

UNIVERSIDADE FEDERAL DE PELOTAS  
INSTITUTO DE FÍSICA E MATEMÁTICA  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA



Dissertação

**Influência da física difrativa em chuviros atmosféricos extensos  
ultraenergéticos**

**Luan Bonneau Arbeletche**

Pelotas, 2017

Luan Bonneau Arbeletche

**Influência da física difrativa em chuveiros atmosféricos extensos  
ultraenergéticos**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Instituto de Física e Matemática da Universidade Federal de Pelotas, como requisito parcial à obtenção do título de Mestre em Física.

Orientador: Victor Paulo Barros Gonçalves

Coorientador: Márcio Aparecido Müller

Pelotas, 2017

## Luan Bonneau Arbeletche


Título: Influência da física difrativa em chuveiros atmosféricos extensos ultraenergéticos

Dissertação aprovada, como requisito parcial, para obtenção do grau de Mestre em Física, Programa de Pós-Graduação em Física, Instituto de Física e Matemática, Universidade Federal de Pelotas.

Data da Defesa: 15 de fevereiro de 2017

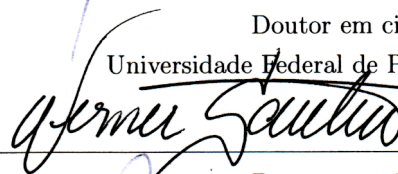
Banca examinadora:

Victor Paulo Barros Gonçalves (Orientador)



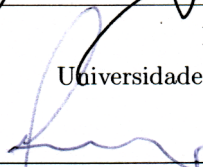
Doutor em ciências  
Universidade Federal de Pelotas

Werner Krambeck Sauter



Doutor em ciências  
Universidade Federal de Pelotas

Luiz Fernando Mackedanz



Doutor em ciências  
Universidade Federal do Rio Grande

*A minha família.*

## AGRADECIMENTOS

O trabalho de escrita desta dissertação é um trabalho que resultou de dois anos de dedicação aos estudos. Embora seja um trabalho individual, ao longo desse período algumas pessoas proporcionaram contribuições inestimáveis à sua realização.

Agradeço, em primeiro lugar à minha família. Dedico este trabalho à vocês. Em especial, agradeço à minha mãe, Iara Bonneau, pelo apoio incondicional e por ter me influenciado desde cedo a encontrar uma carreira através dos estudos. Ao meu pai, Pablo Arbeletche, agradeço pelo apoio e pelas discussões filosóficas que, mesmo que indiretamente, me fizeram refletir sobre questões que pesaram este sobre trabalho e sobre a escolha desta carreira. Aos meus irmãos, Cíntia Arbeletche e Yuri Arbeletche, agradeço por terem sido sempre exemplos, pela motivação e, principalmente, pela parceria.

Agradeço também à minha namorada, Amanda Gomes, que esteve do meu lado a todo momento durante estes dois anos e me deu motivação para seguir em frente nos momentos mais difíceis. Dedico este trabalho também a ti.

Ao meu orientador, Victor Gonçalves, que me acompanha desde o início da graduação, agradeço por ter mostrado que há um caminho a ser buscado na ciência e por todos os ensinamentos. Agradeço também pela amizade e pelos conselhos em relação à carreira.

Quero agradecer também ao meu coorientador, Márcio Müller, que sempre esteve disponível para conversar sobre o trabalho, mesmo que à distância, pelo que me ensinou em relação à física de raios cósmicos e por ter se mostrado um grande amigo.

Agradeço aos membros da banca de qualificação deste trabalho. Ao professor Gustavo Gil pelos apontamentos feitos e pela excelente revisão na escrita do trabalho de pré-dissertação. Ao professor Werner Sauter, agradeço pela revisão no trabalho de pré-dissertação e pela inestimável contribuição como administrador do *cluster* de computadores do grupo. Sem essa contribuição, não teria sido possível concluir este trabalho. Aos demais membros do Grupo de Altas e Médias Energias, agradeço pelas conversas e, principalmente, pelos indispensáveis *coffee-breaks*.

Agradeço aos meus amigos Jean Reis, César Krumreich, Patricia Moreira, Paulo Roberto e Sandro Viana que transformaram a realização do mestrado em uma tarefa agradável.

Agradeço à Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) pelo auxílio financeiro, à Universidade Federal de Pelotas por ter me acolhido desde o curso de Licenciatura em Física e ao Centro Nacional de Processamento de Alto Desempenho

(CENAPAD-SP) de Campinas, por ter cedido recursos computacionais que viabilizaram a realização deste trabalho.

## RESUMO

ARBELETCHÉ, Luan, **Influência da física difrativa em chuviros atmosféricos extensos ultraenergéticos** 2017, 149p. Dissertação (Mestrado em Física) - Programa de Pós-Graduação em Física, Departamento de Física, Instituto de Física e Matemática, Universidade Federal de Pelotas, Pelotas, 2017.

A detecção de raios cósmicos ultraenergéticos ( $E \approx 10^{20}$  eV) é feita indiretamente pela observação dos chuviros atmosféricos extensos produzidos na interação destes com a atmosfera. Para inferir as propriedades da partícula primária, é necessário comparar as observações com simulações computacionais detalhadas das cascatas de partículas. Estas empregam geradores de evento Monte Carlo para descrever interações hadrônicas em um regime de energias aproximadamente 40 vezes superior ao regime do LHC. Em particular, a difração de hádrons constitui uma classe de processos de difícil detecção em colisores e cuja modelagem não permite a aplicação da QCD perturbativa, implicando incertezas sistemáticas no âmbito de chuviros ultraenergéticos. Nesta dissertação, investigamos o impacto das interações difrativas sobre observáveis de chuviros atmosféricos extensos. Para tal, utilizamos o código CORSIKA junto aos geradores de evento QGSJET-II 04, EPOS LHC e Sibyll versões 2.1 e 2.3. Encontramos que a física difrativa tem impacto significativo sobre os perfis longitudinais, aumentando a profundidade de máximo em  $\approx 20$  g/cm<sup>2</sup>, e sobre a componente muônica, modificando a densidade de múons no solo a 1 km do eixo central em até 20%. Além disso, estudamos o impacto da modificação de características de interações hadrônicas sobre observáveis de chuviros atmosféricos. Levamos a cabo essa proposta utilizando o código CONEX junto com os geradores de evento já mencionados e um modelo de extrapolação criado para este fim. Os resultados mostram que a seção de choque inelástica tem papel preponderante no desenvolvimento das cascatas de partículas, determinando o desenvolvimento longitudinal ( $X_{max}$  e  $X_{max}^{\mu}$ ) e o conteúdo de elétrons. Demonstramos que a quantidade de múons nos chuviros é pouco sensível às alterações na seção de choque, porém mudanças nas espécies das partículas produzidas em colisões podem modificar essa quantidade.

**Palavras Chave:** Cromodinâmica Quântica, Raios Cósmicos, Chuviros Atmosféricos Extensos, Difração

## ABSTRACT

ARBELETTCHE, Luan, **Influence of diffractive physics on ultra-high energy extensive air showers** 2017, 149p. Dissertation (Master Degree in Physics) - Programa de Pós-Graduação em Física, Departamento de Física, Instituto de Física e Matemática, Universidade Federal de Pelotas, 2017.

The detection of ultra-high energy cosmic rays ( $E \approx 10^{20}$  eV) rely on the observation of the particle showers generated due to its interaction in the upper atmosphere. In order to obtain the properties of the primary particle one has to confront the experimental observations with detailed simulations of the particle cascades. Such simulations employ Monte Carlo event generators in order to account for the hadronic interactions that drive the cascading process, dealing with interactions in an energy regime approximately 40 times higher than those reached by the LHC. In particular, hadronic diffraction are a class of processes difficult to detect in collider experiments and in addition they can not be treated by means of perturbative QCD, implying the existence of systematic uncertainties in the study of atmospheric showers. In this dissertation we investigate the impact of diffractive interactions on extensive air shower observables. For this purpose we use the CORSIKA simulation package and the Monte Carlo event generators QGSJET-II 04, EPOS LHC and Sibyll versions 2.1 and 2.3. Our results show that the presence of diffractive physics has a significant impact on the longitudinal shower evolution, increasing the depth of maximum by  $\approx 20$  g/cm<sup>2</sup>, and on the muonic component, modifying the ground muon density at 1 km from the shower core by up to 20%. Moreover, we study the impact of the modification in the characteristics of hadronic interactions on shower observables. We perform this proposal by employing the CONEX simulation package linked with the aforementioned event generators and an extrapolation model tailored for this purpose. We show that the inelastic production cross section has a leading role on the evolution of particle cascades, determining the longitudinal development ( $X_{max}$  e  $X_{max}^\mu$ ) and the electron number. We demonstrate that the muon content of the showers is almost insensitive to modifications on the cross section, however changes in the secondary particle species modify the number of muons.

**Key-words:** Quantum Chromodynamics, Cosmic Rays, Extensive Air Showers, Diffraction



# SUMÁRIO

Pág.

## LISTA DE FIGURAS

## LISTA DE TABELAS

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b>	<b>15</b>
<b>2</b>	<b>CHUVEIROS ATMOSFÉRICOS EXTENSOS</b>	<b>17</b>
2.1	O espectro de raios cósmicos	18
2.2	Fenomenologia de chuveis atmosféricos	20
2.2.1	Cascata eletromagnética	20
2.2.2	Cascata hadrônica	22
2.2.3	Elasticidade no modelo de Heitler-Matthews	25
2.2.4	Modelo de Superposição	26
2.3	Simulação de chuveis atmosféricos	27
2.4	Deteção de raios cósmicos ultraenergéticos: Observatório Pierre Auger	30
2.5	Conclusões	35
<b>3</b>	<b>FUNDAMENTOS DO ESPALHAMENTO HADRÔNICO</b>	<b>37</b>
3.1	Seções de choque e amplitudes de espalhamento	37
3.2	Aproximação eiconal	41
3.3	O modelo de pártons e a QCD	47
3.4	Fenomenologia de Regge	54
3.5	Modelo de Glauber	59
3.6	Conclusões	63
<b>4</b>	<b>MODELOS HADRÔNICOS PARA RAIOS CÓSMICOS</b>	<b>65</b>
4.1	Sibyll 2.1	66
4.2	QGSJET-II 04	76
4.3	EPOS LHC	83
4.4	Relação com dados de aceleradores	87
4.5	Conclusões	91
<b>5</b>	<b>IMPACTO DA FÍSICA DIFRATIVA EM OBSERVÁVEIS DE CHUVEIROS ATMOSFÉRICOS EXTENSOS</b>	<b>93</b>
5.1	Comparação entre geradores de evento para física de raios cósmicos	93

5.1.1	Multiplicidade de secundários . . . . .	94
5.1.2	Fração de eventos difrativos . . . . .	96
5.1.3	Espécies de secundários . . . . .	97
5.1.4	Energia dos secundários . . . . .	98
5.2	Difração de hádrons e observáveis de chuviros atmosféricos . . . . .	102
5.2.1	Desenvolvimento longitudinal . . . . .	103
5.2.2	Componente muônica . . . . .	106
5.2.3	Distribuições laterais . . . . .	107
5.3	Conclusões . . . . .	112
<b>6</b>	<b>RELAÇÃO ENTRE INTERAÇÕES HADRÔNICAS E OB-</b>	
	<b>SERVÁVEIS DE CHUVEIROS ATMOSFÉRICOS EXTENSOS . . . . .</b>	<b>113</b>
6.1	Modificação nos modelos de interação . . . . .	114
6.1.1	Seção de choque de produção ( $\sigma_{prod}$ ) . . . . .	115
6.1.2	Multiplicidade ( $N_{sec}$ ) . . . . .	115
6.1.3	Elasticidade ( $f_L$ ) . . . . .	116
6.1.4	Razão de carga ( $c$ ) . . . . .	116
6.2	Resultados . . . . .	117
6.2.1	Desenvolvimento longitudinal . . . . .	118
6.2.2	Desenvolvimento longitudinal da componente muônica . . . . .	122
6.2.3	Quantidade de elétrons a $1000 \text{ g/cm}^2$ . . . . .	123
6.2.4	Quantidade de múons a $1000 \text{ g/cm}^2$ . . . . .	126
6.2.5	Fração de energia invisível . . . . .	127
6.3	Conclusão . . . . .	129
<b>7</b>	<b>CONSIDERAÇÕES FINAIS E PERSPECTIVAS . . . . .</b>	<b>130</b>
<b>A</b>	<b>TEOREMA ÓTICO . . . . .</b>	<b>132</b>
	<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS . . . . .</b>	<b>136</b>

## LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
2.1 Fluxo de raios cósmicos atingindo a Terra reescalado pela energia à potência de 2,5. No eixo superior, energia equivalente no centro de massa de uma colisão próton-próton. Adaptado de [35]. . . . .	18
2.2 Representação do modelo de Heiler para uma cascata eletromagnética (à esquerda) e sua generalização por Matthews para uma cascata hadrônica (à direita). . . . .	21
2.3 Arranjo de detectores do Observatório Pierre Auger. Pontos vermelhos representam os 1660 detectores de superfície, que cobrem uma área de mais de 3000 km <sup>2</sup> . Linhas verdes demarcam o campo de visão dos 24 telescópios de fluorescência, agrupados em 4 estações [4]. . . . .	31
2.4 Imagem ilustrativa de um dos tanques de superfície do Observatório Pierre Auger. Dentro do tanque, três fotomultiplicadores detectam a passagem de partículas relativísticas [73]. . . . .	32
2.5 Representação esquemática de um telescópio de fluorescência no Observatório Pierre Auger. Adaptado de [4]. . . . .	32
2.6 Perfil longitudinal reconstruído através da detecção com telescópios de fluorescência. Os pontos representam medidas dos telescópios de fluorescência e a curva é o ajuste de Gaisser-Hillas respectivo. Adaptado de [4]. . . . .	33
2.7 Medidas do valor médio de $X_{max}$ (à esquerda) e de suas flutuações (à direita) no Observatório Pierre Auger, indicando uma composição mista para os raios cósmicos ultraenergéticos. As linhas correspondem a simulações utilizando os geradores de evento indicados no interior dos gráficos. Adaptado de [4]. . . . .	34
3.1 Diagramas representando: (a) processos não-difrativos; (b) difração simples; (c) difração dupla; (d) difração central [15]. . . . .	39
3.2 Diagrama representando o espalhamento profundamente inelástico [87]. . . . .	48
3.3 Resultados da medida da função de estrutura $F_2^{ep}(x, Q^2)$ em experimentos de espalhamento profundamente inelástico [87]. O fato de que a função de estrutura depende de $Q^2$ revela a violação do escalonamento de Bjorken. . . . .	51
4.1 Interpretação geométrica das interações duras (esquerda) e macias (direita) [64].	70
4.2 Contribuição da emissão de múltiplos pomerons à amplitude de espalhamento hádron-hádron. As linhas verticais à esquerda correspondem à troca de pomerons. As linhas que se conectam à direita correspondem à diagramas enaltecidos que incluem interações pomeron-pomeron. . . . .	77

4.3	Um pomeron geral (à esquerda) é descrito em termos de um pomeron macio (no centro) e um pomeron semi-duro (à direita) [62]. . . . .	77
4.4	Exemplos de diagramas enaltecidos que contribuem à amplitude de espalhamento elástico [127]. . . . .	80
4.5	Exemplos de diagramas enaltecidos do tipo $Y$ contribuindo à amplitude de espalhamento elástica no EPOS LHC. As linhas em rosa representam pomerons, de modo que os círculos roxos são vértices triplo-pomeron [20]. . . . .	84
4.6	Uma colisão hadrônica no EPOS LHC envolve a troca de múltiplos pomerons (escadas de pártons) e a excitação das partículas interagentes (remanescentes). . . . .	85
4.7	Número de hádrons carregados observados em colisões próton-próton que não correspondem à difração simples em função da pseudorapidez. Os dados das colaborações ALICE [139, 140], CMS [141, 142] e UA5 [143] são comparados com predições dos modelos QGSJET01, QGSJET-II 03, Sibyll 2.1 e EPOS 1.99. Incertezas sistemáticas são ilustradas pela região em cinza [138]. . . . .	88
4.8	Distribuições de multiplicidade de hádrons carregados ( $P(N_{ch})$ ) observadas pelo detector ALICE [139] em colisões próton-próton inelásticas a 0,9, 2,36 e 7 TeV. A comparação é feita com predições dos modelos QGSJET01, QGSJET-II 03, Sibyll 2.1 e EPOS 1.99 [138]. . . . .	89
4.9	À esquerda, dependência da produção de hádrons na região central com a energia do centro de massa em colisões próton-próton inelásticas. À direita, dependência do momento transversal médio com a energia do centro de massa em colisões próton-próton que não correspondem à difração simples [138]. . . . .	90
4.10	Resultados de medidas da seção de choque de difração simples (acima) e difração dupla (abaixo), incluindo dados das colaborações ALICE e CMS no LHC. Adaptado de [15]. . . . .	91
5.1	Distribuições do número de secundários em colisões próton-ar para os valores representativos de energia de 100 GeV, 100 TeV, 100 PeV e 100 EeV. . . . .	94
5.2	Distribuições do número de secundários em colisões ferro-ar para os valores representativos de energia de 10 TeV, 100 TeV, 100 PeV e 100 EeV. . . . .	95
5.3	Número médio de secundários produzidos em colisões próton-ar (esquerda) e ferro-ar (direita) em função da energia do projétil. Na abscissa acima, energia equivalente no centro de massa nucleon-nucleon. As linhas sólidas representam médias sobre todos os eventos, incluindo eventos difrativos, ao passo que as linhas tracejadas representam médias sobre amostras de eventos não-difrativos apenas. . . . .	96
5.4	Fração de eventos difrativos gerados em amostras de colisões próton-ar (esquerda) e ferro-ar (direita) em função da energia do projétil. Na abscissa acima, energia equivalente no centro de massa nucleon-nucleon. . . . .	97

5.5	Fração média de píons produzidos em colisões próton-ar (esquerda) e ferro-ar (direita) em função da energia do projétil. Na abscissa acima, energia equivalente no centro de massa nucleon-nucleon. As linhas sólidas representam médias sobre todos os eventos, incluindo eventos difrativos, ao passo que as linhas tracejadas representam médias sobre amostras de eventos não-difrativos apenas. . . . .	99
5.6	Fração média de káons produzidos em colisões próton-ar (esquerda) e ferro-ar (direita) em função da energia do projétil. Na abscissa acima, energia equivalente no centro de massa nucleon-nucleon. As linhas sólidas representam médias sobre todos os eventos, incluindo eventos difrativos, ao passo que as linhas tracejadas representam médias sobre amostras de eventos não-difrativos apenas. . . . .	99
5.7	Distribuições de elasticidade em colisões próton-ar para os valores representativos de energia de 10 TeV, 100 TeV, 100 PeV e 100 EeV. . . . .	100
5.8	Elasticidade média em colisões próton-ar em função da energia do projétil. Na abscissa acima, energia equivalente no centro de massa nucleon-nucleon. As linhas sólidas representam médias sobre todos os eventos, incluindo eventos difrativos, ao passo que as linhas tracejadas representam médias sobre amostras de eventos não-difrativos apenas. . . . .	101
5.9	Perfis longitudinais médios de chuveis iniciados por primários a $10^{17}$ eV. Linhas sólidas (tracejadas) são de simulações que incluem (não incluem) interações difrativas. . . . .	103
5.10	Perfis longitudinais médios de chuveis iniciados por primários a $10^{20}$ eV. Linhas sólidas (tracejadas) são de simulações que incluem (não incluem) interações difrativas. . . . .	104
5.11	Dependência de $X_{max}$ com a energia do raio cósmico primário. Linhas sólidas (tracejadas) são de simulações que incluem (não incluem) interações difrativas. . . . .	106
5.12	Perfis longitudinais médios da componente muônica de chuveis iniciados por primários a $10^{17}$ eV. Linhas sólidas (tracejadas) são de simulações que incluem (não incluem) interações difrativas. . . . .	107
5.13	Perfis longitudinais médios da componente muônica de chuveis iniciados por primários a $10^{20}$ eV. Linhas sólidas (tracejadas) são de simulações que incluem (não incluem) interações difrativas. . . . .	108
5.14	Distribuições laterais médias de diferentes espécies de partículas para chuveis iniciados por prótons a $10^{20}$ eV. Linhas sólidas (tracejadas) são de simulações que incluem (não incluem) interações difrativas. As espécies de partículas estão indicadas ao lado das curvas correspondentes. . . . .	109

5.15	Razão $\rho_{\mu}^{(ND)}/\rho_{\mu}^{(normal)}$ em função da distância ao eixo central de chuveiros iniciados por primários a $10^{17}$ eV. O ângulo zenital e a espécie de primário estão indicados no interior dos gráficos. . . . .	110
5.16	Razão $\rho_{\mu}^{(ND)}/\rho_{\mu}^{(normal)}$ em função da distância ao eixo central de chuveiros iniciados por primários a $10^{20}$ eV. O ângulo zenital e a espécie de primário estão indicados no interior dos gráficos. . . . .	111
6.1	Impacto de diferentes extrapolações sobre o valor médio da profundidade de máximo $\langle X_{max} \rangle$ e suas flutuações $\sigma(X_{max})$ para chuveiros iniciados por prótons a $10^{19,5}$ eV. . . . .	119
6.2	Impacto de diferentes extrapolações sobre o valor médio do desenvolvimento do chuveiro posterior à primeira interação $\langle \Delta X_{max} \rangle$ e suas flutuações $\sigma(\Delta X_{max})$ para chuveiros iniciados por prótons a $10^{19,5}$ eV. . . . .	121
6.3	Impacto de diferentes extrapolações sobre o valor médio da profundidade de máximo do perfil de produção de múons $\langle X_{max}^{\mu} \rangle$ e suas flutuações $\sigma(X_{max}^{\mu})$ para chuveiros iniciados por prótons a $10^{19,5}$ eV. . . . .	122
6.4	Impacto de diferentes extrapolações sobre o valor médio do logaritmo do número de elétrons/pósitrons a $1000 \text{ g/cm}^2$ $\langle \log_{10} N_e \rangle$ e suas flutuações $\sigma(\log_{10} N_e)$ para chuveiros iniciados por prótons a $10^{19,5}$ eV. . . . .	124
6.5	Impacto de diferentes extrapolações sobre o valor médio do logaritmo do número de múons a $1000 \text{ g/cm}^2$ $\langle \log_{10} N_{\mu} \rangle$ e suas flutuações $\sigma(\log_{10} N_{\mu})$ para chuveiros iniciados por prótons a $10^{19,5}$ eV. . . . .	126
6.6	Impacto de diferentes extrapolações sobre o valor médio da fração de energia invisível $\varepsilon_{inv}$ para chuveiros iniciados por prótons a $10^{19,5}$ eV. . . . .	128

## LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
5.1 Predições para o desvio em $\langle X_{max} \rangle$ devido à presença de eventos difrativos. . .	105

# 1 INTRODUÇÃO

As partículas mais energéticas já observadas na Terra tem origem cósmica e podem atingir energias da ordem de  $10^{20}$  eV [1, 2], superando em aproximadamente 40 vezes as energias atingidas atualmente no Grande Colisor de Hádrons [3]. Embora o fluxo desses raios cósmicos tenha sido medido com grande precisão nas energias mais baixas, região do espectro onde a composição é bem conhecida, os raios cósmicos ultraenergéticos ainda apresentam questões em aberto em relação à sua origem, fluxo e composição.

No cenário experimental, as duas últimas décadas foram marcadas por grandes esforços na busca por compreender a natureza dos raios cósmicos ultraenergéticos, o que culminou na construção do Observatório Pierre Auger [4], em Mendoza, Argentina. Desde o início de sua operação, em 2004, o observatório já coletou dados importantíssimos para a discriminação da composição dos raios cósmicos ultraenergéticos, para a determinação do fluxo [5, 6] e para a descoberta de anisotropias nas direções de incidência [7]. Os resultados mais recentes desse observatório mostram que o fluxo possui uma composição marcada pela presença de elementos pesados nas energias mais altas [8–10].

Não obstante os recentes esforços na detecção de raios cósmicos ultraenergéticos, existem ainda incertezas intrínsecas ao método indireto de detecção utilizado nos observatórios atuais que não podem ser totalmente controladas [11, 12]. Tal método consiste em observar as cascatas de partículas geradas na interação do raio cósmico primário com a atmosfera, conhecidas como chuviros atmosféricos extensos, e comparar com resultados de simulações computacionais detalhadas dessas cascatas [2]. Sabe-se que a interação de raios cósmicos altamente energéticos com a atmosfera e o posterior desenvolvimento da cascata de partículas induzida por este são determinados pelas características das interações hadrônicas com núcleos presentes no ar. Em particular, tem-se que a descrição da seção de choque inelástica e das diferentes contribuições a esta tem papel preponderante na descrição de chuviros atmosféricos [13, 14].

A seção de choque de difração contribui com algo em torno de 25% da seção de choque inelástica em colisões próton-próton em energias de aceleradores [15]. O estado final desse tipo de interação é caracterizado pela baixa multiplicidade de partículas secundárias, com partículas produzidas essencialmente na região frontal, e pela elasticidade média próxima à unidade [16]. Essas peculiaridades na configuração do estado final de interações difrativas evidenciam a importância desse tipo de processo no desenvolvimento de chuviros atmosféricos, justificando nosso interesse no seu estudo: a produção de secundários altamente energéticos na direção frontal deve providenciar um mecanismo para transportar energia mais profundamente na atmosfera, influenciando drasticamente ambos perfis, la-



teral e longitudinal dos chuviros [17]. Ainda assim, não se dispõe na literatura de um estudo quantitativo desse impacto com os atuais modelos de física hadrônica.

Se, por um lado, espera-se que a difração de hádrons tenha papel preponderante no desenvolvimento de chuviros atmosféricos extensos, por outro, no que concerne à modelagem dessas interações, encontra-se ambiguidades [16, 18–21]. Interações difrativas são caracterizadas como interações macias, dominadas pela baixa troca de momento, e, portanto, somente podem ser tratadas por modelos fenomenológicos, normalmente através de diferentes abordagens à Teoria de Gribov-Regge [16, 22]. Assim, é de suma importância suprir uma carência na literatura no que diz respeito ao estudo do impacto da física difrativa sobre chuviros atmosféricos, considerando os modelos mais recentes para física hadrônica em energias de raios cósmicos.

É nessa direção que apontamos nossa proposta de trabalho. No Capítulo 2 fazemos uma revisão sobre chuviros atmosféricos e sua detecção, onde o intuito é discutir observáveis relevantes ao Observatório Pierre Auger. Veremos que o estudo de chuviros atmosféricos não pode ser feito sem o conhecimento da dinâmica de hádrons em energias ultra-altas. Assim, no Capítulo 3 discutiremos a teoria do espalhamento hadrônico. No Capítulo 4 apresentaremos os geradores de eventos atualmente empregados em simulações de chuviros atmosféricos e seus pressupostos físicos. Logo após, apresentaremos nossos resultados. Em uma primeira etapa, no Capítulo 5, vamos estudar detalhadamente a produção de partículas com os modelos hadrônicos QGSJET-II 04, EPOS LHC, Sibyll 2.1 e 2.3, considerando, em particular, a física difrativa. Em seguida, analisaremos o impacto de processos difrativos sobre observáveis de chuviros em simulações utilizando os modelos mencionados junto ao código CORSIKA. No Capítulo 6, aplicaremos extrapolações sobre os modelos hadrônicos mencionados com o intuito de verificar a sensibilidade de diferentes observáveis de chuviros atmosféricos em relação às características das colisões hadrônicas subjacentes ao seu desenvolvimento. Por fim, traçaremos alguns comentários finais sobre os resultados e perspectivas futuras.

Salientamos que os resultados apresentados no Capítulo 5 constituem a base do artigo [23], recentemente submetido para publicação. Além disso, os resultados apresentados no Capítulo 6 constituem a fase inicial de outro artigo que pretendemos submeter à publicação em um futuro próximo. Destacamos também que nossos resultados foram apresentados nos seguintes eventos: *Xth International Conference on the Interconnection between Particle Physics and Cosmology*, em São Paulo-SP; XXXVII Encontro Nacional de Física de Partículas e Campos, em Natal-RN; XVIII Encontro de Pós-graduação, realizado na UFPel, Pelotas-RS, no qual o presente trabalho recebeu destaque com o 1º lugar na área de Ciências Exatas e da Terra.

## 2 CHUVEIROS ATMOSFÉRICOS EXTENSOS

A descoberta da radiação cósmica remonta ao ano de 1912, quando Victor Hess conduziu experimentos com balões mostrando que a densidade da radiação ionizante presente na atmosfera aumentava com a altitude, indicando sua origem cósmica [24, 25]. Daí surgiu o termo *Raios Cósmicos*, que, há muito se sabe, são partículas normalmente carregadas que viajam pelo espaço portando altas energias e que eventualmente atingem a Terra. Posteriormente, em 1939, Pierre Auger observou pela primeira vez a cascata de partículas produzida pela interação de um raio cósmico com a atmosfera, inferindo sua energia em aproximadamente  $10^{15}$  eV [25, 26]. Cunhou-se, então, o termo *Chuveiros Atmosféricos Extensos* para designar essas cascatas. A partir dessa descoberta, inúmeros esforços foram feitos na tentativa de estudar as propriedades dos raios cósmicos através da detecção de chuveis atmosféricos extensos em detectores terrestres.

O primeiro experimento instalado no solo para observação de chuveis atmosféricos extensos foi o Volcano Ranch [27], no qual registrou-se a primeira observação de um raio cósmico ultraenergético, cuja energia foi estimada em  $1,4 \times 10^{20}$  eV [28, 29]. Se considerarmos uma colisão próton-próton, essa energia no referencial do centro de massa equivale a  $\sqrt{s} \approx 500$  TeV, sendo aproximadamente 40 vezes superior à energia atingida atualmente no Grande Colisor de Hádrons (LHC<sup>1</sup>) [3, 30]. Outros experimentos como o KASCADE<sup>2</sup> [31, 32] e o HiRes<sup>3</sup> [33] foram cruciais no desenvolvimento da física de raios cósmicos altamente energéticos, providenciando medidas do fluxo, da composição e de anisotropias nas direções de incidência. Atualmente, as contribuições mais significativas no estudo dos raios cósmicos ultraenergéticos são produzidas no Observatório Pierre Auger [5]. Também no âmbito dos raios cósmicos ultraenergéticos, está o observatório Telescope Array [34], que, além de proporcionar medidas independentes, possibilita comparações com os resultados obtidos no Observatório Pierre Auger.

Neste capítulo pretendemos revisar conceitos básicos acerca do estudo de chuveis atmosféricos que serão importantes na compreensão dos resultados desta dissertação. Na próxima seção apresentaremos uma compilação das medidas do fluxo de raios cósmicos, discutindo suas implicações fenomenológicas. A seguir, apresentaremos um modelo simples e de caráter pedagógico que descreve o comportamento de chuveis atmosféricos, evidenciando relações entre observáveis de chuveis e características dos raios cósmicos primários. A descrição dos chuveis atmosféricos através de simulações computacionais detalhadas será abordada na seção seguinte. Por último, discutiremos brevemente técnicas

---

<sup>1</sup>*Large Hadron Collider.*

<sup>2</sup>*Karlsruhe Shower Core and Array DEtector.*

<sup>3</sup>*High Resolution Fly's Eye.*

experimentais, apresentaremos o Observatório Pierre Auger e as principais descobertas por ele proporcionadas.

## 2.1 O espectro de raios cósmicos

Raios cósmicos atingem a Terra com energias que vão desde aproximadamente  $10^9$  eV e podem atingir até  $10^{20}$  eV. Na Fig. 2.1 apresentamos uma compilação de medidas do fluxo de raios cósmicos, na qual multiplicou-se o fluxo por uma potência da energia para tornar evidentes suas características. Nessa figura, vemos que o fluxo obedece uma lei de potência  $E^{-\alpha}$ , sendo que o expoente  $\alpha$  passa por transições em regiões bem determinadas ao longo da curva. Em vista do interesse em determinar as fontes de aceleração e mecanismos de propagação dos raios cósmicos, é natural questionar quais informações podem ser obtidas a partir do espectro mostrado.

Em primeiro lugar, é preciso perceber a implicação das mudanças no índice  $\alpha$  ao longo do espectro. É plausível supor que caso o fluxo de raios cósmicos observado fosse originado em uma única classe de fontes com características semelhantes, não seriam observadas as regiões de transição da figura. No entanto, as transições são bastante evidentes. A primeira região de transição, em torno de  $10^{15}$  eV, é conhecida como o *joelho* do espectro. Nessa região, o índice  $\alpha$  muda de 2,7 para 3,0, tornando o espectro mais íngreme. Essa característica normalmente é creditada a uma atenuação no fluxo de prótons com origem na Via-Láctea, podendo estar relacionado tanto a mudanças no regime de propagação

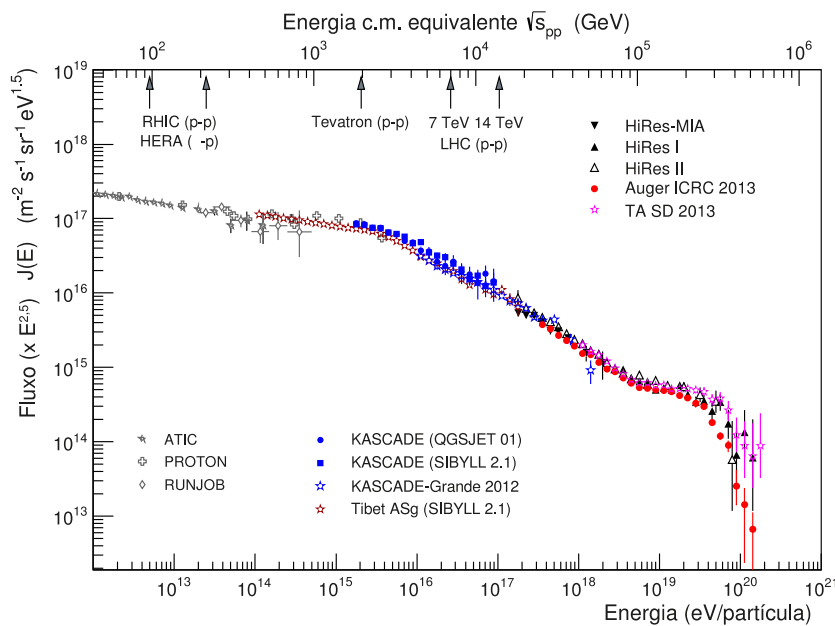


Figura 2.1 - Fluxo de raios cósmicos atingindo a Terra reescalado pela energia à potência de 2,5. No eixo superior, energia equivalente no centro de massa de uma colisão próton-próton. Adaptado de [35].

quanto a limitações nas fontes [36]. De fato, experimentos mostram que o fluxo acima do joelho passa a ter a composição dominada por núcleos pesados, ao menos em energias de até  $10^{18}$  eV [37–39].

Para energias acima de  $10^{18}$  eV, acredita-se que o campo magnético nas vizinhanças da Via Láctea não seja capaz de aprisionar efetivamente prótons e núcleos pesados. Assim, espera-se que nessa região o fluxo seja dominado por raios cósmicos de origem extragalática [40–42]. Outro indício da presença de uma componente extragalática é uma mudança muito suave no índice espectral ao redor de  $10^{17,7}$  eV conhecida como o *segundo joelho* do espectro.

A terceira região de transição, esta mais notável, ocorre em torno de  $10^{18,5}$  eV, conhecida como o *tornozelo* do espectro, onde o índice espectral volta a ser  $\alpha = 2,7$ . A única maneira de obter uma transição com essa forma é adicionar ao íngreme fluxo galático um fluxo mais plano, de origem extragalática. Com base nessa observação, desenvolveram-se diversos modelos para explicar a transição glática-extragalática [43–47]. Por fim, o fluxo apresenta uma evidente supressão ao redor de  $10^{20}$  eV, marcando o fim do espectro. Diversas hipóteses foram formuladas para explicar esse corte no fluxo, no entanto, a discriminação entre modelos depende da determinação da composição dos raios cósmicos nas energias mais altas, o que ainda consitui uma questão em aberto. A ideia mais aceita é a de que o fluxo termina por conta do limite Greisen-Zatsepin-Kuzmin (GZK) [48, 49], proposto nos anos 1960, que supõe uma dominância de prótons nessa região do espectro. Esse efeito foi proposto logo após a descoberta da Radiação Cósmica de Fundo em Micro-ondas (CMB<sup>4</sup>), pois esta faz com que o universo seja opaco para prótons com energia acima de  $\approx 7 \times 10^{19}$ eV. A ideia por trás desse modelo é que esses prótons ultraenergéticos interagiriam com os fótons da CMB ( $\gamma^{CMB}$ ) produzindo uma ressonância  $\Delta^+$  que, logo após, decairia produzindo um pión e um próton menos energético que seu precursor, isto é,

$$p + \gamma^{CMB} \rightarrow \Delta^+ \rightarrow p + \pi^0. \quad (2.1)$$

Dados recentes dos observatórios Pierre Auger e Telescope Array são consistentes com o valor de corte imposto pelo limite GZK [50, 51]. No entanto, resultados do Pierre Auger indicam que a composição dos raios cósmicos ultraenergéticos possui uma contribuição significativa de núcleos pesados [8]. Ainda assim, na hipótese de que a composição é dominada por núcleos pesados, existe um corte próximo ao limite GZK devido a processos de fotodesintegração [52] do tipo

---

<sup>4</sup>Cosmic Microwave Background.

$$A + \gamma^{CMB} \rightarrow (A - B) + B, \quad (2.2)$$

nos quais um núcleo de massa  $A$  absorve um fóton da CMB e fragmenta, produzindo um núcleo de massa  $B$  e outro de massa  $A - B$ , e processos de fotoprodução [53]

$$A + \gamma^{CMB} \rightarrow A + e^+ + e^-. \quad (2.3)$$

Quanto à detecção de raios cósmicos, a redução drástica do fluxo com o aumento da energia implica a existência de dois regimes. Para energias de até  $10^{15}$  eV, o fluxo é alto o suficiente para que seja possível observar os raios cósmicos diretamente através de detectores colocados em balões no topo da atmosfera como o CREAM [54], na Antártica, ou até fora da atmosfera, como o AMS-2 [55], instalado na Estação Espacial Internacional. Nestes detectores é possível observar diretamente a composição e o fluxo dos raios cósmicos. Resultados indicam que nesse regime de energias o fluxo é dominado por prótons, núcleos leves, elétrons e pósitrons. Para energias superiores a  $10^{15}$  eV, o fluxo é tão baixo (chegando a menos de uma partícula por  $\text{km}^2$  por ano) que se torna inviável a detecção direta. Assim, justifica-se a aplicação de detectores terrestres que observam as cascatas de partículas induzidas pelos raios cósmicos e, indiretamente, tentam inferir as características destes. Neste cenário, tem-se que a composição é a propriedade de mais difícil determinação, pois depende da comparação das observações de chuviros atmosféricos extensos com suas simulações computacionais. Portanto, no regime de detecção indireta é mister conhecer os mecanismos de interação de partículas subjacentes à evolução dos chuviros, de modo que seja possível relacionar seus observáveis com propriedades do raio cósmico primário. A seguir, apresentamos um modelo simplificado para descrever a evolução de chuviros atmosféricos extensos que, de forma qualitativa, fornece uma ampla descrição dessas cascatas.

## 2.2 Fenomenologia de chuviros atmosféricos

### 2.2.1 Cascata eletromagnética

A componente eletromagnética de um chuviro atmosférico extenso pode ser entendida de um ponto de vista qualitativo através do chamado modelo de Heitler [56]. Nesse modelo simples assume-se que fótons, elétrons e pósitrons passam por sucessivos processos de desdobramento através da produção de pares ( $\gamma \rightarrow e^+e^-$ ) e *bremsstrahlung* ( $e^\pm \rightarrow e^\pm\gamma$ ), produzindo uma cascata de partículas eletromagnéticas. Cada divisão ocorre após as partículas percorrerem uma distância  $d = \lambda_r \ln 2$ , onde  $\lambda_r$  é o comprimento de interação

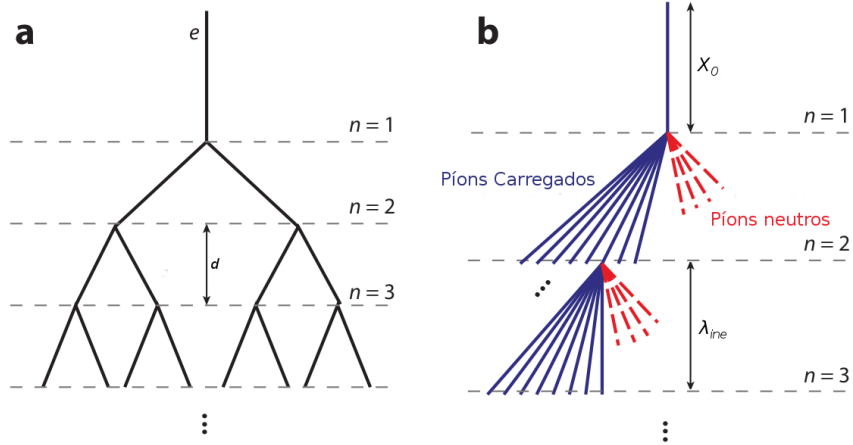


Figura 2.2 - Representação do modelo de Heiler para uma cascata eletromagnética (à esquerda) e sua generalização por Matthews para uma cascata hadrônica (à direita).

das partículas eletromagnéticas no ar. O fator  $\ln 2$  garante que  $d$  corresponda à distância em que um elétron perde, em média, metade de sua energia. Assim, o modelo assume que a cada divisão a energia primária é dividida em duas partes iguais entre as partículas secundárias. O modelo está esquematizado na Fig. 2.2a.

Após  $n$  processos de divisão, percorrida uma distância  $X = n \lambda_r \ln 2$ , o número de partículas é

$$N = 2^n = 2^{X/(\lambda_r \ln 2)}. \quad (2.4)$$

A cascata eletromagnética cessa abruptamente quando a energia de cada partícula é inferior a um valor crítico  $\xi_{e.m.}^c$ , abaixo do qual processos de perda de energia dominariam sobre os processos de produção e as partículas seriam absorvidas pelo meio. Seja, por exemplo, um chuva iniciado por um fóton a uma energia  $E_0$ , a cascata cessa quando o número de partículas atinge um valor máximo  $N_{max}$ , sendo que cada uma tem energia  $\xi_{e.m.}^c$ ; isto é,

$$N_{max} = \frac{E_0}{\xi_{e.m.}^c}. \quad (2.5)$$

Nessa circunstância, a profundidade de matéria atravessada<sup>5</sup> é, levando a expressão acima em (2.4),

<sup>5</sup>Definida na Seção 3.1.

$$X_{max}^\gamma = \lambda_r \ln \left( \frac{E_0}{\xi_{e.m.}^c} \right). \quad (2.6)$$

Na expressão acima, o índice superior em  $X_{max}^\gamma$  indica explicitamente que se trata de um chuvaire eletromagnético. Os únicos parâmetros desse modelo são o valor de energia crítico e o comprimento de radiação. Para o ar, de acordo com [57], tem-se  $\lambda_r = 37 \text{ g/cm}^2$  e  $\xi_{e.m.}^c \approx 85 \text{ MeV}$ . A *taxa de alongação*  $\Lambda$  é definida como a taxa de aumento em  $X_{max}$  com o logaritmo da energia primária  $E_0$  [2],

$$\Lambda_{10} \equiv \frac{dX_{max}}{d \log_{10} E_0} \quad \text{ou} \quad \Lambda_e \equiv \frac{dX_{max}}{d \ln E_0}. \quad (2.7)$$

Embora bastante simplificado, esse modelo prediz duas características importantes da componente eletromagnética de chuvereiros atmosféricos: o número de partículas na região de máximo do chuvaire é proporcional à energia primária  $E_0$ , enquanto a profundidade de máximo cresce com o logaritmo da energia primária, tal como pode ser observado nas Eqs. (2.5) e (2.6).

### 2.2.2 Cascata hadrônica

Ainda que a questão da composição dos raios cósmicos ultraenergéticos esteja em aberto, sabe-se que raios cósmicos consistem majoritariamente de prótons e núcleos atômicos ionizados [58]. Sendo assim, o desenvolvimento de chuvereiros atmosféricos extensos é determinado pelos mecanismos complexos de produção de partículas em colisões hadrônicas em combinação com as cascatas eletromagnéticas. O modelo simples descrito acima pode ser estendido para incluir a componente hadrônica de chuvereiros atmosféricos extensos, tal como proposto por Matthews em [57].

No chamado modelo de Heitler-Matthews, a atmosfera é dividida em camadas cuja largura equivale ao comprimento de interação de uma partícula hadrônica ( $\lambda_{ine}$ ). Nessa proposta, após percorrerem uma profundidade  $\lambda_{ine}$ , os hádrons sofrem colisões perfeitamente inelásticas com um núcleo atômico presente no ar e produzem  $N_{sec}$  píons secundários, sendo uma fração  $r$  de píons carregados e uma fração  $c$  de píons neutros (observe que  $c = 1 - r$ ). Inicialmente assume-se que a energia primária é igualmente particionada entre os secundários. O processo inicia-se a uma profundidade  $X_0$ , onde um próton primário sofre a primeira interação e dá início à cascata. Na Fig. 2.2b apresenta-se uma esquematização desse modelo.

Os píons neutros tem tempo de vida muito curto ( $8,4 \times 10^{-17} \text{ s}$ ) e, por isso, considera-

se que eles decaem imediatamente em fótons ( $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ), dando início a cascatas eletromagnéticas. Os píons carregados, por sua vez, tem maior tempo de vida e podem propagar-se a outra camada e interagir novamente. O processo continua até que os píons carregados tenham uma energia inferior a um valor crítico  $\xi_\pi^c$ , abaixo do qual cada pión produz um único múon por decaimento ( $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu$ ).

