.org/abs/astro-ph/0209422)]
- [11] J. M. Matthews [Hires Collaboration], *Proceedings of the 27<sup>th</sup> International Cosmic Ray Conference (ICRC), Hamburg, 1 (2001) 350.* [<http://www.copernicus.org/icrc/index.html>]
- [12] T. Abu-Zayyad *et al.* [Hires Collaboration] [[arXiv:astro-ph/0208301](http://arxiv.org/abs/astro-ph/0208301)]
- [13] R. U. Abbasi *et al.* [Hires Collaboration] *Phys. Rev. Lett.* 92 (2004) 151101 [[arXiv:astro-ph/0208243](http://arxiv.org/abs/astro-ph/0208243)]
- [14] D. J. Bird *et al.*, *Astrophys. J.* 511 (1999) 739.

- [15] N. Hayashida *et al.*, *Astropart. Phys.* 10 (1999) 303 [arXiv:astro-ph/9807045].
- [16] J. A. Bellido *et al.*, *Astropart. Phys.* 15 (2001) 167.
- [17] N. Hayashida *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, 77 (1996) 1000.
- [18] Y. Uchihori *et al.*, *Astropart. Phys.*, 13 (2000) 151
- [19] M. Takeda *et al.*, *Astrophys. J.*, 522 (1999) 225
- [20] M. Teshima *et al.*, *Proceedings of the 28<sup>th</sup> International Cosmic Ray Conference (ICRC)*, Tsukuba (2003) 437.
- [21] C. B. Finley and S. Westerhoff, *Astropart. Phys.*, 21 (2004) 359.
- [22] R. Abbasi *et al.* [Hires Collaboration], *Astropart. Phys.* 22 (2004) 139.
- [23] Chad B. Finley e Stefan Westerhoff [Hires Collaboration], *Proc. 28th ICRC*, Tsukuba, 1 (2003) 433.
- [24] J. R. Hörandel, *Astropart. Phys.* 19 (2003) 193 [arXiv:astro-ph/0210453]
- [25] R. Beck, A. Brandenburg, D. Moss, A. Shukwov and D. Sokoloff, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 34 (1996) 155
- [26] P. P. Kronberg, *Rep. Prog. Phys.* 57 (1994) 325
- [27] R. J. Protheroe and P. A. Johnson, *Astropart. Phys.* 4 (1996) 253 [arXiv:astro-ph/9506119]
- [28] J. L. Puget, F. W. Steker and J. H. Bredekamp, *Ap. J.*, 205 (1976) 638.
- [29] L. N. Epele e E. Roulet, *JHEP*, 9810 (1998) 009 [arXiv:astro-ph/9808104]
- [30] S. Lee, *Phys. Rev. D* 58 (1998) 043004
- [31] J. W. Elbert e P. Sommers, *Astrophys. J.* 441 (1995) 151
- [32] W. Tkaczyk *et al.*, *J. Phys. A* 8 (1975) 1518
- [33] F. A. Aharonian e J. W. Cronin, *Phys. Rev. D* 50 (1994) 1892
- [34] J. W. Cronin, *Nucl. Phys. (Proc. Supp.)* 28B (1992) 213
- [35] S. Yoshida and M. Teshima, *Prog. Theor. Phys.* 89 (1993) 833
- [36] E. Fermi, *Phys. Rev.* 75 (1949) 1169