Após  $n$  camadas, o número de píons carregados é

$$N_{\pi^\pm} = (r N_{sec})^n \quad (2.8)$$

e, assumindo inicialmente que a energia primária em cada interação é dividida igualmente entre as partículas secundárias, a energia de cada pión é dada por

$$E_{\pi^\pm} = \frac{E_0}{N_{sec}^n}. \quad (2.9)$$

A energia dos píons cai para um valor  $\xi_\pi^c$  após  $n_c$  interações, de modo que, reescrevendo a Eq. (2.9) temos

$$n_c = \frac{\ln(E_0/\xi_\pi^c)}{\ln N_{sec}}. \quad (2.10)$$

Dado que cada pión carregado produz um único múon ao decair, levando a expressão acima em (2.8) obtemos o conteúdo de múons do chuveiro:

$$N_\mu = \left( \frac{E_0}{\xi_\pi^c} \right)^\beta, \quad (2.11)$$

onde definimos o parâmetro  $\beta \equiv \ln(r N_{sec}) / \ln N_{sec}$ .

Para determinar a profundidade de máximo do chuveiro, considera-se que a cascata eletromagnética é preponderante, dado que a energia transferida para a componente eletromagnética aumenta com o número de interações ( $n$ ) de acordo com  $E_{e.m.} = E_0 - N_{\pi^\pm} E_{\pi^\pm} = E_0(1 - r^n)$ , onde  $r < 1$ . Além disso, considera-se que os subchuveiros gerados nas interações posteriores à primeira não tem influência sobre a profundidade de máximo. Isto, é, a profundidade de máximo é determinada pela cascata eletromagnética produzida pelos fótons que se originam no decaimento de píons neutros oriundos da primeira interação. Dado que a primeira interação ocorre a uma profundidade  $X_0$  e a energia de cada fóton que



se origina da nessa interação é  $E_0/2 N_{sec}$ , podemos utilizar a Eq. (2.6) para escrever a profundidade de máximo de um chuva iniciado por um próton como

$$X_{max}^p = X_0^p + \lambda_r \ln \left( \frac{E_0}{2N_{sec}\xi_{e.m.}^c} \right). \quad (2.12)$$

Assim, esse modelo prediz duas propriedades importantíssimas dos chuvis atmosféricos extensos. Primeiro, a quantidade de múons cresce de acordo com uma potência da energia primária. No modelo original, propõe-se que a cada interação são produzidos 15 píons, sendo dois terços de píons carregados e um terço de píons. Com isso obtém-se o parâmetro  $\beta \approx 0,85$ , de modo que o conteúdo de múons é  $N_\mu \propto E_0^{0,85}$ .

A taxa de alongação para chuvis iniciados por hádrons, de acordo com (2.12) e a definição (2.7), é

$$A_e = \lambda_r(1 - B_{N_{sec}} - B_{X_0}), \quad (2.13)$$

onde os termos  $B_{N_{sec}}$  e  $B_{X_0}$  são definidos como

$$B_{N_{sec}} = \frac{1}{\lambda_r} \frac{d \ln N_{sec}}{d \ln E_0} \quad \text{e} \quad B_{X_0} = -\frac{1}{\lambda_r} \frac{d X_0}{d \ln E_0}. \quad (2.14)$$

A Eq. (2.13) mostra que a profundidade de máximo de um chuva atmosférico extenso induzido por um próton depende de três fatores: do comprimento de radiação da componente eletromagnética, da multiplicidade de secundários e, por último da seção de choque próton-ar através da profundidade  $X_0$  da primeira interação. Ainda assim, é preciso ter cautela na interpretação física dos parâmetros desse modelo. Em primeiro lugar, assume-se que a multiplicidade de partículas geradas em cada interação ( $N_{sec}$ ) é independente da energia de colisão, o que não corresponde ao caso real. Segundo, assumir que a razão  $c$  entre o número de píons neutros e o número total de partículas secundárias (apenas píons) equivale a um terço serve apenas como uma primeira aproximação. No Capítulo 6 estudaremos a dependência de observáveis de chuvis atmosféricos com a variação desse parâmetro e mostraremos que o conteúdo de múons é fortemente sensível à mudanças em seu valor.

### 2.2.3 Elasticidade no modelo de Heitler-Matthews

Matthews considerou a incorporação dos efeitos da partícula líder (do termo em inglês *leading particle*) através da inclusão do parâmetro de inelasticidade ( $\kappa_{ine}$ ) ou, de forma equivalente, da elasticidade. A elasticidade de uma interação ( $f_L$ ) é definida como a fração da energia primária portada pela partícula líder, definida como o secundário mais energético emergente de uma interação, ou seja,

$$f_L = \frac{E_{lead}}{E_0}, \quad (2.15)$$

onde  $E_0$  é a energia de interação e  $E_{lead}$  é a energia da partícula líder.

Assim, a inelasticidade de uma interação, que corresponde à energia disponível para produção inelástica de partículas, pode ser escrita como

$$\kappa_{ine} = 1 - \frac{E_{lead}}{E_0} = 1 - f_L. \quad (2.16)$$

Matthews argumentou que a cada interação a energia primária é dividida da seguinte forma:  $(1 - \kappa_{ine})E$  é levada pela partícula líder, enquanto  $r \kappa_{ine} E$  é usada para produzir  $r N_{sec}$  píons carregados e  $c \kappa_{ine} E$  é utilizada para produzir  $c N_{sec}$  píons neutros, que posteriormente alimentam a cascata eletromagnética. A cada interação, portanto, são produzidas  $1 + N_{sec}$  partículas secundárias.

Dessa forma, em uma cascata iniciada por um próton a uma energia  $E_0$ , a energia carregada por hádrons após  $n$  camadas é  $(1 - c \kappa_{ine})^n E_0$ , distribuída entre  $(1 + r N_{sec})^n$  píons carregados. A diferença nesta abordagem é que a energia não é distribuída uniformemente entre os píons carregados. De fato, na geração  $n$ , existem  $n + 1$  grupos de píons com energias em comum. A camada final  $n_c$  pode ser aproximada considerando-se a camada onde a energia média dos píons carregados corresponde ao valor crítico:

$$\xi_c^\pi = \frac{E_0(1 - c \kappa_{ine})^{n_c}}{(1 + r N_{sec})^{n_c}}, \quad (2.17)$$

o que implica

$$n_c = \frac{\ln(E_0/\xi_c^\pi)}{\ln[(1 + r N_{sec})/(1 - c \kappa_{ine})]}. \quad (2.18)$$

O conteúdo de múons, seguindo o procedimento anterior, é dado por  $(1 + r N_{sec})^{n_c}$ . Assim, utilizando a expressão acima obtemos

$$N_\mu = \left( \frac{E_0}{\xi_c^\pi} \right)^\beta, \quad (2.19)$$

onde o parâmetro  $\beta$  agora é definido como

$$\beta = \frac{\ln(1 + r N_{sec})}{\ln[(1 + r N_{sec})/(1 - c \kappa_{ine})]}. \quad (2.20)$$

Na expressão acima encontramos dois limites impostos pela definição de inelasticidade. No primeiro, tomamos  $\kappa_{ine} \rightarrow 1$ , fazendo com que toda a energia de colisão seja utilizada para a produção de píons, sem efeitos de partícula líder. Nesse limite retorna-se ao caso anterior, onde não considerou-se a inclusão da inelasticidade. O segundo limite ocorre quando tomamos  $\kappa_{ine} = 0$ , o que corresponde a assumir que toda a energia permanece na componente hadrônica e o número de múons é  $E_0/\xi_c^\pi$ .

A principal consequência da inclusão do parâmetro de inelasticidade neste modelo é reduzir a fração da energia primária que é transportada para a componente eletromagnética. Por exemplo, se utilizarmos os mesmos parâmetros de [57], assumindo que a cada interação são produzidos 15 píons, sendo dois terços píons carregados e o restante píons neutros, e, além disso, parametrizarmos a inelasticidade como  $\kappa_{ine} = 0,5$ , obtemos  $\beta = 0,93$ . Comparando com o valor  $\beta = 0,85$  obtido no caso sem inelasticidade, junto com a expressão (2.19), vemos que ocorre um aumento na quantidade de múons prevista para os chuveiros com a incorporação da elasticidade.

Quanto à mudança na profundidade de máximo devido à inclusão do parâmetro de inelasticidade, não é possível fazer estimativas seguindo esse modelo simples, pois seria necessário considerar os chuveiros eletromagnéticos produzidos em cada uma das interações. No entanto, espera-se que um aumento da elasticidade faça com que a energia primária seja transportada mais profundamente nos chuveiros, aumentando o valor de  $X_{max}$  [13]. No Capítulo 6 estudaremos a dependência de  $X_{max}$  com a elasticidade das interações hadrônicas.

#### 2.2.4 Modelo de Superposição

Por último, Matthews considerou também chuveiros induzidos por núcleos de ferro através do modelo de superposição. Nesse modelo, um núcleo atômico de massa  $A$  e energia  $E_0$

é considerado equivalente a  $A$  nucleons independentes, cada um com energia  $E_0/A$ . O chuvaireo resultante é dado pela soma dos  $A$  chuvaireos iniciados pelos nucleons (prótons) independentes. Dessa forma, a profundidade de máximo, de acordo com a Eq. (2.12) é dada por

$$X_{max}^A = X_0^A + \lambda_r \ln \left( \frac{E_0}{2 A N_{sec} \xi_{e.m.}^c} \right). \quad (2.21)$$

A quantidade de múons é obtida multiplicando-se a Eq. (2.11) por  $A$  e fazendo  $E_0 \rightarrow E_0/A$ , o que resulta em

$$N_\mu = A^{1-\beta} \left( \frac{E_0}{\xi_\pi^c} \right)^\beta. \quad (2.22)$$

O modelo de superposição prevê duas características importantes de chuvaireos atmosféricos que estão de acordo com resultados obtidos em simulações computacionais. Primeiro, a profundidade de máximo, para uma dada energia, diminui com o logaritmo da massa do raio cósmico primário. Isto é, quanto mais massiva a partícula primária, menos penetrante é o chuvaireo. A segunda característica está relacionada à quantidade de múons. Chuvaireos iniciados por núcleos massivos produzem uma quantidade maior de múons em relação a um chuvaireo iniciado por um próton à mesma energia. De fato, a quantidade de múons é aumentada em um fator  $A^{1-\beta}$ , como pode ser visto na Eq. (2.22).

### 2.3 Simulação de chuvaireos atmosféricos

O modelo descrito acima fornece informações importantes sobre a natureza dos chuvaireos atmosféricos extensos, mostrando que observáveis são determinados pelas características das interações hadrônicas. Esse modelo também evidencia importantes relações entre observáveis e a composição da partícula primária. No entanto, por sua simplicidade, tal modelo não é capaz de fornecer estimativas numéricas confiáveis acerca de observáveis de chuvaireos e deve ser interpretado apenas de um ponto de vista qualitativo.

Para deduzir informações sobre os raios cósmicos primários a partir da observação de chuvaireos atmosféricos extensos, é preciso comparar os dados experimentais com resultados de simulações computacionais detalhadas. Atualmente, existem diversos métodos de simulação para chuvaireos atmosféricos extensos, tendo alguns descrições mais minuciosas e outros descrições mais simplificadas. No que tange à escolha do pacote de simulação, tanto para análises fenomenológicas quanto para análises experimentais é preciso levar em conta fatores como tempo de simulação e uso de disco pelos arquivos produzidos. Assim,

o nível de detalhamento da simulação em uma análise é limitado por recursos computacionais e deve ser determinado de modo a produzir os resultados desejados em tempo razoável. Nesta seção, pretendemos descrever os pacotes de simulação CORSIKA<sup>6</sup> [59] e CONEX [60], que foram empregados na análise proposta neste trabalho, cujos resultados serão apresentados nos Capítulos 5 e 6.

Simulações de chuveis atmosféricos com grande nível de detalhamento podem ser produzidas através do método empregado no software CORSIKA. Este método baseia-se na aplicação de geradores de evento Monte Carlo para simular todas as interações das partículas de um chuva com o ar. A proposta é bastante simples: o programa inicia com uma única partícula, cujas características são definidas pelo usuário (tipo, energia, ângulo de incidência, etc.), e faz com que ela penetre na atmosfera e interaja com algum núcleo do ar a uma profundidade atmosférica que depende da seção de choque. O cálculo da seção de choque e a simulação da interação são feitos por algum dos geradores de evento Monte Carlo que serão descritos no Capítulo 4 e que deve ser escolhido *a priori*. Após a interação, dispõe-se de uma série de partículas secundárias, cujas informações (quadrimento, posição, massa, etc.) são armazenadas na memória do programa. Num processo iterativo, faz-se com que cada uma dessas partículas secundárias se propague na atmosfera, tendo em conta perdas de energia devido à ionização de moléculas do ar. As partículas podem, então, decair ou interagir novamente, dependendo do seu tempo de vida e da seção de choque inelástica. O chuva termina quando todas as partículas atingiram um dado nível de observação (altitude) definido pelo usuário. Os arquivos gerados pela simulação registram todas as partículas que chegaram no nível de observação, incluindo quadrimento, posição e tempo de chegada. Também é possível produzir arquivos com o desenvolvimento longitudinal dos chuveis, que registram o número de certas espécies de partículas e o depósito de energia por ionização em função da profundidade atmosférica [59, 61].

Para produzir as interações hadrônicas em altas energias no CORSIKA, estão disponíveis três geradores de evento ajustados pelos dados LHC: QGSJET-II 04 [62], EPOS LHC [63] e Sibyll, versões 2.1 [64] e 2.3 [65]. Em baixas energias, as interações são descritas por outros modelos adaptados para esse fim [66, 67]. Posto que um chuva iniciado por um próton a  $10^{20}$  eV, por exemplo, pode chegar a ter  $\sim 10^{11}$  partículas em seu máximo [2], torna-se inviável armazenar informações sobre todas as partículas do chuva em uma simulação. Para evitar esse problema, adotam-se duas técnicas no CORSIKA. A primeira delas, mais simples, consiste em impor um corte cinemático, descartando partículas que tem energia abaixo de certo valor definido pelo usuário. Espera-se que tal corte, desde que não assuma

---

<sup>6</sup>*COsmic Ray SIMulation for KAscade.*

valores altos, não tenha efeito sobre observáveis. A segunda técnica é o chamado algoritmo de *thinning*, que consiste em eliminar aleatoriamente partículas produzidas abaixo de certo valor  $E_{th}$  e atribuir um peso estatístico às partículas sobreviventes, impondo também a conservação de energia. Como desvantagem da implementação do *thinning*, surgem grandes flutuações nos chuveiros que somente podem ser contornadas tomando médias sobre muitos chuveiros. Alternativamente, existem algoritmos que se propõem a desfazer os efeitos gerados pela aplicação do *thinning* [68, 69], os quais, porém, não levamos em conta neste trabalho. Existe outro método para reduzir o tempo de simulação no CORSIKA que baseia-se na paralelização dos chuveiros e utilização de múltiplos processadores [35, 70], mas que ainda requer grande poder computacional.

A grande vantagem da utilização do CORSIKA, é que este permite análises sobre todos os observáveis de chuveiros. Porém, ainda que implementados cortes de energia e algoritmos estatísticos para redução do tempo de simulação, para valores altos de energia ( $\sim 10^{20}$  eV), cada chuveiro pode levar algumas horas para ser finalizado em um processador padrão. Sendo assim, esse código não se ajusta para análises que necessitam a simulação de uma grande quantidade de chuveiros. Dito problema pode ser contornado mediante a aplicação de equações de cascata, tal como implementado no código CONEX.

O CONEX é um código híbrido, que realiza a simulação de chuveiros atmosféricos em parte utilizando geradores de evento e traçando a trajetória de cada partícula na atmosfera e, em outra, solucionando equações de cascata unidimensionais do tipo [71]

$$\frac{dN_i(E_i, X)}{dX} = -\frac{N_i(E_i, X)}{\lambda_i} - \frac{N_i(E_i, X)}{d_i} + \sum_{j=1}^J \int_E^\infty \frac{F_{ij}(E_i, E_j)}{E_i} \frac{N_j(E_j, X)}{\lambda_j} dE_j. \quad (2.23)$$

A equação acima descreve a evolução do número de partículas  $N_i(E_i, X)$  da espécie  $i$  com energias entre  $E_i$  e  $E_i + dE$  entre as profundidades atmosféricas  $X$  e  $X + dX$ . As quantidades  $\lambda_i$  e  $d_i$  são comprimento de interação e decaimento, respectivamente, ambos em  $\text{g}/\text{cm}^2$ . O primeiro termo no membro direito da equação descreve a interação de partículas do tipo  $i$  e o segundo descreve o decaimento. O terceiro termo, que envolve uma integral, considera a probabilidade de qualquer partícula de tipo  $j$  com energia  $E_j > E_i$  colidir com o ar produzindo uma partícula do tipo  $i$  com energia  $E_i$ . A função  $F_{ij}(E_i, E_j)$  é dada em termos da seção de choque inclusiva de produção da partícula  $i$  em uma colisão de uma partícula do tipo  $j$  com o ar ( $\sigma^{j \text{ ar} \rightarrow i}$ ), podendo ser escrita como

$$F_{ij}(E_i, E_j) \equiv E_i \frac{1}{\sigma_{ine}^{j\ ar}} \frac{d\sigma^{j\ ar \rightarrow i}}{dE_i}, \quad (2.24)$$

onde  $\sigma_{ine}^{j\ ar}$  é a seção de choque inelástica da partícula  $j$  com o ar. Na Eq. (2.23) ainda é possível levar em conta perdas de energia por ionização do ar e a probabilidade de decaimento de alguma espécie de partícula em uma partícula do tipo  $i$ .

A técnica empregada no CONEX é a seguinte: para a interação do raio cósmico primário, emprega-se geradores de evento que fornecem as partículas secundárias produzidas. Desses secundários, aqueles que tem energia acima de um limiar especificado passam pelo mesmo processo iterativo de propagação e interação utilizado no CORSIKA, até que todas as partículas tenham transpassado o limiar de energia. A partir daí, utiliza-se essas partículas como termos fonte para a solução das equações de cascata, que consideram hádrons, elétrons/pósitrons e múons separadamente. Com esse método, chuveiros cuja simulação levaria horas no CORSIKA são simulados em alguns segundos. No entanto, a principal desvantagem desta técnica é que ela trabalha em um modelo unidimensional, onde todas as partículas são colocadas no mesmo eixo. Sendo assim, somente é possível obter informações sobre observáveis relacionados ao perfil longitudinal dos chuveiros. Atualmente, existe uma implementação do CONEX junto ao CORSIKA [35, 72], que permite a simulação tridimensional de chuveiros utilizando o método híbrido que acabamos de descrever que, porém, não será utilizada neste trabalho.

## 2.4 Detecção de raios cósmicos ultraenergéticos: Observatório Pierre Auger

Definidas as características de chuveiros atmosféricos, resta agora definir observáveis e técnicas de detecção, com foco no Observatório Pierre Auger. Esse observatório está localizado na pampa Amarilla, em Mendoza, Argentina, e passou a coletar dados de raios cósmicos com energias  $> 10^{17}$  eV em 2004. O experimento consiste em um arranjo de 1660 detectores de superfície (SD<sup>7</sup>) separados por uma distância de 1,5 km em um arranjo hexagonal, cobrindo uma área de aproximadamente 3000 km<sup>2</sup>. Além dos SD, o experimento conta com 24 telescópios de fluorescência (FD<sup>8</sup>), agrupados em quatro estações, que observam a atmosfera acima do arranjo experimental. Na Fig. 2.3 representamos a configuração dos detectores nesse observatório.

Os SD consistem em tanques de 3,6 m de diâmetro com uma superfície interna refletora contendo água ultra-pura. Dentro de cada tanque, são distribuídos simetricamente três fotomultiplicadores direcionados à água em seu interior. Com estes, detecta-se a luz Che-

<sup>7</sup>*Surface Detector.*

<sup>8</sup>*Fluorescence Detector.*

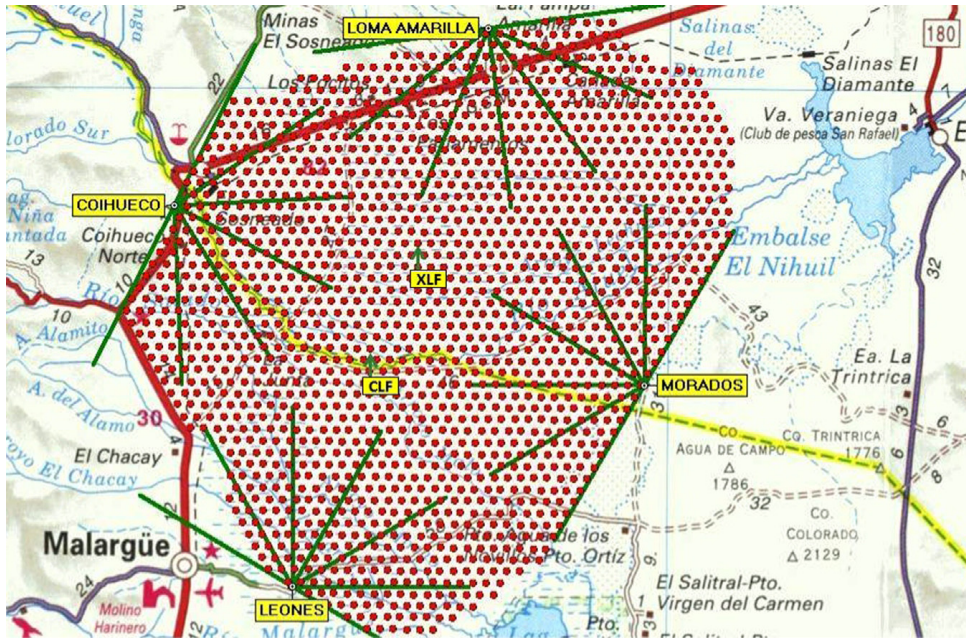


Figura 2.3 - Arranjo de detectores do Observatório Pierre Auger. Pontos vermelhos representam os 1660 detectores de superfície, que cobrem uma área de mais de 3000 km<sup>2</sup>. Linhas verdes demarcam o campo de visão dos 24 telescópios de fluorescência, agrupados em 4 estações [4].

renkov emitida pela passagem de partículas relativísticas carregadas na água. A altura de 1,2 m dos tanques os torna sensíveis também à passagem de fótons altamente energéticos, que se convertem em pares elétron-pósitron ao atravessar os tanques. O sinal medido nos tanques é dado em unidades de VEM<sup>9</sup>, que corresponde ao sinal produzido por um múon que atravessa o tanque em uma trajetória vertical. Por não estarem sujeitos à interferência das condições climáticas, os SD podem operar em 100% do tempo total [4].

Os FD foram desenhados e dispostos em estações de modo que seus campos visuais, em combinação, cubram todo o arranjo de SD. Os detalhes desse detector estão representados na Fig. 2.5. A luz de fluorescência do nitrogênio, emitida isotropicamente por um chuvaire atmosférico, entra por um diafragma circular de raio 1,1 m coberto por um filtro ultravioleta. Os obturadores são fechados durante o dia e em condições climáticas desfavoráveis, fazendo com que estes detectores operem em aproximadamente 13% do tempo total. A luz que entra pelo obturador é focada por um espelho esférico em direção à câmera, que consiste em um arranjo de fotomultiplicadores compondo uma matriz de 22 linhas por 20 colunas [4].

Através desse método híbrido, que emprega ambos arranjos de detectores, o Observatório Pierre Auger é capaz de observar chuvaire atmosféricos ultraenergéticos com uma precisão superior a qualquer outro experimento desenvolvido para o mesmo fim. A seguir

<sup>9</sup> Vertical Equivalent Muon.





Figura 2.4 - Imagem ilustrativa de um dos tanques de superfície do Observatório Pierre Auger. Dentro do tanque, três fotomultiplicadores detectam a passagem de partículas relativísticas [73].

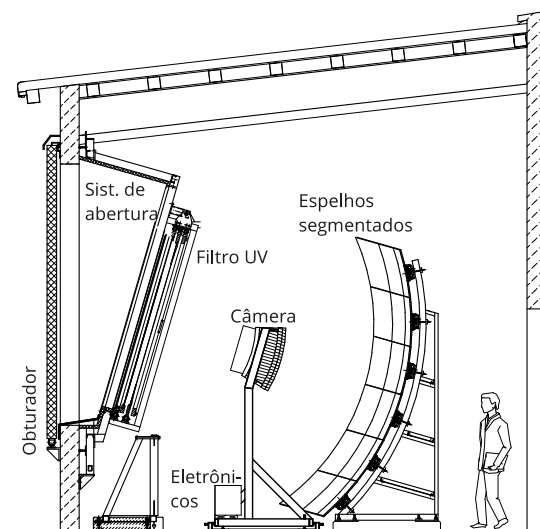


Figura 2.5 - Representação esquemática de um telescópio de fluorescência no Observatório Pierre Auger. Adaptado de [4].

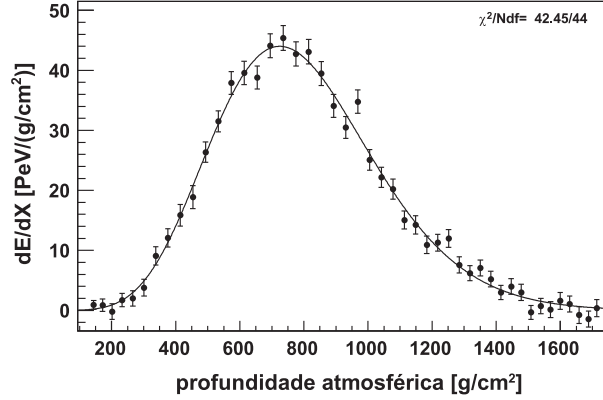


Figura 2.6 - Perfil longitudinal reconstruído através da detecção com telescópios de fluorescência. Os pontos representam medidas dos telescópios de fluorescência e a curva é o ajuste de Gaisser-Hillas respectivo. Adaptado de [4].

sumarizamos os principais observáveis de chuueiros atmosféricos que compõem as análises publicadas por este experimento e que serão úteis na discussão de nossos resultados nos Capítulos 5 e 6.

### Energia calorimétrica

Devido à grande quantidade de partículas carregadas contidas nos chuueiros, estes ionizam a atmosfera ao se propagar por ela. A ionização faz com que núcleos excitados presentes no ar emitam luz visível que, dadas as condições climáticas favoráveis, pode ser observada pelos telescópios de fluorescência. A partir do sinal produzido nesses detectores e da consideração de que parte da luz é atenuada na própria atmosfera é possível reconstruir o perfil do depósito de energia do chuueiro, isto é, a quantidade de energia depositada em função da profundidade atmosférica. Normalmente, os FD observam apenas parte do desenvolvimento dos chuueiros. Para reconstruir o perfil completo e obter a profundidade de máximo ( $X_{max}$ ), ajusta-se os dados a uma função de Gaisser-Hillas [74]:

$$\frac{dE}{dX} = \left( \frac{dE}{dX} \right)_{max} \left( \frac{X - X_0}{X_{max} - X_0} \right)^{(X_{max} - X_0)/\lambda} e^{(X_{max} - X)/\lambda}, \quad (2.25)$$

onde os termos  $X_{max}$ ,  $(dE/dX)_{max}$ ,  $X_0$  e  $\lambda$  são os parâmetros do ajuste. A energia do raio cósmico primário pode, então, ser determinada através da integral de (2.25), salvo a correção de que parte da energia é invisível aos detectores devido à produção de múons e neutrinos. Na Fig. 2.6 mostramos um exemplo de perfil reconstruído.

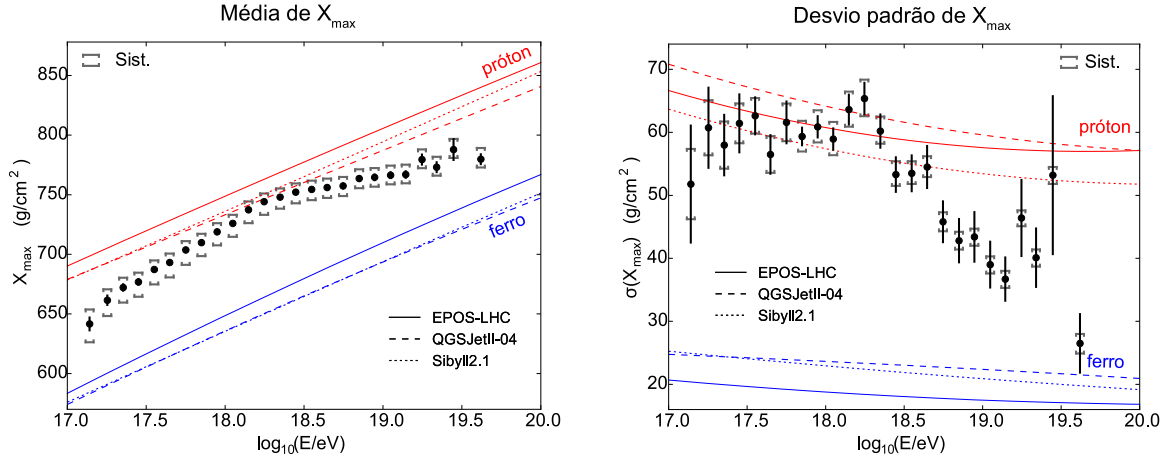


Figura 2.7 - Medidas do valor médio de  $X_{max}$  (à esquerda) e de suas flutuações (à direita) no Observatório Pierre Auger, indicando uma composição mista para os raios cósmicos ultraenergéticos. As linhas correspondem a simulações utilizando os geradores de evento indicados no interior dos gráficos. Adaptado de [4].

## Profundidade de máximo

A profundidade de máximo é identificada com o parâmetro  $X_{max}$  do ajuste (2.25). Como vimos na Seção 2.2, este é um excelente parâmetro para determinar a composição do raio cósmico primário. No entanto, diferentemente do modelo apresentado na seção citada, flutuações em  $X_{max}$  não permitem a determinação da composição analisando chuviros individuais. As análises são feitas sobre amostras de chuviros em cada intervalo de energia. Como pode ser visto na Fig. 2.7, as próprias flutuações em  $X_{max}$  servem para estimar a composição dos raios cósmicos.

## Função de distribuição lateral

Chuviros atmosféricos altamente energéticos atingem o solo e geram sinal em um dado conjunto de SD. A diferença entre os tempos de chegada das partículas em detectores distintos pode ser usada para determinar a direção de incidência do raio cósmico primário. Para reconstruir a distribuição lateral dos chuviros, faz-se um ajuste dos sinais gerados em detectores distintos a uma função modificada de Nishimura-Kamata-Greisen [75]:

$$S(r) = S(r_{opt}) \left( \frac{r}{r_{opt}} \right)^\beta \left( \frac{r + r_1}{r_{opt} + r_1} \right)^{\beta+\gamma}, \quad (2.26)$$

onde  $r$  é a distância ao centro do chuviro,  $r_{opt} = 1000$  m,  $r_1 = 300$  m e o parâmetro  $\beta$  depende do ângulo zenital. Com essa função, extrai-se o valor de  $S(1000)$  que corresponde ao sinal estimado a uma distância de 1000 m do centro do chuviro. Esse valor é utilizado

para determinar a energia do raio cósmico primário com uma incerteza menor do que 18% [4].

## Perfil de produção de múons (MPD<sup>10</sup>)

O Observatório Pierre Auger ainda<sup>11</sup> não dispõe de detectores de superfície capazes de separar a contribuição eletromagnética (elétrons, pósitrons e fótons) da contribuição de múons ao sinal gerado. No entanto, para chuviros com ângulo zenital superior a 60°, a componente eletromagnética é absorvida praticamente em sua totalidade antes de chegar ao solo. Múons, por outro lado, pouco interagem com a atmosfera e chegam ao solo praticamente sem atenuação. Assim, o sinal gerado nos detectores de superfície em chuviros inclinados ( $\theta > 60^\circ$ ) é predominado pela componente muônica [77, 78].

Surge então a possibilidade de dois estudos. No primeiro, pode-se fazer uma estimativa da quantidade de múons que atingem o solo em chuviros inclinados, com o qual o observatório Pierre Auger demonstrou que a produção de múons é subestimada por todos os geradores de evento mais recentes [77, 79]. No segundo, através da consideração de que múons relativísticos que atingem o solo tem trajetórias retilíneas no ar, é possível determinar a profundidade atmosférica onde aparentemente há maior produção de múons [80], denotada por  $X_{max}^\mu$ . Com este estudo, os resultados do Auger mostraram que os geradores de evento não são capazes de descrever corretamente os dados [78]. Assim, a determinação da composição através da detecção de múons ainda é fortemente dependente da modelagem das interações hadrônicas.

## 2.5 Conclusões

Neste capítulo apresentamos uma breve revisão sobre o contexto dos raios cósmicos ultra-energéticos e sua detecção. Vimos que a compilação de medidas do fluxo de raios cósmicos em todas as energias revela informações importantes sobre sua origem e mecanismos de propagação. Porém, vimos também que modelos teóricos sobre a origem dos raios cósmicos mais energéticos necessitam de medidas da composição destes para serem validados. A questão da composição ainda está em aberto. Uma descrição qualitativa dos chuviros atmosféricos foi feita em termos do modelo de Heitler-Matthews, que mostra de forma muito clara como se relacionam observáveis de chuviros com as características da partícula primária. Logo após, apresentamos as técnicas de simulação de chuviros atmosféricos extensos atualmente empregadas em análises de dados experimentais e em análises fenomenológicas: o CORSIKA e o CONEX. Por último, apresentamos o Obser-

---

<sup>10</sup>*Muon Production Depths.*

<sup>11</sup>Futuramente serão instalados detectores de cintilação junto a cada tanque de superfície, possibilitando a discriminação da componente muônica [76].

vatório Pierre Auger, os principais observáveis neste experimento e lançamos um olhar simplificado sobre as técnicas de detecção. À continuação, estudaremos a questão das interações hadrônicas, apresentando algumas das teorias que formam a base para a implementação da física hadrônica em energias de raios cósmicos.

### 3 FUNDAMENTOS DO ESPALHAMENTO HADRÔNICO

Entender a física dos chuviros atmosféricos induzidos por raios cósmicos ultraenergéticos implica a compreensão da natureza das interações hadrônicas em um regime de energia que está longe de ser alcançado pelos aceleradores terrestres. Como veremos neste capítulo, hádrons são objetos altamente complexos e ainda existem muitas incertezas na descrição dos processos de interação dessas partículas. O objetivo deste capítulo é fazer uma revisão compreensiva sobre a física das interações hadrônicas, que posteriormente servirá para a discussão sobre geradores de evento Monte Carlo (Capítulo 4). Daremos início a esta discussão definindo seções de choque, amplitudes de espalhamento e variáveis cinemáticas relevantes aos processos hadrônicos. Caracterizaremos, também, as interações difrativas. A seguir, faremos uma derivação da aproximação eiconal, onde as amplitudes de espalhamento são dadas no espaço de parâmetro de impacto em termos de uma função eiconal. A estrutura dos hádrons será discutida em termos do espalhamento profundamente inelástico e da QCD. Princípios da teoria de Regge, que se mostra fundamental para uma descrição fenomenológica do espalhamento hadrônico, serão apresentados em seguida. Por último, deduziremos alguns resultados da teoria de Glauber, que proporciona a descrição de interações hádron-núcleo e núcleo-núcleo com base em amplitudes de espalhamento hádron-hádron.

#### 3.1 Seções de choque e amplitudes de espalhamento

Colisões hadrônicas são usualmente descritas em termos de seções de choque. Seja uma partícula que penetra um meio de densidade  $\rho$ , a probabilidade de que a partícula interaja com algum núcleo desse meio após percorrer uma distância  $dl$  é dada em termos da seção de choque ( $\sigma$ ) por

$$dP = \frac{\rho \mathcal{N}}{m} \sigma dl, \quad (3.1)$$

onde  $\mathcal{N}$  é a constante de Avogadro e  $m$  é a massa atômica em g/mol. A *quantidade de matéria atravessada*<sup>1</sup> ( $X$ ) em g/cm<sup>2</sup> pela partícula no meio em questão é definida em termos da seguinte integral

$$X(h) = \int_{\infty}^h \rho dl. \quad (3.2)$$

Na equação acima consideramos que a partícula tem origem no infinito, onde a densidade

---

<sup>1</sup>Profundidade atmosférica, no caso de uma partícula que penetra na atmosfera.

pode ser considerada nula, e se aproxima até uma distância  $h$ . Este caso corresponde à entrada de um raio cósmico na atmosfera: tal partícula é produzida a uma distância muito grande e penetra no ar, atingindo uma altitude  $h$  (em metros) após percorrer uma profundidade atmosférica  $X$  (em  $\text{g}/\text{cm}^2$ ). Ainda no caso de uma partícula que penetra no ar, dado que este é um meio composto por mais de um elemento, a seção de choque de uma partícula  $x$  com o ar pode ser escrita como

$$\sigma^{x-ar} = \sum_i n_i \sigma_{n-N_i}, \quad (3.3)$$

onde  $n_i$  são as densidades relativas (em número de átomos) dos componentes  $N_i$  do ar e  $\sigma_{n-N_i}$  é a seção de choque de interação da partícula incidente com cada um desses componentes.

Se definirmos o *comprimento de interação* ( $\lambda_{int}$ ) como a quantidade de matéria atravessada que corresponde à probabilidade unitária de interação, a integral de (3.1) junto com (3.2) nos leva a

$$\lambda_{int} = \frac{m}{\mathcal{N} \sigma_{ine}}. \quad (3.4)$$

A quantidade  $\lambda_{int}$  é usualmente interpretada como o livre caminho médio, ou seja, para um feixe de partículas esse valor corresponde à média da profundidade penetrada pelas partículas no meio material. O termo  $\sigma_{ine}$  refere-se à seção de choque inelástica, que define processos onde há produção de partículas além das partículas interagentes. A rigor, dependendo do processo considerado em (3.1), diferentes seções de choque podem ser definidas. A seção de choque total ( $\sigma_{tot}$ ) inclui todas as classes de processos. Processos elásticos são definidos como aqueles onde as partículas interagentes emergem intactas após a interação. Dessa forma a seção de choque total pode ser decomposta como

$$\sigma_{tot} = \sigma_{el} + \sigma_{ine}, \quad (3.5)$$

onde  $\sigma_{el}$  é a seção de choque elástica. Em particular, podemos considerar a contribuição dos chamados processos de difração inelástica à seção de choque total, escrevendo-a como

$$\sigma_{tot} = \sigma_{el} + \sigma_{SD} + \sigma_{DD} + \sigma_{CD} + \sigma_{ND}, \quad (3.6)$$

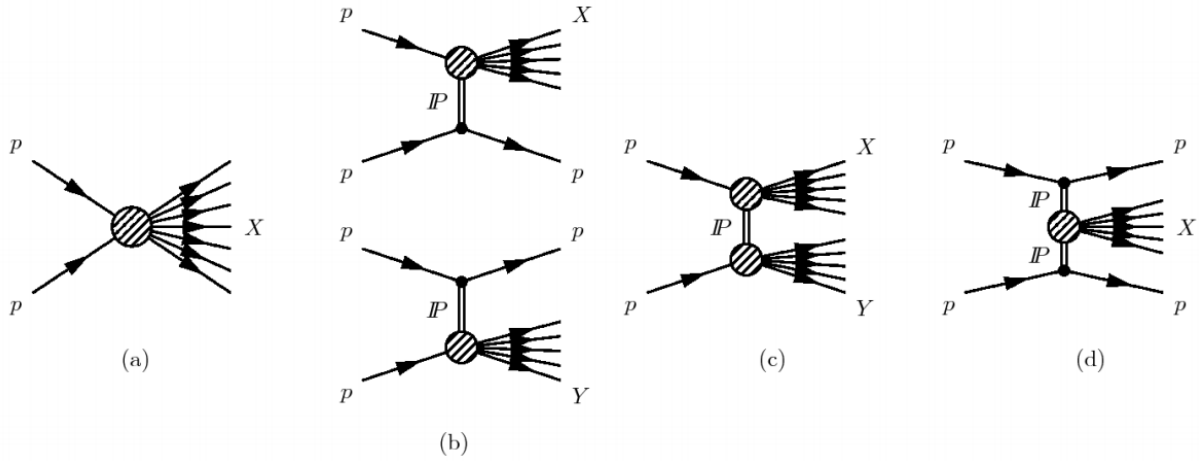


Figura 3.1 - Diagramas representando: (a) processos não-difrativos; (b) difração simples; (c) difração dupla; (d) difração central [15].

onde os índices SD, DD, CD e ND significam difração simples, difração dupla, difração central e não-difrativo, respectivamente. Na Fig. 3.1 apresentamos os diagramas esquemáticos que caracterizam os processos inelásticos (difrativos ou não). Embora não se compreenda ainda os mecanismos de interação associados a processos de dissociação difrativa, nem ao menos em nível fenomenológico [64], sabe-se que estes estão associados à natureza ondulatória dos hádrons. De acordo com a Ref. [16], processos difrativos podem ser definidos de duas formas:

- a) Uma reação na qual não há troca de números quânticos entre as partículas que colidem é, em altas energias, uma reação difrativa;
- b) Uma reação difrativa é caracterizada por um grande intervalo de rapidez<sup>2</sup> no estado final, não sendo este exponencialmente suprimido.

Os processos representados por diagramas na Fig. 3.1 são definidos, então, como:

- Processos não-difrativos (a): se dão mediante a troca de números quânticos entre as partículas que interagem, havendo produção de partículas secundárias.
- Dissociação difrativa simples (b): uma das partículas interagentes permanece intacta após a colisão e a outra fragmenta produzindo um sistema de partículas  $X$  de massa  $M_X$ . O sistema  $X$  possui os mesmos números quânticos da partícula

<sup>2</sup>Entenda-se o termo *gap de rapidez*, aqui, simplesmente como uma região angular que não é preenchida por partículas secundárias em uma colisão hadrônica.



que fragmentou e as partículas emergem, normalmente, com pequeno ângulo de espalhamento.

- Dissociação difrativa dupla (c): ambas partículas interagentes fragmentam produzindo sistemas  $X$  e  $Y$  de partículas secundárias. Esses sistemas de partículas tem os mesmos números quânticos das partículas que fragmentaram. Aqui, também, as partículas emergem da interação com pequeno ângulo de espalhamento.
- Difração central: as duas partículas permanecem intactas porém há produção de partículas secundárias na direção perpendicular ao momento inicial (região central).

De modo geral, as interações difrativas são caracterizadas pela produção de poucos secundários, pela inelasticidade (perda de energia para produção de partículas) baixa e pelo fato de as partículas secundárias serem emitidas principalmente na direção do feixe primário.

Em Teoria Quântica de Campos, seções de choque em colisões hadrônicas são descritas em termos de *amplitudes de espalhamento*. Tais objetos são funções analíticas de variáveis cinemáticas arbitrárias que contém toda a informação dinâmica sobre o processo. A seção de choque diferencial para produção de um dado estado final  $f$  a partir de um estado inicial  $i$  é dada, então, por

$$d\sigma = \frac{1}{\Phi} |A(i \rightarrow f)|^2 d\Pi_n, \quad (3.7)$$

onde  $A(i \rightarrow f)$  é a amplitude de espalhamento. O termo  $d\Pi_n$  designa o *espaço de fase* invariante de Lorentz, que caracteriza o estado final e impõe a conservação da energia e momento iniciais, podendo ser escrito explicitamente como

$$d\Pi_n = \prod_{j=0}^n \frac{d^3\vec{p}'_j}{(2\pi)^3 2E'_j} (2\pi)^4 \delta^4 \left( p_1 + p_2 - \sum_{j=1}^n p'_j \right). \quad (3.8)$$

Seja um processo exclusivo  $2 \rightarrow 2$ , onde duas partículas iniciais com quadrimomentos  $p_1$  e  $p_2$  interagem produzindo apenas duas partículas secundárias com quadrimomentos  $p_3$  e  $p_4$ , é comum definir as variáveis de Mandelstam  $s$ ,  $t$  e  $u$  como

$$s \equiv (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2, \quad (3.9)$$

$$t \equiv (p_1 - p_3)^2 = (p_2 - p_4)^2, \quad (3.10)$$

$$u \equiv (p_1 - p_4)^2 = (p_2 - p_3)^2. \quad (3.11)$$

Nessa classe de processos, a variável  $s$  coincide com o quadrado da energia do centro de massa, enquanto a variável  $t$  representa o quadrado do momento transferido entre as partículas interagentes. Simplificando as expressões (3.7) e (3.8), podemos escrever a seção de choque para processos exclusivos no limite de altas energias ( $s \gg s_0$ , onde  $s_0$  é uma escala qualquer) como

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{16\pi s^2} |A(s,t)|^2. \quad (3.12)$$

Processos elásticos surgem como um caso especial de processos exclusivos  $2 \rightarrow 2$ , sendo a equação acima válida para o caso de espalhamento elástico, em termos da amplitude de espalhamento elástica  $A_{el}(s,t)$ . O teorema ótico, cuja prova se encontra no Apêndice A permite o cálculo da seção de choque total hádron-hádron a partir da parte imaginária da amplitude de espalhamento elástico e se escreve como (no limite  $s \gg s_0$ )

$$\sigma_{tot} = \frac{1}{s} \text{Im} A_{el}(s,t=0). \quad (3.13)$$

Concluindo, vemos que a descrição de interações hadrônicas requer algum modelo que permita expressar as amplitudes de espalhamento para esses processos. Como veremos a seguir, é possível obter uma interpretação geométrica das amplitudes de espalhamento através do modelo eiconal, que representa estas no espaço de parâmetro de impacto e resulta em expressões para as seções de choque total, elástica e inelástica em termos da chamada *função eiconal* ( $\chi$ ). Além disso, a determinação das seções de choque hádron-hádron deve basear-se no fato de que estes são objetos compostos por partículas elementares - os pártons.

### 3.2 Aproximação eiconal

Na mecânica quântica não-relativística, a amplitude de espalhamento  $f(k, \theta)$  para um potencial  $V(\vec{r})$  esfericamente simétrico pode ser obtido através da expansão em ondas parciais [16],

$$f(k, \theta) = \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) a_{\ell}(k) P_{\ell}(\cos \theta), \quad (3.14)$$

onde  $k$  é o momento da partícula incidente e  $\theta$  é o ângulo de espalhamento, ambos observados no referencial do centro de massa. As funções  $a_{\ell}(k)$  representam as contribuições de ondas parciais em um estado definido de momento angular  $\ell$  para a amplitude de espalhamento total e  $P_{\ell}(\cos \theta)$  são os polinômios de Legendre contendo a dependência angular. Nessa abordagem, é possível demonstrar que as funções  $a_{\ell}(k)$  tem a seguinte forma:

$$a_{\ell}(k) = \frac{e^{2i\delta_{\ell}(k)} - 1}{2ik}. \quad (3.15)$$

Na Eq. (3.15), os termos  $\delta_{\ell}(k)$  representam os deslocamentos de fase correspondentes à  $\ell$ -ésima onda parcial, contendo toda a informação dinâmica sobre o processo de espalhamento.

De forma análoga, podemos escrever a amplitude de espalhamento relativística para um processo elástico do tipo  $1 + 2 \rightarrow 1' + 2'$  em termos de uma expansão em ondas parciais,

$$A_{el}(k, \theta) = \sum_{\ell=0}^{\infty} 2 \left( \ell + \frac{1}{2} \right) A_{\ell}(k) P_{\ell}(\cos \theta), \quad (3.16)$$

onde  $A_{\ell}(k)$  representam as contribuições de ondas parciais e  $P_{\ell}(\cos \theta)$  são os polinômios de Legendre. Estamos interessados aqui no limite de altas energias ( $s \gg s_0$ ), no qual a soma na expressão acima é dominada por termos com  $\ell$  muito grande e o ângulo de espalhamento  $\theta$  pode ser considerado pequeno. Nesse limite, a energia das partículas incidentes é  $E_1, E_2 \approx k$ , sendo  $k$  o momento no referencial do centro de massa.

Os polinômios de Legendre na expansão em ondas parciais acima podem ser escritos como séries de potências junto com as funções de Bessel do primeiro tipo  $J_m(x)$  [81] da seguinte forma

$$\begin{aligned} P_{\ell}(1 - 2y^2) = & J_0(\lambda y) + y^2 \left[ \frac{\lambda y}{6} J_3(\lambda y) - J_2(\lambda y) + \frac{1}{2\lambda y} J_1(\lambda y) \right] \\ & + y^4 \left[ \frac{\lambda^2 y^2}{72} J_6(\lambda y) - \frac{11\lambda y}{30} J_5(\lambda y) + \frac{31\lambda y}{12} J_4(\lambda y) \right. \\ & \left. - \frac{29}{6\lambda y} J_3(\lambda y) + \frac{8}{8\lambda^2 y^2} J_2(\lambda y) \right] + \dots, \end{aligned} \quad (3.17)$$

onde  $\lambda = (2\ell + 1)$ . Considerando pequenos ângulos de espalhamento e fazendo  $y = \text{sen}(\theta/2) \approx (\theta/2)$ , de modo que  $(1 - 2y^2) = \cos \theta$ , podemos descartar termos de ordem  $O(y^2)$ . Com isso, resta a função de Bessel de ordem zero e termos proporcionais a  $y/\lambda$ . Como estamos tratando o limite de  $\ell$  grande, termos proporcionais a  $y/\lambda$  também podem ser descartados. Assim, os polinômios de Legendre podem ser aproximados por

$$P_\ell(\cos \theta) \approx J_0\left(\left(\ell + \frac{1}{2}\right)\theta\right). \quad (3.18)$$

Portanto, a amplitude de espalhamento de (3.16) pode ser escrita como

$$A_{el}(k, \theta) = \sum_{\ell=0}^{\infty} 2 \left(\ell + \frac{1}{2}\right) A_\ell(k) J_0\left(\left(\ell + \frac{1}{2}\right)\theta\right). \quad (3.19)$$

Como mencionamos, no limite de altas energias, a maior contribuição à expansão acima surge de valores grandes de  $\ell$ , que correspondem a autoestados com grande momento angular. Com base nisto, propõe-se uma continuação analítica das amplitudes de ondas parciais [82, 83], com a qual  $A_\ell(k) \rightarrow a(k, \ell)$ , de modo que para valores inteiros de  $\ell$  essas funções coincidem  $A_\ell(k) = a(k, \ell)$ . Portanto, a soma em  $\ell$  na expressão (3.19) pode ser substituída por uma integral em  $(\ell + 1/2)$ ,

$$A_{el}(k, \theta) = 2 \int_0^{\infty} \left(\ell + \frac{1}{2}\right) d\left(\ell + \frac{1}{2}\right) a(k, \ell) J_0\left(\left(\ell + \frac{1}{2}\right)\theta\right). \quad (3.20)$$

Utilizando a definição clássica de momento angular, é possível mostrar que a quantidade  $(\ell + \frac{1}{2})$  está relacionada ao parâmetro de impacto de colisão ( $b$ ) por  $kb = (\ell + \frac{1}{2})$  [84, 85]. O termo  $\frac{1}{2}$  é adicionado apenas por conveniência e não interfere no resultado, posto que  $\ell \gg \frac{1}{2}$ . Assim, podemos escrever (3.20) como uma integral sobre  $b$ ,

$$A_{el}(k, \theta) = 2 \int_0^{\infty} (kb) k db a(k, b) J_0((kb) \theta), \quad (3.21)$$

onde fizemos a troca de variáveis  $a(k, \ell) \rightarrow a(k, b)$ . Além disso, no limite de altas energias e pequenos ângulos de espalhamento, o momento trocado  $\vec{q}$  pode ser aproximado por

$$q \equiv |\vec{q}| = |\vec{p}_1 - \vec{p}_3| = \sqrt{\vec{p}_1^2 + \vec{p}_3^2 - 2\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_3} \approx k\sqrt{2 - 2\cos \theta} \approx k\theta, \quad (3.22)$$

onde assumimos que o momento inicial e final das partículas 1 e 3 são aproximadamente iguais ( $|\vec{p}_1| \approx |\vec{p}_3| \approx k$ ). Levando (3.22) no argumento da função de Bessel (3.21) obtemos

$$A_{el}(k, \theta) = 2k^2 \int_0^\infty b db a(k, b) J_0(qb). \quad (3.23)$$

Agora, conforme a igualdade

$$J_0(qb) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{iqb \cos \phi} d\phi, \quad (3.24)$$

podemos reescrever (3.23) como

$$\begin{aligned} A_{el}(k, \theta) &= 2k^2 \int_0^\infty b db a(k, b) \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\phi e^{iqb \cos \phi} \\ &= \frac{k^2}{\pi} \int d^2\vec{b} a(k, b) e^{i\vec{q}\cdot\vec{b}}, \end{aligned} \quad (3.25)$$

onde fizemos a suposição, válida no regime de altas energias e pequenos ângulos de espalhamento, de que  $\vec{q}$  e  $\vec{b}$  são coplanares e separados por um ângulo azimutal  $\phi$ .

Das definições das variáveis de Mandelstam  $s$  e  $t$  em (3.9) e (3.10), temos que

$$s = m_1^2 + m_2^2 + 2E_1 E_2 - 2\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2 \approx 4k^2 \quad (3.26)$$

$$t = 2m_1^2 - 2E_1 E'_2 + 2\vec{p}_1 \cdot \vec{p}'_2 \approx k^2(2 \cos \theta - 2), \quad (3.27)$$

onde  $E_i$ ,  $\vec{p}_i$  e  $m_i$  são as energias, momentos e massas invariantes das partículas, respectivamente. Nas expressões acima desprezamos os termos que envolvem as massas das partículas e consideramos que  $E_i \approx |\vec{p}_i| \approx k$ . Temos, então, que

$$k \approx \frac{\sqrt{s}}{2} \quad \text{e} \quad q \approx \sqrt{-t}. \quad (3.28)$$

Com as relações acima, podemos escrever a equação (3.25) em termos das variáveis  $s$  e  $t$  como

$$A_{el}(s,t) = \frac{s}{4\pi} \int d^2\vec{b} a(s,b) e^{i\vec{q}\cdot\vec{b}}. \quad (3.29)$$

Em analogia ao caso da mecânica quântica não-relativística, Eq. (3.15), podemos expressar a amplitude de espalhamento em termos dos deslocamentos de fase  $\delta(s,b)$  no espaço de parâmetro de impacto

$$a(s,b) = 8\pi i(1 - e^{2i\delta(s,b)}). \quad (3.30)$$

Definimos a função perfil  $\Gamma(s,b)$  como

$$\Gamma(s,b) \equiv -\frac{i}{8\pi} a(s,b) = 1 - e^{2i\delta(s,b)}. \quad (3.31)$$

Dessa forma, a amplitude de espalhamento de escreve

$$A_{el}(s,t) = 2is \int d^2\vec{b} \Gamma(s,b) e^{i\vec{q}\cdot\vec{b}}. \quad (3.32)$$

A equação acima é totalmente análoga ao caso do espalhamento da luz por um anteparo cuja função perfil é dada por  $\Gamma(k,b)$  e representa a probabilidade de absorção uma onda luminosa com comprimento de onda  $\lambda = 1/k$  a uma distância  $b$  do centro do anteparo. Dessa equação, vemos que a amplitude de espalhamento  $A(s,t)$  é a transformada inversa de Fourier da função perfil, que pode ser escrita como

$$\Gamma(s,b) = \frac{1}{2(2\pi)^2 i s} \int d^2\vec{q} A_{el}(s,t) e^{-i\vec{q}\cdot\vec{b}}. \quad (3.33)$$

O teorema de Parseval proporciona uma igualdade que será útil na determinação das seções de choque. De acordo com esse teorema, dado que a amplitude de espalhamento é transformada de Fourier da função perfil, temos

$$\int d^2\vec{q} |A_{el}(s,t)|^2 = \int d^2\vec{b} |2(2\pi)^2 i s \Gamma(s,b)|^2. \quad (3.34)$$

Usando (3.8), a seção de choque elástica, integrada sobre todo o espaço de fase é dada por

$$\sigma_{el}(s) = \frac{1}{64\pi^2 s} \int d\Omega |A_{el}(s,t)|^2 = \frac{1}{16\pi^2 s^2} \int d^2\vec{q} |A_{el}(s,t)|^2, \quad (3.35)$$

onde utilizamos a seguinte aproximação [16]

$$d^2\vec{q} = \pi dq^2 \approx \pi d(k\theta)^2 = 2\pi k^2 \theta d\theta \approx k^2 d\Omega \approx (s/4) d\Omega, \quad (3.36)$$

de acordo com (3.22) e (3.28). Utilizando o teorema de Parseval (3.34) em (3.35) obtemos a seguinte expressão para a seção de choque elástica em termos da função perfil:

$$\sigma_{el}(s) = \int d^2\vec{b} |\Gamma(s,b)|^2. \quad (3.37)$$

A seção de choque total é facilmente obtida utilizando-se o teorema ótico (Eq. (3.13)) junto com a expressão (3.33), de onde obtemos

$$\sigma_{tot}(s) = 2 \int d^2\vec{b} \operatorname{Re} \Gamma(s,b). \quad (3.38)$$

Por último, podemos obter a seção de choque inelástica utilizando a relação de unitariedade (3.5) que, através de (3.37) e (3.38), resulta em

$$\sigma_{ine}(s) = \int d^2\vec{b} (2\operatorname{Re} \Gamma(s,b) - |\Gamma(s,b)|^2). \quad (3.39)$$

É comum expressar as seções de choque (3.37), (3.38) e (3.39) na aproximação eiconal em termos da chamada função eiconal, que definimos como

$$\chi(s,b) \equiv -2i\delta(s,b). \quad (3.40)$$

Com a equação acima e a definição da função perfil (3.33) obtemos as seguintes expressões para as seções de choque elástica, inelástica e total:

$$\sigma_{el}(s) = \int d^2\vec{b} |1 - e^{-\chi(s,b)}|^2 \quad (3.41)$$

$$\sigma_{ine}(s) = \int d^2\vec{b} (1 - |e^{-\chi(s,b)}|^2) \quad (3.42)$$

$$\sigma_{tot}(s) = 2 \int d^2\vec{b} \operatorname{Re} (1 - e^{-\chi(s,b)}). \quad (3.43)$$

É possível fazer ainda uma última simplificação para a seção de choque inelástica. Em altas energias, pode-se considerar, em boa aproximação, que a função eiconal é puramente real [86]. Dessa forma, a seção de choque inelástica de (3.42) pode ser escrita em termos da função eiconal como

$$\sigma_{ine}(s) = \int d^2\vec{b} (1 - e^{-2\chi(s,b)}), \quad \chi \text{ real.} \quad (3.44)$$

Assim, na aproximação eiconal, o espalhamento hadrônico é descrito em termos da função eiconal  $\chi$ . Esta, por sua vez, contém toda a informação sobre o processo de espalhamento e pode ser considerada como a soma de diversas contribuições. É através deste formalismo que os geradores hadrônicos para física de raios cósmicos calculam seções de choque, utilizando diferentes abordagens para determinar a função eiconal, como veremos no Capítulo 4. A seguir, discutiremos como a estrutura interna dos hádrons é levada em conta em processos de espalhamento.

### 3.3 O modelo de pártons e a QCD

Entender a dinâmica de colisões hádron-hádron requer a compreensão da estrutura interna desses objetos. O modelo de pártons foi fortemente motivado por experimentos de espalhamento profundamente inelástico, nos quais um elétron altamente energético interage com um próton mediante a troca de um fóton com virtualidade  $Q^2$ . Se hádrons fossem objetos elementares, o espalhamento elétron-próton poderia ser descrito por meio de diagramas de Feynman no formalismo da Eletrodinâmica Quântica (QED<sup>3</sup>). No entanto, com o crescimento da energia de colisão observa-se que a seção de choque elástica nesse tipo de colisão perde protagonismo com a energia, dando lugar ao espalhamento inelástico. Sendo assim, no espalhamento profundamente inelástico torna-se iminente a necessidade de considerar a interação entre o elétron e os constituintes do próton. Na linguagem da Cromodinâmica Quântica (QCD<sup>4</sup>), a teoria das interações fortes, prótons são compostos

---

<sup>3</sup>*Quantum Electrodynamics.*

<sup>4</sup>*Quantum Chromodynamics.*



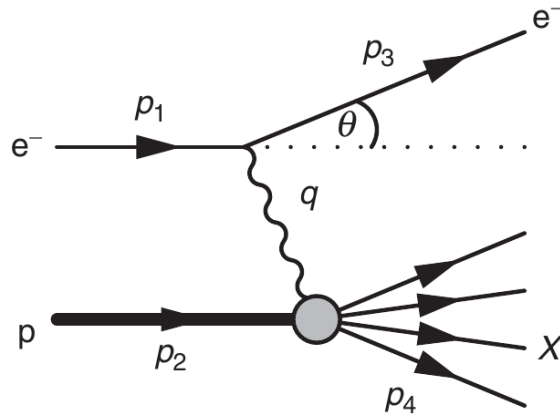


Figura 3.2 - Diagrama representando o espalhamento profundamente inelástico [87].

por quarks e glúons que interagem mediante graus de liberdade de cor.

### Espalhamento profundamente inelástico (DIS<sup>5</sup>)

Um diagrama esquemático do espalhamento profundamente inelástico é apresentado na Fig. 3.2. Nessa figura,  $p_1$  e  $p_2$  são os quadrimomentos do elétron e do próton antes da colisão. O momento do elétron após a colisão, desviado por um ângulo  $\theta$ , é denotado por  $p_3$ . Devido à absorção do fóton com quadrimomento  $q = p_1 - p_3$ , o próton quebra produzindo um sistema de partículas  $X$  não resolvido, com quadrimomento  $p_4$ . A virtualidade do fóton é definida em termos de seu quadrimomento como

$$Q^2 = -q^2. \quad (3.45)$$

A massa invariante ( $M_X$ ) do sistema de partículas  $X$  é dado pelo quadrado seu quadrimomento, isto é,  $M_X^2 = p_4^2 = (p_2 + q)^2$ . As variáveis cinemáticas invariantes de Lorentz relevantes para este processo são o  $x$  de Bjorken, definido como

$$x \equiv \frac{Q^2}{2p_2 \cdot q} \quad (3.46)$$

e as variáveis  $y$  e  $v$ , definidas como

$$y \equiv \frac{p_2 \cdot q}{p_2 \cdot p_1} \quad (3.47)$$

<sup>5</sup>Deep Inelastic Scattering.

e

$$v \equiv \frac{p_2 \cdot q}{m_p}, \quad (3.48)$$

onde  $m_p$  denota a massa do próton.

A seção de choque para o espalhamento inelástico elétron-próton pode ser escrita como [87]

$$\frac{d\sigma^{ep}}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha_{em}^2}{Q^4} \left[ (1-y) \frac{F_2(x, Q^2)}{x} + y^2 F_1(x, Q^2) \right], \quad (3.49)$$

onde  $\alpha_{em} \approx 1/137$  é a constante de acoplamento eletromagnética. As funções  $F_1(x, Q^2)$  e  $F_2(x, Q^2)$  são as chamadas *funções de estrutura* do próton, que levam em conta o fato de que o próton não é pontual, mas possui uma distribuição extensa de carga elétrica e momento magnético.

O modelo de pártons foi proposto por Bjorken [88, 89] e Feynman [90, 91], antes do surgimento da QCD. Nesse modelo considera-se que o próton é composto por objetos pontuais, os *pártons*, que num processo de espalhamento comportam-se como partículas livres. Na QCD os pártons são identificados como quarks e glúons. Com essa proposta, o espalhamento profundamente inelástico é um processo incoerente, no qual o fóton virtual é espalhado por algum constituinte no interior do próton, sem que os demais constituintes sejam afetados. Essa abordagem só é válida se tivermos em conta que mudanças na quantidade de pártons e no momento desses pártons é negligenciável durante o intervalo de tempo em que a estrutura é provada [92].

Com base em resultados experimentais, Bjorken propôs uma regra de escalonamento na qual as funções de estrutura do próton não dependem da virtualidade do fóton [88]. Nessa abordagem, permite-se que as funções de estrutura sejam escritas em termos da variável  $x$  apenas,

$$F_1(x, Q^2) \rightarrow F_1(x), \quad (3.50)$$

$$F_2(x, Q^2) \rightarrow F_2(x). \quad (3.51)$$

Ainda, os primeiros resultados de espalhamento profundamente inelástico sugeriram que as funções de estrutura  $F_1(x)$  e  $F_2(x)$  não são independentes, mas satisfazem a relação de

Callan-Gross [93]

$$F_2(x) = 2xF_1(x). \quad (3.52)$$

Se as funções de estrutura refletem a distribuição de carga no interior do próton de acordo com os seus constituintes elementares, é natural expressá-las em termos das *funções de distribuições partônicas* (PDF<sup>6</sup>)  $q_i^p$ , isto é,

$$2F_1(x) = \sum_i Q_i q_i^p(x), \quad (3.53)$$

onde a soma é feita sobre todas as espécies de constituintes no próton e  $Q_i$  representa a carga da  $i$ -ésima espécie de constituinte. Aqui, a variável  $x$  pode ser interpretada como a fração do momento longitudinal portada por algum constituinte do próton. A rigor, quantidade  $q_i^p(x)dx$  representa a densidade de probabilidade de se encontrar um parton de espécie  $i$  no interior do próton portanto uma fração de momento longitudinal deste entre  $x$  e  $x + dx$  [87].

Como consequência do modelo de partons, do escalonamento de Bjorken e da relação de Callan-Gross, a seção de choque para o espalhamento profundamente inelástico (3.49) pode ser escrita da seguinte forma

$$\frac{d\sigma^{ep}}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha_{em}^2}{Q^4} \left[ (1-y) + \frac{y^2}{2} \right] \sum_i Q_i q_i^p(x). \quad (3.54)$$

Na expressão acima, podemos identificar a seção de choque o espalhamento elástico elétron-quark como [87]

$$\frac{d\hat{\sigma}^{eq_i}}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha_{em}^2}{Q^4} \left[ (1-y) + \frac{y^2}{2} \right] Q_i. \quad (3.55)$$

Assim, a principal realização desse modelo é a possibilidade de fatorizar a seção de choque para o espalhamento profundamente inelástico elétron-próton em termos das seções de choque individuais elétron-parton e das PDF, escrevendo-a da seguinte forma,

---

<sup>6</sup>*Parton Distribution Functions.*

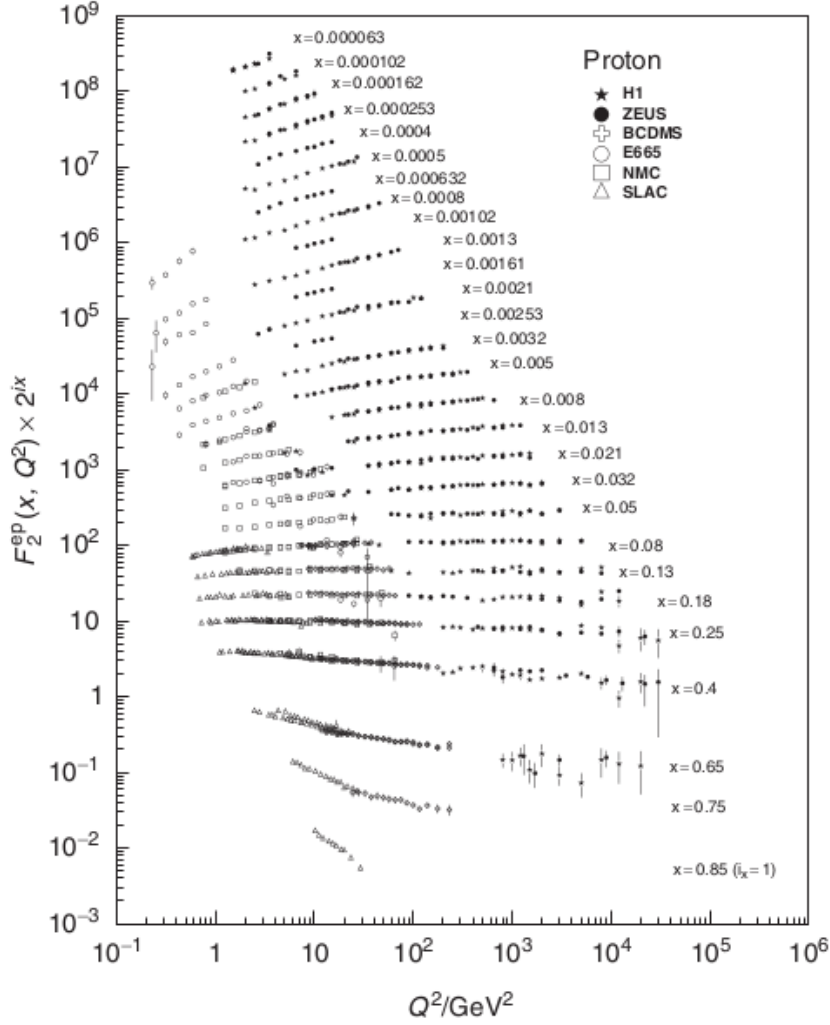


Figura 3.3 - Resultados da medida da função de estrutura  $F_2^{ep}(x, Q^2)$  em experimentos de espalhamento profundamente inelástico [87]. O fato de que a função de estrutura depende de  $Q^2$  revela a violação do escalonamento de Bjorken.

$$\frac{d\sigma^{ep}}{dx dQ^2} = \sum_i \frac{d\hat{\sigma}^{eq_i}}{dx dQ^2} q_i^p(x). \quad (3.56)$$

O modelo de pártons pode ser derivado de forma rigorosa na Teoria Quântica de Campos [92]. Apesar do sucesso desse modelo, resultados do detector HERA e outros colisores demonstraram que o escalonamento de Bjorken é violado em praticamente todas as escalas de  $Q^2$ , como pode ser visto na Fig. 3.3. Dito isto, faz-se necessário um modelo mais abrangente, que leve em conta interações entre os pártons (quarks e glúons). Tal descrição é encontrada no formalismo da QCD.

## Cromodinâmica Quântica

A QCD [94, 95], que propõe que hádrons são objetos compostos por quarks e glúons, assume duas propriedades fundamentais: o confinamento e a liberdade assintótica. Primeiro, é preciso mencionar que a carga das interações fortes é a chamada carga de cor, análoga à carga elétrica que dá origem às interações eletromagnéticas. Os graus de liberdade de cor são três (vermelho, verde e azul), junto com suas respectivas anticores. Enquanto os quarks são férmions de spin  $1/2$ , os glúons são bósons de calibre portadores das interações fortes. A QCD distingue-se da QED pelo fato de que os glúons, diferentemente dos fótons, também portam a carga da interação<sup>7</sup>. A primeira propriedade, o *confinamento*, nos diz que quarks não podem ser encontrados livres na natureza, mas somente confinados em hádrons, formando estados singletos de cor (estados brancos). A segunda propriedade, a *liberdade assintótica*, propõe que os pártons são assintoticamente livres no interior dos hádrons.

Outro fato importante no tratamento da QCD está relacionado à constante de acoplamento forte ( $\alpha_s$ ). No caso da QED, a constante de acoplamento eletromagnética é sempre  $\alpha_{em} \ll 1$ , o que justifica um tratamento perturbativo das interações eletromagnéticas. Na teoria de perturbação, grandezas relevantes na descrição das interações, como amplitudes de espalhamento, podem ser escritas como uma série de potências em termos da constante de acoplamento da teoria subjacente. O fato de que a constante de acoplamento na QED é pequena, faz com que termos proporcionais a  $\alpha_{em}$  (ordem dominante) determinem o comportamento de observáveis, ao passo que termos proporcionais a  $(\alpha_{em})^n$  surjam como correções de mais alta ordem no cálculo de observáveis. Em contrapartida, a constante de acoplamento forte na QCD pode assumir valores grandes, tal que surgem divergências no tratamento perturbativo que ainda não podem ser resolvidas. De fato, a constante de acoplamento tende à zero quando a escala de momento ou energia na interação de quarks e glúons se torna muito grande [95]. Isso justifica a propriedade de liberdade assintótica, dado que interações com grande momento correspondem às interações a pequenas distâncias ( $\Delta p \Delta x \sim 1$ ).

É comum definir um parâmetro  $\Lambda$ , que determina a escala de energia acima da qual  $\alpha_s$  é pequena e o tratamento perturbativo pode ser válido. Em termos da virtualidade  $Q^2$ , a constante de acoplamento forte pode ser escrita como [94]

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln(Q^2/\Lambda^2)}. \quad (3.57)$$

---

<sup>7</sup>A rigor, glúons são estados octeto de cor, pois portam uma combinação de duas cargas de cor, somando no total 8 combinações possíveis.

Com isso, definimos dois regimes no âmbito das interações fortes. No primeiro, o regime das interações *duras*, temos que  $Q^2 \gg \Lambda^2$ , fazendo a constante de acoplamento pequena e justificando um tratamento perturbativo. Ainda assim, a rigor, não há demonstração que esse tratamento seja válido. A validade do tratamento perturbativo se dá somente quando confrontadas as predições da teoria com dados de aceleradores, que evidenciaram o sucesso da QCD perturbativa. Por outro lado, quando  $Q^2$  se aproxima de  $\Lambda^2$ , estamos no regime das interações *macias*. Nesse regime,  $\alpha_s$  assume valores grandes e um tratamento perturbativo mostra-se inadequado. A dependência da seção de choque com o quadrado momento trocado  $t$  é exponencial nos processos macios,  $d\sigma/dt \sim e^{-R^2|t|}$ , onde  $R$  é da ordem do tamanho dos hádrons, de forma que momentos com grande troca de momento são fortemente suprimidos [16]. Processos macios são normalmente descritos por modelos fenomenológicos, normalmente baseados na teoria de Gribov-Regge, que será vista na próxima seção.

A violação do escalonamento de Bjorken surge naturalmente no formalismo da QCD. O modelo de pártons ingênuo apresentado acima não leva em conta interações entre os constituintes, mas estas podem ser tratadas na QCD. Os processos que devem ser adicionados ao modelo de pártons são radiação de glúons por quarks e a produção de pares quark-antiquark por glúons. Embora não seja possível determinar as PDF pela QCD perturbativa, pois estas incluem processos nos quais  $Q^2 < \Lambda^2$ , a evolução com  $Q^2$  pode ser calculada pelas equações DGLAP (Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi) [96–98]:

$$\frac{\partial q_i(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[ \sum_j P_{q_i q_j} \left( \frac{x}{y} \right) q_j(x, Q^2) + P_{q_i g} \left( \frac{x}{y} \right) g(x, Q^2) \right]. \quad (3.58)$$

A função de desdobramento (de Altarelli-Parisi)  $P_{q_i q_j}(x/y)$  em (3.58) representa a probabilidade de que um quark  $q_j$  com fração de momento  $y$  emita um quark  $q_i$  com fração de momento  $x$ , bem como  $P_{q_i g}(x/y)$  assinala a probabilidade de que um glúon  $g$  produza um par onde um dos quarks é do tipo  $q_i$  e porta fração de momento  $x$ . Assim, as PDF  $q(x, Q^2)$  são obtidas através de análises globais em experimentos de espalhamento profundamente inelástico e extrapoladas para regiões onde não há dados através das equações DGLAP. É natural esperar que as PDF tenham um caráter universal, de modo as funções observadas em dado processo possam ser aplicadas outros processos. Por exemplo, as funções obtidas em espalhamento elétron-próton no HERA são utilizadas para descrever a produção de jatos em colisões próton-próton no LHC.

Além dos regimes de interação mencionados anteriormente, há um terceiro regime presente

em fenômenos hadrônicos, caracterizados pela presença de ambas classes de processos macias e duras. Este é o assim chamado regime semi-duro [95]. Em uma colisão próton-próton, assim como no espalhamento profundamente inelástico, a seção de choque pode ser fatorizada em termos da seção de choque a nível partônico e das PDF como

$$\frac{d\sigma_{QCD}^{pp}}{dx_1 dx_2 dQ^2} = \sum_{i,j} \frac{d\hat{\sigma}^{q_i q_j}}{dx_1 dx_2 dQ^2} q_i^p(x_1, Q^2) q_j^p(x_2, Q^2). \quad (3.59)$$

Na equação acima o termo  $(d\hat{\sigma}^{q_i q_j}/dx_1 dx_2 dQ^2)$  representa a seção de choque de espalhamento elástico a nível partônico. Note que na expressão acima a contribuição do conteúdo de quarks e glúons no interior dos prótons é separada em duas funções, cada uma correspondendo a um dos prótons. A equação acima é válida no regime em que a expansão perturbativa também é válida, ou seja, no regime duro. A contribuição de processos macios à seção de choque acima levada em conta pelas PDF  $q_i^p(x_1, Q^2)$  e  $q_j^p(x_2, Q^2)$ .

Tendo em conta que  $Q^2 \sim p_T^2$ , onde  $p_T$  é o momento transversal de um quark emitido no processo de espalhamento, a integral da expressão (3.59) resulta na seção de choque de produção de pares jatos de partículas com momento transversal acima de  $p_T^{min}$

$$\sigma_{QCD}(s, p_T^{min}) = \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 \int_{p_T^{min}}^{\sqrt{s}/2} dp_T \sum_i \sum_j \frac{d\hat{\sigma}^{q_i q_j}}{dx_1 dx_2 dp_T} q_i^p(x_1, Q^2) q_j^p(x_2, Q^2). \quad (3.60)$$

Os jatos de partículas são produzidos como resultado da hadronização de pártons emitidos em processos de espalhamento dos constituintes elementares em uma colisão hádron-hádron. A detecção experimental desses jatos em colisores é fundamental para provar a QCD perturbativa no regime de altas energias.

### 3.4 Fenomenologia de Regge

A presença de uma escala não-perturbativa na QCD implica que ainda não é possível descrever toda a gama de processos que podem ocorrer em uma colisão hádron-hádron através dessa teoria. Em particular, os processos macios, caracterizados pela baixa troca de momento, não permitem a aplicação da QCD perturbativa. A teoria de Regge [16, 95, 99], proposta nos anos 60, providencia ampla descrição fenomenológica do espalhamento de hádrons em termos da troca de *reggeons*.

Originalmente proposta para o caso não-relativístico, essa teoria baseia-se nas proprieda-

des analíticas da amplitude de espalhamento [100,101]. No espalhamento por um potencial esfericamente simétrico, Regge demonstrou que as contribuições de ondas parciais na expansão (3.14) poderiam ser estendidas para o domínio complexo fazendo  $a_\ell(k) \rightarrow a(\ell, k)$ , onde  $\ell$  pode assumir qualquer valor complexo. Como resultado, obtém-se que estados ligados aparecem como pólos simples para valores de  $\ell$  inteiros. A proposta de estender as ideias de Regge para o espalhamento de hádrons em altas energias foi feita por Chew, Frautschi e Gribov em 1961 [102,103]. Na época em que foi proposta, sabia-se que o espalhamento de hádrons, ao menos no regime de energias até então alcançado, está relacionado à troca de ressonâncias entre as partículas interagentes. A teoria se baseia na expansão em ondas parciais (3.16), onde cada contribuição  $a_\ell(t)$  corresponde à troca de uma ressonância de massa  $m_\ell = \sqrt{|t|}$  e momento angular  $\ell$  (note que a expansão da amplitude de espalhamento é feita em termos da variável de Mandelstam  $t$ , associada ao momento trocado entre as partículas). Tais amplitudes parciais tem a forma de amplitudes de Breit-Wigner  $A_\ell(t) \sim 1/(t - m_\ell^2 + im_\ell\Gamma_\ell)$ , sendo  $\Gamma_\ell$  o comprimento de decaimento da ressonância.

A soma em (3.16) pode ser convertida em uma integral sobre o momento angular  $\ell$  através da transformação de Sommerfeld-Watson. Com esta, obtém-se

$$A(s,t) = \sum_{\tau=\pm 1} \frac{16\pi}{2i} \int_{C_1} d\ell(2\ell + 1) \left( \frac{1 + \tau e^{-i\pi\ell}}{\text{sen}(\pi\ell)} \right) A^\tau(\ell,t) P_\ell(-z_t), \quad (3.61)$$

onde o fator  $\tau = \pm 1$  separa a amplitude de espalhamento em contribuições pares e ímpares de momento angular. O contorno de integração circula a parte positiva do eixo real no plano de  $\ell$  complexo, circundando os pólos das amplitudes  $A^+(\ell,t)$  e  $A^-(\ell,t)$ . As funções  $A^\pm(\ell,t)$  proporcionam uma continuação analítica das amplitudes de ondas parciais para o plano complexo, sendo separadas em duas contribuições, para  $\ell$  par (+) e  $\ell$  ímpar (-), de modo a garantir a convergência da integral.

Os pólos de Regge surgem devido à estrutura das amplitudes  $A^\pm(\ell,t)$ , que se comportam de acordo com

$$A(\ell,t) \sim \frac{g_a(t) g_b(t)}{\ell - \alpha(t)}, \quad (3.62)$$

onde os índices  $a$  e  $b$  se referem às partículas que colidem (lembrando que a soma em ondas parciais foi definida para caso de espalhamento elástico). Fica claro aqui que a amplitude de espalhamento apresenta pólos em  $\ell = \alpha(t)$ , nomeados *pólos de Regge*. As



funções  $\alpha(t)$  são as chamadas *trajetórias de Regge*. A determinação dessas trajetórias é baseada na relação de Chew-Frauschi [104], estabelecida empiricamente. Para uma dada família de ressonâncias com massas  $m_\ell$ , essa relação estabelece que  $m_\ell^2 = a\ell + m_0^2$ , onde  $a$  e  $m_0$  são constantes, mostrando uma relação linear entre o spin e o quadrado da massa das ressonâncias. Com base nisso, trajetórias de Regge correspondentes a cada família de ressonâncias são parametrizadas por uma relação linear

$$\alpha(t) = \alpha(0) + \alpha' t, \quad (3.63)$$

onde  $\alpha(0)$  é a interseção<sup>8</sup> e  $\alpha'$  é a inclinação da trajetória.

Da integração da equação (3.61), encontramos que cada pólo de Regge ( $k$ ) contribui para a amplitude total com

$$A_k(s, t) = -\frac{1 + \tau_k e^{-i\pi\alpha_k(t)}}{\text{sen}(\pi\alpha_k(t))} g_{a,k}(t) g_{b,k}(t) P_{\alpha_k(t)}(-\cos\theta_t). \quad (3.64)$$

Finalmente, no limite assintótico, com  $s \gg s_0$ , onde  $s_0$  é uma escala qualquer, os polinômios de Legendre acima se comportam de acordo com

$$P_{\alpha_k(t)}(-\cos\theta_t) \underset{s \rightarrow \infty}{\simeq} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_k(t)}, \quad (3.65)$$

de modo que somando sobre todas as trajetórias  $\alpha_k(t)$  obtemos, para a amplitude de espalhamento completa:

$$A(s, t) \underset{s \rightarrow \infty}{\simeq} \sum_k \eta(\alpha_k(t)) g_{a,k}(t) g_{b,k}(t) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_k(t)}. \quad (3.66)$$

Aqui  $\eta(\alpha_k(t))$  denota o fator de assinatura da  $k$ -ésima trajetória de Regge,

$$\eta(\alpha_k(t)) = -\frac{1 + \tau e^{-i\pi\alpha_k(t)}}{\text{sen}(\pi\alpha_k(t))}. \quad (3.67)$$

A interpretação de (3.66) é a seguinte. Cada termo da soma descreve a contribuição de um número infinito de ressonâncias trocadas entre as partículas que interagem. As famílias

---

<sup>8</sup>Definido como o valor da função  $\alpha(t)$  no ponto  $t = 0$ .

agrupam as ressonâncias de acordo com os números quânticos, dos quais a paridade se identifica com a assinatura  $\tau$ . Usualmente as famílias de ressonâncias, a cada qual corresponde uma trajetória de Regge, são chamadas de *reggeons*, denotadas por  $\mathbb{R}$ .

A seção de choque diferencial elástica, de acordo com a amplitude (3.66) e a expressão geral (3.7), pode ser escrita como

$$\frac{d\sigma_{ela}}{dt} \underset{s \rightarrow \infty}{\simeq} \frac{1}{16\pi} \left| \sum_k \left( -\frac{1 + \tau e^{-i\pi\alpha_k(t)}}{\text{sen}(\pi\alpha_k(t))} \right) g_{a,k}(t) g_{b,k}(t) \left( \frac{s}{s_0} \right)^{\alpha_k(t)-1} \right|^2. \quad (3.68)$$

Para a região de pequeno momento trocado ( $|t|$  pequeno), na maior parte dos casos é necessário considerar apenas uma trajetória de Regge.

Via teorema ótico, Eq. (3.13), a contribuição de cada trajetória de Regge à seção de choque total é  $\propto s^{\alpha(0)}$ , de modo que no limite  $s \gg s_0$  é suficiente considerar apenas a trajetória com a maior interseção

$$\sigma_{tot}(s) \underset{s \rightarrow \infty}{\propto} g_{a,k}(t) g_{b,k}(t) s^{\alpha_k(0)-1}, \quad (3.69)$$

onde  $\alpha(0)$  corresponde à interseção da trajetória de Regge com maior valor. As funções  $g_{a,k}(t)$  e  $g_{b,k}(t)$  são interpretadas como os acoplamentos entre as partículas  $a$  e  $b$  e o reggeon  $k$ .

A expressão anterior mostra que a seção de choque total, no limite assintótico, é  $\sigma_{tot} \sim s^{\alpha_k(0)-1}$ . Na época em que esse teoria foi proposta, todas trajetórias conhecidas tinham interseções  $\alpha_k(0) < 1$ , de modo que a teoria previa que a seção de choque total decrescesse no limite assintótico. No entanto, nos anos 1960 observou-se que, após decrescer com a energia, a seção de choque hádron-hádron atingia um valor aproximadamente constante. Com base nesses dados, Chew, Frautshi [103] e Gribov [102] postularam a existência de outra trajetória, até então desconhecida, com interseção  $\alpha(0) = 1$ . Tal objeto é conhecido como *pomeron*, denotado por  $\mathbb{P}$ . Os números quânticos do pomeron coincidem com os do vácuo, o que significa que este acopla com todos os hádrons de forma similar. A trajetória do pomeron é parametrizada de acordo com dados por [105]

$$\alpha_{\mathbb{P}} = \alpha_{\mathbb{P}}(0) + \alpha'_{\mathbb{P}} t \approx 1,08 + (0,25 \text{ GeV}^{-2})t. \quad (3.70)$$

Com base na teoria de Regge, Donnachie e Landschoff [105] propuseram a seguinte para-

metrização da seção de choque total hádron-hádron

$$\sigma_{tot}(s) = X s^\epsilon + Y s^{-\eta}, \quad (3.71)$$

com os expoentes universais  $\epsilon = 0,0808$  e  $\eta = 0,4525$ , correspondendo à troca de pomerons e à troca de outros reggeons, respectivamente. Os fatores  $X$  e  $Y$  dependem das partículas envolvidas na colisão.

No entanto, a consequência da existência de uma trajetória com interseção igual ou maior do que a unidade na teoria de Regge é a violação do limite de Froissart-Martin [106, 107]. Esse limite estabelece que, no limite assintótico, a seção de choque total não pode crescer mais rapidamente do que  $\ln^2 s$ , ou seja,

$$\sigma_{tot} \underset{s \rightarrow \infty}{\leq} C \ln^s, \quad (3.72)$$

onde  $C$  é uma constante. Para evitar a violação do limite de Froissart-Martin, Gribov [22] propôs uma teoria de campos efetiva com graus de liberdade de pomerons e reggeons. Os diagramas de Feynman dessa teoria podem incluir inúmeras trocas de pomerons e reggeons entre os hádrons interagentes, incluindo correções devido a interações entre os reggeons e os pomerons em diagramas enaltecidos.

A despeito do sucesso da teoria de Gribov-Regge em descrever as seções de choque total e elástica em termos da troca de múltiplos pomerons, cuja trajetória é dominante em altas energias, ainda hoje a natureza desse objeto é um tanto ambígua. A imagem do espalhamento elástico construída por essa teoria deve ser completada pela consideração da estrutura interna dos hádrons interagentes. Tal tarefa leva à necessidade da implementação de modelos fenomenológicos que não podem ser justificados por primeiros princípios. Algumas implementações do modelo de pártons junto à teoria de Regge associam o pomeron a uma *escada de pártons* (glúons) da QCD, sendo esta constituída por uma parte dura e uma parte macia, compondo o *pomeron semi-duro*. A descrição desse objeto combina tratamento perturbativo, via equação DGLAP (3.58), para descrever a parte de grande virtualidade ( $Q > Q_0$ , sendo  $Q_0$  uma de separação arbitrária) e tratamento fenomenológico para descrever a parte macia não-perturbativa [20]. Ainda assim, a descrição completa de colisões hádron-hádron deve incluir processos inelásticos, onde há produção de partículas secundárias que configuram o estado final da interação. Normalmente essa propriedade é tratada mediante cortes de unitariedade e as regras de AGK (Abramovsky-Gribov-Kancheli) [108, 109], que permitem associar a amplitude de

espalhamento elástica através de diagramas a configurações de estados finais específicos em colisões inelásticas.