- [37] A. R. Bell, Mon. Not. R. Astron. Soc. 182 (1978) 147
- [38] R. D. Blandford and J. P. Ostriker, Astrophys. J. 221 (1978) L29
- [39] A. M. Hillas, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 22 (1984) 425
- [40] P. Bhattacharjee and G. Sigl, Phys. Rept. 327 (2000) 109  
[arXiv:astro-ph/9811011]
- [41] S. Coleman and S. L. Glashow, Phys. Rev. D 59 (1999) 116008; S. Coleman and S. L. Glashow [arXiv:hep-ph/9808446].
- [42] P. Sreekumar *et al.*, Astrophys. J., 494 (1998) 523
- [43] Particle Data Group, Phys. Lett. B, 592 (2004) 242
- [44] J. D. Jackson, “Classical Electrodynamics”, John Wiley & Sons, Inc.
- [45] M. S. Longair, “High energy astrophysics”, vol. 1, 2<sup>a</sup>ed., Cambridge University Press (1981).
- [46] C. R. A. Augusto *et al.*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 122 (2003) 193.
- [47] D. Heck *et al.*, “CORSIKA: A Monte Carlo code to simulate extensive air showers”, Report FZKA 6019, Forschungszentrum Karlsruhe (1998).
- [48] J. Knapp e K. Heck “Extensive air shower simulation with CORSIKA: a user’s guide (version 6.200 from January 31, 2005)”, Forschungszentrum Karlsruhe (2005).
- [49] R. M. Baltrusaitis, *et al.* Nuclear Instr. and Meth. in Phys. Res. A240 (1985) 410.
- [50] T. K. Gaisser, “Cosmic Rays and Particle Physics”, Cambridge Universi Press (1990).
- [51] T. K. Gaisser e A. M. Hillas, Proceedings of the 15<sup>th</sup> International Cosmic Ray Conference (ICRC), Plovdiv, Bulgaria, 8 (1977) 353.
- [52] P. Sokolsky “Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics”, Addison-Wesley Publishing Company, Inc. (1989).
- [53] D. J. Bird *et al.*, Astrophys. J., 441 (1995) 144.
- [54] M. Ave, *et al.*, Phys. Rev. Lett., 85 (2000) 2244.
- [55] K. Kamata e J. Nichimura, Prog. Theoret. Phys. Suppl. 6 (1958) 93.
- [56] K. Greisen, Annual Rev. of Nucl. Science 10 (1960) 63.

- [57] T. Antoni *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A513 (2003) 490.
- [58] T. Antoni *et al.*, Astropart. Phys. 14 (2001) 245.
- [59] S. Yoshida *et al.*, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 20 (1994) 651
- [60] M. A. Lawrence, R. J. O. Reid e A. A. Watson, J. Phys. G:Nucl. Part. Phys. 17 (1991) 733.
- [61] R. N. Coy, G. Gunningham, C. L. Pryke e A. A. Watson, Astropart. Phys. 6 (1997) 263.
- [62] A. M. Hillas, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 52B (1997) 29.
- [63] S. J. Sciutto, "AIRES, a system for air shower simulation. User's guide and reference manual", Versão 2.6.0, <http://www.fisica.unlp.edu.ar/auger/aires>
- [64] K. H. Kampert *et al.*, Nucl. Phys. B(Proc. Suppl.) 122 (2003) 422.
- [65] J. Linsley, L. Scarsi e B. Rossi, J. Phys. Soc. Jpn. Suppl. A-III 17 (1962) 91.
- [66] G. B. Khristiansen, Proceedings of the 19<sup>th</sup> International Cosmic Ray Conference (ICRC), La Jolla, 9 (1985) 487.
- [67] M. M. Winn *et al.*, J. Phys. G 12 (1986) 653.
- [68] M. Teshima *et al.*, Nucl. Instr. Methods A 247 (1986) 399.
- [69] A. M. Hillas, Acta Phys. Acad. Sci. Hungarica, 29 Suppl. 3 (1970) 355; A. M. Hillas, *et. al* Proceedings of the 12<sup>th</sup> International Cosmic Ray Conference (ICRC), Hobart, Tasmania, 3 (1971) 1001-1006, 1007-1012
- [70] A. M. Hillas, Proceedings of the 19<sup>th</sup> International Cosmic Ray Conference (ICRC), La Jolla, 1 (1985) 155.
- [71] K. Greisen, Proc. 9th ICRC, London, 2 (1965) 609.
- [72] A. N. Bunner, Sky and Telescope 34 (1967) 204.
- [73] A. N. Bunner, K. Greisen e aP. B. Landecker, Can. J. Phys. 46 (1968) S266.
- [74] L. G. Porter *et al.*, Nucl. Instrum. Methods 87 (1970) 87.
- [75] T. Hara *et al.*, Acta Phys. Acad. Sci. Hung. 29 Suppl. 3 (1970) 369.
- [76] G. Tanahashi *et al.*, Proc. 14th ICRC, Munique 12 (1975) 4385.
- [77] H. E. Bergeson *et al.*, Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 847.