### 3.5 Modelo de Glauber

O estudo de interações envolvendo núcleos é de grande relevância para a física de raios cósmicos, posto que chuviros atmosféricos extensos são governados pelas propriedades de produção de partículas em colisões hádron-ar. Em geral, a descrição desse tipo de interação é feita em termos do modelo de Glauber [110, 111], que se baseia aproximação eiconal (Seção 3.2). A ideia chave desse modelo é a suposição de que na presença de múltiplas fontes de espalhamento, as funções eiconais das fontes individuais se somam linearmente [71, 112]. Por exemplo, no espalhamento de um hádron por um núcleo composto por dois nucleons alvo, a função perfil é dada por

$$\Gamma_{Glauber}(\vec{b}) = 1 - e^{-\chi_1(\vec{b}) - \chi_2(\vec{b})} = 1 - [1 - \Gamma_1(\vec{b})][1 - \Gamma_2(\vec{b})], \quad (3.73)$$

onde  $\Gamma_i(\vec{b}) = 1 - e^{-\chi_i(\vec{b})}$  são as funções perfil de cada nucleon. Com esta suposição, no caso mais geral, onde temos que um hádron é espalhado por um núcleo de massa  $A$ , a amplitude de espalhamento se escreve como

$$f_{fi}^{hA}(s, \vec{q}^2) = \frac{ik}{2\pi} \int e^{i\vec{q}\cdot\vec{b}} \psi_f^*(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_A) \Gamma^{hA}(\vec{b}; \vec{s}_1 \dots \vec{s}_A) \psi_i(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_A) d^2\vec{b} d^3\vec{r}_1 \dots d^3\vec{r}_A. \quad (3.74)$$

Na expressão acima  $\psi_i$  e  $\psi_f$  são as funções de onda do núcleos nos estados inicial e final, respectivamente. Os vetores  $\vec{r}_i$  descrevem a posição dos nucleons dentro do núcleo e  $\vec{s}_i$  são as projeções desses vetores no plano do parâmetro de impacto  $\vec{b}$ . A função perfil correspondente é dada pela somas das eiconais de cada nucleon  $j$

$$\Gamma^{hA}(\vec{b}; \vec{s}_1 \dots \vec{s}_A) = 1 - \exp \left[ \sum_{j=1}^A \chi_j(\vec{b} - \vec{s}_j) \right] = 1 - \prod_{j=1}^A [1 - \Gamma^{hN}(\vec{b} - \vec{s}_j)], \quad (3.75)$$

onde  $\Gamma^{hN}(\vec{b})$  é a função perfil para o espalhamento de um hádron  $h$  por um nucleon  $N$ , que pode ser um próton ou um nêutron. Podemos incluir na função perfil  $\Gamma^{hA}(\vec{b}; \vec{s}_1 \dots \vec{s}_A)$  a integral sobre as funções de onda de (3.74), definindo assim a função

$$\tilde{\Gamma}_{fi}^{hA}(\vec{b}) = \int \psi_f^*(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_A) \left\{ 1 - \prod_{j=1}^A [1 - \Gamma_{hN}(\vec{b} - \vec{s}_j)] \right\} \psi_i(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_A) d^3\vec{r}_1 \dots d^3\vec{r}_A, \quad (3.76)$$

de modo que a amplitude de espalhamento (3.74) se escreve

$$f_{fi}^{hA}(s, \vec{q}^2) = \frac{ik}{2\pi} \int e^{i\vec{q}\cdot\vec{b}} \tilde{\Gamma}_{fi}^{hA}(\vec{b}) d^2\vec{b}. \quad (3.77)$$

A Eq. (3.77) junto com as expressões (3.38) e (3.37) nos permitem escrever as seções de choque total e elástica como

$$\sigma_{hA}^{tot} = 2 \int \text{Re} \tilde{\Gamma}_{ii}^{hA}(\vec{b}) d^2\vec{b}, \quad (3.78)$$

$$\sigma_{hA}^{el} = \int \left| \tilde{\Gamma}_{ii}^{hA}(\vec{b}) \right|^2 d^2\vec{b}, \quad (3.79)$$

onde utilizamos o fato de que  $\psi_f(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_A) = \psi_i(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_A)$ , válida no caso do espalhamento elástico. Fazendo a aproximação de que os nucleons no interior do núcleo não são correlacionados, isto é, considerados que estes se comportam como partículas livres durante o espalhamento, podemos escrever as funções de onda como

$$\psi_i^*(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_A) \psi_i(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_A) = \prod_{j=1}^A \rho_j(\vec{r}_j), \quad (3.80)$$

sendo  $\rho_j(\vec{r}_j)$  a densidade de um único nucleon  $j$ . As funções de densidade obedecem à normalização

$$\int \rho_j(\vec{r}_j) d^3\vec{r}_j = 1. \quad (3.81)$$

Com isto, a Eq. (3.76) no caso do espalhamento elástico simplifica-se para

$$\tilde{\Gamma}_{ii}^{hA}(\vec{b}) = 1 - \prod_{j=1}^A \left[ 1 - \int \Gamma^{hN}(\vec{b} - \vec{s}_j) \rho_j(\vec{r}_j) d^3\vec{r}_j \right]. \quad (3.82)$$

Em uma colisão hádron-núcleo, a seção de choque total recebem contribuições da seção de choque elástica (núcleo intacto), da seção de choque quase-elástica (o núcleo pode fragmentar, porém não há produção de novas partículas) e da seção de choque de produção (produção de novas partículas além dos nucleons). A última, é útil no estudo de raios cósmicos, pois determina a produção de partículas em colisões hádron-ar em chuueiros atmosféricos extensos. É possível determinar a seção de choque de produção subtraindo as contribuições elásticas e quase-elásticas da seção de choque total. O espalhamento quase-elástico é definido como uma interação onde um núcleo com função de onda  $\psi_i$  é levado a um estado excitado  $\psi_f$ , que posteriormente pode decair, mas sem produção de partículas durante a interação hadrônica. A ortonormalidade das funções de onda garante que

$$\sum_f \psi_f^*(\vec{r}'_1 \dots \vec{r}'_A) \psi_f(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_A) d^3\vec{r}'_1 \dots d^3\vec{r}_A = \delta^3(\vec{r}_1 - \vec{r}'_1) \dots \delta^3(\vec{r}_A - \vec{r}'_A), \quad (3.83)$$

onde os termos  $\delta^3(\vec{r})$  representam a função  $\delta$  de Dirac tridimensional.

Se os estados  $\psi_f$  correspondem à estados excitados do núcleo, sendo o caso  $\psi_f = \psi_i$  correspondente ao espalhamento elástico, a soma das seções de choque elástica e quase-elástica ( $\sigma_{qe}$ ) é dada, de acordo com (3.77) e (3.76), por

$$\begin{aligned} \sigma_{el}^{hA} + \sigma_{qe}^{hA} &= \sum_f \int d^2\vec{b} \left| \tilde{\Gamma}_{if}^{hA}(\vec{b}) \right|^2 \\ &= \int d^2\vec{b} \left( \int d^3\vec{r}'_1 \dots d^3\vec{r}'_A \psi_f^*(\vec{r}'_1 \dots \vec{r}'_A) \psi_i(\vec{r}'_1 \dots \vec{r}'_A) \Gamma^{hA}(\vec{b}; \vec{s}'_1 \dots \vec{s}'_A) \right)^* \\ &\quad \times \left( \int d^3\vec{r}_1 \dots d^3\vec{r}_A \psi_f^*(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_A) \psi_i(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_A) \Gamma^{hA}(\vec{b}; \vec{s}_1 \dots \vec{s}_A) \right). \end{aligned} \quad (3.84)$$

Reordenando os termos acima, obtemos

$$\begin{aligned} \sigma_{el}^{hA} + \sigma_{qe}^{hA} &= \int \left[ \Gamma^{hA}(\vec{b}; \vec{s}'_1 \dots \vec{s}'_A) \right]^* \Gamma^{hA}(\vec{b}; \vec{s}_1 \dots \vec{s}_A) \psi_i(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_A) \psi_i^*(\vec{r}'_1 \dots \vec{r}'_A) \\ &\quad \left[ \sum_f \psi_f^*(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_A) \psi_f(\vec{r}'_1 \dots \vec{r}'_A) \right] d^2\vec{b} d^3\vec{r}'_1 \dots d^3\vec{r}'_A d^3\vec{r}_1 \dots d^3\vec{r}_A, \end{aligned} \quad (3.85)$$

que, de acordo com a relação de completeza (3.83) resulta em

$$\sigma_{el}^{hA} + \sigma_{qe}^{hA} = \int \left[ \Gamma^{hA}(\vec{b}; \vec{s}_1 \dots \vec{s}_A) \right]^* \Gamma^{hA}(\vec{b}; \vec{s}_1 \dots \vec{s}_A) \psi_i(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_A) \psi_i^*(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_A) d^2\vec{b} d^3\vec{r}_1 \dots d^3\vec{r}_A, \quad (3.86)$$

onde utilizamos as propriedades das funções  $\delta$  para resolver as integrais sobre  $\vec{r}_i$ . Da expressão acima junto com (3.75) e (3.80) obtemos, finalmente,

$$\sigma_{el}^{hA} + \sigma_{qe}^{hA} = \int \left| 1 - \prod_{j=1}^A \left[ 1 - \Gamma^{hN}(\vec{b} - \vec{s}_j) \right] \right|^2 \prod_{j=1}^A \rho_j(\vec{r}_j) d^2\vec{b} d^3\vec{r}_1 \dots d^3\vec{r}_A. \quad (3.87)$$

A seção de choque de produção de partículas é obtida através da relação  $\sigma_{prod}^{hA} = \sigma_{tot}^{hA} - \sigma_{el}^{hA} - \sigma_{qe}^{hA}$ . A partir de (3.78) e (3.87) e considerando que função perfil é puramente real, após algumas manipulações obtemos

$$\sigma_{prod}^{hA} = \int d^2\vec{b} \left\{ 1 - \prod_{j=1}^A \left[ 1 - P_j^{hA}(\vec{b}) \right] \right\}. \quad (3.88)$$

Na equação acima utilizamos a função  $P_j^{hA}(\vec{b})$ , definida como

$$P_j^{hA}(\vec{b}) = 1 - \int d^3\vec{r}_j \rho_j(r_j) \left| 1 - \Gamma^{hN}(\vec{b} - \vec{s}_j) \right|^2. \quad (3.89)$$

Na Eq. (3.88) a função  $P_j^{hA}$  pode ser interpretada como a probabilidade de que o hádron incidente, com parâmetro de impacto  $\vec{b}$ , interaja (produzindo partículas) com o  $j$ -ésimo nucleon do núcleo alvo. Assim, a probabilidade de que haja pelo menos uma interação para esse parâmetro de impacto corresponde ao integrando  $\left[ 1 - \prod_{j=1}^A (1 - P_j^{hA}) \right]$  [113, 114]. Assim, é natural escrever a seção de choque de produção em termos de uma série,

$$\sigma_{prod}^{hA} = \sum_{n=1}^A \sigma_n^{hA}, \quad (3.90)$$

onde  $\sigma_n^{hA}$  corresponde à seção de choque para interação com exatamente  $n$  nucleons e pode ser escrita como

$$\sigma_n^{hA} = \sum_{C(n,A)} \int d^2\vec{b} \prod_{j \in \{n\}} P_j^{hA}(\vec{b}) \prod_{k \in \{A-n\}} [1 - P_k^{hA}(\vec{b})]. \quad (3.91)$$

Na expressão acima a soma é feita sobre todas as combinações possíveis de  $n$  nucleons da quantidade  $A$  contida no núcleo. O termo  $j \in \{n\}$  indica que o índice  $j$  do primeiro produtório corre sobre o conjunto de  $n$  nucleons da combinação  $C(n,A)$ . O índice  $k$  do segundo produtório corre sobre os  $A - n$  nucleons não interagentes. Assim, o primeiro produtório indica a probabilidade de que os  $n$  nucleons selecionados em dada combinação  $C(n,A)$  enquanto o segundo calcula a probabilidade de que os outros nucleons espectadores não interajam (probabilidade  $1 - P_k^{hA}$ ). Neste quadro, a probabilidade de que  $n$  nucleons participem do processo de produção de partículas na colisão é dada pela razão  $\sigma_n^{hA}/\sigma_{prod}^{hA}$ , de modo que o número médio de nucleons participantes é [113]

$$\langle n \rangle = \sum_{n=1}^A \frac{n\sigma_n^{hA}}{\sigma_{prod}^{hA}} = \frac{A\sigma_{ine}^{hN}}{\sigma_{prod}^{hA}}, \quad (3.92)$$

onde  $\sigma_{ine}^{hN}$  é a seção de choque inelástica hádron-núcleon. As expressões acima são de grande utilidade na implementação de geradores de evento Monte Carlo, pois providenciam uma maneira de calcular a configuração do espalhamento hádron-núcleo e as seções de choque a partir da descrição das seções de choque hádron-nucleon. A rigor, em aplicações numéricas é necessário modelar as amplitudes hádron-nucleon  $\Gamma_j^{hN}$  e as densidades nucleares  $\rho_j(\vec{r}_j)$  correspondentes.

O modelo de Glauber pode ser estendido para o caso de colisões núcleo-núcleo de forma simples [114,115], porém omitimos aqui essa extensão por simplicidade. Cabe enfatizar que, por construção, a teoria de Glauber é válida para o caso do espalhamento elástico para com pequeno momento transferido [71]. A despeito da simplicidade de seus pressupostos, esse modelo fornece uma boa descrição das seções de choque total e elástica observadas em colisores. Esse modelo também permite, em aplicações numéricas, a amostragem do número de nucleons que participam da interação para um dado parâmetro de impacto. No que concerne à produção de partículas, o modelo é um pouco ambíguo e necessita de suposições adicionais [2].

### 3.6 Conclusões

Neste capítulo vimos que a seção de choque hádron-hádron (ou hádron-núcleo e núcleo-núcleo) pode ser escrita no espaço de parâmetro de impacto através da aproximação eiconal, válida no limite de altas energias. Posteriormente veremos que essa representação



resulta em uma descrição probabilística das interações hadrônicas. Apresentamos alguns conceitos sobre a QCD e vimos que com ela é possível descrever seções de choque párton-párton para os processos duros através de métodos perturbativos. A partir destas, dado a validade dos teoremas de fatorização colinear, podemos calcular seções de choque hádron-hádron. A evolução em virtualidade do conteúdo de pártons no interior hádrons pode ser obtida pelo formalismo DGLAP. No entanto, essa teoria ainda não pode ser aplicada no regime macio, caracterizado pela baixa virtualidade ou, de forma equivalente, por interações com pequeno momento trocado. Para descrever processos macios de forma efetiva, normalmente utiliza-se a teoria de Gribov-Regge com diagramas de troca de múltiplos pomerons. A generalização das amplitudes de espalhamento hádron-hádron para o caso núcleo-núcleo, como mostrado na seção anterior, pode ser feita através do formalismo proposto por Glauber. Os conceitos discutidos neste capítulo se conectam com o próximo, no qual apresentaremos implementações Monte Carlo de modelos hadrônicos para física de raios cósmicos.

## 4 MODELOS HADRÔNICOS PARA RAIOS CÔSMICOS

A simulação computacional de chuueiros atmosféricos extensos emprega algoritmos que descrevem as interações hadrônicas subjacentes ao desenvolvimento destes, tal como discutimos no Capítulo 2. O objetivo desses algoritmos é, a partir de uma configuração inicial de projétil e alvo, produzir um estado final composto por múltiplas partículas secundárias através de uma modelagem baseada em pressupostos físicos fundamentais. No Capítulo 3, vimos que a teoria fundamental das interações fortes, a QCD, apresenta divergências frente à métodos perturbativos que ainda não podem ser resolvidas. Como consequência, a descrição do espalhamento hádron-hádron, hádron-núcleo ou núcleo-núcleo depende da implementação de modelos fenomenológicos cuja validade somente se torna plausível mediante a comparação com dados de colisores. Sendo assim, surgem múltiplas abordagens na tentativa de descrever colisões hadrônicas em sua completude, cada qual baseada em diferentes pressupostos físicos e aproximações. Ademais, se, por um lado, dados de colisores servem para validar pressupostos físicos, por outro, ajustam parâmetros de modelos que, sem posteriores alterações, são extrapolados para energias de raios cósmicos. Surgem, então, discrepâncias entre diferentes abordagens, como será mostrado no Capítulo 5. No que diz respeito à experimentos de raios cósmicos ultraenergéticos, é seguro dizer que a modelagem de interações hadrônicas constitui a principal fonte de incertezas sistemáticas [11].

Geradores de evento Monte Carlo<sup>1</sup> são pacotes de simulação de interações hadrônicas baseadas em pressupostos físicos e teorias fundamentais cujo intuito é providenciar, em alguns casos, descrições detalhadas para aplicações em colisores como o LHC e, em outros, a descrição das interações em energias de raios cósmicos. No âmbito do estudo de raios cósmicos, os geradores hadrônicos atualmente mais utilizados são: QGSJET-II 04, EPOS LHC e Sibyll 2.1. A proposta deste capítulo é apresentar a fundamentação teórica desses modelos, que serão empregados na produção dos resultados que compõem os Capítulos 5 e 6 desta dissertação. Inicaremos a discussão apresentando o modelo Sibyll 2.1, cuja abordagem às interações hadrônicas se mostra a mais transparente e ilustrativa. Seguiremos a discussão apresentando os modelos QGSJET-II 04 e EPOS LHC, sendo ambos diferentes implementações de uma mesma abordagem fundamental ao problema do espalhamento hadrônico. Ao fim, alinhavamos alguns comentários finais relativos à relação entre dados de colisores e as extrapolações levadas a cabo por esses modelos.

---

<sup>1</sup>A partir deste ponto, nos referiremos indistintamente entre "geradores de evento Monte Carlo" e "modelos". Embora estes correspondam, na verdade, a pacotes de simulação baseados na justaposição de diversos modelos físicos tratando de diferentes aspectos das interações hadrônicas, é comum na literatura referir-se simplesmente por modelos.

## 4.1 Sibyll 2.1

A imagem de uma interação hadrônica adotada no Sibyll 2.1 é fortemente motivada pelo Modelo de Pártons Dual (DPM<sup>2</sup>) [116–118] e pelo algoritmo de Monte Carlo de Lund [119, 120]. O modelo DPM é superposto com o modelo de minijatos [121–124] para a produção de jatos em interações duras e uma descrição fenomenológica das interações macias e difrativas. Nesta seção pretendemos descrever as principais características desse modelo com base na Ref. [64].

### Modelo de Pártons Dual

Na proposta original do DPM, hádrons são considerados como objetos compostos por apenas dois pártons: um quark  $q$  (tripleto de cor) e um diquark  $qq$  (antitripleto de cor). As interações hádron-hádron se dão mediante a formação de duas cordas de cor<sup>3</sup>, que conectam o quark (diquark) do projétil com o diquark (quark) do alvo. As cordas são então fragmentadas de acordo com o modelo de fragmentação de Lund [120]. A fração de energia do hádron portada pelo quark é escolhida de acordo com a distribuição

$$f_q(x) = \frac{(1-x)^\alpha}{(x^2 + \mu^2/s)^{1/4}}, \quad (4.1)$$

onde  $\alpha$  e  $\mu$  são parâmetros do modelo. A fração energia do diquark é dada então por  $f_{qq}(x) = 1 - f_q(x)$ . Sejam partículas  $a$  e  $b$  que colidem formando cordas 1 e 2, as energias e momentos das cordas são dados pela soma dos pártons em suas extremidades,

$$E_1 = \frac{\sqrt{s}}{2}(x_{a,q} + x_{b,qq}), \quad E_2 = \frac{\sqrt{s}}{2}(x_{a,qq} + x_{b,q}), \quad (4.2)$$

$$p_1 = \frac{\sqrt{s}}{2}(x_{a,q} - x_{b,qq}), \quad p_2 = \frac{\sqrt{s}}{2}(x_{a,qq} - x_{b,q}). \quad (4.3)$$

A fragmentação das cordas se dá pela criação aleatória de pares  $q - \bar{q}$  e  $qq - \bar{q}q$  em suas pontas. Os novos pártons se combinam com aqueles já existentes para formar estados hadrônicos e o párton remanescente permanece na extremidade da corda. A cada par criado, atribui-se um momento transversal ( $p_T$ ) com probabilidade dada por uma

<sup>2</sup>Dual Parton Model.

<sup>3</sup>Não incluímos neste trabalho uma revisão sobre modelos de cordas pois estes vão além de nossa proposta original. Enfatizamos apenas que modelos de cordas de cor são utilizados para descrever processos de hadronização, produzindo hádrons (estados singleto de cor) a partir da fragmentação de *cordas relativísticas* que conectam os pártons participantes em uma interação hadrônica.

distribuição gaussiana, cujo valor médio depende da energia de interação

$$\langle p_T \rangle = \left[ p_0 + 0,008 \log_{10} \left( \frac{\sqrt{s}}{30 \text{ GeV}} \right) \right] \text{ GeV}, \quad (4.4)$$

onde o parâmetro  $p_0$  depende do sabor dos pártons criados. A fração de energia do párton precursor transferida às novas partículas ( $z$ ) é obtida pela função de fragmentação do algoritmo de Lund,

$$f(z) = \frac{(1-z)^a}{z} \exp \left[ \frac{-bm_T^2}{z} \right], \quad (4.5)$$

sendo  $a$  e  $b$  parâmetros e  $m_T = \sqrt{m^2 + p_T^2}$  a massa transversal. O processo de fragmentação continua até que a massa remanescente na corda atinja um valor abaixo de certo limiar, determinado pela soma das massa dos quarks e diquarks nas extremidades mais um valor constante. Por fim, a fragmentação termina formando dois hádrons a partir dos quarks remanescentes nas extremidades.

Este modelo ingênuo, embora tenha apresentado sucesso em baixas energias, não é capaz de descrever características observadas em colisores em energias da ordem de  $\sqrt{s} \sim 100$  GeV. Em particular, o DPM não explica o surgimento de minijatos provenientes de interações duras. Minijatos são entendidos como jatos produzidos com momento transversal acima de uma dada escala  $p_T^{min} \gg \Lambda$ , (Seção 3.3) acima da qual o tratamento pela QCD perturbativa é aplicável.

### Interações duras e minijatos

O Sibyll 2.1 incorpora a produção de jatos em interações hadrônicas mediante o formalismo da QCD perturbativa e uma eiconalização da seção de choque inelástica, que dá lugar para uma interpretação probabilística, como será visto a seguir. A seção de choque de produção de minijatos baseia-se no modelo de pártons aperfeiçoado pela QCD, Eq. (3.60), e, para a colisão entre hádrons  $a$  e  $b$  é escrita como

$$\sigma_{QCD}^{Sib}(s, p_T^{min}) = K \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 \int_{p_T^{min}}^{\sqrt{s}/2} dp_T \sum_{i,j,k,l} \frac{1}{1 + \delta_{k,l}} \frac{d\hat{\sigma}^{i,j \rightarrow k,l}}{dx_1 dx_2 dp_T} q_i^a(x_1, Q^2) q_j^b(x_2, Q^2), \quad (4.6)$$

onde o fator constante  $K$  surge para levar em conta correções de mais alta ordem,  $\delta_{k,l}$

é a delta de Kronecker e a soma é feita sobre quatro sabores leves de pártons. Para restringir o cálculo da seção de choque de produção de minijatos à região onde a QCD perturbativa é válida, adota-se um corte no momento transversal ( $p_T$ ) que depende da energia de interação como

$$p_T^{min}(s) = p_T^0 + \Lambda \exp \left[ c \sqrt{\ln(s/\text{GeV}^2)} \right], \quad (4.7)$$

sendo  $p_T^0$ ,  $\Lambda$  e  $c$  parâmetros ajustáveis. A seção de choque de produção de minijatos cresce rapidamente com o aumento da energia do centro de massa, podendo exceder a seção de choque total. Isto significa que, em média, produz-se mais de um jato por colisão. O número médio de jatos a uma energia de colisão  $\sqrt{s}$  e parâmetro de impacto  $b$  é calculado por

$$n_{hard}(b,s) = A(b) \sigma_{QCD}^{Sib}(s), \quad (4.8)$$

onde  $A(b)$  é a função perfil para a colisão hádron-hádron, que depende das espécies de hádrons interagentes e é dada de acordo com as Refs. [85,124]. A seção de choque inelástica é dada pelo modelo eiconal, Eq. (3.44), onde a função eiconal real é a soma de duas contribuições: uma contribuição de processos macios (*soft*) e outra de processos duros (*hard*). Com isso, a eiconal total se escreve

$$\begin{aligned} \chi(b,s) &= \chi_{hard}(b,s) + \chi_{soft}(b,s) \\ &= \frac{1}{2} n_{hard}(b,s) + \frac{1}{2} n_{soft}(b,s). \end{aligned} \quad (4.9)$$

Levando a função eiconal (4.9) em (3.44), a seção de choque inelástica pode ser escrita como

$$\begin{aligned} \sigma_{ine} &= \int d^2\vec{b} \left[ 1 - e^{-n_{hard}(s,b) - n_{soft}(s,b)} \right] \\ &= \int d^2\vec{b} \left[ 1 + e^{-n_{hard}(s,b)} - e^{-n_{hard}(s,b)} - e^{-n_{hard}(s,b)} e^{-n_{soft}(s,b)} \right] \\ &= \int d^2\vec{b} e^{-n_{hard}(s,b)} \left[ e^{n_{hard}(s,b)} - 1 \right] + \int d^2\vec{b} e^{-n_{hard}(s,b)} \left[ 1 - e^{-n_{soft}(s,b)} \right]. \end{aligned} \quad (4.10)$$

Podemos reescrever a primeira integral na expressão acima usando a expansão em série

de potências  $e^x = 1 + \sum_{N=1}^{\infty} (x^N/N!)$ , o que nos leva a

$$\sigma_{ine} = \sum_{N=1}^{\infty} \sigma_N + \int d^2\vec{b} e^{-n_{hard}(s,b)} [1 - e^{-n_{soft}(s,b)}] , \quad (4.11)$$

onde definimos

$$\sigma_N = \int d^2\vec{b} \frac{n_{hard}(s,b)^N}{N!} e^{-n_{hard}(s,b)} . \quad (4.12)$$

A equação acima pode ser interpretada de uma maneira probabilística e serve como base para a implementação computacional deste modelo. O integrando  $(n_{hard}^N/N!) \exp(-n_{hard})$  corresponde a uma distribuição poissoniana que determina a probabilidade de produção de  $N$  pares de minijatos para um parâmetro de impacto  $\vec{b}$ . Assim, após integração sobre o espaço de  $\vec{b}$ , a probabilidade de produção de precisamente  $N$  pares de minijatos pode ser calculada por

$$P_N = \frac{\sigma_N}{\sigma_{ine}} . \quad (4.13)$$

O número médio de minijatos produzidos em colisões pode ser escrito como

$$\langle N \rangle = \sum_{N=0}^{\infty} N P_N = \frac{\sigma_{QCD}^{Sib}}{\sigma_{ine}} . \quad (4.14)$$

Após a configuração dos minijatos produzidos em uma interação, a produção de partículas se dá através da identificação de cada par de minijatos com duas cordas esticadas entre pares de glúons. Para fragmentar as cordas, cria-se um par  $q\bar{q}$  em cada extremidade e as cordas são, então, fragmentadas de modo padrão. A fração de energia dos hádrons levada pelas cordas é obtida selecionando  $x$  a partir de uma função de distribuição partônica efetiva [105]

$$f(x) = g(x) + \frac{4}{9} [q(x) + \bar{q}(x)] , \quad (4.15)$$

que considera somente glúons e quarks  $u$ ,  $d$  e  $s$ .

## Interações macias

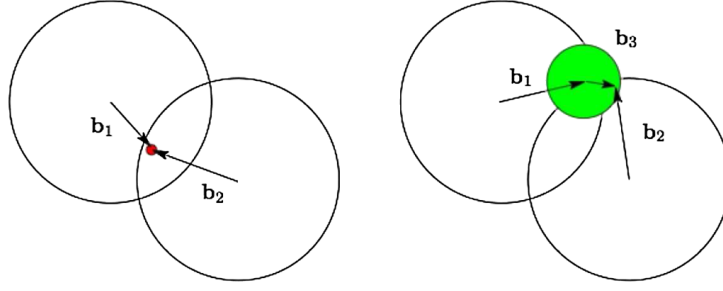


Figura 4.1 - Interpretação geométrica das interações duras (esquerda) e macias (direita) [64].

Em adição aos processos duros, caracterizados pela produção de jatos, a função eiconal total recebe a contribuição de processos macios. Em analogia a (4.8), a eiconal macia é escrita como

$$\chi_{soft}(b,s) = \frac{1}{2} n_{soft}(b,s) = \frac{1}{2} A_{soft}(b) \sigma_{soft}(s). \quad (4.16)$$

Com motivação na teoria de Regge, a seção de choque  $\sigma_{soft}$  é escrita de forma análoga à parametrização (3.71), isto é,

$$\sigma_{soft}(s) = X \left( \frac{s}{s_0} \right)^{\Delta_{eff}} + Y \left( \frac{s}{s_0} \right)^{-\epsilon}. \quad (4.17)$$

Os parâmetros  $X$ ,  $Y$  e  $\epsilon$  e  $\Delta_{eff}$  são determinados por ajustes das seções de choque total, elástica e inelástica de acordo com dados experimentais de colisões próton-próton e próton-antipróton.

Por fim, é preciso determinar a função perfil para interações macias  $A_{soft}(b)$  a fim de descrever por completo a função eiconal. O momento trocado em interações macias é tipicamente pequeno, de modo que o princípio de incerteza ( $\Delta p_T \Delta b \sim 1$ ) implica a não-localidade dessa classe de processos. As interações duras, por outro lado, são caracterizadas por altos valores de troca de momento e tem caráter pontual. Na Fig. 4.1 proporcionamos uma interpretação geométrica das interações hadrônicas duras e macias. O aumento da região de interação em função da energia para a colisão entre hádrons  $a$  e  $b$  é levado em conta através da integral

$$A_{soft}^{ab}(s, \vec{b}) = \int d^2 \vec{b}_1 d^2 \vec{b}_2 d^2 \vec{b}_3 A_a(\vec{b}_1) A_b(\vec{b}_2) A_{int}(s, \vec{b}_3) \delta^2(\vec{b}_1 - \vec{b}_2 + \vec{b}_3 - \vec{b}). \quad (4.18)$$

Na equação acima as funções de sobreposição  $A_a(\vec{b}_1)$  e  $A_b(\vec{b}_2)$  são as mesmas utilizadas no caso das interações duras. A área de interação, em verde na Fig. 4.1, é representada por  $A_{int}(s, \vec{b}_3)$ , que é parametrizada como uma função gaussiana com largura dependente da energia,

$$A^{soft}(s, \vec{b}_3) = \frac{1}{4\pi B_s(s)} \exp \left[ -\frac{|\vec{b}_3|^2}{4B_s(s)} \right], \quad (4.19)$$

com

$$B_s(s) = B_0 + \alpha'_P(0) \ln \left( \frac{s}{s_0} \right), \quad (4.20)$$

onde  $\alpha_P$  é o *intercept* da trajetória do pomeron e  $B_p$  caracteriza o tamanho transversal de um próton, ambos ajustados de acordo com dados experimentais.

Para gerar a configuração de cordas em eventos inelásticos, os números de interações macias ( $N_s$ ) e duras ( $N_h$ ) são selecionados de acordo com

$$\sigma_{N_s, N_h} = \int d^2\vec{b} \frac{[n_{soft}(b, s)]^{N_s}}{N_s!} e^{-n_{soft}(b, s)} \frac{[n_{hard}(b, s)]^{N_h}}{N_h!} e^{-n_{hard}(b, s)}, \quad (4.21)$$

cuja distribuição de probabilidades é tabulada durante a inicialização do modelo e permite gerar *a priori* a configuração dos eventos. A seção de choque inelástica é dada por

$$\sigma_{inel} = \sum_{N_s + N_h \geq 1} \sigma_{N_s, N_h}. \quad (4.22)$$

Assim como nas interações duras, as interações macias são simuladas por um par de cordas que fragmenta de forma análoga aos pares de minijatos. Uma das múltiplas interações macias sempre envolve quarks de valência e as frações de momento são obtidas pela Eq. (4.1).



## Dissociação difrativa

A probabilidade de que um nucleon experimente um processo de dissociação difrativa neste modelo é  $P_{diff} = \sigma_{diff}/\sigma_{inel}$ . A difração de baixa-massa é tratada através de um modelo eiconal de dois canais, com base na abordagem de Good-Walker [125, 126], considerando apenas dois estados: um estado não-difrativo e um estado difrativo genérico (denotado a seguir por  $\star$ ). O espalhamento difrativo de hádrons  $Y$  e  $Z$  pode ser expresso pelos seguintes elementos de matriz

$$\begin{aligned}
\langle YZ|\hat{T}|YZ\rangle &= \mathcal{M}^{born} \\
\langle YZ|\hat{T}|Y^*Z\rangle &= \beta_Y \mathcal{M}^{born} \\
\langle YZ|\hat{T}|YZ^*\rangle &= \beta_Z \mathcal{M}^{born} \\
\langle YZ|\hat{T}|Y^*Z^*\rangle &= \beta_Y \beta_Z \mathcal{M}^{born} \\
\langle Y^*Z|\hat{T}|Y^*Z\rangle &= (1 - 2\alpha_Y) \mathcal{M}^{born} \\
\langle YZ^*|\hat{T}|YZ^*\rangle &= (1 - 2\alpha_Z) \mathcal{M}^{born} \\
\langle Y^*Z^*|\hat{T}|Y^*Z^*\rangle &= (1 - 2\alpha_Y)(1 - 2\alpha_Z) \mathcal{M}^{born}
\end{aligned} \tag{4.23}$$

Os quatro coeficientes  $\alpha_i$  e  $\beta_i$  são parâmetros do modelo e podem depender da energia. Define-se um operador (matriz)  $\hat{\chi}(s, \vec{b})$ , que é introduzida na eiconal  $\chi$ , para calcular os elementos da matriz de transição  $\mathcal{M}$  acima. Os estados hadrônicos  $Y$  e  $Z$  são definidos por

$$\begin{aligned}
|Y, Z\rangle &\sim \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, & |Y^*, Z\rangle &\sim \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \\
|Y, Z^*\rangle &\sim \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, & |Y^*, Z^*\rangle &\sim \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}.
\end{aligned} \tag{4.24}$$

A matrix eiconal se escreve como

$$\hat{\chi}(s, \vec{b}) = \begin{pmatrix} 1 & \beta_Y & \beta_Z & \beta_Y \beta_Z \\ \beta_Y & 1 - 2\alpha_Y & \beta_Y \beta_Z & \beta_Z(1 - 2\alpha_Y) \\ \beta_Z & \beta_Y \beta_Z & 1 - 2\alpha_Z & \beta_Y(1 - 2\alpha_Z) \\ \beta_Y \beta_Z & \beta_Z(1 - 2\alpha_Y) & \beta_Y(1 - 2\alpha_Z) & (1 - 2\alpha_Y)(1 - 2\alpha_Z) \end{pmatrix} \chi(s, \vec{b}). \quad (4.25)$$

As seções de choque podem ser calculadas após a diagonalização de  $\hat{\chi}(s, \vec{b})$ . A seção de choque total é dada por (3.38), de modo que

$$\begin{aligned} \sigma_{YZ}^{tot}(s) &= 2 \int d^2\vec{b} \langle YZ | (1 - e^{-\hat{\chi}(s, \vec{b})}) | YZ \rangle \\ &= 2 \int d^2\vec{b} \sum_{n=1}^{\infty} f_Y^{el,n} f_Z^{el,n} (-1)^{n-1} \frac{[\chi(s, \vec{b})]^n}{n!}, \end{aligned} \quad (4.26)$$

onde definiu-se

$$f_i^{el,n} = \left(1 - \frac{a_j}{\gamma_j}\right) (1 - \alpha_j - \gamma_j)^n + \left(1 + \frac{a_j}{\gamma_j}\right) (1 - \alpha_j + \gamma_j)^n \quad (4.27)$$

e

$$\gamma_j = \sqrt{\alpha_j^2 + \beta_j^2}, \quad j = Y, Z. \quad (4.28)$$

De acordo com (3.37), a seção de choque elástica é

$$\sigma_{YZ}^{el} = 2 \int d^2\vec{b} \left| \sum_{n=1}^{\infty} f_Y^{el,n} f_Z^{el,n} (-1)^{n-1} \frac{[\chi(s, \vec{b})]^n}{n!} \right|^2. \quad (4.29)$$

A seção de choque de dissociação difrativa simples (SD) da partícula  $Y$  é dada por

$$\begin{aligned} \sigma_{YZ}^{SD,Y} &= \int d^2\vec{b} \left| \langle Y^* Z | (1 - e^{-\hat{\chi}(s, \vec{b})}) | YZ \rangle \right|^2 \\ &= \int d^2\vec{b} \left| \sum_{n=1}^{\infty} f_Y^{diff,n} f_Z^{el,n} (-1)^{n-1} \frac{[\chi(s, \vec{b})]^n}{n!} \right|^2, \end{aligned} \quad (4.30)$$

com

$$f_i^{diff,n} = \frac{\sqrt{\gamma_j^2 - \alpha_j^2}}{2\gamma_j} [(1 - \alpha_j + \gamma_j)^n - (1 - \alpha_j - \gamma_j)^n]. \quad (4.31)$$

Para a seção de choque de dissociação difrativa dupla (DD) temos

$$\begin{aligned} \sigma_{YZ}^{DD} &= \int d^2\vec{b} \left| \langle Y^* Z^* | (1 - e^{-\hat{\chi}(s,\vec{b})}) | Y Z \rangle \right|^2 \\ &= \int d^2\vec{b} \left| \sum_{n=1}^{\infty} f_Y^{diff,n} f_Z^{diff,n} (-1)^{n-1} \frac{[\chi(s,\vec{b})]^n}{n!} \right|^2 \end{aligned} \quad (4.32)$$

Analogamente à Eq. (4.21), as seções de choque parciais para  $N_s$  interações macias e  $N_h$  interações duras seguem de

$$\sigma_{N_s, N_h} = \int d^2\vec{b} \sum_{k=1}^4 \Lambda_k \frac{[2\lambda_k \chi_{soft}(s,\vec{b})]^{N_s}}{N_s!} \frac{[2\lambda_k \chi_{hard}(s,\vec{b})]^{N_h}}{N_h!} e^{-2\lambda_k [\chi_{soft}(s,\vec{b}) + \chi_{hard}(s,\vec{b})]}, \quad (4.33)$$

com os parâmetros

$$\begin{aligned} \Lambda_1 &= \left(1 - \frac{\alpha_Y}{\gamma_Y}\right) \left(1 - \frac{\alpha_Z}{\gamma_Z}\right) & \Lambda_2 &= \left(1 - \frac{\alpha_Y}{\gamma_Y}\right) \left(1 + \frac{\alpha_Z}{\gamma_Z}\right) \\ \Lambda_3 &= \left(1 + \frac{\alpha_Y}{\gamma_Y}\right) \left(1 - \frac{\alpha_Z}{\gamma_Z}\right) & \Lambda_4 &= \left(1 + \frac{\alpha_Y}{\gamma_Y}\right) \left(1 + \frac{\alpha_Z}{\gamma_Z}\right), \end{aligned} \quad (4.34)$$

e

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= (1 - \alpha_Y - \gamma_Y)(1 - \alpha_Z - \gamma_Z) \\ \lambda_2 &= (1 - \alpha_Y - \gamma_Y)(1 - \alpha_Z + \gamma_Z) \\ \lambda_3 &= (1 - \alpha_Y + \gamma_Y)(1 - \alpha_Z - \gamma_Z) \\ \lambda_4 &= (1 - \alpha_Y + \gamma_Y)(1 - \alpha_Z + \gamma_Z). \end{aligned} \quad (4.35)$$

Na difração de grande-massa (*gm*), assume-se que uma fração constante  $\delta$  de cada contribuição à eiconal (interação dura ou macia) corresponde a um intervalo de rapidez no estado final, caracterizando os estados difrativos. As seções de choque correspondentes, de acordo com a equação acima, são

$$\sigma_{gm}^{SD} = \delta(\sigma_{1,0} + \sigma_{0,1}) , \quad (4.36)$$

$$\sigma_{gm}^{DD} = \delta^2(\sigma_{1,0} + \sigma_{0,1} + \sigma_{1,1}) + \beta_Y^2 \sigma_{bm}^{SD,Z} + \beta_Z^2 \sigma_{bm}^{SD,Y} . \quad (4.37)$$

De acordo com os dados do HERA, aproximadamente 10% de todos os eventos de espalhamento profundamente inelástico a pequeno  $x$  correspondem a processos difrativos, portanto  $\delta \approx 0,1$ . Os dois últimos termos na equação para difração dupla representam a seção de choque para dissociação difrativa dupla onde um dos estados é de baixa massa ( $bm$ ) e o outro de alta massa.

Por fim, comentamos que a dissociação difrativa no Sibyll é tratada com um corte cinemático  $M_X^2/s < 0,1$ , onde  $s$  é o quadrado da energia de colisão no referencial do centro de massa. Estados difrativos com massa  $M_X < 0,7$  GeV produzem partículas secundárias pelo simples decaimento no espaço de fase. Para massas  $0,7 \text{ GeV} \leq M_X < 10$  GeV, as partículas em estados difrativos são divididas em duas componentes de valência quark/diquark (bárions) ou quark/antiquark (mésons) conectados por uma corda de cor que posteriormente fragmenta produzindo secundários. Estados difrativos com massa  $M_X \geq 10$  GeV são considerados produtos de uma interação pomeron-hádron. O decaimento desses estados é descrito mediante múltiplas interações duras e macias pela produção de uma interação pión-próton com energia de centro de massa  $\sqrt{s} = \Delta M_X$ , onde  $\Delta M_X$  é a diferença entre as massas do estado difrativo e do hádron precursor.

## Colisões nucleares

Colisões hádron-núcleo são tratadas no Sibyll 2.1 de acordo com o modelo de Glauber e as equações apresentadas na Seção 3.5. O comprimento de interação das partículas é calculada pela seção de choque de produção, ou seja,  $\lambda_{int} \sim 1/\sigma_{prod}$ . Processos elásticos e quase-elásticos não são considerados por não terem influência sobre chuviscos atmosféricos no Sibyll 2.1. Em altas energias, após calcular o número de nucleons do alvo participantes no processo de colisão, o hádron incidente se conecta a esses nucleons por cordas de cor, dando origem à minijatos.

Para colisões núcleo-núcleo, implementa-se um modelo de semi-superposição, onde os nucleons do projétil são tratados como partículas independentes. O número de nucleons interagentes do projétil é determinado de acordo com a teoria de Glauber. Então cada um desses nucleons é sujeito a uma colisão independente hádron-núcleo, sendo o estado final da colisão núcleo-núcleo uma superposição dos estados finais das interações hádron-núcleo

subjacentes. Os nucleons do projétil que não participam da interação são fragmentados formando núcleos mais leves.

## 4.2 QGSJET-II 04

Assim como no caso do Sibyll 2.1, o modelo QGSJET-II 04 combina a eiconalização da seção de choque com elementos da teoria de Gribov-Regge e QCD perturbativa para descrever o espalhamento inelástico hádron-hádron. No entanto, a imagem de uma colisão neste modelo é completamente diferente daquela descrita na seção anterior. Aqui, interações hádron-hádron são descritas em termos de contribuições de múltiplos diagramas enaltecidos, caracterizados pela troca de múltiplos pomerons e por vértices de interação pomeron-pomeron [127]. O modelo é fundamentado em uma implementação da teoria de Gribov-Regge com base em um modelo de pártons [20, 128, 129]. Pomerons trocados entre os hádrons interagentes são tratados como escadas de pártons que recebem contribuições perturbativas e não-perturbativas [130]. A produção de estados finais é feita com base nas regras de corte de AGK [108, 109] e um modelo para fragmentação de cordas [131]. Seguindo a Ref. [62], apresentaremos nesta seção as principais características deste modelo.

### Amplitude de espalhamento hádron-hádron

A amplitude de espalhamento elástica é descrita em um formalismo eiconal de multi-canais, similar ao modelo proposto por Good-Walker [125]. A ideia por trás dessa proposta é que ambos projétil e alvo assumem diferentes autoestados difrativos entre as emissões de pomerons. Sendo  $C_{a(j)}$  a probabilidade de que um hádron  $a$  se encontre num estado de espalhamento elástico  $|j\rangle$ , então a amplitude de espalhamento elástica para a interação de hádron  $a$  e  $d$  é escrita como

$$A_{el}^{ad}(s,b) = i \sum_{j,k} C_{a(j)} C_{d(k)} [1 - e^{-(1/2)\chi_{ad(jk)}(s,b)}] , \quad (4.38)$$

onde os auto estados  $|j\rangle$  obedecem

$$|a\rangle = \sum_j \sqrt{C_{j(a)}} |j\rangle \quad e \quad \sum_j C_{j(a)} = 1 . \quad (4.39)$$

Na Fig. 4.2 esquematizamos o diagrama mais geral correspondendo à uma interação hadrônica neste modelo. A função eiconal  $\chi_{ad(jk)}(s,b)$  que define a amplitude de espalhamento elástica é dada pela soma das contribuições da troca de pomerons individuais ( $\chi_{ad(jk)}^{\mathbb{P}}$ ) e dos diagramas enaltecidos com vértices multi-pomeron ( $\chi_{ad(jk)}^{ena}$ ), isto é,

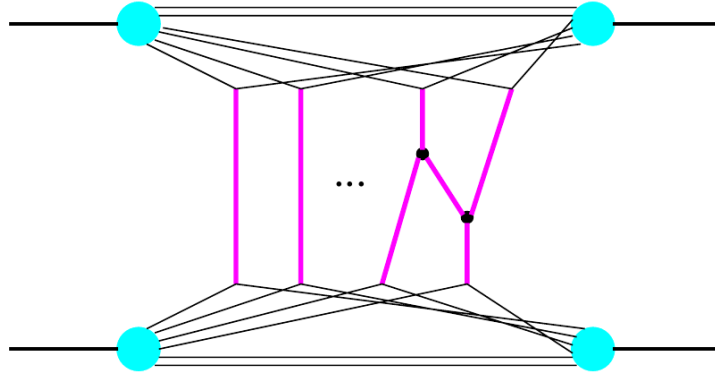


Figura 4.2 - Contribuição da emissão de múltiplos pomerons à amplitude de espalhamento hádron-hádron. As linhas verticais à esquerda correspondem à troca de pomerons. As linhas que se conectam à direita correspondem à diagramas enaltecidos que incluem interações pomeron-pomeron.

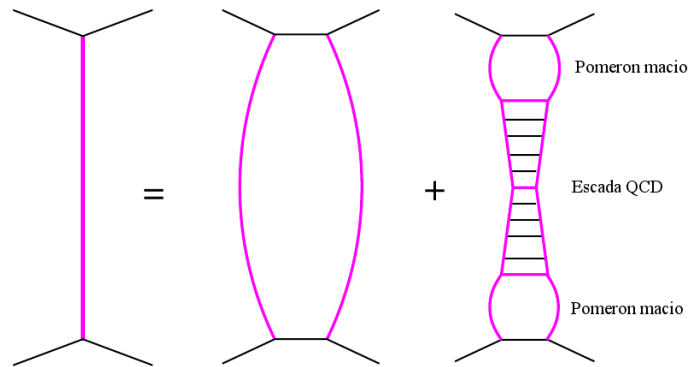


Figura 4.3 - Um pomeron geral (à esquerda) é descrito em termos de um pomeron macio (no centro) e um pomeron semi-duro (à direita) [62].

$$\chi_{ad(jk)}^{\mathbb{P}}(s,b) = 2\chi_{ad(jk)}^{\mathbb{P}}(s,b) + 2\chi_{ad(jk)}^{ena}(s,b). \quad (4.40)$$

Resta, agora, encontrar um tratamento adequado para a troca de pomerons e para os vértices multi-pomeron. Neste modelo, o pomeron é tratado como a soma de duas contribuições: o pomeron macio e o pomeron semi-duro<sup>4</sup>, vide a Fig. 4.3. Desse modo, a contribuição do pomeron a eiconal (4.40) pode ser separada em duas partes

$$\chi_{ad(jk)}^{\mathbb{P}}(s,b) = \chi_{ad(jk)}^{\mathbb{P}_{macio}}(s,b) + \chi_{ad(jk)}^{\mathbb{P}_{sd}}(s,b). \quad (4.41)$$

<sup>4</sup>Como vimos na Seção 3.3, processos duros em interações hádron-hádron são sempre acompanhados por processos macios subjacentes. Daí surge o termo semi-duro e a necessidade considerar as duas contribuições no tratamento do pomeron.

A contribuição do pomeron macio à eiconal ( $\chi_{ad(jk)}^{\mathbb{P}_{macio}}$ ) é parametrizada fenomenologicamente de acordo com o pomeron da teoria de Regge. Em termos dos vértices de emissão  $N^{\mathbb{P}}$  e do propagador do pomeron  $D^{\mathbb{P}}$ , escreve-se como

$$\chi_{ad(jk)}^{\mathbb{P}_{macio}}(s,b) = \frac{1}{8\pi^2 i s} \int d^2 \vec{q} e^{-i\vec{q}\vec{b}} \int dx_1 \int dx_2 N_{a(j)}^{\mathbb{P}}(x_1, Q^2) N_{d(k)}^{\mathbb{P}}(x_2, Q^2) D^{\mathbb{P}}(x_1 x_2 s, Q^2), \quad (4.42)$$

onde o propagador é dado por

$$D^{\mathbb{P}}(\hat{s}, t) = 8\pi i s_0 \left( \frac{s}{s_0} \right)^{\alpha_{\mathbb{P}}(0)} e^{\alpha'_{\mathbb{P}} \ln(s/s_0)t}. \quad (4.43)$$

Na expressão acima,  $\alpha_{\mathbb{P}}(0)$  e  $\alpha'_{\mathbb{P}}$  são o *intercept* e a inclinação da trajetória do pomeron, respectivamente, definidas na Seção 3.4. A escala  $s_0 \approx 1 \text{ GeV}^2$  corresponde à escala de massa hadrônica. Os vértices de emissão de pomeron seguem uma parametrização dada por

$$N_{j(a)}^{\mathbb{P}}(x,t) = \gamma_{j(a)} e^{\Lambda_{a(j)}t} x^{-\alpha_{part}} (1-x)^{\alpha_{lead}}, \quad (4.44)$$

onde os termos  $\alpha_{part}$  e  $\alpha_{lead}$  estão relacionados à troca de reggeons secundários. As quantidades  $\gamma_{j(a)}$  e  $\Lambda_{j(a)}$  são parâmetros do modelo.

O pomeron semi-duro recebe um tratamento baseado, em parte, nas equações de evolução de pártons e na propriedade de fatorização da QCD e, em outra, via fenomenologia. De fato, o pomeron semi-duro é tratado como uma escada de pártons da QCD [16, 20, 130], cuja evolução é descrita pelo formalismo DGLAP, justaposta entre dois pomerons macios (Fig. 4.3, à direita), tratados fenomenologicamente. Assim, a contribuição do pomeron semi-duro à eiconal ( $\chi_{ad(jk)}^{\mathbb{P}_{sd}}$ ) é calculada como

$$\begin{aligned} \chi_{ad(jk)}^{\mathbb{P}_{sd}}(s,b) &= \frac{1}{32\pi^2 s_0^2} \int d^2 \vec{q} \int dx_1 \int dx_2 N_{a(j)}^{\mathbb{P}}(x_1, Q^2) N_{d(k)}^{\mathbb{P}}(x_2, Q^2) \\ &\times \int dx^+ \int dx^- \text{Im} D^{\mathbb{P}}(s_0/x^+, Q^2) \text{Im} D^{\mathbb{P}}(s_0/x^-, Q^2) \\ &\times \sum_{I,J=g,q_s} g_I(x^+) g_J(x^-) \sigma_{QCD}^{qgs}(x^+ x^- x_1 x_2 s, Q_0^2), \end{aligned} \quad (4.45)$$

onde os acoplamentos  $g_I$  do párton  $I$  (gluon -  $g$  - ou quark de mar -  $q_s$ ) com o pomeron macio são parametrizados por

$$g_g(z) = r_g (1 - w_{qg}) (1 - z)^{\beta_g} \quad (4.46)$$

$$g_{q_s}(z) = r_g w_{qg} \int_z^1 dy y^{\alpha_{\mathbb{P}}(0)-1} P_{qg}(y) (1 - z/y)^{\beta_g}, \quad (4.47)$$

sendo  $P_{qg}(y)$  a funcao de desdobramento de Altarelli-Parisi, definida no contexto da equacao DGLAP (3.58).

A contribuicao  $\sigma_{QCD}^{qgs}(x^+x^-x_1x_2s, Q_0^2)$  da escada de pártons com corte de virtualidade  $Q_0$ , com tipos de pártons  $I$  e  $J$  nas extremidades portando fracoes de momento  $x^+$  e  $x^-$ , é definida da forma padrão em termos da secao de choque a nível partônico, assim como implementado no Sibyll 2.1. Aqui também introduz-se um fator  $K$  que multiplica  $\sigma_{QCD}$  definida na Secao 3.3 com o intuito de levar em conta de forma efetiva correcoes de mais alta ordem.

Estando descrita a contribuicao da troca de pomerons individuais a eiconal total, resta definir a contribuicao dos diagramas enaltecidos ( $\chi_{ad(jk)}^{ena}$ ), que incluem vértices com múltiplos pomerons. Para calcular a contribuicao dos diagramas enaltecidos, adota-se vértices da forma

$$G^{(m,n)} = G \gamma_{\mathbb{P}}^{m+n}, \quad (4.48)$$

onde  $m$  e  $n$  são os números de pomerons conectados ao vértice do lado projétil e do alvo, respectivamente. Temos que  $(m+n) \geq 3$  e a constante  $G$  se relaciona com o acoplamento do vértice de triplo-pomeron ( $r_{3\mathbb{P}}$ ) por  $G = r_{3\mathbb{P}}/(4\pi\gamma_{\mathbb{P}}^3)$ .

pomerons conectando vértice-hádron e vértice-vértice são descritos de forma totalmente análoga à descricao de pomerons que conectam projétil e alvo, de modo que omitimos as expressões relativas a esses dois casos. Com a parametrizacao (4.48) para os vértices multi-pomeron, a generalizacao das equacoes (4.42) e (4.45) é trivial. Com base nesse formalismo eiconal, constroem-se os diagramas enaltecidos contendo um número arbitrário de vértices multi-pomeron e um número arbitrário de pomerons trocados entre projétil e alvo. Conhecendo-se os diagramas e suas amplitudes correspondentes, o modelo permite o cálculo de secoes de choque para a produçao de estados finais específicos. Na Fig. 4.4



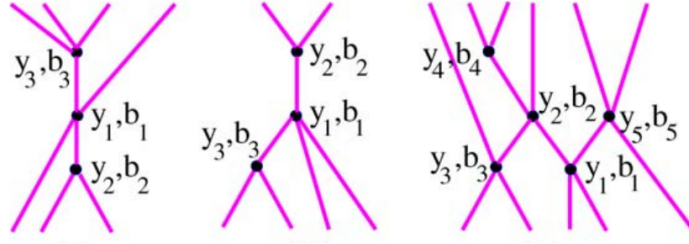


Figura 4.4 - Exemplos de diagramas enaltecidos que contribuem à amplitude de espalhamento elástico [127].

incluimos de modo ilustrativo alguns diagramas simples que contribuem à amplitude de espalhamento elástico.

### Configuração de estados finais

A determinação da amplitude de espalhamento elástico sozinha não é capaz de fornecer as configurações de estados finais necessárias para a implementação de um gerador de evento Monte Carlo. É preciso um meio para determinar as seções de choque parciais para cada configuração de estado final que, pesadas sobre a seção de choque total, resultam na probabilidade de produção de cada configuração em uma colisão hadrônica. Essa proposta é similiar ao que é feito no Sibyll 2.1, onde a configuração de uma interação surge da amostragem em uma distribuição poissoniana para o número de interações elementares (minijatos). No QGSJET-II 04, tais configurações do estado final em colisões hadrônicas são obtidas através de cortes de unitariedade nos diagramas de espalhamento elástico. Tais cortes são derivados usando as regras de corte de AGK [108,109]. Considerando diagramas com  $m \geq 1$  cortes de pomeron, temos que cada corte corresponde a um processo elementar de produção de partículas. Para um dado valor de  $m$  cortes de pomeron, somando-se sobre todos os diagramas que contém esse número de cortes junto com qualquer número de pomerons não-cortados, que descrevem espalhamentos elásticos adicionais, obtém-se a chamada seção de choque topológica para o espalhamento hádron-hádron

$$\sigma_{ad}^{(m)}(s) = \int d^2\vec{b} \sum_{j,k} C_{a(j)} C_{d(k)} \frac{\left[ 2 \chi_{ad(jk)}^{\mathbb{P}}(s,b) \right]^m}{m!} e^{-2\chi_{ad(jk)}^{\mathbb{P}}(s,b)} . \quad (4.49)$$

A equação acima constitui a base para a implementação computacional deste modelo. O integrando dessa equação é interpretado como a probabilidade de obter exatamente  $m$  processos elementares de produção de partículas (cortes de pomeron) em uma colisão hádron-hádron a um parâmetro de impacto  $b$ . Por outro lado, ao combinar diagramas onde os cortes de unitariedade passam entre  $n \geq 2$  pomerons, sem cortar nenhum, e escolhendo

estados elásticos ou inelásticos no plano de corte do projétil e do alvo, obtém-se a seção de choque elástica ( $\sigma_{ad}^{el}$ ) ou seções de choque de dissociação difrativa de baixa-massa. Por exemplo, a seção de choque elástica é dada por

$$\sigma_{ad}^{el}(s) = \int d^2\vec{b} \left[ \sum_{j,k} C_{a(j)} C_{d(k)} (1 - e^{-\chi_{ad(jk)}^P(s,b)}) \right]^2. \quad (4.50)$$

Com isso, vale a pena mencionar que a configuração do estado final é dada pela estrutura dos cortes de unitariedade, implicando uma soma sobre todas as correções absorptivas devido aos processos de reespalhamento virtuais. Isto implica a soma sobre um grande número de diagramas altamente complexos. Não entraremos aqui na descrição técnica desse procedimento, pois foge da proposta deste trabalho. Vale a pena mencionar que o conjunto de todos os gráficos de corte enalticados relevantes, incluindo diagramas com um único pomeron macio, pode ser dividido em 11 grupos. A cada grupo de diagramas corresponde uma *macro-configuração* do estado final caracterizada pela topologia de cortes de pomeron. Se cada grupo contribui com uma parcela  $\bar{\chi}_{ad(jk)}^{(i)}(s,b)$  à eiconal total, então podemos escrever

$$\chi_{ad(jk)}(s,b) = \sum_{i=1}^{11} \bar{\chi}_{ad(jk)}^{(i)}(s,b). \quad (4.51)$$

Utilizando a relação (4.51) podemos expressar a seção de choque absorptiva, que corresponde a processos com múltipla produção de secundários, incluindo difração de alta-massa, como

$$\begin{aligned} \sigma_{ad}^{abs}(s) &= \int d^2\vec{b} \sum_{N=1}^{\infty} \frac{\left[ \sum_{i=1}^{11} \bar{\chi}_{ad(jk)}^{(i)}(s,b) \right]^N}{N!} e^{-\chi_{ad(jk)}(s,b)} \\ &= \int d^2\vec{b} \left[ 1 - e^{-\chi_{ad(jk)}(s,b)} \right]. \end{aligned} \quad (4.52)$$

O fator  $\left[ \sum_{i=1}^{11} \bar{\chi}_{ad(jk)}^{(i)} \right]^N / N! = [\chi_{ad(jk)}]^N / N!$  é proveniente da troca de precisamente  $N$  diagramas de corte irreduzíveis, enquanto o termo  $e^{-\chi_{ad(jk)}(s,b)}$  é obtido somando-se sobre todos os números possíveis ( $\geq 0$ ) de processos de reespalhamento elástico.

É preciso mencionar que a seção de choque inelástica ( $\sigma_{ad}^{ine}$ ) recebe contribuições também da difração de baixa-massa do projétil e do alvo, sendo que estas não se incluem na

definição da seção de choque absorptiva. Dessa forma, temos

$$\sigma_{ad}^{ine} = \sigma_{ad}^{abs} + \sigma_{ad}^{SD(proj)} + \sigma_{ad}^{SD(alvo)} + \sigma_{ad}^{DD}, \quad (4.53)$$

onde  $SD$  e  $DD$  designam difração simples e difração dupla, respectivamente. As seções de choque de difração de baixa-massa são dadas por

$$\begin{aligned} \sigma_{ad}^{SD(proj)}(s) &= \int d^2\vec{b} \sum_{j,k,l,m} (C_{a(j)} \delta_{jl} - C_{a(j)} C_{a(l)}) C_{d(k)} C_{d(m)} \\ &\times e^{-(1/2)\chi_{ad(jk)}^{\mathbb{P}}(s,b) - (1/2)\chi_{ad(lm)}^{\mathbb{P}}(s,b)} \end{aligned} \quad (4.54)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{ad}^{SD(alvo)}(s) &= \int d^2\vec{b} \sum_{j,k,l,m} C_{a(j)} C_{a(l)} (C_{d(k)} \delta_{km} - C_{d(k)} C_{d(m)}) \\ &\times e^{-(1/2)\chi_{ad(jk)}^{\mathbb{P}}(s,b) - (1/2)\chi_{ad(lm)}^{\mathbb{P}}(s,b)} \end{aligned} \quad (4.55)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{ad}^{DD}(s) &= \int d^2\vec{b} \sum_{j,k,l,m} (C_{a(j)} \delta_{jl} - C_{a(j)} C_{a(l)}) (C_{d(k)} \delta_{km} - C_{d(k)} C_{d(m)}) \\ &\times e^{-(1/2)\chi_{ad(jk)}^{\mathbb{P}}(s,b) - (1/2)\chi_{ad(lm)}^{\mathbb{P}}(s,b)}. \end{aligned} \quad (4.56)$$

As Eqs. (4.52), (4.54), (4.55) e (4.56) fundamentam o tratamento de colisões inelásticas no QGSJET-II 04. Em particular, para uma dada configuração geométrica da colisão (parâmetro de impacto  $\vec{b}$  e autoestados de espalhamento elástico  $j$  e  $k$  do projétil e do alvo), o fator  $\left\{ [\chi_{ad(jk)}(s,b)]^N / N! \right\} \exp[-\chi_{ad(jk)}]$  em (4.52) é interpretado como a probabilidade de ocorrência de precisamente  $N$  interações inelásticas elementares no processo de colisão. Cada uma das interações elementares pode ter diferentes topologias, caracterizadas pelas probabilidades parciais  $\bar{\chi}_{ad(jk)}^{(i)} / \chi_{ad(jk)}$ .

### Procedimento Monte Carlo

As expressões obtidas acima permitem uma implementação Monte Carlo simples dessa abordagem baseada no pomeron semi-duro. Processos difrativos de baixa-massa, cujas probabilidades de ocorrência são dadas por  $\sigma_{ad}^{SD(proj)} / \sigma_{ad}^{ine}$ ,  $\sigma_{ad}^{SD(alvo)} / \sigma_{ad}^{ine}$  e  $\sigma_{ad}^{DD} / \sigma_{ad}^{ine}$ , são tratados assumindo um vértice triplo  $\mathbb{P}\mathbb{P}\mathbb{R}$  para a distribuição de massa do sistema difrativo [132]. Os outros processos inelásticos tem probabilidade parcial de ocorrência dada por  $\sigma_{ad}^{abs} / \sigma_{ad}^{ine}$ . A simulação desses processos começa pela amostragem do quadrado do parâmetro de impacto de colisão a partir de uma distribuição uniforme, tal que  $b^2 < b_{max}^2$ . A seguir os autoestados  $j$  e  $k$  para os hádrons interagentes são gerados de acordo com as

probabilidades  $C_{a(j)}$  e  $C_{d(k)}$ . Tendo a geometria da colisão definida, o número de  $N \geq 0$  de processos inelásticos elementares é selecionado de acordo com a distribuição poissoniana com média  $\chi_{ad(jk)}$  da Eq. (4.52). Caso obtenha-se  $N = 0$ , a geometria selecionada é rejeitada e os passos anteriores são repetidos.

Dado o número de interações inelásticas elementares  $N$ , a macro-estrutura dos diagramas contribuintes é escolhida de acordo com os pesos parciais  $\bar{\chi}_{ad(jk)}^{(i)}/\chi_{ad(jk)}$ . É feita, então, a reconstrução dos diagramas de corte de pomerons para o grupo de diagramas selecionado. No fim deste processo, obtém-se contribuições de cortes de pomerons de três tipos: i) conectando o projétil e o alvo; ii) entre um dado hádron (projétil ou alvo) e um vértice multi-pomeron; iii) entre um par de vértices multi-pomeron. Na próxima etapa, para ambos projétil e alvo faz-se a divisão de energia e momento entre todos os pártons constituintes (extremidades dos pomerons) conectados a eles e produz-se excitações inelásticas dos estados remanescentes. Observe-se que a conservação da energia é considerada apenas nesta etapa, não sendo levada em conta no cálculo das amplitudes. Finalmente, para cada corte de pomeron contribuinte, seleciona-se a natureza do pomeron, macia ou semi-dura. Ao final do processo, obtém-se a formação de cordas no lugar dos pomerons macios e na parte macia dos pomerons semi-duros. O processo é finalizado com a fragmentação das cordas, produzindo hádrons secundários.

A generalização desta abordagem para os casos de colisões hádron-núcleo e núcleo-núcleo é feita sem a introdução de nenhum novo parâmetro. De fato, apenas é feita a consideração de que os diferentes pomerons em um diagrama enaltecido podem acoplar com os diferentes nucleons do núcleo alvo ou projétil. As posições dos nucleons dentro dos núcleos no espaço de parâmetro de impacto são determinadas de acordo com perfis de densidade nuclear [62].

### 4.3 EPOS LHC

Enquanto o QGSJET-II 04 calcula a amplitude de espalhamento elástica através da soma de diagramas enaltecidos de troca de pomerons de corte em todas as ordens, o EPOS LHC [63] surge como outra implementação da teoria de Gribov-Regge consistente com um modelo de pártons que se preocupa em descrever em maiores detalhes o estado final em colisões hadrônicas. Em particular, o modelo EPOS surgiu em uma tentativa de descrever dados envolvendo colisões de núcleos pesados no RHIC [133]. O modelo original é baseado no antigo modelo neXus [20], considerando apenas diagramas de trocas de múltiplos pomerons e diagramas enaltecidos do tipo  $Y$ , como os diagramas mostrados na Fig 4.5.

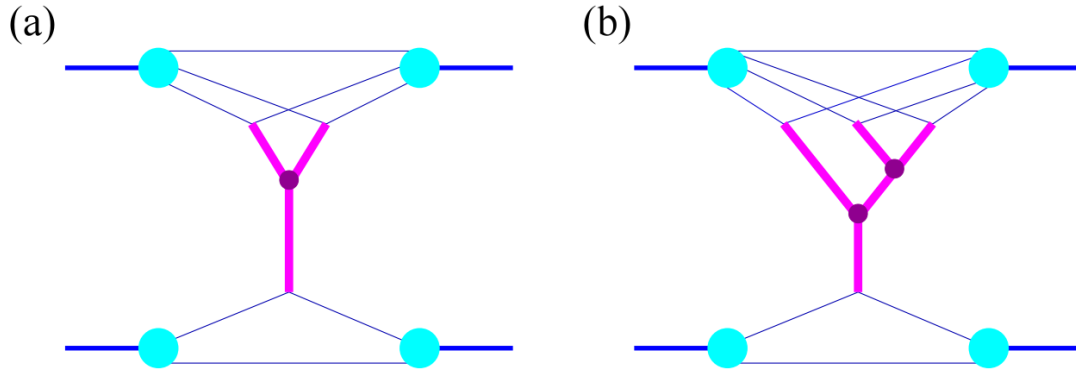


Figura 4.5 - Exemplos de diagramas enaltecidos do tipo  $Y$  contribuindo à amplitude de espalhamento elástica no EPOS LHC. As linhas em rosa representam pomerons, de modo que os círculos roxos são vértices tripto-pomeron [20].

A principal realização desse modelo é o fato de impor a conservação de energia no cálculo das amplitudes de espalhamento, ao contrário de outros modelos, como o QGSJET-II 04, que o fazem somente na configuração dos estados finais [19, 62, 127, 134]. A ideia proposta é simples: no cálculo de seções de choque parciais de múltiplo espalhamento (duplo, triplo, etc.), considera-se explicitamente o fato de que a energia total deve ser repartida entre as interações fundamentais. Como consequência, obtém-se que o número de pomerons gerados por evento não segue uma distribuição poissoniana como no caso do QGSJET-II 04 [135]. De fato, tem-se a supressão de diagramas com grande número de cortes de pomerons (grande número de secundários) [133].

Encontramos outra peculiaridade deste modelo no tratamento dos remanescentes das partículas interagentes. Após a geração da configuração do evento, que determina o número de pomerons trocados entre o projétil e o alvo, produz-se um remanescente para cada hádron interagente. Os pomerons macios são identificados com pares de cordas relativísticas (similar ao DPM), cujas extremidades são conectadas a (anti)quarks e (anti)diquarks. Com isso, são formados dois remanescentes excitados em estados singlete de cor que tem uma probabilidade  $p_0$  de estar fora da camada de massa. A distribuição em massa ( $M$ ) é dada de acordo com  $\propto M^{-2\alpha_0}$ , sendo  $p_0$  e  $\alpha_0$  parâmetros que dependem do tipo de interação (difrativa ou não-difrativa) [133]. Os remanescentes então decaem produzindo partículas principalmente na direção próxima ao momento inicial. Tal tratamento tem grande influência na produção de *bárions estranhos* [136]. Assim, a imagem completa processo de uma colisão hádron-hádron nesse modelo inclui a troca de escadas de pártons e a produção de remanescentes, como pode ser visto na Fig. 4.6.

Sem entrar nos detalhes técnicos que levam à obtenção das expressões a seguir, resumimos aqui as equações que fundamentam a aplicação computacional deste modelo. Em

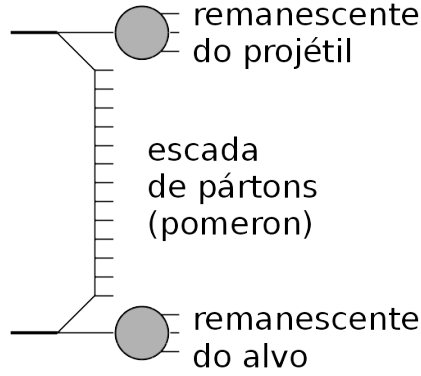


Figura 4.6 - Uma colisão hadrônica no EPOS LHC envolve a troca de múltiplos pomerons (escadas de pártons) e a excitação das partículas interagentes (remanescentes).

uma colisão hádron-hádron, a descrição probabilística deste modelo é baseada em uma função  $\Omega$ , que se escreve [20]

$$\Omega_{hh}^{(m)}(s,b; x_1^+ \dots x_m^+; x_1^- \dots x_m^-) = \frac{1}{m!} \prod_{\mu=1}^m G(s,b; x_\mu^+, x_\mu^-) \Phi_{hh}(s,b; x^{proj}, x^{alvo}). \quad (4.57)$$

Na equação acima,  $x_\mu^+$  e  $x_\mu^-$  são as frações de momento dos pártons que participam da  $\mu$ -ésima interação inelástica elementar pelo lado do projétil e do alvo, respectivamente. A função perfil  $G(s,b; x_\mu^+, x_\mu^-)$  descreve a amplitude de espalhamento a nível partônico e recebe contribuições de processos macios (pomeron macio), semi-duros (pomeron com parte perturbativa e parte não-perturbativa) e duros (escada de pártons da QCD). Por último, a função  $\Phi_{hh}(s,b; x^{proj}, x^{alvo})$  leva em conta a soma sobre processos de reespalhamento elástico. Os termos  $x^{proj}$  e  $x^{alvo}$  são definidos como

$$x^{proj} = 1 - \sum_{i=1}^m x_i^+ \quad (4.58)$$

e

$$x^{alvo} = 1 - \sum_{i=1}^m x_i^-, \quad (4.59)$$

representando as frações de momento que não são utilizadas na troca de pomerons inelástica pelo lado do projétil e alvo, respectivamente.

A função  $\Omega$  representa a probabilidade de obter-se uma interação inelástica com  $m$  pome-

rons de corte (interações inelásticas elementares) entre pártons com frações de momento  $x_\mu^+$  no projétil e  $x_\mu^-$  no alvo. A função  $\Phi$ , que contribui com a parte elástica das interações, pode ser explicitamente escrita como

$$\begin{aligned} \Phi_{hh}(s,b; x^{proj}, x^{alvo}) &= \sum_{l=0}^{\infty} \int \prod_{\lambda=1}^l dx_\lambda^+ dx_\lambda^- \frac{1}{l!} \prod_{\lambda=1}^l [-G(s,b; x_\lambda^+, x_\lambda^-)] \\ &\times F_{rem} \left( x^{proj} - \sum_{\lambda=1}^l x_\lambda^+ \right) F_{rem} \left( x^{alvo} - \sum_{\lambda=1}^l x_\lambda^- \right), \end{aligned} \quad (4.60)$$

onde  $F_{rem}(x)$  é uma função de vértice com o remanescente para garantir a conservação da energia, cuja parametrização é obtida por

$$F_{rem}(x) = x^{\alpha_{rem}}, \quad (4.61)$$

sendo  $\alpha_{rem}$  um parâmetro do modelo.

Para  $x^{proj} = x^{alvo} = 1$ , a função  $\Phi$  pode ser entendida como a probabilidade de ter-se apenas a troca elástica de pomerons, sem produção de partículas, para um dado parâmetro de impacto  $b$ . Portanto, a seção de choque inelástica pode ser escrita como [137]

$$\sigma_{ine}(s) = \int d^2\vec{b} [1 - \Phi(s,b; 1,1)] . \quad (4.62)$$

De forma similar, a seção de choque elástica é obtida por

$$\sigma_{el}(s) = \int d^2\vec{b} \left[ 1 - \sqrt{\Phi(s,b; 1,1)} \right]^2, \quad (4.63)$$

de modo que a seção de choque total pode ser obtida via unitariedade, ou seja,

$$\sigma_{tot}(s) = \sigma_{ine}(s) + \sigma_{el}(s) \quad (4.64)$$

$$= 2 \int d^2\vec{b} \left[ 1 - \sqrt{\Phi(s,b; 1,1)} \right]. \quad (4.65)$$

A contribuição da difração à seção de choque total é obtida através de uma parame-

trização, que posteriormente é ajustada de acordo com dados experimentais [137]. Tal parametrização corresponde à troca inelástica de um único pomeron e se escreve

$$\sigma_{dif}(s) = \int d^2\vec{b} [\Phi(1,1,s,b) (e^{\chi/M_{Corr}} - 1)] , \quad (4.66)$$

com

$$\chi = \frac{\alpha_2}{(1 - \alpha_{dif})^2} \exp\left(-\frac{b^2}{\delta_2(s)}\right) \quad (4.67)$$

e  $M_{Corr}$  como um parâmetro do modelo. Definindo as probabilidades  $R_{proj}$  e  $R_{alvo}$  de se obter excitação do projétil e alvo, respectivamente, a seção de choque de difração simples é

$$\sigma_{SD}(s) = R_{proj}(1 - R_{alvo})\sigma_{dif}(s) + (1 - R_{proj})R_{alvo}\sigma_{dif}(s) ; \quad (4.68)$$

e, como consequência, a seção de choque de difração dupla é dada por

$$\sigma_{DD}(s) = R_{proj} R_{alvo} \sigma_{dif} . \quad (4.69)$$

Dentre os modelos considerados aqui, EPOS LHC é o mais detalhado e, como consequência, é o modelo que possui a maior quantidade de parâmetros a serem ajustados. Em particular, esse modelo depende de parâmetros que devem ser ajustados de acordo com dados de colisões núcleo-núcleo.

#### 4.4 Relação com dados de aceleradores

À medida que descrevemos os modelos hadrônicos nas seções anteriores deste capítulo, mencionamos uma série de parâmetros que devem ser ajustados a fim de obter uma descrição das colisões hadrônicas tão próxima do caso real quanto for possível. Esses parâmetros tem origem em suposições fenomenológicas engendradas para descrever características de processos que não podem ser derivadas por primeiros princípios. O ajuste desses parâmetros é feito com base em resultados obtidos aceleradores como o LHC e o TeVatron, por exemplo.

Antes de prosseguir com a discussão, consideremos uma variável útil na descrição do



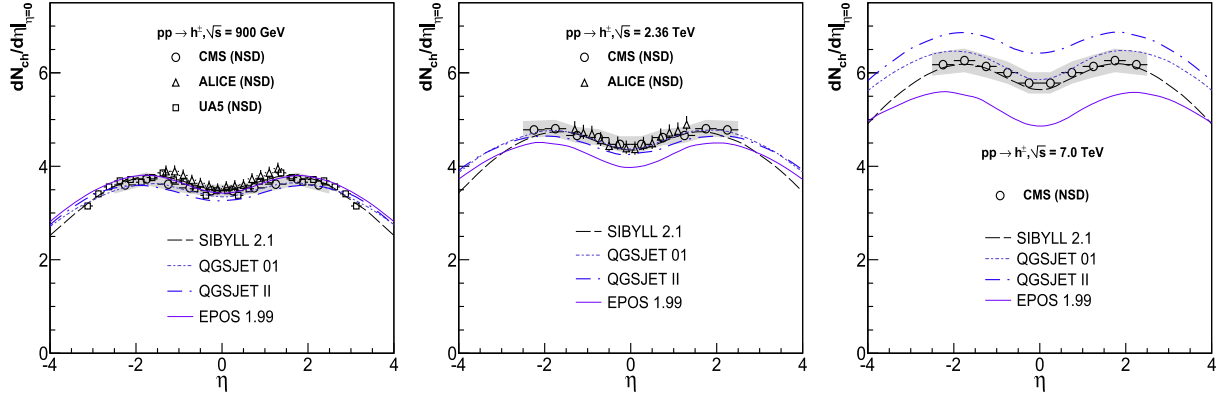


Figura 4.7 - Número de hádrons carregados observados em colisões próton-próton que não correspondem à difração simples em função da pseudorapidez. Os dados das colaborações ALICE [139, 140], CMS [141, 142] e UA5 [143] são comparados com predições dos modelos QGSJET01, QGSJET-II 03, Sibyll 2.1 e EPOS 1.99. Incertezas sistemáticas são ilustradas pela região em cinza [138].

estado final em interações próton-próton em colisores, a pseudorapidez ( $\eta$ ), definida como

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}, \quad (4.70)$$

onde  $\theta$  é o ângulo medido em relação à direção do feixe de partículas. Quando  $\eta \approx 0$ , estamos nos referindo à chamada região frontal, que caracteriza um plano perpendicular à direção do feixe. A região frontal, por outro lado, está para  $\eta \rightarrow \pm\infty$  e é definida como a região paralela ao feixe.

Agora, considerem-se os gráficos da Fig. 4.7, que mostram a distribuição do número de hádrons carregados em colisões próton-próton em função da pseudorapidez ( $\eta$ ). Nos gráficos dessa figura faz-se uma comparação entre os dados de colisores e os modelos apresentados neste capítulo [138], porém antes de serem ajustados de acordo com os resultados do LHC. No primeiro gráfico, à esquerda, correspondente à uma energia de centro de massa de  $\sqrt{s_{pp}} = 0,9$  TeV, vemos que os três modelos descrevem muito bem os dados experimentais, pois todas as curvas encontram-se dentro da faixa de erros. No segundo gráfico, a uma energia de  $\sqrt{s_{pp}} = 2,36$  TeV, passam a surgir discrepâncias: o modelo EPOS 1.99 (precursor do EPOS LHC) subestima o número de partículas carregadas produzidas na região central. No gráfico à direita, a uma energia de  $\sqrt{s_{pp}} = 7$  TeV, ambos EPOS 1.99 e QGSJET-II 03 (precursor do QGSJET-II 04) são incapazes de reproduzir os dados, pois enquanto o EPOS 1.99 subestima as distribuições, o QGSJET-II 03 produz partículas em excesso. Sibyll 2.1 é o único modelo que se ajusta bem aos dados nessa análise.

À continuação, na Fig. 4.8 mostramos as distribuições de secundários no intervalo de

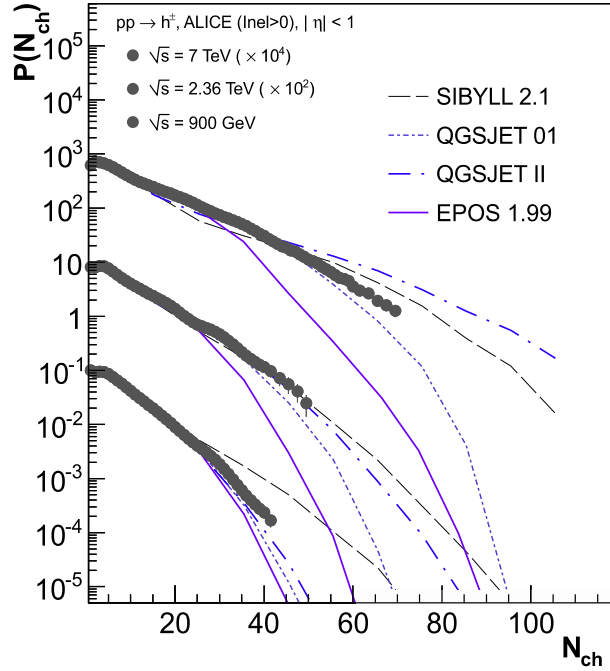


Figura 4.8 - Distribuições de multiplicidade de hádrons carregados ( $P(N_{ch})$ ) observadas pelo detector ALICE [139] em colisões próton-próton inelásticas a 0,9, 2,36 e 7 TeV. A comparação é feita com previsões dos modelos QGSJET01, QGSJET-II 03, Sibyll 2.1 e EPOS 1.99 [138].

pseudorapidez  $|\eta| < 1$  em eventos inelásticos. Os dados foram obtidos no LHC e as curvas são dos mesmos modelos da figura anterior. Aqui, tornam-se claras as distinções entre os modelos. Em primeiro lugar, vemos que a região de poucos secundários é bem descrita por todos os modelos considerados na figura. Na região de grande multiplicidade, as distribuições do EPOS 1.99 subestimam os dados para os três valores de energia. Já o QGSJET-II 03 apresenta uma curva superior aos dados na região de grande multiplicidade a  $\sqrt{s} = 7$  TeV. Essa diferença entre o EPOS 1.99 e o QGSJET-II 03 está relacionada ao fato de que o primeiro considera a conservação da energia no cálculo das amplitudes, o que causa a supressão de diagramas com grande número de cortes de pomeron. Esses diagramas produzem estados finais com grande número de secundários e são levados em conta no QGSJET-II 03.

Por último, ilustramos a extrapolação desses modelos para energias de raios cósmicos na Fig. 4.9, onde a faixa amarela indica o limite GZK ( $E_{lab} \approx 10^{20}$  eV). No gráfico à esquerda, está representada a multiplicidade média de partículas produzidas na região central ( $\eta = 0$ ) em eventos inelásticos em função da energia do centro de massa. Esse gráfico ilustra muito bem de que forma as incertezas na descrição da física hadrônica se relacionam com as incertezas em experimentos de raios cósmicos. Temos que os modelos concordam entre si e também com os dados até, aproximadamente,  $\sqrt{s} = 2,36$  TeV. No entanto, com o crescimento da energia as previsões dos modelos passam a diferir

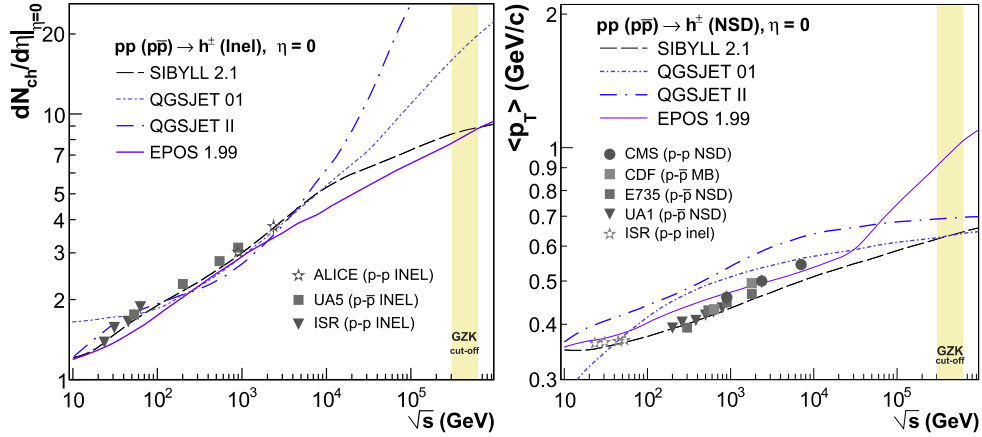


Figura 4.9 - À esquerda, dependência da produção de hádrons na região central com a energia do centro de massa em colisões próton-próton inelásticas. À direita, dependência do momento transversal médio com a energia do centro de massa em colisões próton-próton que não correspondem à difração simples [138].

consideravelmente umas entre as outras. No gráfico à direita, mostramos o momento transversal médio ( $\langle p_T \rangle$ ) em função de  $\sqrt{s}$ . Neste caso, até para valores onde há vínculos com dados de colisores existem grandes diferenças entre os modelos.

Com base nas restrições criadas pelos dados de colisores, os modelos hadrônicos são reparametrizados de forma a reproduzir tais dados. Então, são extrapolados para energias de raios cósmicos sem posteriores alterações. No entanto, além da extrapolação em energia, há outra extrapolação levada a cabo pelos modelos hadrônicos. Os resultados de colisores mostrados nas figuras acima correspondem à detecção de partículas em colisões próton-próton na região central, para valores de pseudorapidez  $|\eta| < 3$ . A geometria dos detectores em colisores circulares como o LHC e o TeVatron impede a observação de partículas na região frontal, de grande pseudorapidez, pois seriam necessários detectores colocados na região onde passa o feixe de partículas. Sendo assim, os modelos para física de raios cósmicos levam a cabo duas classes de extrapolações: a primeira, extrapola dados de colisores para energias aproximadamente 40 vezes maiores; a segunda, extrapola os dados de colisores para uma região cinemática inacessível a estes.

Para finalizar, na Fig. 4.10 mostramos o gráfico contendo medidas recentes das seções de choque de difração simples e dupla, feitas pelas colaborações CMS [15] e ALICE [144] no LHC. Claramente existe uma contradição entre os resultados encontrados pelas diferentes colaborações, mostrando que mesmo frente a dados de colisores, não é possível obter a informação necessária para ajustar os modelos hadrônicos no que diz respeito à parte difrativa.

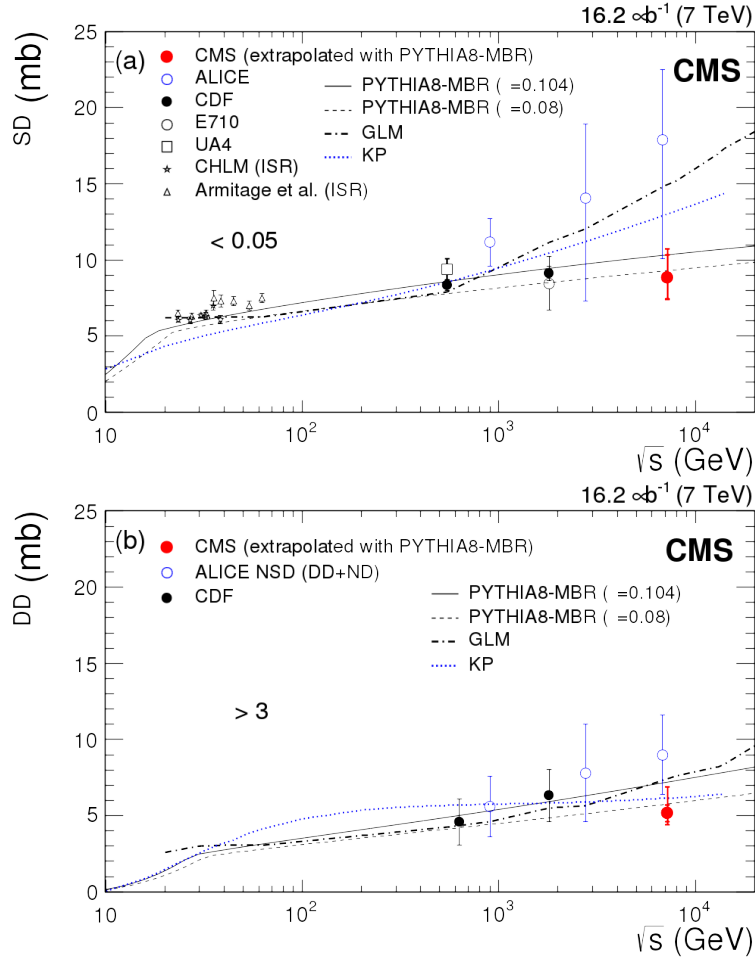


Figura 4.10 - Resultados de medidas da seção de choque de difração simples (acima) e difração dupla (abaixo), incluindo dados das colaborações ALICE e CMS no LHC. Adaptado de [15].

#### 4.5 Conclusões

O intuito deste capítulo foi apresentar os principais modelos hadrônicos desenvolvidos para física de raios cósmicos. Apresentamos primeiro o modelo Sibyll 2.1, no qual o crescimento da seção de choque é conduzido pela produção de minijatos. Estes, sendo tratados pela QCD perturbativa. Processos macios obedecem uma parametrização puramente fenomenológica baseada na teoria de Regge. O formalismo da teoria de campos efetiva de Gribov-Regge é a base para a construção dos modelos QGSJET-II 04 e EPOS LHC. O primeiro, trata o espalhamento hadrônico em termos do cálculo de diagramas enaltecidos, onde as seções de choque parciais correspondentes a estados finais específicos são determinadas pela estrutura de cortes de pomeron nos diagramas. O EPOS LHC, por outro lado, é a implementação da teoria de Gribov-Regge com base em um modelo de pártons, no qual a conservação da energia é imposta no cálculo das amplitudes de espalhamento. No que diz respeito à implementação da física difrativa, os modelos apresentam abordagens

que diferem muito entre si. No Sibyll 2.1 a difração é tratada através de um modelo eiconal de dois canais, considerando-se um estado não-difrativo e um estado difrativo geral. No caso do QGSJET-II 04, as seções de choque de difração são obtidas mediante cortes de unitariedade que reproduzam as características do estado final relativos a essas interações. Por último, no EPOS LHC, a difração segue uma parametrização simples.

Também foi discutido neste capítulo de que forma esses modelos se relacionam com dados de colisores e quais são as implicações para energias de raios cósmicos. Seguindo nesse contexto, no próximo capítulo apresentaremos nossos resultados acerca da influência das interações difrativas em chuveiros atmosféricos extensos, onde também incluímos uma comparação dos resultados obtidos com os modelos deste capítulo no que diz respeito à produção de partículas em uma ampla gama de energias.

## 5 IMPACTO DA FÍSICA DIFRATIVA EM OBSERVÁVEIS DE CHUVEIROS ATMOSFÉRICOS EXTENSOS

Neste capítulo, conduzimos um estudo detalhado sobre a relação entre características de interações hadrônicas e observáveis de chuueiros atmosféricos extensos. Revisitando a proposta feita na Ref. [17], apresentamos uma atualização desses resultados, onde fazemos uma análise comparativa da produção de partículas em colisões hadrônicas com os geradores de evento Monte Carlo QGSJET-II 04, EPOS LHC, Sibyll 2.1 e Sibyll 2.3, dando ênfase às interações difrativas. Além disso, generalizamos a proposta incluindo colisões ferro-ar e próton-ar. Ainda motivados pela proposta de trabalho apresentada nessa referência, estudamos o impacto das interações difrativas sobre os principais observáveis de chuueiros atmosféricos utilizando estes geradores de evento junto com o código CORSIKA, apresentado na Seção 2.3. Os resultados apresentados neste capítulo formam a base do artigo [23], submetido à publicação.