- [78] <http://www.euso-mission.org/>
- [79] F. Kakimoto *et al.* Nuclear Instr. and Meth. in Phys. Res. A 372 (1996) 527.
- [80] A. N. Bunner, “Cosmic Ray Detection by Atmospheric Fluorescence”, Ph.D Thesis, Cornell University, Ithaca, NY (1967)
- [81] M. Nagano *et al.* Astropart. Phys. 22 (2004) 235, [arXiv:astro-ph/0406474].
- [82] <http://www.auger.de/events/air-light-03/>;  
<http://www.physics.utah.edu/fiwaf/agenda.html>
- [83] P. W. Gorham, Astropart. Phys. 15, 177 (2001), [arXiv:hep-ex/0001041].
- [84] T. Vinogradora, E. Chapin, P. W. Gorham, D. Saltzberg, AIP Conf. Proc. 579 (2001) 271 .
- [85] The Pierre Auger Project, “Technical Design Report”, March 2004, <http://www.auger.org/>
- [86] J. Abraham *et. al.*, [AUGER COLLABORATION], Nuclear Instr. and Meth. in Phys. Res. A 523 (2004) 50.
- [87] The Auger Collaboration, “PIERRE AUGER PROJECT DESIGN REPORT”, 31 de outubro de 1995.
- [88] H. Gemmeke *et al.*, IEEE Transaction on Nuclear Science 47 (2000) 371.
- [89] P. Sommers, nota técnica do Observatório Pierre Auger, GAP\_1996\_010, <http://www.auger.org/>
- [90] M. Born e E. Wolf “*Principles of Optics*” Sec. 6.4.
- [91] A. Cordero *et al.*, nota técnica do Observatório Pierre Auger, GAP\_1996\_039, <http://www.auger.org/>
- [92] R. Sato, J. A. Bellido C. e H.C. Reis, nota técnica do Observatório Pierre Auger, GAP\_1999\_012, <http://www.auger.org/>
- [93] P. Sommers, Astropart. Phys. 3 (1995) 349.
- [94] G. Matthiae and P. Privitera, nota técnica do Observatório Pierre Auger, GAP\_1998\_039, <http://www.auger.org/>
- [95] H. C. Reis, C. O. Escobar, R. Sato e J. A. Bellido C., nota técnica do Observatório Pierre Auger, GAP\_1999\_013, <http://www.auger.org/>

- [96] R. Sato, J. A. Bellido C., H. C. Reis e C. O. Escobar, nota técnica do Observatório Pierre Auger, GAP\_1999\_014, <http://www.auger.org/>
- [97] R. Sato, J. A. Bellido e H. C. Reis, nota técnica do Observatório Pierre Auger, GAP\_2000\_009, <http://www.auger.org/>
- [98] M. Palatka, *et al.*, nota técnica do Observatório Pierre Auger, GAP\_2000\_002, <http://www.auger.org/>
- [99] M. A. L. de Oliveira , V. de Souza , H. C. Reis e R. Sato, Nuclear Instr. and Meth. in Phys. Res. A, 522 (2004) 360
- [100] BK7 Schott Optical Glass, <http://www.schott.com/>
- [101] L. Prado Jr., B.R. Dawson, S. Petrera, R.C. Shellard, M.G. do Amaral, R. Caruso, R. Sato e J.A. Bellido, Nuclear Instr. and Meth. in Phys. Res. A, In Press, Available online 18 April 2005.
- [102] E. Everhart, Appl. Opt. 5 (1966) 713.
- [103] A. Cordero-Davila *et al.*, nota técnica do Observatório Pierre Auger, GAP\_2000\_018, <http://www.auger.org/>
- [104] M. Palatka *et al.*, nota técnica do Observatório Pierre Auger, GAP\_2000\_003, <http://www.auger.org/>
- [105] Luiz Vitor de Souza Filho, “Desenvolvimento da instrumentação e análise de dados do Observatório Auger”, Tese de Doutorado - Universidade de Campinas.
- [106] M. Kleifges, *et. al.*, IEEE Transactions on Nuclear Science, 50 (2003) 1204
- [107] A. Menshikov, *et. al.*, IEEE Transactions on Nuclear Science, 50 (2003) 1208
- [108] C. Aramo *et al.*, nota técnica do Observatório Pierre Auger, GAP\_1999\_027, <http://www.auger.org/>
- [109] Auger Collaboration, “Conventions”, <http://www.auger.org/admin>