### 5.1 Comparação entre geradores de evento para física de raios cósmicos

Numa primeira etapa do nosso trabalho, investigamos a produção de partículas em colisões hadrônicas com os pacotes de simulação mais recentes desenvolvidos para a física de raios cósmicos. Nossa proposta é atualizar análises similares já implementadas por outros autores (vide Refs. [17, 145, 146]) em relação à colisões próton-ar e expandí-la incluindo resultados da produção de partículas em colisões ferro-ar. Para levar a cabo essa proposta, elaborou-se um código na linguagem FORTRAN ao qual foram associados os geradores de evento Monte Carlo QGSJET-II 04, EPOS LHC, Sibyll 2.1 e Sibyll 2.3. Com esse código, foram geradas  $10^4$  colisões para cada primário (prótons ou núcleos de ferro) e valor de energia. Como alvo, utilizou-se uma mistura de núcleos de nitrogênio, oxigênio e argônio, simulando a composição do ar. Em cada colisão, um núcleo alvo é escolhido entre os três de acordo com as seções de choque e as densidades relativas, tal como implementado no CORSIKA [59]. As energias de interação estão entre 100 GeV a 100 EeV nas colisões próton-ar e entre 10 TeV e 100 EeV no caso ferro-ar. Após cada colisão, as ressonâncias instáveis são forçadas a decair e impõe-se um corte na energia cinética de 40 MeV, pois partículas com tal energia são irrelevantes ao desenvolvimento de chuueiros atmosféricos [145].

Como estamos interessados, em particular, no estudo das colisões difrativas, para cada combinação de primário, modelo e energia, geramos duas amostras de  $10^4$  colisões. A primeira foi gerada normalmente, sem impor qualquer restrição quanto à natureza dos eventos. A segunda contém apenas eventos não-difrativos, ou seja, apenas eventos que os próprios modelos classificam como sendo não-difrativos. Com isto, poderemos identifi-

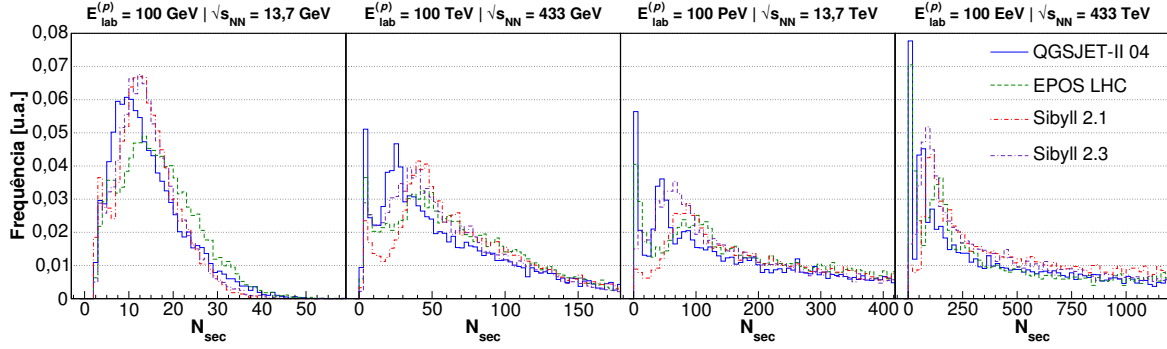


Figura 5.1 - Distribuições do número de secundários em colisões próton-ar para os valores representativos de energia de 100 GeV, 100 TeV, 100 PeV e 100 EeV.

car o impacto da presença da física difrativa sobre as características dos secundários de interações hadrônicas além de comparar as diferentes implementações da física difrativa entre os geradores de evento utilizados.

### 5.1.1 Multiplicidade de secundários

Começamos nosso estudo analisando as distribuições do número de secundários produzidos em interações próton-ar, mostradas na Fig. 5.1 para quatro valores representativos de energia de 100 GeV, 100 TeV, 100 PeV e 100 EeV. À energia de 100 GeV, as distribuições são razoavelmente similares entre os diferentes modelos. Nesse valor de energia, as duas versões do Sibyll tem distribuições quase idênticas, enquanto a curva do QGSJET-II 04 está deslocada à esquerda, na região de poucos secundários. O modelo EPOS LHC apresenta uma distribuição mais plana. Com o aumento da energia, as distribuições passam a popular as regiões de maior número de secundários e surgem picos na região de pequena multiplicidade, característicos dos eventos difrativos. É notável também que há diferenças entre os modelos nas distribuições em mais altas energias. Em particular, a altura do pico difrativo é maior no caso do QGSJET-II 04 e menor para ambas versões do Sibyll em todas as energias.

No caso de colisões ferro-ar, mostramos as distribuições de multiplicidade para energias de 10 TeV, 100 TeV, 100 PeV e 100 EeV na Fig. 5.2. Nessa figura vemos que os modelos estão de acordo nas energias de 10 TeV e 100 TeV. Para energias mais altas, ambas versões do Sibyll apresentam um pico proeminente na região de poucos secundários, enquanto os outros modelos apresentam distribuições quase planas.

Além das diferenças nas distribuições, os modelos também diferem no número médio de secundários, como pode ser visto nos gráficos da Fig. 5.3. No gráfico à esquerda temos os resultados para colisões próton-ar. As referências [17] e [145] haviam mostrado que as

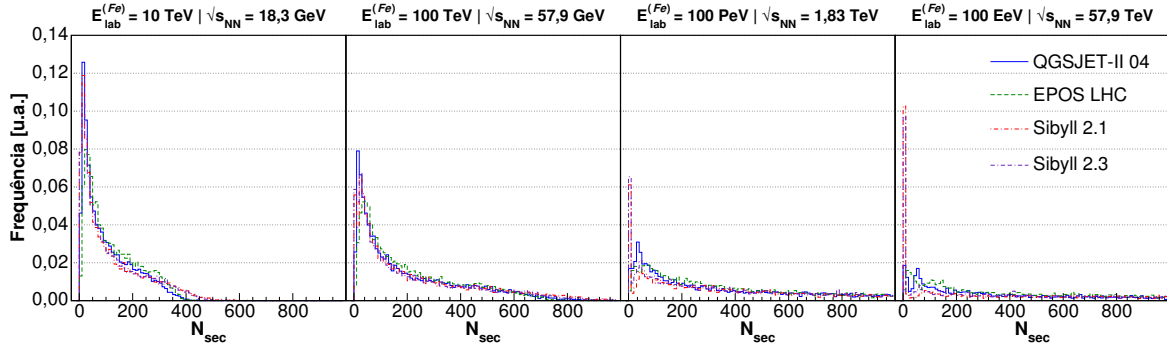


Figura 5.2 - Distribuições do número de secundários em colisões ferro-ar para os valores representativos de energia de 10 TeV, 100 TeV, 100 PeV e 100 EeV.

versões anteriores do QGSJET-II (e seu precursor QGSJET01) produziam uma quantidade significativamente maior de secundários em colisões próton-ar em relação aos outros geradores de evento nas energias mais altas. Nossos resultados mostram que essa discrepância foi reduzida, provavelmente devido ao vínculo com dados do LHC, embora o modelo QGSJET-II 04 ainda produza o maior valor médio de secundários em energias de raios cósmicos para esse projétil. Ainda sobre colisões próton-ar, a versão mais recente Sibyll 2.3 produz uma quantidade maior de secundários em relação ao seu predecessor Sibyll 2.1.

Nas colisões ferro-ar, não existe grande diferença entre o QGSJET-II 04 e o Sibyll 2.1, sendo estes os geradores que produzem a maior quantidade de secundários para esse projétil. Neste caso, o Sibyll 2.3 produz também menos secundários, em média, do que o seu predecessor Sibyll 2.1. O EPOS LHC é o simulador que produz a menor quantidade média de secundários em colisões ferro-ar.

Outro aspecto importante nos gráficos da Fig. 5.3 é a diferença entre as curvas tracejadas e as linhas sólidas de cada modelo. Em todos os casos, as curvas tracejadas, oriundas de amostras de eventos não-difrativos apenas, estão acima das linhas sólidas, que incluem eventos difrativos nas amostras. No entanto, o afastamento entre a curva sólida e a curva tracejada varia entre os modelos. Isto ocorre por dois motivos: primeiro, eventos difrativos produzem, normalmente, poucos secundários, como já vimos nas distribuições das Figs. 5.1 e 5.2. Sendo assim, amostras sem eventos difrativos tendem a produzir mais secundários. Segundo, a diferença entre as curvas depende também da probabilidade relativa de ocorrência de eventos difrativos, que difere entre os modelos e será analisada a seguir.



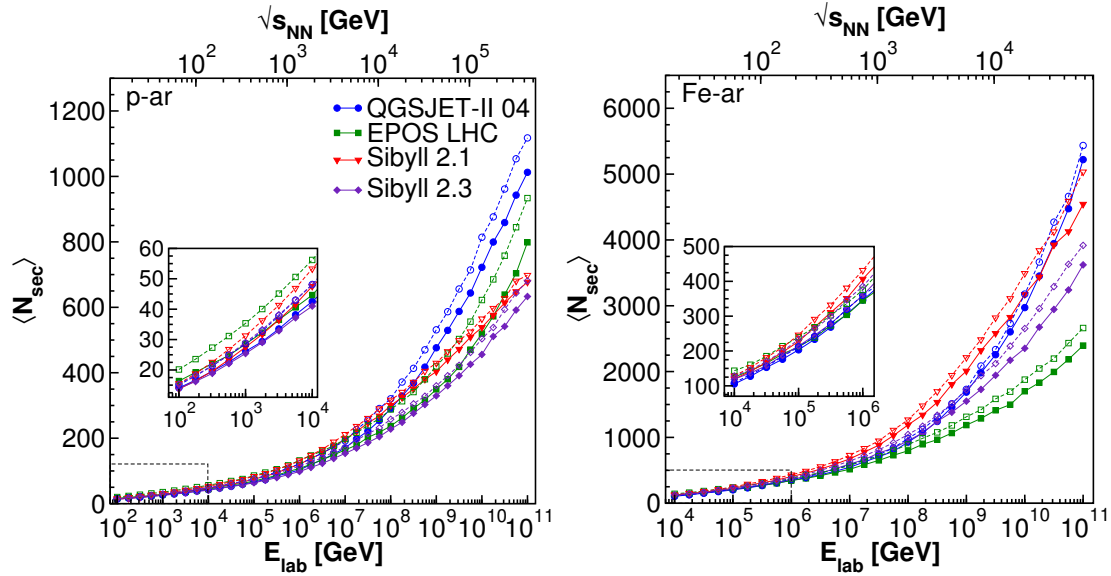


Figura 5.3 - Número médio de secundários produzidos em colisões próton-ar (esquerda) e ferro-ar (direita) em função da energia do projétil. Na abscissa acima, energia equivalente no centro de massa nucleon-nucleon. As linhas sólidas representam médias sobre todos os eventos, incluindo eventos difrativos, ao passo que as linhas tracejadas representam médias sobre amostras de eventos não-difrativos apenas.

### 5.1.2 Fração de eventos difrativos

Na Fig. 5.4 mostramos a fração de eventos difrativos produzidos nas amostras em função da energia primária, para colisões próton-ar (esquerda) e ferro-ar (direita). Em colisões próton-ar, chama atenção o fato de que para o EPOS LHC aproximadamente 40% das interações são difrativas a 100 GeV, muito acima dos valores obtidos com os outros modelos. Com efeito, esse modelo produz a maior fração de eventos difrativos em todo o espectro de energia em colisões próton-ar. Também em colisões ferro-ar é o EPOS LHC o modelo que produz a maior fração de eventos difrativos, iniciando em torno de 14% a 100 GeV, decrescendo com a energia e estabilizando em torno de 11% a 100 EeV. O QGSJET-II apresenta um comportamento distinto. Nas colisões próton-ar, em torno de 10% dos eventos produzidos por esse modelo são difrativos. Essa fração sobe até algo em torno de 16% a 100 TeV e, a partir daí, decresce e atinge um platô em aproximadamente 12% nas energias mais altas. Nas colisões ferro-ar, esse modelo produz a menor quantidade de eventos difrativos, tendo um valor em torno 3% e 6%, apresentando um platô nas energias mais altas.

Por último, destacamos a fração de eventos difrativos obtida com os modelos Sibyll 2.1 e seu sucessor Sibyll 2.3. Em colisões ferro-ar, esse modelos apresentam resultados semelhantes, atingindo a mesma quantidade de eventos difrativos apresentada pelo EPOS LHC a

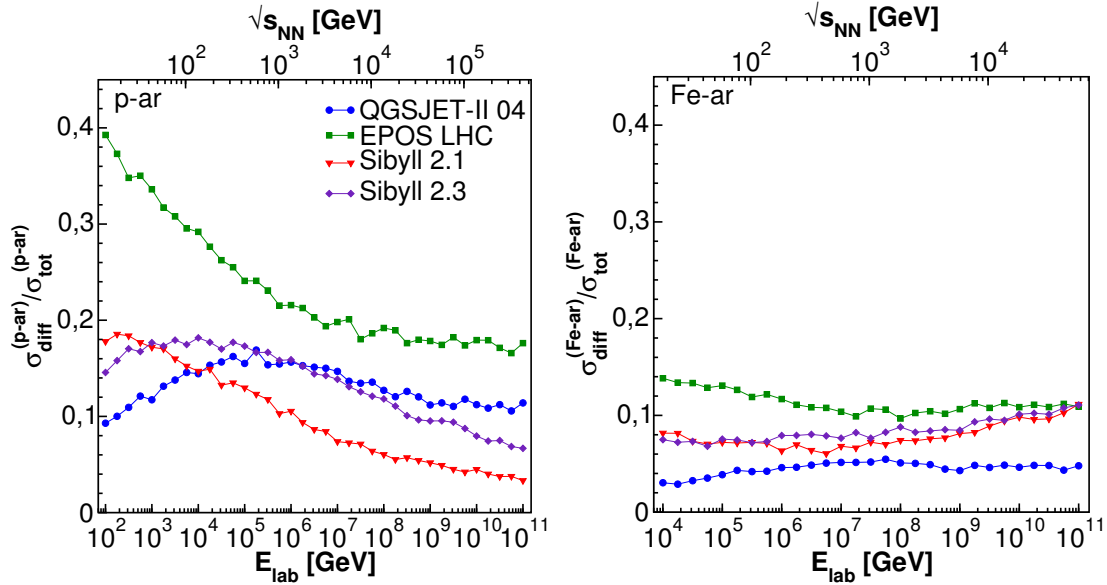


Figura 5.4 - Fração de eventos difrativos gerados em amostras de colisões próton-ar (esquerda) e ferro-ar (direita) em função da energia do projétil. Na abscissa acima, energia equivalente no centro de massa nucleon-nucleon.

100 EeV e mostrando que essa fração tende a crescer com a energia. Já em colisões próton-ar, as duas versões diferem. No caso do Sibyll 2.1 obtivemos resultados semelhantes aos da Ref. [145]: a quantidade de eventos difrativos decai assintoticamente com o crescimento da energia para esse modelo. O Sibyll 2.3, porém, produz uma fração de eventos difrativos que cresce de 100 GeV até 100 TeV e logo também decai assintoticamente. No entanto, o Sibyll 2.3 produz mais eventos difrativos do que seu predecessor em praticamente todo o espectro de energias analisado.

### 5.1.3 Espécies de secundários

Além da quantidade de partículas secundárias produzidas, o desenvolvimento de chuviscos atmosféricos depende das espécies de partículas que emergem das colisões de hádrons com o ar. As partículas que se produzem em maior abundância em colisões hadrônicas são píons, pelo fato de serem o estado hadrônico de mais leve. Káons também são produzidos em abundância e tem grande influência na quantidade de múons dos chuviscos.

No gráfico à esquerda da Fig. 5.5 mostramos a fração de píons produzidos em relação ao número total de secundários para colisões próton-ar. Nesse gráfico, vemos que fração de píons cresce com a energia para todos os modelos, além disso, vemos que EPOS LHC é o modelo que produz a maior fração em todo o espectro, enquanto o QGSJET-II 04 produz a menor. A produção de múons em chuviscos atmosféricos está intimamente relacionada às interações de píons em baixas energias [147]. Abaixo de 1 TeV, vemos que não há

grande diferença entre QGSJET-II 04 e as duas versões do Sibyll, cuja fração de píons é algo em torno de 70%; entretanto, nessa região o EPOS LHC produz uma fração de píons consideravelmente maior, em torno de 75%.

À direita na Fig. 5.5 mostramos a fração média de píons produzidos em colisões ferro-ar. Neste caso, os modelos se comportam de maneira distinta em relação às colisões próton-ar. O QGSJET-II 04 é o modelo que produz a maior fração de píons em praticamente todo o espectro. O EPOS LHC produz a menor fração em baixas energias, porém a curva cresce rapidamente e atinge valores próximos ao QGSJET-II 04 nas energias mais altas. Utilizando núcleos de ferro como primários, também vemos que as duas versões do Sibyll diferem entre si na produção de píons, sendo que o Sibyll 2.1 produz mais píons do que a versão 2.3 em todo o espectro. Além disso, a curva do Sibyll 2.1 apresenta um comportamento que difere dos demais modelos: a fração de píons cresce a partir de 10 TeV e atinge o máximo ao redor de 10 PeV, diminuindo a partir desse valor de energia. Quando comparamos a curva sólida com a curva tracejada, de eventos não-difrativos, para esse modelo, vemos que a curva tracejada cresce assintoticamente, o que indica que o comportamento peculiar desse modelo se deve à implementação da física difrativa em colisões núcleo-ar. Ressalta-se aqui o resultado mostrado no gráfico à direita na Fig. 5.4, mostrando que a fração de eventos difrativos cresce com a energia em colisões ferro-ar geradas com o Sibyll 2.1.

Na Fig. 5.6 mostramos a fração de káons produzidos em colisões próton-ar (à esquerda) e ferro-ar (à direita). Mais do que no caso da produção de píons, a fração de káons produzidos difere consideravelmente entre os modelos. Em particular, para ambos os primários a fração de káons produzidos com o EPOS LHC assume valores entre 2% e 5%, muito abaixo dos outros modelos, cujos valores estão próximos entre si e crescem com a energia.

Para ambas as espécies de secundários, píons e káons, as Figs. 5.5 e 5.6 mostram que as curvas de simulações sem eventos difrativos assumem valores superiores do que suas contrapartes em todos os casos. Isso está relacionado ao fato de que os secundários produzidos em interações difrativas são normalmente remanescentes das partículas primárias - prótons e nêutrons. Em contrapartida, partículas produzidas em interações não difrativas são originadas em processos duros, que favorecem a produção de estados hadrônicos mais leves, como os píons e káons (mésons leves).

#### 5.1.4 Energia dos secundários

A distribuição da energia primária entre as partículas secundárias em colisões hadrônicas também é importante na propagação de chuviscos atmosféricos, pois determina o fluxo de

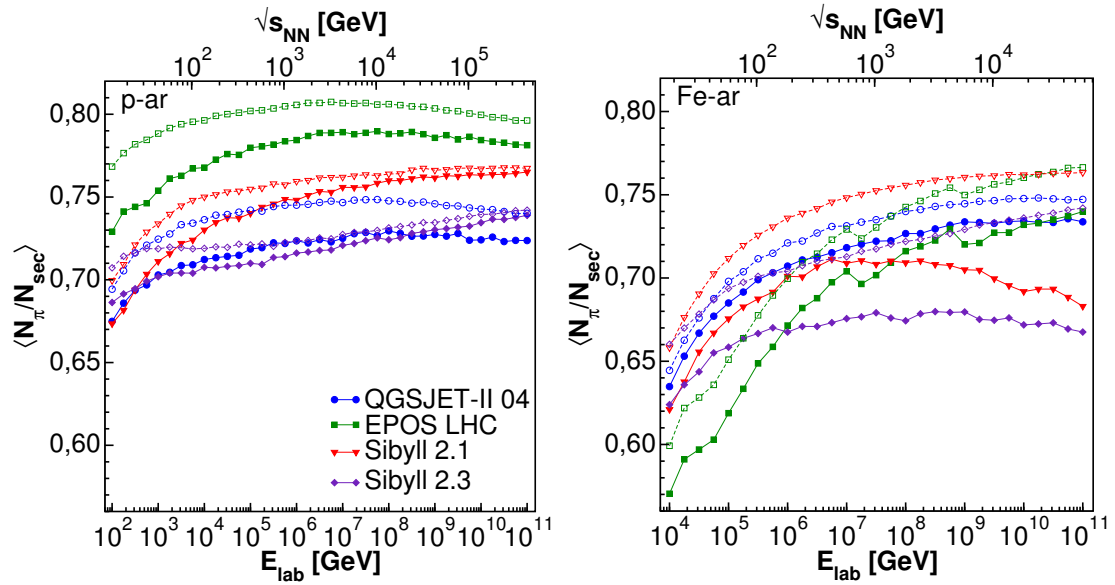


Figura 5.5 - Fração média de píons produzidos em colisões próton-ar (esquerda) e ferro-ar (direita) em função da energia do projétil. Na abscissa acima, energia equivalente no centro de massa nucleon-nucleon. As linhas sólidas representam médias sobre todos os eventos, incluindo eventos difrativos, ao passo que as linhas tracejadas representam médias sobre amostras de eventos não-difrativos apenas.

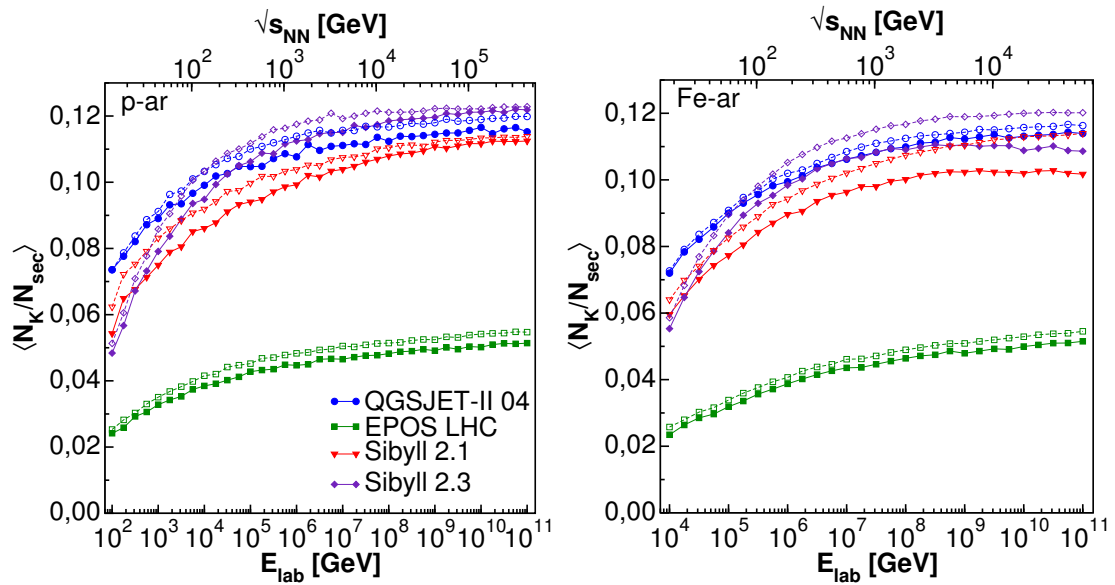


Figura 5.6 - Fração média de káons produzidos em colisões próton-ar (esquerda) e ferro-ar (direita) em função da energia do projétil. Na abscissa acima, energia equivalente no centro de massa nucleon-nucleon. As linhas sólidas representam médias sobre todos os eventos, incluindo eventos difrativos, ao passo que as linhas tracejadas representam médias sobre amostras de eventos não-difrativos apenas.

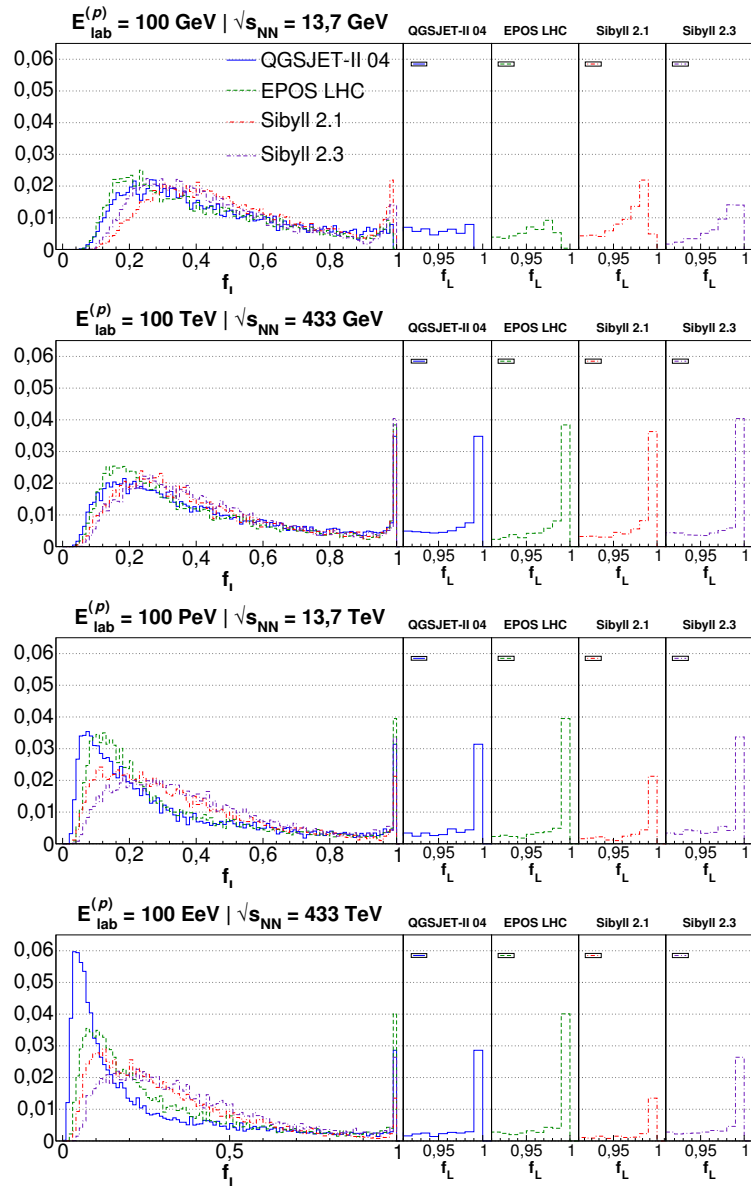


Figura 5.7 - Distribuições de elasticidade em colisões próton-ar para os valores representativos de energia de 10 TeV, 100 TeV, 100 PeV e 100 EeV.

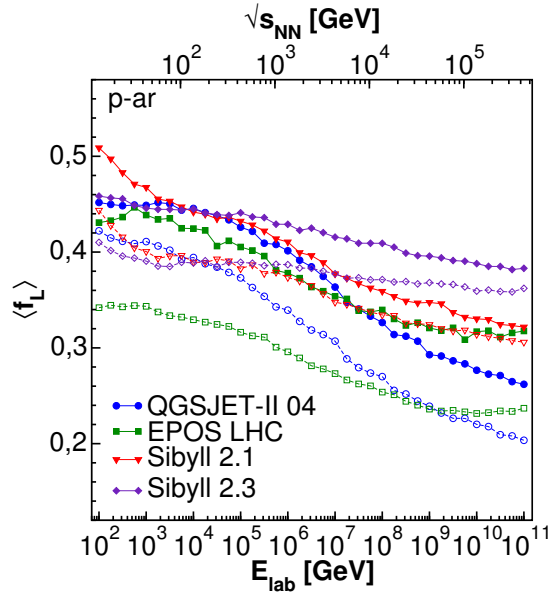


Figura 5.8 - Elasticidade média em colisões próton-ar em função da energia do projétil. Na abscissa acima, energia equivalente no centro de massa nucleon-nucleon. As linhas sólidas representam médias sobre todos os eventos, incluindo eventos difrativos, ao passo que as linhas tracejadas representam médias sobre amostras de eventos não-difrativos apenas.

energia dos chuviscos e a divisão da energia primária entre as diferentes componentes das cascatas. Em particular, os efeitos da partícula líder - quantificado através da elasticidade, definida na Eq. (2.15) - tem grande influência em observáveis de chuviscos atmosféricos, como será visto no Capítulo 6. Restringimos aqui nossa análise ao estudo da elasticidade em colisões próton-ar apenas, onde a partícula líder é proveniente de processos de hadronização do conjunto de quarks e glúons irradiados na colisão. No caso de colisões ferro-ar, os conceitos de elasticidade tornam-se um pouco vagos, dado que o secundário mais energético é, quase sempre, um fragmento remanescente dos núcleos primários. Esses remanescentes não resultam de um processo de produção de partículas devido à colisão, mas sim da fragmentação dos núcleos primários em núcleos menores, cujo estudo não se inclui no escopo deste trabalho.

A Fig. 5.7 mostra as distribuições de elasticidade para quatro valores representativos de energia em colisões próton-ar: 100 GeV, 100 TeV, 100 PeV e 100 EeV. À esquerda em cada gráfico mostramos as distribuições para todos os valores possíveis de elasticidade - entre 0 e 1 - e à direita mostramos à região próxima à unidade em detalhes separando os modelos de interação. Na energia de 100 GeV, as distribuições são mais planas do que nos outros valores de energia e não apresentam picos proeminentes na região próxima a 1, característica dos eventos difrativos, exceto no caso do Sibyll 2.1 que apresenta um pico sobressalente. Ainda, as distribuições pouco diferem entre os modelos em todo o

espectro de elasticidade. Em colisões a 100 TeV, as distribuições passam a apresentar picos notáveis na região próximo à unidade, cujas alturas muito pouco diferem entre os modelos. Além disto, as distribuições geradas pelos diferentes modelos ainda se assemelham. Com o aumento da energia, começam a surgir diferenças entre as distribuições. A 100 PeV as distribuições de ambas versões do Sibyll são as mais planas do que os outros modelos, e o pico difrativo diminui em relação às distribuições a 100 TeV. O QGSJET-II 04 e o EPOS LHC mostram distribuições irregulares, com um pico bastante pronunciado próximo à unidade e uma região de máximo que tende à valores muito baixos de elasticidade. Nas energias mais altas, a 100 EeV, a distribuição que mais se destaca é a do QGSJET-II 04, que além do pico difrativo, apresenta um pico muito pronunciado próximo a elasticidade nula. Essa característica peculiar está associada ao fato de que este modelo produz, em média, a maior quantidade de secundários em energias de raios cósmicos.

## 5.2 Difração de hádrons e observáveis de chuveis atmosféricos

Como vimos na seção anterior, existe uma discrepância entre os atuais modelos utilizados para física de raios cósmicos. Além disso, evidenciamos de que forma as interações difrativas afetam a produção de partículas em interações hadrônicas. Em particular, vimos que interações não-difrativas, em relação às difrativas: i) produzem mais secundários (Fig. 5.3); ii) apresentam menor elasticidade (Fig. 5.8); iii) produzem mais píons e mais káons (Figs. 5.5 e 5.6). Também vimos que a probabilidade de ocorrência de difração varia entre os modelos (Fig. 5.4).

Nesta seção estudaremos o impacto das interações difrativas sobre o desenvolvimento de chuveis atmosféricos, com foco em grandezas observáveis. Tal feito será levado a cabo com a aplicação do software CORSIKA para simulação de chuveis atmosféricos. Foram simulados chuveis utilizando como partícula primária prótons e núcleos de ferro com energias entre  $10^{14}$  eV e  $10^{20}$  eV, que incidem na atmosfera com um ângulo zenital de  $60^\circ$ . Ajustamos o nível de observação para 1400 m, altitude do observatório Pierre Auger, e que, para o ângulo zenital escolhido, corresponde a uma profundidade atmosférica de aproximadamente  $1750 \text{ g/cm}^2$ . Para conhecer o impacto da física difrativa na propagação de chuveis atmosféricos, utilizamos o mesmo método aplicado na seção anterior: tomamos amostras de 1000 chuveis para cada combinação de partícula primária, energia e modelo de interação sem fazer alterações no CORSIKA; logo após, alteramos o código do CORSIKA para que cada interação difrativa gerada fosse substituída por uma interação não-difrativa, produzindo assim amostras de chuveis apenas com interações não-difrativas<sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup>Em geral, cada amostra contém 1000 chuveis e foi gerada com a versão 7.4005 do CORSIKA. No entanto, apenas para o modelo Sibyll 2.3, cada amostra contém 500 chuveis e foi gerada com a versão

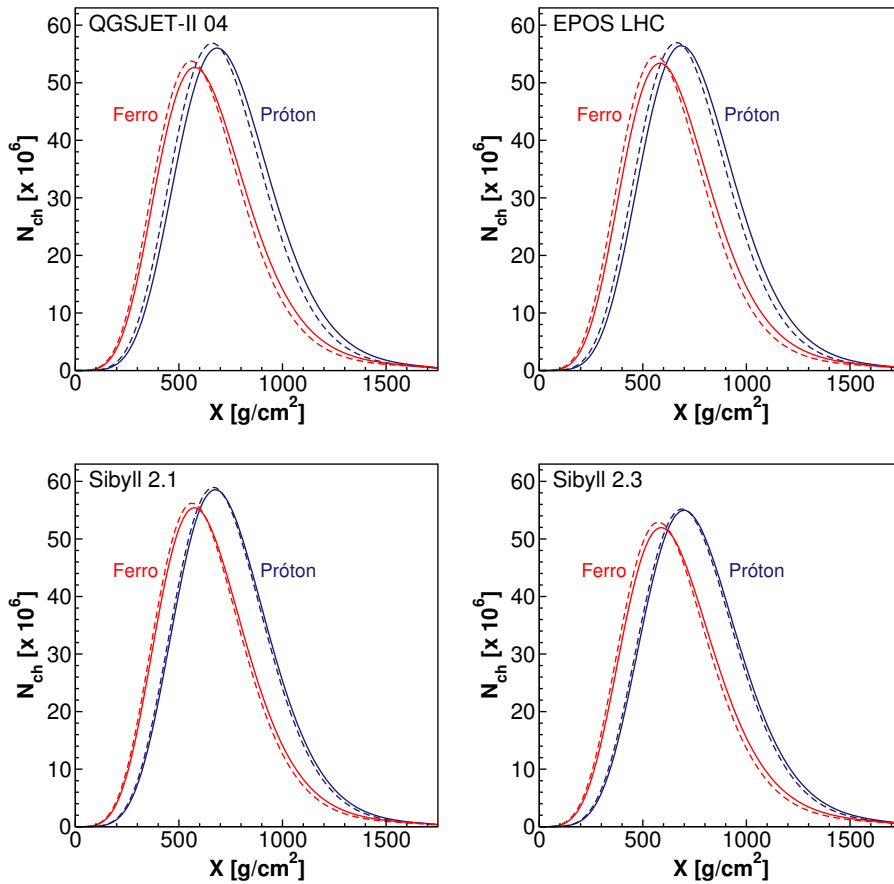


Figura 5.9 - Perfis longitudinais médios de chuviros iniciados por primários a  $10^{17}$  eV. Linhas sólidas (tracejadas) são de simulações que incluem (não incluem) interações difrativas.

### 5.2.1 Desenvolvimento longitudinal

O perfil longitudinal de chuviros atmosféricos diz respeito à quantidade de partículas carregadas em função da profundidade atmosférica. É uma grandeza de interesse em observatórios como o Pierre Auger, pois as partículas carregadas ionizam a atmosfera, que acaba emitindo luz visível, podendo esta ser detectada em telescópios de fluorescência. Dado que a maior parte da energia primária de chuviros atmosféricos é transferida para a componente eletromagnética ao longo de seu desenvolvimento, a reconstrução da energia calorimétrica observada pelos telescópios de fluorescência fornece um meio preciso para estimar a energia primária [148].

Na Fig. 5.9 mostramos os perfis longitudinais médios de chuviros iniciados por primários a  $10^{17}$  eV, cujo valor correspondente de energia do centro de massa no sistema nucleon-

---

7.5600 do CORSIKA. Além disso, obtivemos somente simulações às energias de  $10^{17}$  eV e  $10^{20}$  GeV com esse modelo. Justificamos essa diferença com o fato de que a nova versão do CORSIKA, 7.5600, contendo o Sibyll 2.3, foi lançada após a finalização de grande parte das simulações deste trabalho.



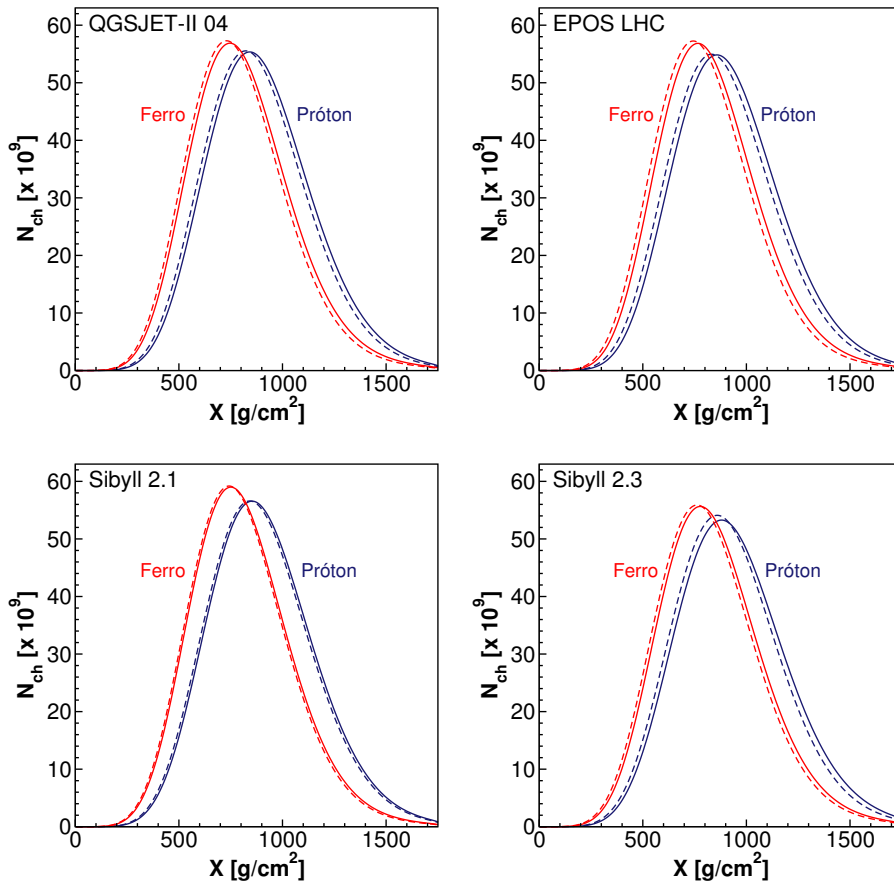


Figura 5.10 - Perfis longitudinais médios de chuveciros iniciados por primários a  $10^{20}$  eV. Linhas sólidas (traçejadas) são de simulações que incluem (não incluem) interações difrativas.

nucleon é aproximadamente igual à energia do segundo *run* do LHC. As linhas sólidas são médias sobre chuveciros que incluem interações difrativas no seu desenvolvimento, enquanto as linhas traçejadas representam as médias sobre amostras sem difração. O gerador de evento utilizado nas simulações está indicado no canto superior esquerdo de cada gráfico. Chuveciros iniciados por prótons (núcleos de ferro) aparecem em azul (vermelho). Nessa figura, fica clara a mudança nos perfis devido à exclusão das interações difrativas: com todos os modelos, as simulações sem difração apresentam perfis que se aprofundam menos na atmosfera e produzem uma quantidade pouco maior de partículas. Esse efeito já era esperado, dado que interações não difrativas produzem em média mais secundários, que compartilham a energia primária, dissipando-a mais rapidamente. Os perfis longitudinais médios de chuveciros a  $10^{20}$  eV estão representados na Fig. 5.10. O efeito aqui é o mesmo obtido no caso de chuveciros a  $10^{17}$  eV. Em ambas as figuras é possível perceber que o impacto da física difrativa sobre os perfis longitudinais não é o mesmo para todos os modelos. Enquanto o EPOS LHC e o QGSJET-II mostram uma clara separação entre as curvas sólidas e traçejadas para um mesmo primário e energia, as simulações produzidas

$E_0$	Primário	QGSJET-II 04	EPOS LHC	Sibyll 2.1	Sibyll 2.3
$10^{17}$ eV	p	24,5 g/cm <sup>2</sup>	23,3 g/cm <sup>2</sup>	8,3 g/cm <sup>2</sup>	9,1 g/cm <sup>2</sup>
	Fe	17,0 g/cm <sup>2</sup>	20,0 g/cm <sup>2</sup>	11,2 g/cm <sup>2</sup>	14,4 g/cm <sup>2</sup>
$10^{20}$ eV	p	19,6 g/cm <sup>2</sup>	26,0 g/cm <sup>2</sup>	10,9 g/cm <sup>2</sup>	23,1 g/cm <sup>2</sup>
	Fe	16,5 g/cm <sup>2</sup>	22,5 g/cm <sup>2</sup>	8,3 g/cm <sup>2</sup>	15,4 g/cm <sup>2</sup>

Tabela 5.1 - Predições para o desvio em  $\langle X_{max} \rangle$  devido à presença de eventos difrativos.

com ambas as versões do Sibyll exibem uma separação mais atenuada. Entretanto essa distinção não é surpreendente, visto que o Sibyll produz a menor quantidade de eventos difrativos nas energias mais altas, como foi mostrado na seção anterior (Fig. 5.4).

Além de proporcionar medidas da energia da partícula que iniciou o chuva, o perfil longitudinal fornece informações sobre a composição do raio cósmico primário através da determinação da profundidade de máximo ( $X_{max}$ ) [12]. Como vimos na Seção 2.2, o modelo de Heitler-Matthews mostra que chuvas iniciados por núcleos pesados se desenvolvem mais rapidamente na atmosfera, atingindo um máximo em menores profundidades, quando comparados com chuvas iniciados por prótons. Essa propriedade é confirmada pelas nossas simulações, vide a diferença entre os perfis dos chuvas gerados por prótons e núcleos de ferro nas Figs. 5.9 e 5.10. Na Tabela 5.1 quantificamos o impacto das interações difrativas sobre os perfis longitudinais através dos desvios nas profundidades de máximo  $\langle X_{max} \rangle$ , dadas por  $\langle X_{max}^{(normal)} \rangle - \langle X_{max}^{(ND)} \rangle$ . Definimos  $\langle X_{max}^{(normal)} \rangle$  como a profundidade média de máximo nas simulações normais, incluindo interações difrativas, e  $\langle X_{max}^{(ND)} \rangle$  como a profundidade média de máximo nas simulações sem difração. Esses desvios são da ordem de  $\sim 10$  g/cm<sup>2</sup> a  $\sim 25$  g/cm<sup>2</sup> (a depender do modelo) e, quando comparados à resolução dos detectores de fluorescência do observatório Pierre Auger, podem ser considerados pequenos.

As interações difrativas tem um impacto praticamente constante sobre o valor de  $\langle X_{max} \rangle$  em todo o espectro de energias consideradas, como pode ser visto na Fig. 5.11. Nessa figura comparamos os valores de  $\langle X_{max} \rangle$  obtidos em nossas simulações frente a uma compilação de dados experimentais [10, 149–158]. Aqui fica evidente a maneira pela qual a seção de choque de difração afeta a interpretação de dados de observatórios de raios cósmicos. Se a seção de choque de difração em energias de até  $10^{20}$  eV for maior do que aquela calculada pelos modelos, os resultados experimentais de  $\langle X_{max} \rangle$  favorecerão uma composição dominada por núcleos pesados; caso seja menor, os resultados experimentais indicarão uma composição dominada por prótons e núcleos leves. Entretanto, o comportamento assintótico da seção de choque difrativa é, ainda, uma questão em aberto e os desvios apresentados na Tabela 5.1 devem ser interpretados como um limite inferior da incerteza

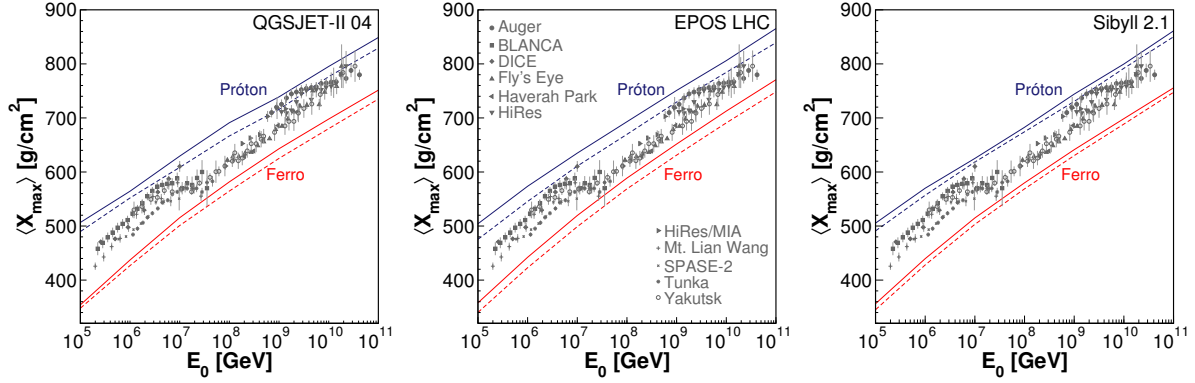


Figura 5.11 - Dependência de  $X_{max}$  com a energia do raio cósmico primário. Linhas sólidas (tracejadas) são de simulações que incluem (não incluem) interações difrativas.

associada à física difrativa no valor calculado de  $\langle X_{max} \rangle$  pelos modelos hadrônicos.

### 5.2.2 Componente muônica

Múons são produzidos em chuviscos atmosféricos principalmente devido ao decaimento de píons pouco energéticos. Como vimos na seção anterior, a produção de píons em colisões hadrônicas é afetada pela presença das interações difrativas, portanto a produção de múons em chuviscos também o é. O interesse experimental em observar o perfil longitudinal da componente muônica advém do fato de que múons interagem fracamente com a atmosfera, fazendo com que essa componente chegue ao solo com pouca atenuação, onde estes podem ser detectados. A Fig. 5.12 mostra o perfil longitudinal médio da componente muônica de chuviscos iniciados por primários a  $10^{17}$  eV. Qualitativamente, o efeito da exclusão das interações difrativas é o mesmo observado nos perfis longitudinais das Figs. 5.9 e 5.10, salvo que agora esse efeito se manifesta em maior grau. Temos que as simulações executadas sem interações difrativas apresentam, em média, perfis longitudinais com mais múons, além atingirem um máximo mais rapidamente, em relação às simulações com eventos difrativos. Esses efeitos estão diretamente relacionados ao fato de que interações não-difrativas produzem mais partículas (píons), dissipando a energia primária mais rapidamente nos chuviscos. Para chuviscos iniciados por primários a  $10^{20}$  eV o efeito é similar, porém mais acentuado, como pode ser visto na Fig. 5.13.

Nos perfis longitudinais da componente muônica podemos perceber a maior dificuldade na implementação da física hadrônica em simulações de chuviscos atmosféricos extensos: descrever a produção de múons nas cascatas. Resultados recentes do Observatório Pierre Auger mostram que a quantidade de múons produzidos nos chuviscos é significativamente maior do que a quantidade prevista pelos modelos [79]. Além disso, observou-se que os modelos não são capazes de reproduzir a profundidade atmosférica onde há maior produção

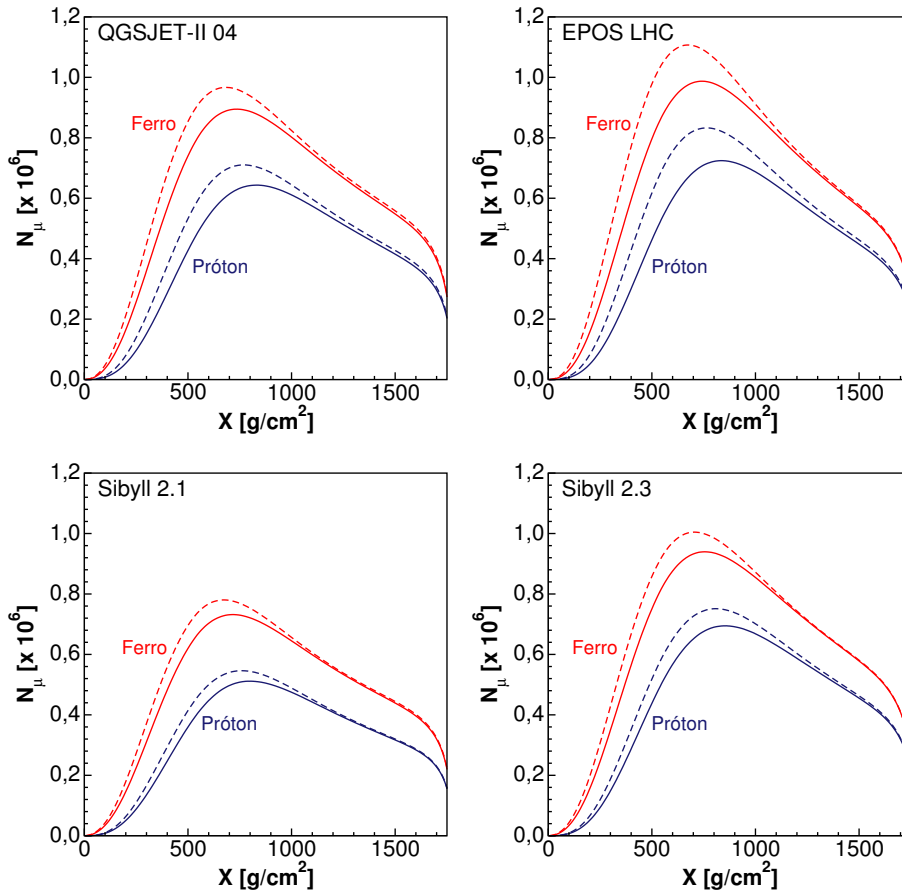


Figura 5.12 - Perfis longitudinais médios da componente muônica de chuviros iniciados por primários a  $10^{17}$  eV. Linhas sólidas (tracejadas) são de simulações que incluem (não incluem) interações difrativas.

de múons [78]. Dado que os mecanismos de produção de múons em chuviros atmosféricos ainda não são totalmente conhecidos, observamos grandes diferenças entre as simulações geradas por diferentes modelos. O gerador de eventos EPOS LHC é capaz de produzir a maior quantidade de múons em chuviros atmosféricos. Sibyll 2.1 é o modelo que produz a menor quantidade de múons nos chuviros, ao contrário da versão 2.3, mais nova, que produz uma quantidade consideravelmente maior de múons, como pode ser visto nas Figs. 5.12 e 5.13. Essas figuras evidenciam que a descrição na seção de choque de difração em energias de raios cósmicos é importantíssima na descrição da componente muônica, cuja relevância na determinação da composição dos raios cósmicos é crucial.

### 5.2.3 Distribuições laterais

Por último, analisamos a influência da física difrativa sobre as distribuições de partículas que atingem o solo em termos da distância ao centro do chuviros - as chamadas distribuições laterais. Para chuviros com pequena inclinação zenital, as partículas que atingem o solo são predominantemente de origem eletromagnética (elétrons/pósitrons e fótons) e

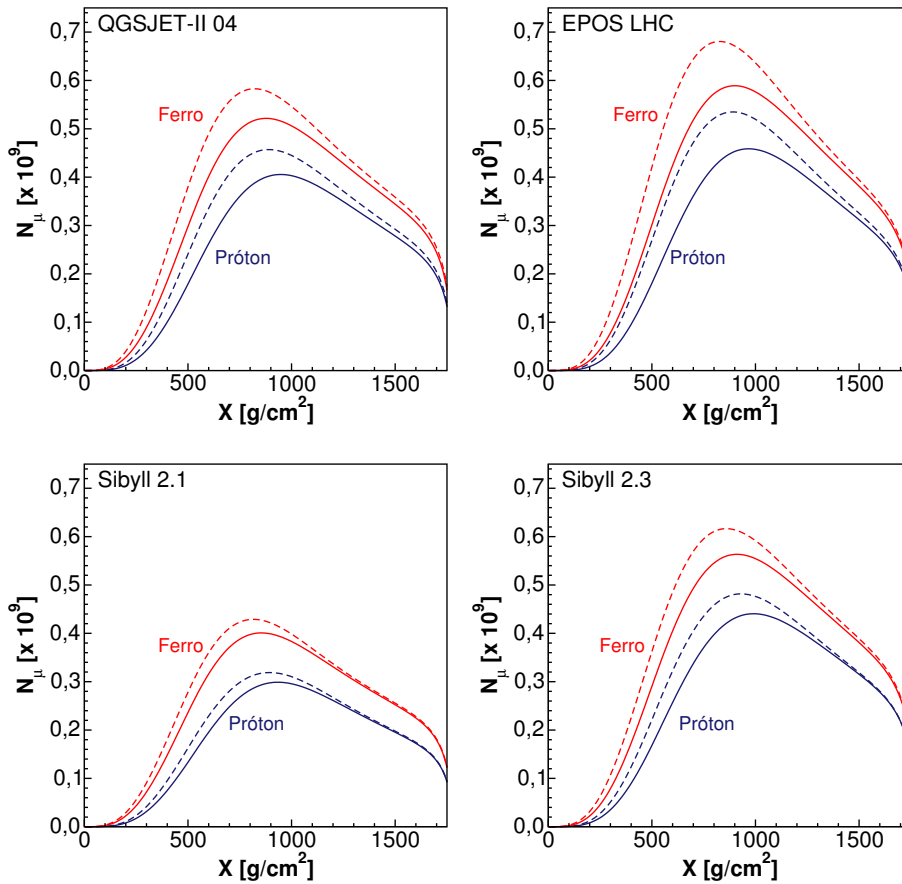


Figura 5.13 - Perfis longitudinais médios da componente muônica de chuviros iniciados por primários a  $10^{20}$  eV. Linhas sólidas (tracejadas) são de simulações que incluem (não incluem) interações difrativas.

múons, além de outras espécies menos abundantes como hádrons. Os sinais gerados por partículas eletromagnéticas podem ser separados dos sinais gerados por múons nos detectores. Para chuviros com grande inclinação ( $\theta > 60^\circ$ ), a componente eletromagnética dos chuviros é atenuada em quase sua totalidade, fazendo com que o sinal observado nos detectores de superfície seja predominado pela componente muônica. Enquanto o sinal total observado nos detectores de superfície fornece informações sobre a energia da partícula primária, o sinal gerado apenas por múons serve para discriminação da composição da partícula primária. Sendo assim, a descrição das distribuições laterais de múons é fundamental para resolver a composição dos raios cósmicos ultraenergéticos.

O efeito da física difrativa sobre as distribuições laterais fica evidente na Fig. 5.14, que mostra a densidade de diferentes espécies partículas em função da distância ao eixo central dos chuviros. Mostramos nessa figura apenas chuviros gerados por prótons a  $10^{20}$  eV, com intuito de ilustrar de forma qualitativa o efeito da física difrativa. Linhas sólidas representam resultados de simulações que incluem interações difrativas, ao passo que

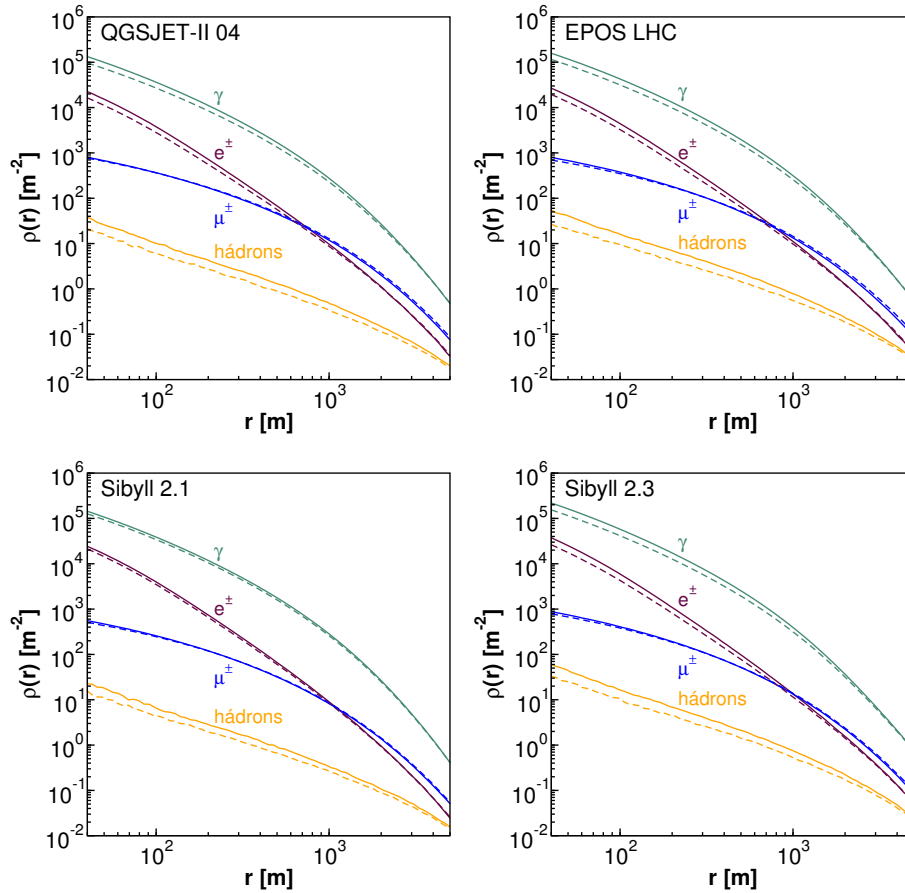


Figura 5.14 - Distribuições laterais médias de diferentes espécies de partículas para chuviros iniciados por prótons a  $10^{20}$  eV. Linhas sólidas (tracejadas) são de simulações que incluem (não incluem) interações difrativas. As espécies de partículas estão indicadas ao lado das curvas correspondentes.

simulações sem interações difrativas estão representadas por linhas tracejadas. As espécies de partículas analisadas são aquelas que atingem o solo em maior abundância: fótons ( $\gamma$ ), elétrons/pósitrons ( $e^\pm$ ), múons ( $\mu^\pm$ ) e hádrons. Em primeiro lugar, observamos que simulações produzidas sem interações difrativas resultam em uma menor quantidade de partículas próximo ao eixo do chuviro. Tal fato pode parecer contraditório, pois interações não-difrativas tendem a produzir mais secundários em comparação às interações difrativas. No entanto, partículas produzidas em interações não-difrativas tem, em média, menos energia e, portanto, são absorvidas mais rapidamente na atmosfera. Segundo, vemos que a diferença entre as curvas sólidas e tracejadas diminui à medida que nos afastamos do centro dos chuviros. Isso sugere que as densidades de partículas a grandes distâncias do centro dos chuviros são influenciadas principalmente pelas interações não-difrativas, ao passo que a região próxima ao centro do chuviro é fortemente influenciada pela física difrativa.

Com base no interesse experimental em analisar as distribuições laterais de múons,

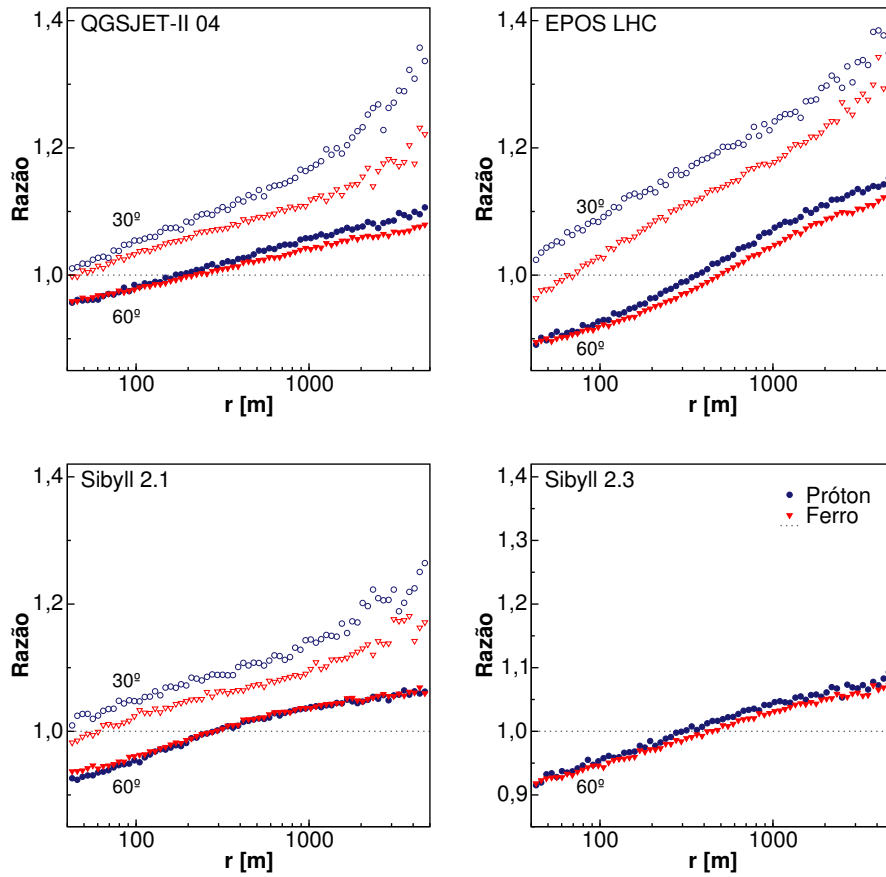


Figura 5.15 - Razão  $\rho_{\mu}^{(ND)}/\rho_{\mu}^{(normal)}$  em função da distância ao eixo central de chuviscos iniciados por primários a  $10^{17}$  eV. O ângulo zenital e a espécie de primário estão indicados no interior dos gráficos.

quantificamos o impacto da física difrativa sobre essas distribuições através da razão  $\rho_{\mu}^{(ND)}/\rho_{\mu}^{(normal)}$ . Essa razão quantifica a alteração na densidade média de múons nas simulações sem difração ( $\rho_{\mu}^{(ND)}$ ) em relação à densidade média de múons nas simulações normais ( $\rho_{\mu}^{(normal)}$ ), incluindo interações difrativas. Na Fig. 5.15 mostramos os resultados para chuviscos iniciados por primários a  $10^{17}$  eV. Além das simulações descritas no início desta seção, incluímos resultados para chuviscos com inclinação zenital de  $30^{\circ}$ , indicando ao lado das curvas o ângulo zenital correspondente<sup>2</sup>. Para chuviscos a  $60^{\circ}$ , o comportamento das curvas na Fig. 5.15 é similar entre os diferentes geradores hadrônicos e também entre ambos primários. Em regiões próximas ao eixo do chuvisco, a razão é menor do que 1, mostrando que a quantidade de múons nessa região diminui quando não há interações difrativas; essa razão aumenta à medida que nos afastamos do centro do chuvisco, atingindo

<sup>2</sup>No caso de chuviscos com ângulo zenital de  $30^{\circ}$ , as médias foram tomadas sobre 500 amostras. A definição do nível observacional continuou a mesma, 1400 m, correspondendo agora a uma profundidade atmosférica de, aproximadamente, 1000 g/cm<sup>2</sup>. Nos resultados para o Sibyll 2.3, não incluímos chuviscos a  $30^{\circ}$ .

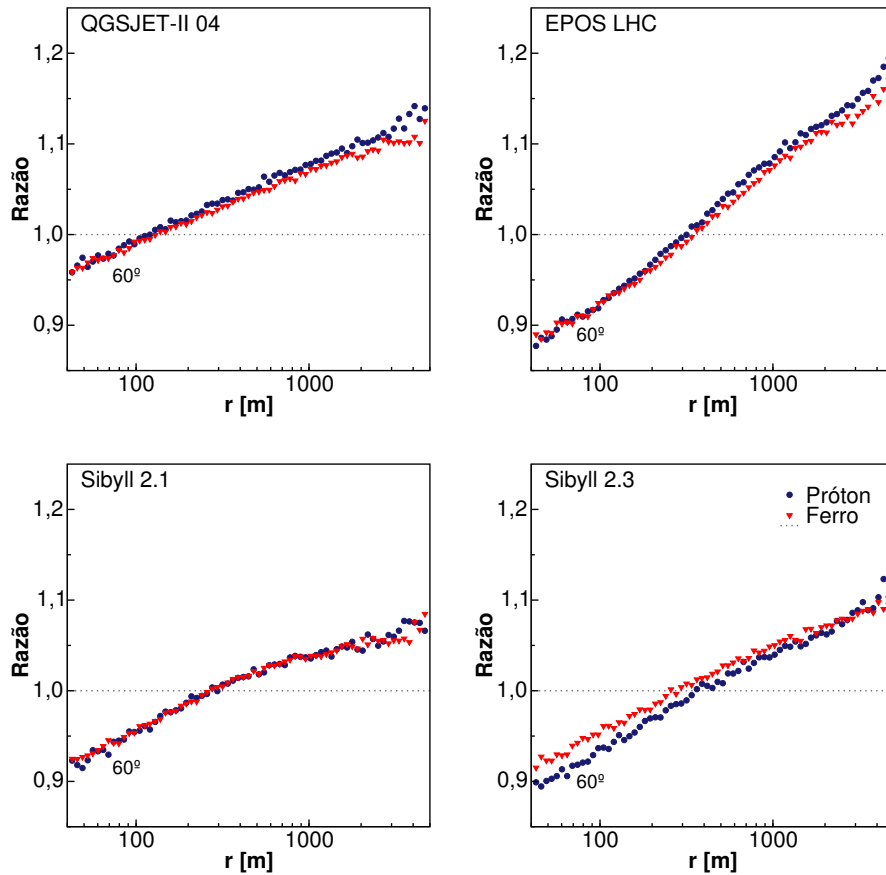


Figura 5.16 - Razão  $\rho_{\mu}^{(ND)} / \rho_{\mu}^{(normal)}$  em função da distância ao eixo central de chuvenhos iniciados por primários a  $10^{20}$  eV. O ângulo zenital e a espécie de primário estão indicados no interior dos gráficos.

valores superiores a grandes distâncias. Assim como nos outros observáveis, a densidade de múons no solo sofre maior impacto da presença de eventos difrativos nas simulações produzidas com o EPOS LHC. A alteração na densidade de múons a 1000 m do centro do chuvenho é algo em torno de 5% para esse modelo. Olhando para as curvas de chuvenhos gerados por primários que incidem com ângulo zenital de  $30^{\circ}$ , vemos que a razão entre as densidades é superior à unidade em praticamente todas as regiões e surge uma separação entre as curvas para diferentes primários. Contudo, a inclinação das curvas pouco depende do ângulo zenital.

Na Fig. 5.16 apresentamos os resultados para a razão  $\rho_{\mu}^{(ND)} / \rho_{\mu}^{(normal)}$  para chuvenhos induzidos por primários a  $10^{20}$  eV e ângulo zenital de  $60^{\circ}$ . Qualitativamente, o impacto da física difrativa é o mesmo observado para primários a  $10^{17}$  eV, exceto que aqui o efeito é acentuado. Em todos os modelos, percebe-se que as curvas para ambos primários praticamente coincidem. Novamente as simulações com o EPOS LHC mostram o maior impacto



da física difrativa, sendo que a alteração na densidade de múons a 1000 m do chuveiro para esse modelo é em torno de 10%.

### 5.3 Conclusões

Os resultados apresentados neste capítulo constituem a primeira contribuição deste trabalho de dissertação. Em primeiro lugar, fizemos uma análise comparativa entre os modelos QGSJET-II 04, EPOS LHC, Sibyll 2.1 e 2.3 no que diz respeito à produção de partículas em colisões próton-ar e ferro-ar. Demos ênfase à influência da física difrativa sobre o produto das colisões. Observamos que existem grandes diferenças entre os modelos, das quais salientamos as seguintes. QGSJET-II 04 produz a maior quantidade de partículas secundárias em todo o espectro de energias. O modelo EPOS LHC apresenta a maior razão entre a seção de choque de difração e a seção de choque inelástica; também produz a maior fração de píons entre os modelos. As interações produzidas com ambas versões do Sibyll 2.1 são, em média, pouco afetadas pela presença das interações difrativas. Já no caso do Sibyll 2.3, a presença da difração apresenta um efeito maior.

Analisamos também o impacto da física difrativa, tal como implementada nesses modelos, sobre observáveis de chuveiros atmosféricos extensos. Qualitativamente, o efeito da física difrativa está de acordo com a suposição de que estas são responsáveis por transportar a energia de chuveiros mais profundamente na atmosfera. Os desvios em  $X_{max}$  obtidos nas simulações sem difração são da ordem de 17 g/cm<sup>2</sup> a 26 g/cm<sup>2</sup> para os modelos QGSJET-II 04, EPOS LHC e Sibyll 2.3. No caso do Sibyll 2.1, esse efeito é menor, da ordem de  $\sim 10$  g/cm<sup>2</sup>. Estimamos assim, que a física difrativa influencia a profundidade de máximo em pelo menos  $\sim 20$  g/cm<sup>2</sup>, correspondendo, aproximadamente, à magnitude da precisão experimental no Observatório Pierre Auger. Em geral, obtivemos que o impacto da difração é praticamente independente da energia associada ao raio cósmico primário. A componente muônica, por sua vez sofre maior impacto pela presença da física difrativa. A mudança no perfil longitudinal dessa componente pode ser considerado grande quando comparada à alteração no perfil de partículas carregadas. Por último, vimos que a física difrativa influencia as distribuições laterais fazendo com que partículas sejam produzidas essencialmente na região próxima ao eixo dos chuveiros. Em particular, simulações sem difração tem um acréscimo na quantidade de múons a grandes distâncias do centro dos chuveiros. Esse acréscimo pode chegar a 20% no caso de chuveiros induzidos por prótons a 10<sup>20</sup> eV simulados com o EPOS LHC.

## 6 RELAÇÃO ENTRE INTERAÇÕES HADRÔNICAS E OBSERVÁVEIS DE CHUVEIROS ATMOSFÉRICOS EXTENSOS

Descrever corretamente o estado final em interações hadrônicas a altas energias é um dos maiores desafios atuais no estudo de raios cósmicos ultraenergéticos. Como vimos na Seção 5.1, os resultados obtidos com diferentes modelos não convergem nas energias mais altas e, portanto, é coerente questionar se as diferenças entre os modelos são um parâmetro confiável para estimar as incertezas presentes na interpretação de dados de chuveis atmosféricos. De fato, encontramos que a simples variação dos parâmetros internos de um modelo, dados os vínculos dados de colisores, não é capaz de reproduzir os resultados obtidos com os outros modelos [11]. Assim, as incertezas sistemáticas presentes nas energias mais altas superam as diferenças obtidas com distintas implementações da física hadrônica.

Tendo em vista que os observáveis de chuveis atmosféricos extensos dependem diretamente das características das interações hadrônicas subjacentes à sua propagação na atmosfera, vamos aplicar extrapolações sobre algumas características destas interações em simulações de chuveis sem alterar parâmetros internos dos geradores de evento utilizados para produzir as interações. Nosso objetivo é verificar a dependência de cada observável de um chuva atmosférico com as diferentes propriedades das colisões hadrônicas. Seguiremos aqui o mesmo formalismo motivado pelas Refs. [13,14], onde assume-se que os modelos descrevem corretamente a produção de partículas em energias de até  $10^{15}$  eV, energia para qual há vínculos com dados do colisor TeVatron [159,160], e que a incerteza cresce logaritmicamente com a energia acima desse valor. O modelo de extrapolação será brevemente descrito na Seção 6.1.

Na seção 6.2 apresentaremos os resultados obtidos na nossa análise utilizando os geradores de evento Monte Carlo QGSJET-II, EPOS LHC e Sibyll 2.1 modificados pelas extrapolações descritas a seguir. Nossa contribuição está na implementação das extrapolações utilizando as versões mais recentes dos geradores de evento mencionados, o que nos permite comparar os resultados provenientes de diferentes modelos, diferentemente da Ref. [13] que baseia seus resultados no Sibyll 2.1. O pacote de simulação de chuveis atmosféricos utilizado é o CONEX, discutido na Seção 2.3 deste trabalho. Esse código se mostra adequado para esta análise por tratar chuveis atmosféricos em um formalismo híbrido, aplicando métodos Monte Carlo e equações de cascata, permitindo a produção de grande quantidade de simulações em tempo razoável.

## 6.1 Modificação nos modelos de interação

Na Ref. [13] propõe-se um modelo de extrapolação sobre os geradores de evento para física de raios cósmicos no qual nem os pressupostos físicos e tampouco os parâmetros desses modelos hadrônicos são modificados. A ideia por trás desse modelo de extrapolação é a modificação do estado final das interações hadrônicas produzidas pelos geradores de evento, além da alteração nos valores da seção de choque inelástica calculada por estes. A principal vantagem obtida com essa abordagem é a implementação de extrapolações que cobrem regiões do espaço de fase inacessíveis pelo simples ajuste de parâmetros dos modelos originais. Apresentamos nesta seção uma descrição dessa técnica de extrapolação, explicitando como observáveis de interações hadrônicas serão modificados de acordo com um fator dependente da energia de colisão.

Na extrapolação proposta, assume-se que os modelos hadrônicos são capazes de descrever corretamente interações abaixo de um certo limiar de energia  $E_{thr}$ . Acima desse valor, surgem incertezas que, por hipótese, crescem com o logaritmo da energia de interação. A forma funcional das extrapolações é determinada, então, pela seguinte função

$$f(E, f_{19}) = 1 + (f_{19} - 1)F(E), \quad (6.1)$$

onde  $E$  é a energia de colisão (no referencial de laboratório) e

$$F(E) = \begin{cases} 0, & \text{se } E \leq E_{thr} \\ \frac{\log_{10}(E/E_{thr})}{\log_{10}(10 \text{ EeV}/E_{thr})}, & \text{se } E > E_{thr}. \end{cases} \quad (6.2)$$

Assim, os parâmetros da extrapolação são apenas dois: o limiar  $E_{thr}$ , que determina a energia de colisão acima da qual as extrapolações são aplicadas; e o fator  $f_{19}$ , que determina o valor do fator de extrapolação  $f(E, f_{19})$  à energia de  $10^{19}$  eV ( $f(E, f_{19}) = f_{19}$ , se  $E = 10^{19}$  eV). Com isso, temos que para energias abaixo de  $E_{thr}$ , o fator de (6.1) é igual à unidade e não há extrapolação. De outra forma, ajustando o parâmetro  $f_{19} = 1$ , não há extrapolação para qualquer valor de energia.

Para cada interação hadrônica, determina-se o valor do parâmetro dependente da energia (6.1). Logo após, alguma característica pré-determinada das interações é modificada de acordo com esse parâmetro. Por exemplo, suponha-se uma quantidade  $\mathcal{O}$  referente à uma interação hadrônica, o valor modificado  $\mathcal{O}^{mod}$  é então, dado por

$$\mathcal{O}^{mod} = \mathcal{O} f(E, f_{19}). \quad (6.3)$$

Tais modificações são implementadas no código CONEX, extrapolando todas as interações descritas pelos geradores de evento, salvo aquelas que ocorrem a uma energia abaixo do limiar  $E_{thr}$ . Cabe enfatizar que é preciso tomar cuidado com a interpretação dos resultados para os quais o parâmetro  $f_{19}$  se afasta muito da unidade, pois nesses casos existe um grande desvio do modelo original e os resultados representam situações não-realísticas. A seguir descrevemos os parâmetros das interações hadrônicas que serão consideradas neste trabalho, com base na Ref. [13].

### 6.1.1 Seção de choque de produção ( $\sigma_{prod}$ )

A seção de choque de produção é a seção de choque para processos nos quais há produção de partículas além das partículas interagentes, coincidindo com a seção de choque inelástica hádron-ar. Essa quantidade determina o comprimento de interação das partículas do chuveiro, influenciando a posição da primeira interação e a velocidade com que o chuveiro se desenvolve na atmosfera. A modificação no seu valor é dada apenas multiplicando-se o valor original pelo fator de extrapolação, ou seja,

$$\sigma_{prod}^{mod} = \sigma_{prod} f(E, f_{19}). \quad (6.4)$$

### 6.1.2 Multiplicidade ( $N_{sec}$ )

A multiplicidade é definida como o número de partículas secundárias produzidas em uma colisão. Para modificar esta grandeza, primeiramente é preciso separar a partícula líder do conjunto de partículas emergentes da interação, para que não haja alteração na elasticidade. A seguir, agrupa-se as partículas de acordo com o tipo (píons, káons, núcleos, elétrons e múons). O valor modificado de multiplicidade é obtido adicionando ou removendo partículas aleatoriamente nesses grupos. Com isso, o número de partículas é adaptado de acordo com

$$N_{sec}^{mod} = N_{sec} f(E, f_{19}). \quad (6.5)$$

Após a modificação no número de secundários, a energia cinética de todas as partículas é reescalada a fim conservar a energia inicial, além de conservar a fração de energia portada por cada grupo de secundários. Para conservar a carga elétrica, algumas partículas são

convertidas em suas respectivas anti-partículas até que o desbalanço seja, no máximo, de  $\pm 1e$ . Por último, o momento das partículas é recalculado de acordo com a nova energia:

$$\vec{p}_{mod} = \frac{\vec{p}}{|\vec{p}|} \sqrt{E_{mod}^2 - m^2}. \quad (6.6)$$

Dessa forma, a maior parte das características da interação de acordo com o modelo original são conservadas.

### 6.1.3 Elasticidade ( $f_L$ )

A elasticidade é a fração da energia primária carregada pela partícula líder, definida na Eq. (2.15). A modificação no seu valor é dada por

$$f_L^{mod} = f_L f(E, f_{19}). \quad (6.7)$$

Para obter essa modificação, basta redistribuir a energia de interação entre a partícula líder e os outros secundários. Após a alteração da elasticidade, o momento das partículas precisa ser recalculado. É importante notar aqui a existência de limites para essa extrapolação. O *limite inferior* ocorre quando a energia de interação é distribuída igualmente entre as partículas secundárias. Desse modo, a elasticidade é limitada por  $f_L^{mod} \geq 1/N_{sec}$ . Neste limite não há efeitos de partícula líder, similar ao que ocorre no modelo de Heitler-Matthews, onde todas as partículas emergem da interação com a mesma energia.

Assumindo que a extrapolação da elasticidade não deve alterar o número de partículas secundárias, não é possível transferir toda a energia primária para a partícula líder. Cada secundário deve ter, no mínimo, a energia referente à sua massa de repouso. Assim, atinge-se um *limite superior* quando toda a energia cinética dos secundários é somada à energia da partícula líder. Com isto, obtém-se o limite  $f_L^{mod} \leq \sum_i^{N_{sec}} E_i^{cin} / E_{tot}$ , que corresponde à produção de partículas sem energia cinética junto à partícula líder.

### 6.1.4 Razão de carga ( $c$ )

Partículas secundárias produzidas em interações hadrônicas são predominadas por píons. Definimos a razão de carga como a razão entre o número de píons neutros e o número total de píons produzidos em uma interação, isto é,

$$c = \frac{N_{\pi^0}}{N_{\pi^0} + N_{\pi^+} + N_{\pi^-}}. \quad (6.8)$$

Como vimos, píons carregados são responsáveis por transferir energia à componente eletromagnética de chuviros através de seu decaimento, enquanto píons carregados tendem a propagar-se e interagir novamente, determinando a produção de múons. Na literatura, a razão de carga assume o valor usual de  $1/3$  [2, 57]. Aqui, a razão de carga é modificada substituindo-se píons neutros por píons carregados ou vice-versa, até atingir o valor

$$c^{mod} = c f(E, f_{19}), \quad (6.9)$$

preservando-se a partícula líder. As espécies de píons a serem intercambiadas são escolhidas de acordo com a carga do projétil:

- Projéteis positivos:  $\pi^- \leftrightarrow \pi^0$ ;
- Projéteis negativos:  $\pi^+ \leftrightarrow \pi^0$ ;
- Projéteis neutros:  $\pi^\pm \leftrightarrow \pi^0$ .

Neste esquema, o valor modificado da razão de carga é limitado por

$$0 < c^{mod} < \frac{N_{\pi^0} + N_{\pi(-proj)}}{N_{\pi^0} + N_{\pi^+} + N_{\pi^-}}, \quad (6.10)$$

onde  $N_{\pi(-proj)}$  é o número de píons com carga oposta ao projétil (ou píons neutros, no caso de projéteis eletricamente neutros). Como existem pequenas diferenças entre as massas de repouso das diferentes espécies de píons, após a modificação da razão de carga é necessário recalcular o momento das partículas secundárias.

## 6.2 Resultados

A seguir apresentamos os resultados obtidos em nossa análise. Chuviros atmosféricos foram gerados no simulador CONEX, onde utilizamos prótons à energia de  $10^{19,5}$  eV e ângulo zenital de  $60^\circ$  como primários. No referencial do centro de massa do sistema nucleon-nucleon essa energia corresponde a aproximadamente 250 TeV. Justificamos a escolha desse valor de energia por ser o maior valor para o qual tem-se uma quantidade de eventos razoável em experimentos de raios cósmicos ultra energéticos, pois logo acima desse valor observa-se uma supressão no fluxo de raios cósmicos [5, 6, 34, 161, 162]. Os cortes em energia aplicados sobre as partículas dos chuviros são de 1 MeV para partículas eletromagnéticas e 1 GeV para múons. Como limiar para as extrapolações, utilizamos o

valor  $E_{thr} = 10^{15}$  eV. Estes parâmetros são comuns a todas as simulações que dão origem aos resultados deste capítulo.

Produzimos amostras de 1000 chuvereiros para cada combinação de modelo hadrônico (QGSJET-II, EPOS LHC ou Sibyll 2.1), tipo de extrapolação ( $\sigma_{prod}$ ,  $N_{sec}$ ,  $f_L$ ,  $c$ ) e fator de extrapolação ( $f_{19}$ ). Em seguida, analisamos a dependência dos seguintes parâmetros de chuvereiros atmosféricos com as modificações nos modelos:

- **Desenvolvimento longitudinal:** através da profundidade de máximo ( $X_{max}$ ) e do desenvolvimento do chuvereiro posterior à primeira interação ( $\Delta X_{max}$ ), definido como  $\Delta X_{max} \equiv (X_{max} - X_0)$ , onde  $X_0$  é a profundidade atmosférica da primeira interação;
- **Desenvolvimento longitudinal da componente muônica:** através da profundidade onde há maior produção de múons ( $X_{max}^\mu$ );
- **Quantidade de elétrons:** através do logaritmo do número de elétrons à profundidade fixa de 1000 g/cm<sup>2</sup>;
- **Quantidade de múons:** através do logaritmo da quantidade de múons à mesma profundidade de 1000 g/cm<sup>2</sup>;
- **Fração de energia invisível:** fração da energia do raio cósmico primário que não é depositada na atmosfera ao longo do desenvolvimento do chuvereiro.

Para cada parâmetro acima incluímos um quadro contendo os resultados obtidos com cada um dos três modelos de física hadrônica em gráficos separados. Os resultados incluem a dependência do valor médio dos observáveis com as extrapolações e também a dependência das flutuações nos observáveis, caracterizadas pelo desvio quadrático médio. Cada figura contém, portanto, seis gráficos. Buscando tornar clara a discussão sobre o impacto das extrapolações e a dependência com os diferentes modelos, organizamos os comentários sobre as figuras da seguinte forma: iniciaremos comentando o impacto das extrapolações para o modelo QGSJET-II, como referência; logo após, faremos comparação deste com os outros modelos. Este procedimento se justifica pelo fato de que a maior parte das extrapolações tem impactos semelhantes entre os três modelos, salvo casos especiais, como será visto a seguir.

### 6.2.1 Desenvolvimento longitudinal

Os resultados para a profundidade média de máximo dos chuvereiros  $\langle X_{max} \rangle$  e suas flutuações  $\sigma(X_{max})$  estão representados na Fig. 6.1, nos gráficos superiores e inferiores,

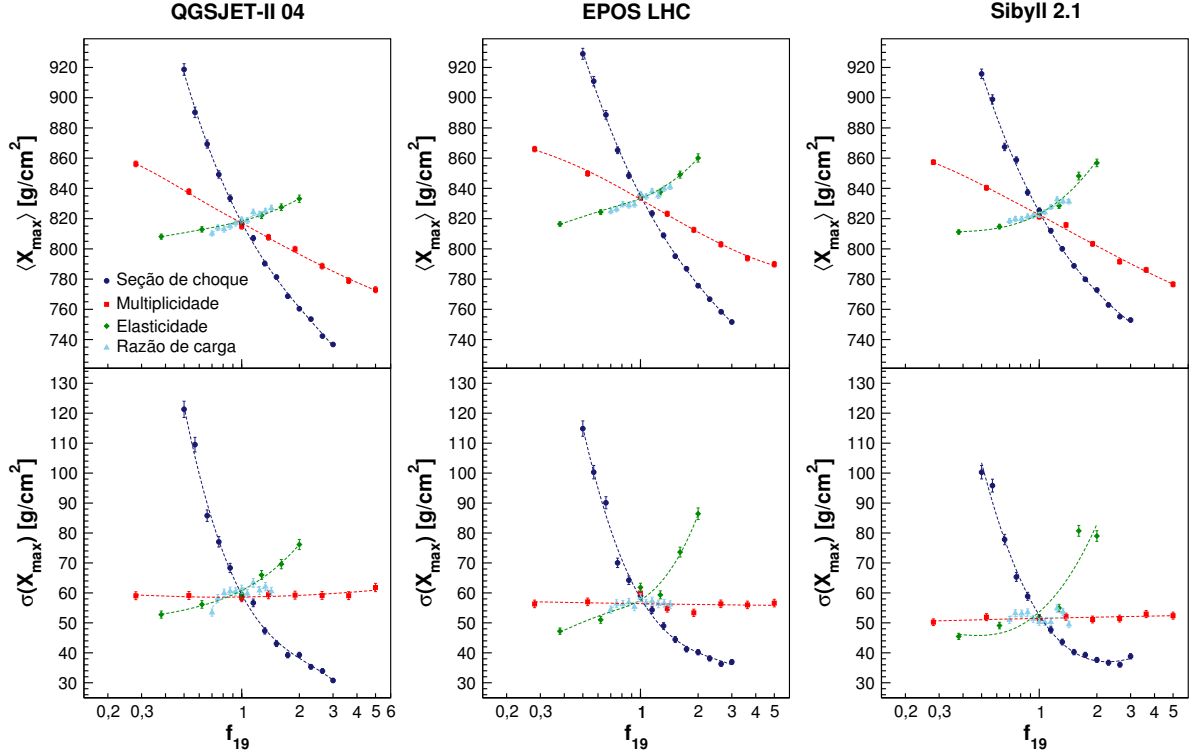


Figura 6.1 - Impacto de diferentes extrapolações sobre o valor médio da profundidade de máximo  $\langle X_{max} \rangle$  e suas flutuações  $\sigma(X_{max})$  para chuueiros iniciados por prótons a  $10^{19,5}$  eV.

respectivamente. Para o modelo QGSJET-II, à esquerda, podemos notar que o maior impacto sobre  $\langle X_{max} \rangle$  é proveniente da extrapolação da seção de choque de produção de partículas,  $\sigma_{prod}$ . Lembramos que no ponto  $f_{19} = 1$  não temos extrapolação. Quando alteramos o fator de extrapolação para  $f_{19} = 0,5$ , na extrapolação da seção de choque, a profundidade de máximo dos chuueiros é aumentada em  $100 \text{ g/cm}^2$ . Por outro lado, ajustando o fator em  $f_{19} = 3$ , a profundidade de máximo diminui em  $80 \text{ g/cm}^2$ . Este comportamento já era esperado, de acordo com o modelo de Heitler-Matthews apresentado na Seção 2.2. O comprimento de interação das partículas é inversamente proporcional à seção de choque de produção,  $\lambda_{air} \propto 1/\sigma_{prod}$ . Dessa forma, quando a seção de choque diminui, o comprimento de interação das partículas hadrônicas aumenta, significando que elas percorrem uma distância maior antes de interagir novamente, aprofundando os chuueiros. Em contrapartida, aumentar a seção de choque reduz o comprimento de interação dessas partículas, fazendo com que o chuueiro se desenvolva mais rapidamente na atmosfera.

Além da seção de choque, a profundidade de máximo também depende fortemente da multiplicidade de partículas produzidas nas interações e da elasticidade destas. O aumento da multiplicidade faz com que a energia do chuueiro se dissipe mais rapidamente, pois é repartida em uma maior quantidade de partículas secundárias, reduzindo o valor de



$\langle X_{max} \rangle$ . Agora, ao reduzirmos a multiplicidade, fazemos com que os secundários carreguem mais energia e consigam atingir maiores profundidades atmosféricas, aumentando  $\langle X_{max} \rangle$ . No entanto, o efeito da extrapolação da multiplicidade é mais fraco do que o efeito obtido extrapolando-se a seção de choque: ao ajustar o fator de extrapolação em  $f_{19} = 0,3$ ,  $\langle X_{max} \rangle$  aumenta em  $40 \text{ g/cm}^2$ ; ao passo que, com o fator  $f_{19} = 5,0$ ,  $\langle X_{max} \rangle$  diminui em  $50 \text{ g/cm}^2$ . Cabe aqui revisar a predição do modelo de Heitler-Matthews, que nos diz que  $X_{max} \propto -\ln N_{sec}$ . Embora esse modelo simples considere apenas a multiplicidade da primeira interação, nossos resultados estão, ao menos qualitativamente, de acordo com essa predição.

Quanto à elasticidade, observa-se para esta um impacto apreciável sobre a profundidade de máximo, porém menor do que os efeitos das extrapolações da seção de choque e da multiplicidade. Ao ajustarmos o parâmetro  $f_{19} = 2$ , a profundidade de máximo aumenta em  $15 \text{ g/cm}^2$ . O mesmo impacto ocorre quando escolhemos  $f_{19} = 0,5$ , porém no sentido oposto. Embora não seja possível relacionar a profundidade de máximo com a elasticidade das interações pelo modelo de Heitler-Matthews, os resultados aqui apresentados podem ser facilmente compreendidos de um ponto de vista qualitativo. Ao aumentar a elasticidade, as partículas líderes emergem das interações carregando uma fração cada vez maior da energia primária, diminuindo a energia direcionada à produção de partículas. Por outro lado, reduzindo a elasticidade, distribuimos a energia das interações de forma cada vez mais uniforme entre as partículas secundárias, o que acaba fazendo com que a energia inicial se dissipe mais rapidamente.

A extrapolação da razão de carga ( $c$ ) também mostrou efeito não-negligenciável sobre  $\langle X_{max} \rangle$ . Elevando a razão de carga, isto é, aumentando a fração de píons neutros produzidos em relação ao número total de píons nas interações, aumenta-se também a profundidade de máximo dos chuviros. Este efeito está, provavelmente, relacionado ao fato de que ao aumentar a razão de carga estamos transferindo uma maior parcela da energia primária para a componente eletromagnética, que predomina nos chuviros, e, com isso, tem energia para propagar-se até maiores profundidades atmosféricas.

No gráfico das flutuações da profundidade de máximo ( $\sigma(X_{max})$ ), para o caso do QGSJET-II, vemos a extrapolação da seção de choque tem maior efeito do que todas as outras extrapolações, seguido pela elasticidade. A multiplicidade tem efeito desprezível sobre  $\sigma(X_{max})$ . Posto que a determinação da massa em análises experimentais é usualmente baseada na observação de ambos  $\langle X_{max} \rangle$  e  $\sigma(X_{max})$  [12], nossos resultados indicam que os parâmetros de interações hadrônicas são cruciais nos estudos de composição. Em particular, esses resultados mostram que grande parte da incerteza sobre a composição dos raios cósmicos ultra energéticos relaciona-se à determinação da seção de choque.

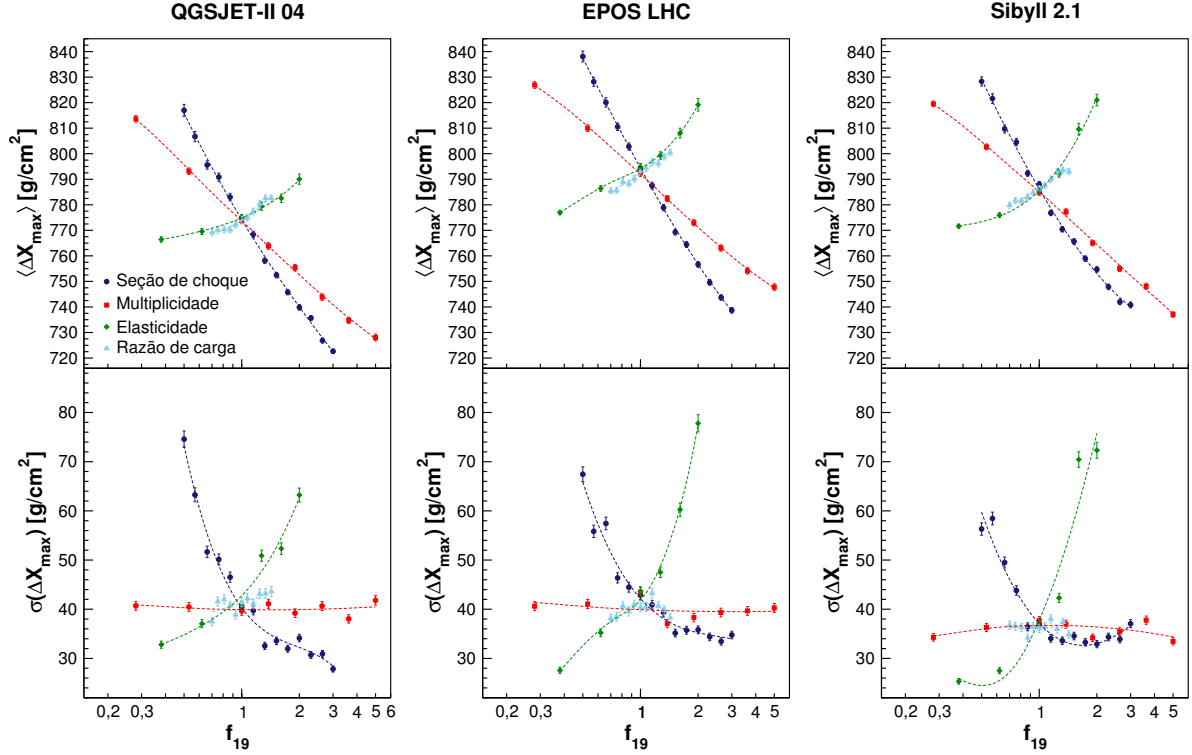


Figura 6.2 - Impacto de diferentes extrapolações sobre o valor médio do desenvolvimento do chuva posterior à primeira interação  $\langle \Delta X_{max} \rangle$  e suas flutuações  $\sigma(\Delta X_{max})$  para chuvas iniciados por prótons a  $10^{19,5}$  eV.

Os comentários feitos para o caso do QGSJET-II seguem válidos para os outros dois modelos, EPOS LHC e Sibyll 2.1. Numericamente, as extrapolações tem resultados similares entre os três modelos no que diz respeito à profundidade média de máximo  $\langle X_{max} \rangle$ . Com relação às flutuações  $\sigma(X_{max})$ , a extrapolação da elasticidade tem maior impacto nos casos do EPOS LHC e Sibyll 2.1, em comparação ao QGSJET-II. Já o impacto da modificação na seção de choque sobre as flutuações de  $X_{max}$  é maior no caso do QGSJET-II e menor no caso do Sibyll 2.1, em relação ao EPOS LHC.

A profundidade de máximo dos chuvas pode ser decomposta como  $X_{max} = X_0 + \Delta X_{max}$ , onde  $X_0$  é a profundidade da primeira interação e  $\Delta X_{max}$  é a profundidade percorrida pelo chuva após a primeira interação até atingir a profundidade de máximo. Enquanto o primeiro depende apenas da seção de choque através da relação  $X_0 \sim 1/\sigma_{prod}$ , a quantidade  $\Delta X_{max}$  depende de características gerais das interações hadrônicas. Já as flutuações em  $X_{max}$  apresentadas anteriormente recebem contribuições de ambos  $X_0$  e  $\Delta X_{max}$ . Na Fig. 6.2 mostramos o impacto das extrapolações sobre  $\Delta X_{max}$ . Evidentemente, exceto para a extrapolação da seção de choque, todas as outras extrapolações tem impactos idênticos sobre  $\langle X_{max} \rangle$  e  $\langle \Delta X_{max} \rangle$  e suas flutuações. No caso da extrapolação da seção de choque, vemos que o impacto em  $\langle \Delta X_{max} \rangle$  é  $\sim 50\%$  menor do que o impacto em  $\langle X_{max} \rangle$ .

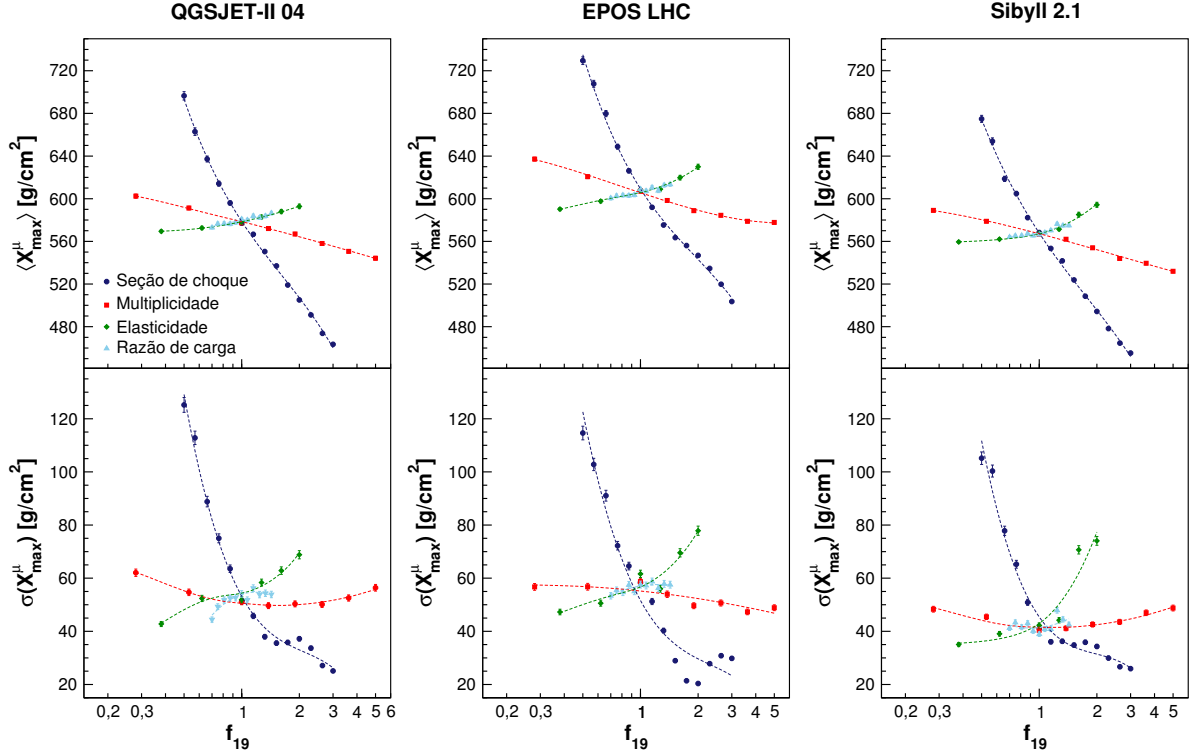


Figura 6.3 - Impacto de diferentes extrapolações sobre o valor médio da profundidade de máximo do perfil de produção de múons  $\langle X_{max}^\mu \rangle$  e suas flutuações  $\sigma(X_{max}^\mu)$  para chuveciros iniciados por prótons a  $10^{19,5}$  eV.

A rigor, comparando as Figs. 6.1 e 6.2, para o caso do QGSJET-II, vemos que extrapolando a seção de choque pelo fator  $f_{19} = 0,5$  aumenta-se as flutuações  $\sigma(\Delta X_{max})$  em  $35 \text{ g/cm}^2$  enquanto as flutuações na profundidade da primeira interação ( $\sigma(X_0)$ ) são aumentadas em  $25 \text{ g/cm}^2$ . Em contrapartida, ao aumentar a seção de choque de acordo com  $f_{19} = 3,0$ , as flutuações  $\sigma(\Delta X_{max})$  reduzem-se em  $10 \text{ g/cm}^2$  ao passo que as flutuações  $\sigma(X_0)$  diminuem em  $20 \text{ g/cm}^2$ .

## 6.2.2 Desenvolvimento longitudinal da componente muônica

O desenvolvimento longitudinal da componente muônica dos chuveciros é normalmente analisado através do perfil de produção de múons,  $dN_\mu/dX$ , onde  $dN_\mu$  é o número de múons produzidos entre as profundidades atmosféricas  $X$  e  $(X + dX)$  - o chamado perfil MPD (*muon production depth*) [80]. O principal observável relacionado a esse perfil é a profundidade de máxima produção de múons, comumente denotada por  $X_{max}^\mu$ . A determinação de  $X_{max}^\mu$  e suas flutuações serve como método para determinação da composição do raio cósmico primário. No entanto, a descrição desse perfil por modelos hadrônicos ainda apresenta resultados dúbios [78].

A Fig. 6.3 mostra o resultado da aplicação das extrapolações sobre o valor médio de  $X_{max}^\mu$  e suas flutuações. Novamente começamos analisando o caso da aplicação do modelo QGSJET-II, mostrado à esquerda na Fig. 6.3. Vemos que a extrapolação da seção de choque prevalece sobre as outras para este observável, assim como no caso de  $X_{max}$ . Para um fator  $f_{19} = 0,5$ , o valor de  $\langle X_{max}^\mu \rangle$  é aumentado em aproximadamente  $120 \text{ g/cm}^2$  ( $20 \text{ g/cm}^2$  acima do impacto sobre  $\langle X_{max} \rangle$ ). Em compensação, ajustando o fator de extrapolação em  $f_{19} = 3$ , a profundidade média de máximo desse perfil é reduzida em  $120 \text{ g/cm}^2$ . O fato que a extrapolação da seção de choque tenha maior impacto sobre o perfil da componente muônica do que sobre o perfil longitudinal dos chuveiros se deve aos mecanismos de produção de múons nos chuveiros. O valor de  $X_{max}$  é determinado pela componente eletromagnética do chuveiros, em particular, pelas partículas eletromagnéticas provenientes das primeiras e mais energéticas interações [14]. Já a componente muônica tem como principal fonte o decaimento de hádrons pouco energéticos, produzidos após múltiplas colisões sujeitas às extrapolações em efeito cumulativo.

Além da seção de choque, o valor de  $\langle X_{max}^\mu \rangle$  é afetado pelas extrapolações da multiplicidade e da elasticidade. A extrapolação da multiplicidade afeta em menor grau o valor de  $\langle X_{max}^\mu \rangle$  em comparação com o efeito sobre  $\langle X_{max} \rangle$ . A alteração em  $\langle X_{max}^\mu \rangle$  devido a extrapolação da multiplicidade é de, aproximadamente,  $25 \text{ g/cm}^2$  e  $35 \text{ g/cm}^2$ , para fatores  $f_{19} = 0,3$  e  $f_{19} = 5$ , respectivamente. Quando à elasticidade, o efeito é ainda menor, porém apreciável. A extrapolação da razão de carga tem um efeito similar à extrapolação da elasticidade sobre  $\langle X_{max}^\mu \rangle$ .

Com relação aos desvios  $\sigma(X_{max}^\mu)$ , o impacto das extrapolações é bastante similar ao observado sobre as flutuações na profundidade de máximo,  $\sigma(X_{max})$ . Quando comparamos os gráficos dos três modelos, encontramos resultados semelhantes, salvo um deslocamento nos gráficos. Ademais, além de qualitativamente similares, numericamente há poucas diferenças entre os impactos das extrapolações considerando modelos distintos.

### 6.2.3 Quantidade de elétrons a $1000 \text{ g/cm}^2$

Para chuveiros com pequena inclinação zenital, o sinal gerado em detectores de superfície deve-se predominantemente à presença da componente eletromagnética (elétrons/pósitrons e fótons). Esse sinal permite a reconstrução da distribuição lateral dos chuveiros, que fornece uma estimativa da energia do raio cósmico primário. Na Fig. 6.4 mostramos o impacto das extrapolações sobre o logaritmo do número de elétrons<sup>1</sup> a uma profundidade atmosférica fixa de  $1000 \text{ g/cm}^2$ . Cabe observar que o impacto das extrapolações sobre a quantidade de elétrons a uma profundidade fixa é duplo: primeiro,

---

<sup>1</sup>A rigor, consideramos a quantidade de elétrons e pósitrons.

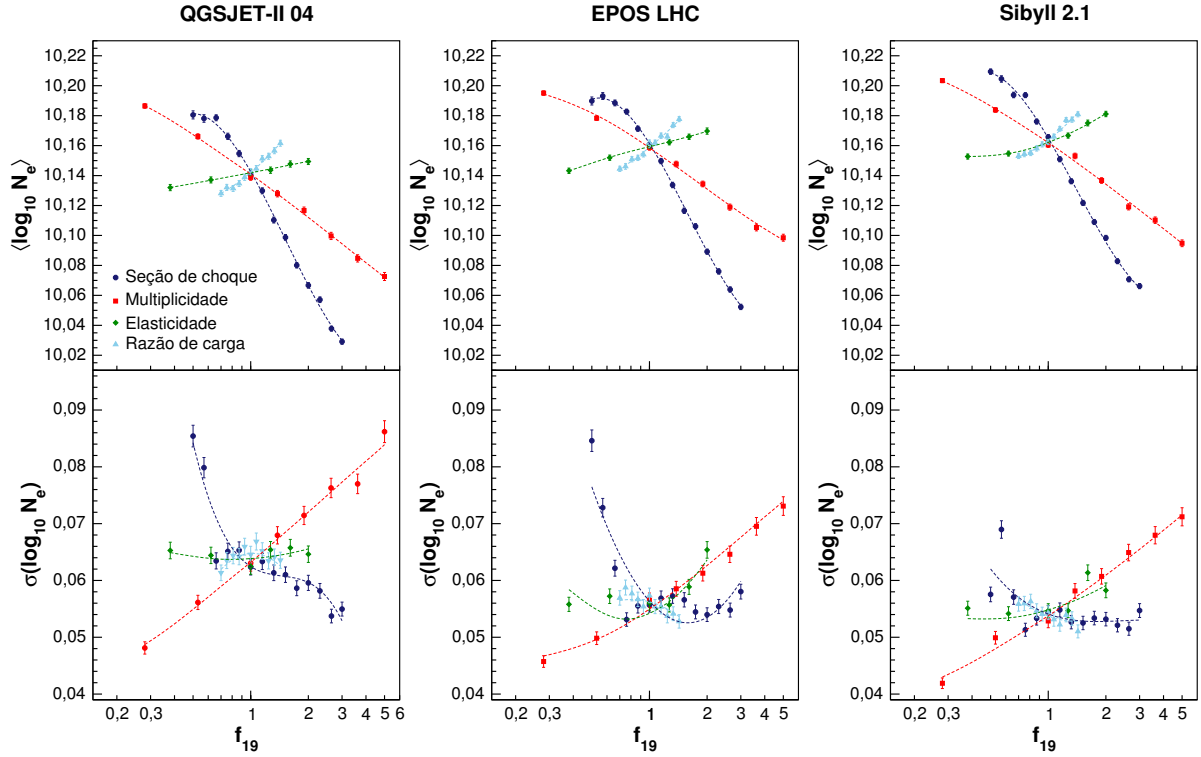


Figura 6.4 - Impacto de diferentes extrapolações sobre o valor médio do logaritmo do número de elétrons/pósitrons a 1000 g/cm<sup>2</sup> ( $\log_{10} N_e$ ) e suas flutuações  $\sigma(\log_{10} N_e)$  para chuvenhos iniciados por prótons a 10<sup>19,5</sup> eV.

as extrapolações alteram os mecanismos de produção de elétrons nos chuvenhos; segundo, as extrapolações modificam o perfil dos chuvenhos, podendo aproximar ou afastar a profundidade atmosférica considerada da profundidade de máximo.

No caso do QGSJET-II, o maior impacto na quantidade de elétrons se deve às extrapolações da seção de choque, da multiplicidade e da razão de carga. O valor de  $\langle X_{max} \rangle$  é fortemente alterado pela extrapolação da seção de choque, de modo que a alteração na quantidade de elétrons a 1000 g/cm<sup>2</sup> devido à essa extrapolação segue exatamente a tendência de  $\langle X_{max} \rangle$ : para fatores  $f_{19} > 1$ ,  $\langle X_{max} \rangle$  afasta-se de 1000 g/cm<sup>2</sup>, reduzindo a quantidade de elétrons na profundidade considerada; por outro lado, tomando o fator de extrapolação  $f_{19} < 1$  aumentamos o valor de  $\langle X_{max} \rangle$ , que se aproxima de 1000 g/cm<sup>2</sup> e a quantidade de elétrons nessa profundidade também aumenta.

A extrapolação da multiplicidade tem um impacto quase tão efetivo quanto a extrapolação da seção de choque sobre a quantidade de elétrons a 1000 g/cm<sup>2</sup>. Em princípio, deveríamos esperar que aumentado-se a multiplicidade, a quantidade de elétrons também aumentaria. No entanto, o efeito observado é o contrário, o aumento da multiplicidade reduz a quantidade de elétrons a uma profundidade atmosférica de 1000 g/cm<sup>2</sup>. Embora

pareça contraditório, esse efeito pode ser interpretado frente aos resultados da Fig. 6.1, que mostra que um aumento da multiplicidade reduz o valor de  $\langle X_{max} \rangle$ . Assim, se por um lado a quantidade de elétrons no chuveiro aumenta com o aumento da multiplicidade, por outro temos que esses elétrons tem menores energias e portanto são absorvidos pela atmosfera mais rapidamente. Dessa forma, com o aumento da multiplicidade menos elétrons chegam no nível atmosférico de  $1000 \text{ g/cm}^2$ . Quando reduzimos a multiplicidade das interações, observamos um efeito totalmente análogo, porém em sentido oposto: a profundidade de máximo se aproxima de  $1000 \text{ g/cm}^2$ , aumentando a quantidade de elétrons nessa profundidade.

Modificando a elasticidade das interações, obtemos um efeito similar àquele obtido com a alteração da seção de choque de produção sobre a quantidade de elétrons, porém mais fraco. Assim como a seção de choque, a elasticidade influencia o valor de  $\langle X_{max} \rangle$ , podendo a modificação na quantidade de elétrons ser atribuída ao deslocamento no perfil dos chuveiros.

A extrapolação da razão de carga começa, aqui, a ganhar protagonismo. Como vimos na Fig. 6.1, a profundidade de máximo pouco depende da razão de carga, de modo que podemos associar o efeito da razão de carga sobre o número de elétrons unicamente aos mecanismos de produção desse tipo de partículas nos chuveiros. Efetivamente, esse efeito se deve ao fato de que a componente eletromagnética dos chuveiros é alimentada pelo decaimento de píons neutros produzidos nas interações hadrônicas. Assim, quando aumentamos a razão de carga, aumentamos a energia transferida para a componente eletromagnética e, conseqüentemente, o número de elétrons a  $1000 \text{ g/cm}^2$ .

Comparando o comportamento do número médio de elétrons frente às extrapolações entre os três modelos, é possível notar que os resultados são bastante similares. A rigor, os números médios de elétrons a  $1000 \text{ g/cm}^2$  obtidos em simulações feitas com o EPOS LHC e com o Sibyll 2.1 são levemente superiores aos valores obtidos com o QGSJET-II, porém as extrapolações tem qualitativamente o mesmo impacto entre os três modelos.

Voltando ao caso do QGSJET-II, vemos que as flutuações no número de elétrons são afetadas pelas extrapolações da seção de choque e da multiplicidade. As outras extrapolações não apresentaram influência sobre as flutuações no número de elétrons. Quanto aos outros modelos, simulações com o EPOS LHC revelam uma maior dependência das flutuações  $\sigma(\log_{10} N_e)$  com a seção de choque de produção, enquanto esse efeito é menor no caso do Sibyll 2.1. Além disso, para ambos EPOS LHC e Sibyll 2.1, as flutuações  $\sigma(\log_{10} N_e)$  sofrem modificações com a alteração da elasticidade, o que não acontece no caso do QGSJET-II.

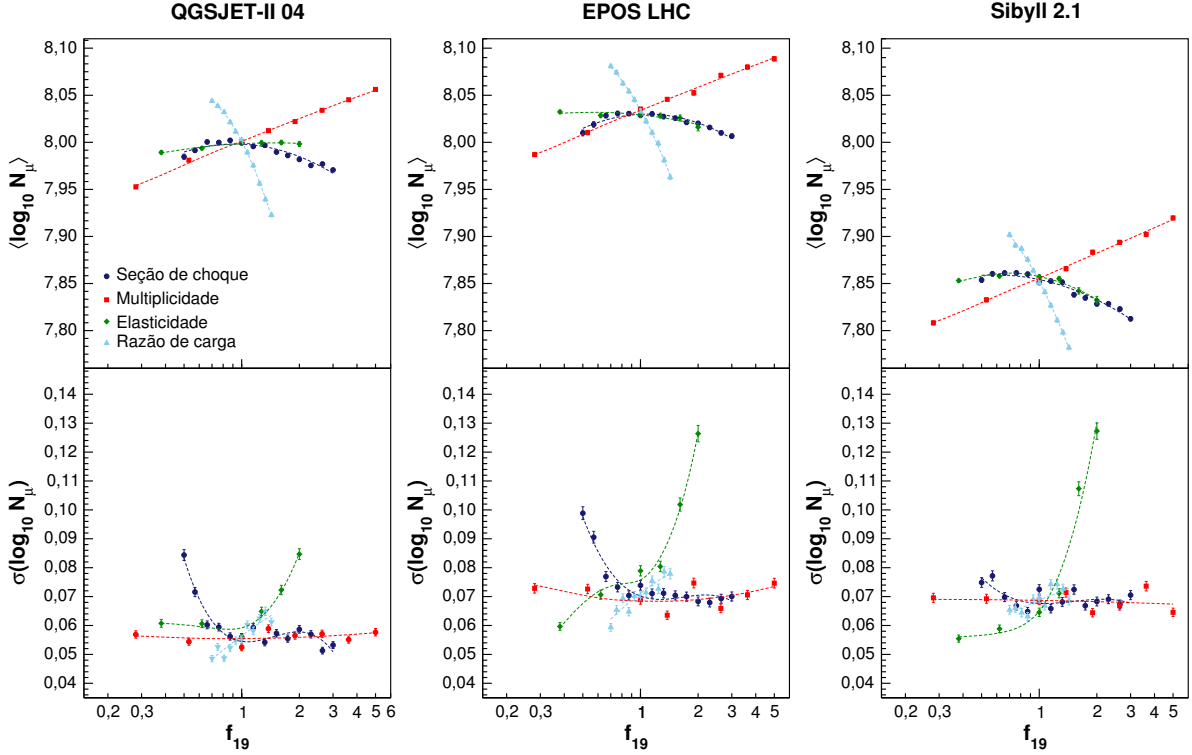


Figura 6.5 - Impacto de diferentes extrapolações sobre o valor médio do logaritmo do número de múons a 1000  $\text{g}/\text{cm}^2$   $\langle \log_{10} N_{\mu} \rangle$  e suas flutuações  $\sigma(\log_{10} N_{\mu})$  para chuveis iniciados por prótons a  $10^{19,5}$  eV.

#### 6.2.4 Quantidade de múons a 1000 $\text{g}/\text{cm}^2$

No que concerne à simulação de chuveis atmosféricos, o maior desafio atual é a descrição da componente muônica, tanto do seu perfil longitudinal quanto da quantidade de múons nas cascatas [79]. Na Fig. 6.5 mostramos o impacto de nossas extrapolações sobre o logaritmo do número de múons a uma profundidade atmosférica de  $1000 \text{ g}/\text{cm}^2$ . Assim como no caso da quantidade de elétrons, a quantidade de múons é afetada de duas formas pelas extrapolações: pelo deslocamento no perfil longitudinal e pela alteração nos processos de produção de múons. No entanto, dado que múons interagem pouco com a atmosfera, a dependência da quantidade de múons com o valor de  $\langle X_{max} \rangle$  é muito pequena em comparação com a quantidade de elétrons.

Nossos resultados mostram que, de fato, a extrapolação da seção de choque, que tem grande impacto sobre  $\langle X_{max} \rangle$ , afeta muito fracamente a quantidade de múons nos chuveis. É possível perceber que há uma tendência à redução no número de múons com o aumento da seção de choque. Quando a seção de choque de interação aumenta, o comprimento de interação das partículas hadrônicas (principalmente píons carregados) diminui, porém o comprimento de decaimento dessas partículas não se altera. Sendo assim, o efeito do aumento da seção de choque é diminuir o número de píons que decaem produzindo

múons e neutrinos.

Embora tenha efeito apreciável sobre a quantidade de múons, o efeito da extrapolação da seção de choque de produção pode ser considerado pequeno em comparação com as extrapolações da razão de carga e da multiplicidade. A multiplicidade afeta a quantidade global de partículas produzidas nos chuveiros, modificando, portanto, a quantidade de múons. Dado que múons são pouco atenuados, à profundidade de  $1000 \text{ g/cm}^2$  esse efeito é bastante evidente. Este resultado é previsto também pelo modelo de Heitler-Matthews, vide Eq. (2.11).

Sobre a extrapolação na razão de carga, ela é responsável por ajustar a proporção da energia primária que é transferida para a componente eletromagnética, em detrimento da componente hadrônica dos chuveiros. Quando extrapolamos a razão de carga para fatores  $f_{19} > 1$ , fazemos com que sejam produzidos mais píons neutros e menos píons carregados, que são a principal fonte de múons nos chuveiros. Quando fazemos  $f_{19} < 1$ , obtemos o efeito contrário. Este resultado é importante, pois mostra que a descrição da quantidade de píons nos chuveiros está fortemente relacionada às espécies de partículas produzidas nas interações em altas energias. É possível notar que todas as extrapolações tem efeitos semelhantes sobre a quantidade de múons quando comparamos os três modelos, exceto a da elasticidade, que mostra uma correlação negativa com a quantidade média de múons para os modelos EPOS LHC e Sibyll 2.1.

Enquanto a extrapolação da elasticidade não mostra efeito sobre a quantidade média de múons para o QGSJET-II, as flutuações da quantidade de múons mostram uma dependência significativa com a elasticidade. Em particular, para valores de  $f_{19} > 1$ , a flutuação na quantidade de múons aumenta rapidamente, ao passo que, para valores de  $f_{19} < 1$  não observamos nenhum efeito sobre as flutuações. O impacto da modificação da elasticidade sobre as flutuações na quantidade de múons é mais acentuada nos casos do EPOS LHC e Sibyll 2.1. As flutuações na quantidade de múons também mostram dependência notável com a variação da seção de choque de produção, exceto no modelo Sibyll 2.1.

### 6.2.5 Fração de energia invisível

Por último, analisamos a relação entre as propriedades das interações hadrônicas e a chamada fração de energia invisível, definida como [163]

$$\varepsilon_{inv} \equiv 1 - \frac{E_{cal}}{E_0}, \quad (6.11)$$



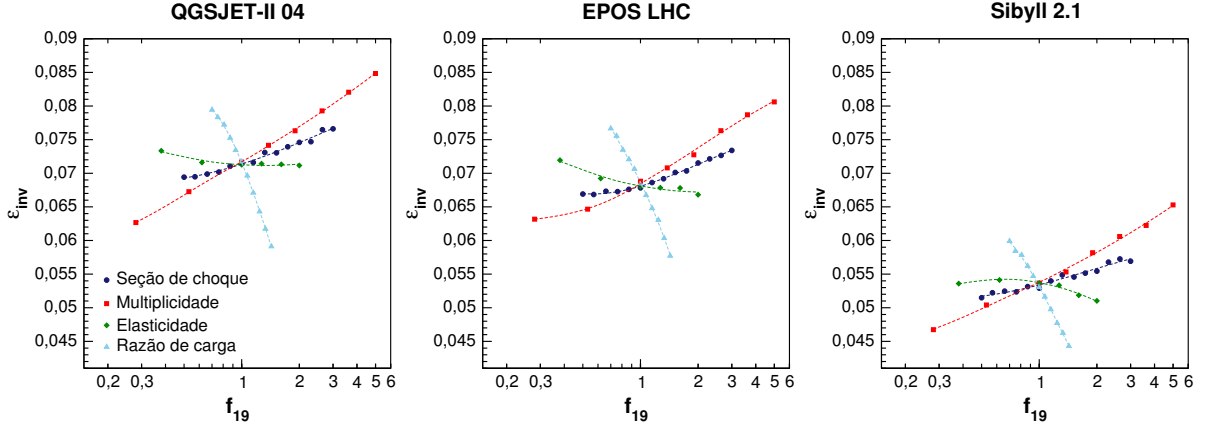


Figura 6.6 - Impacto de diferentes extrapolações sobre o valor médio da fração de energia invisível  $\varepsilon_{inv}$  para chuvers iniciados por prótons a  $10^{19,5}$  eV.

onde  $E_{cal}$  é a energia calorimétrica depositada na atmosfera pelo chuveiro e  $E_0$  é a energia primária. O depósito de energia calorimétrica pode ser observado através de telescópios de fluorescência, o que permite a reconstrução do perfil longitudinal dos chuvers através do ajuste a uma função analítica. A integração desse perfil longitudinal reconstruído fornece uma estimativa de  $E_{cal}$ , de modo que, invertendo-se a equação acima e conhecendo-se o valor de  $\varepsilon_{inv}$  pode-se estimar a energia primária, isto é,

$$E_0 = \frac{E_{cal}}{1 - \varepsilon_{inv}}. \quad (6.12)$$

A fração de energia invisível não pode ser determinada de maneira independente de modelos. Na Fig. 6.6 mostramos que seu valor depende das características das interações hadrônicas no desenvolvimento dos chuvers, principalmente da razão de carga e da multiplicidade. Em particular, a fração de energia invisível está diretamente relacionada à produção de múons nos chuvers, pois estes perdem pouca energia por ionização da atmosfera. Sendo assim, é possível notar que, com exceção da seção de choque, a tendência da Fig. 6.6 segue o comportamento das extrapolações sobre a quantidade de múons, Fig. 6.5.

Com base nos nossos resultados, entre os três modelos utilizados e para todos os valores do parâmetro de extrapolação, vemos que a fração de energia invisível não muda mais do que  $\sim 0,04$ .

### 6.3 Conclusão

Aplicamos um modelo de extrapolação sobre os geradores de evento na simulação de chuviros atmosféricos com o software CONEX. Com diferentes configurações do parâmetro de extrapolação  $f_{19}$  foi possível discriminar relações entre observáveis de chuviros atmosféricos extensos e propriedades das interações hadrônicas. Encontramos que a seção de choque inelástica, dentre as extrapolações consideradas, apresentou o maior impacto sobre  $X_{max}$  e  $X_{max}^{\mu}$ , indicando uma possível origem para a discrepância entre medidas experimentais de  $X_{max}^{\mu}$  e a predição dos modelos. A multiplicidade de partículas produzidas nas interações também mostrou correlação significativa com o desenvolvimento longitudinal dos chuviros. Vimos que a quantidade de múons nos chuviros é altamente modificada quando modificamos a razão de carga.

Os resultados deste capítulo constituem a etapa inicial de um trabalho que pretendemos publicar em breve, no qual levaremos em conta a extrapolação de outras características, como a razão mésons-bárions e a produção de  $\rho^0$  na região. Espera-se que ambos tenham impacto sobre o conteúdo de múons dos chuviros.

## 7 CONSIDERAÇÕES FINAIS E PERSPECTIVAS

Nos dedicamos neste trabalho de dissertação a abordar a relação entre interações hadrônicas e chuveis atmosféricos extensos ultraenergéticos. Inicialmente, fizemos uma revisão sobre o estado-da-arte no que tange ao estudo de raios cósmicos ultraenergéticos, com foco no Observatório Pierre Auger. Esse observatório evidenciou que os modelos atuais para física hadrônica, em particular, QGSJET-II 04 e EPOS LHC, não são capazes de descrever simultaneamente todos os observáveis de chuveis. Revisamos conceitos essenciais para a descrição das interações hadrônicas, onde vimos que a QCD não é capaz de descrever toda a gama de processos que podem ocorrer nessas interações. Em particular, os processos macios não podem ser tratados pela QCD perturbativa. Sendo assim, se tornam necessárias outras abordagens para descrever essa classe de processos. Formulada originalmente nos anos 1960, a teoria de Gribov-Regge constitui ainda um dos pilares da descrição do espalhamento hadrônico a altas energias. Essa teoria descreve as interações hadrônicas como processos mediados pela troca de múltiplos pomerons, sendo este, até hoje, um objeto enigmático. Baseados na teoria de Gribov-Regge aliada à QCD perturbativa, os modelos QGSJET-II 04, EPOS LHC e Sibyll 2.1 tentam descrever o estado final de interações hadrônicas e são empregados na descrição de chuveis atmosféricos. O Sibyll, que emprega uma abordagem com foco nas interações duras com produção de jatos, parametriza as interações macias numa abordagem fenomenológica. QGSJET-II 04 é um modelo que leva a cabo a soma de diagramas enaltecidos altamente complexos de troca de pomerons, com base na teoria de Gribov-Regge. EPOS LHC é uma implementação distinta da mesma teoria, na qual impõe-se a conservação da energia a nível de amplitudes.

Quanto aos nossos resultados, em uma primeira análise investigamos o impacto da física difrativa sobre chuveis atmosféricos extensos. Iniciamos fazendo uma comparação entre os modelos atuais para física de raios cósmicos, onde evidenciamos que há uma discrepância entre as predições destes em energias de raios cósmicos. Mostramos também o impacto da física difrativa sobre a configuração final em colisões próton-ar e ferro-ar. A seguir, utilizamos os mesmos modelos hadrônicos na simulação de chuveis atmosféricos extensos, onde comparamos simulações completas com simulações que não incluíram interações difrativas. Vimos que o impacto da difração sobre  $X_{max}$  é da mesma ordem da resolução de observatórios de raios cósmicos em energias entre  $10^{15}$  eV e  $10^{20}$  eV, não podendo ser negligenciado. A influência sobre a componente muônica, no entanto, se mostrou mais acentuada e merece especial atenção. Concluímos que a física difrativa, tal como implementada nos modelos utilizados, tem influência significativa sobre observáveis de chuveis atmosféricos.

Nosso segundo estudo, que relaciona características das interações hadrônicas (seção de choque, multiplicidade, elasticidade e razão de carga) com observáveis de chuviros atmosféricos mostrou que a seção de choque é parâmetro que tem maior influência sobre o desenvolvimento longitudinal dos chuviros ( $X_{max}$  e  $X_{max}^\mu$ ) e sobre a quantidade de elétrons. Vimos que a quantidade de múons nos chuviros é extremamente sensível à razão de carga das interações.

Futuramente, pretendemos avançar no estudo da relação entre interações hadrônicas e observáveis de chuviros. Primeiro, combinando os resultados apresentados no Capítulo 6 com a extrapolação de outras características que podem ser relevantes para a produção de múons nos chuviros. Além disso, planejamos considerar os efeitos da produção de mésons massivos em interações de raios cósmico ultraenergéticos. Estes, devem providenciar um mecanismo para que os chuviros mantenham uma maior parcela da energia primária na componente hadrônica, resultando em mais múons.

## A TEOREMA ÓTICO

O teorema ótico tem papel fundamental na determinação da seção de choque tanto em modelos teóricos quanto em análises experimentais. Está baseado na natureza ondulatória do espalhamento de partículas e é totalmente análogo ao espalhamento da luz por um anteparo. Sua derivação pode ser baseada em termos da mecânica quântica de Schrödinger para o espalhamento não-relativístico. Aqui, propomos uma derivação desse teorema baseado na teoria da matriz  $S$  e a propriedade de unitariedade, válida para o caso de espalhamento de partículas relativísticas, seguindo a Ref. [16].

Na Teoria Quântica de Campos, a matriz  $S$  é definida como o operador que, em um processo de espalhamento, conecta os estados inicial  $|i\rangle$  e final  $|f\rangle$ , isto é,

$$|f\rangle = \hat{S}|i\rangle, \quad (\text{A.1})$$

onde  $|i\rangle$  e  $|f\rangle$  são estados assintóticos a  $t = -\infty$  e  $t = +\infty$ , respectivamente, contendo apenas partículas livres. A probabilidade de transição do estado inicial para um estado final  $|f\rangle$  específico é dada por

$$P_{i \rightarrow f} = |\langle f | \hat{S} | i \rangle|^2. \quad (\text{A.2})$$

De fato, a matriz  $S$  coincide com o operador evolução temporal que conecta os estados assintóticos a  $t = -\infty$  e  $t = +\infty$ , ou seja,

$$\hat{S} \equiv \hat{U}(-\infty, +\infty) \quad (\text{A.3})$$

e pode ser escrita em termos das séries de Dyson

$$\hat{S} = \hat{I} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{i^n}{n!} \int d^4x_1 \dots d^4x_n \mathcal{T} \left( \hat{H}'_{int}(x_1) \dots \hat{H}'_{int}(x_n) \right), \quad (\text{A.4})$$

onde  $\hat{H}'_{int}(x)$  é o Hamiltoniano de interação na representação de Dirac e  $\mathcal{T}$  indica que o produto de operadores deve ser cronologicamente ordenado.  $\hat{I}$  é o operador (matriz) identidade. Subtraindo de  $\hat{S}$  o operador identidade, obtemos a matriz de transição  $\hat{T}$ , isto é,

$$\hat{S} = \hat{I} + i\hat{T}. \quad (\text{A.5})$$

Os elementos de matriz de  $\hat{S}$  são, portanto

$$S_{if} \equiv \langle f|\hat{S}|i\rangle = \delta_{if} + \langle f|\hat{T}|i\rangle = \delta_{if} + T_{if}. \quad (\text{A.6})$$

Qualquer processo de espalhamento descrito pela matriz  $S$  requer a conservação da energia e do momento, de modo que podemos extrair funções  $\delta$  de Dirac dos elementos de matriz do operador de transição na expressão acima para obter

$$S_{if} = \delta_{if} + (2\pi)^4 \delta^4(p_f - p_i) A(i \rightarrow f), \quad (\text{A.7})$$

onde a função  $A(i \rightarrow f)$  é a amplitude de espalhamento elástico relativística, que contém toda a informação dinâmica sobre os processos de colisão. O termo  $\delta^4(p_f - p_i)$  implica a conservação do quadrimomento e o fator  $(2\pi)^4$  é consequência da normalização dos autoestados de momento.

Para o processo mais geral de espalhamento  $1 + 2 \rightarrow n$ , onde o estado inicial  $|i\rangle$  contém duas partículas com quadrimomentos  $p_1$  e  $p_2$  que colidem e produzem um estado final  $|f\rangle$  contendo  $n$  partículas, a seção de choque é definida como

$$d\sigma = \frac{1}{\Phi} |A(i \rightarrow f)|^2 d\Pi_n, \quad (\text{A.8})$$

onde  $A(i \rightarrow f)$  é a amplitude de espalhamento e  $d\Pi_n$  é o espaço de fase invariante de Lorentz, dado por

$$d\Pi_n = \prod_{j=0}^n \frac{d^3\vec{p}'_j}{(2\pi)^3 2E'_j} (2\pi)^4 \delta^4 \left( p_1 + p_2 - \sum_{j=1}^n p'_j \right). \quad (\text{A.9})$$

A seção de choque total é dada pela soma das seções de choque para todos os valores possíveis de  $n$  partículas secundárias:

$$\sigma_{tot} = \frac{1}{\Phi} \sum_n \int d\Pi_n |A(i \rightarrow f_n)|^2. \quad (\text{A.10})$$

A teoria da matriz  $S$  baseia-se nas propriedades de unitariedade, analiticidade e cruzamento. A unitariedade está diretamente relacionada à conservação da probabilidade:

$$\hat{S}^\dagger \hat{S} = \hat{S} \hat{S}^\dagger = \hat{I}. \quad (\text{A.11})$$

Em termos da matriz de transição  $T$  temos

$$(\hat{I} - i\hat{T}^\dagger)(\hat{I} + i\hat{T}) = \hat{I}, \quad (\text{A.12})$$

ou seja,

$$i(\hat{T}^\dagger - \hat{T}) = \hat{T}^\dagger \hat{T}. \quad (\text{A.13})$$

Tomando os elementos de matriz em ambos os lados da equação acima entre os estados  $|i\rangle$  e  $|f\rangle$ , temos

$$i\langle f | (\hat{T}^\dagger - \hat{T}) | i \rangle = \langle f | \hat{T}^\dagger \hat{T} | i \rangle, \quad (\text{A.14})$$

o que implica

$$2\text{Im}T_{if} = \langle f | \hat{T}^\dagger \hat{T} | i \rangle. \quad (\text{A.15})$$

Agora, seja um conjunto completo de estados intermediários  $|n\rangle$ , podemos escrever

$$2\text{Im}T_{if} = \sum_{\{n\}} \langle f | \hat{T}^\dagger | n \rangle \langle n | \hat{T} | i \rangle, \quad (\text{A.16})$$

e, finalmente,

$$2\text{Im}T_{if} = \sum_{\{n\}} T_{fn}^* T_{in}, \quad (\text{A.17})$$

onde o símbolo  $\sum_{\{n\}}$  indica a soma sobre todos os número quânticos discretos e a integral

sobre todas as variáveis contínuas. Se os estados  $|n\rangle$  representam sistemas de  $n$  partículas sem spin, com momentos  $\vec{q}_1, \dots, \vec{q}_n$  e energias  $\epsilon_1, \dots, \epsilon_n$ , então

$$\sum_{\{n\}} = \sum_n \int d\Pi_{j=1}^n \frac{d^3\vec{q}_j}{(2\pi)^3 2E_j}. \quad (\text{A.18})$$

Essa expressão, junto com a Eq. (A.7) que relaciona  $T_{if}$  com a amplitude de espalhamento leva a, após extrair as funções  $\delta$  de Dirac,

$$2\text{Im}A(i \rightarrow f) = \sum_n \int d\Pi_n A^*(f \rightarrow n) A(i \rightarrow n). \quad (\text{A.19})$$

Uma das consequências da equação acima, que de fato é um conjunto de equações integrais acopladas contendo toda a informação sobre a unitariedade, é o chamado teorema ótico. Para provar esse teorema, consideremos um caso especial de espalhamento  $2 \rightarrow 2$  onde o estado inicial é exatamente igual ao estado final,  $|i\rangle = |f\rangle$ , o que corresponde ao espalhamento elástico com momento trocado nulo ( $t = 0$ ). A equação acima nos dá

$$2\text{Im}A_{el}(s, t = 0) = \sum_n \int d\Pi_n |A_{el}(i \rightarrow n)|^2. \quad (\text{A.20})$$

Comparando essa expressão com a Eq. (A.10) para a seção de choque total obtemos

$$\sigma_{tot} = \frac{2}{\Phi} \text{Im}A_{el}(s, t = 0), \quad (\text{A.21})$$

que corresponde ao chamado Teorema Ótico. Ainda, no limite de altas energias ( $s \rightarrow \infty$ ), o fator de fluxo é  $\Phi = s$ , de modo que o teorema ótico pode escrito como

$$\sigma_{tot} \underset{s \rightarrow \infty}{\simeq} \frac{1}{s} \text{Im}A_{el}(s, t = 0). \quad (\text{A.22})$$



## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] BIRD, D. J. et al. Detection of a cosmic ray with measured energy well beyond the expected spectral cutoff due to cosmic microwave radiation. **The Astrophysical Journal**, v. 441, p. 144–150, 1995. 15
- [2] ENGEL, R.; HECK, D.; PIEROG, T. Extensive air showers and hadronic interactions at high energy. **Annual Review of Nuclear and Particle Science**, v. 61, p. 467–489, 2011. 15, 22, 28, 63, 117
- [3] EVANS, L.; BRYANT, P. LHC Machine. **Journal of Instrumentation**, v. 3, p. S08001, 2008. 15, 17
- [4] AAB, A. et al. The Pierre Auger Cosmic Ray Observatory. **Nuclear Instruments and Methods in Physics**, A798, p. 172–213, 2015. 10, 15, 31, 32, 33, 34, 35
- [5] \_\_\_\_\_. Measurement of the cosmic ray spectrum above  $4 \times 10^{18}$  eV using inclined events detected with the Pierre Auger Observatory. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, v. 1508, p. 049, 2015. 15, 17, 117
- [6] ABREU, P. et al. Measurement of the Cosmic Ray Energy Spectrum Using Hybrid Events of the Pierre Auger Observatory. **The European Physical Journal Plus**, v. 127, p. 87, 2012. 15, 117
- [7] AAB, A. et al. Searches for Anisotropies in the Arrival Directions of the Highest Energy Cosmic Rays Detected by the Pierre Auger Observatory. **Astrophysical Journal**, v. 804, n. 1, p. 15, 2015. 15
- [8] \_\_\_\_\_. Evidence for a mixed mass composition at the 'ankle' in the cosmic-ray spectrum. **Physics Letters**, v. 762, p. 288–295, 2016. 15, 19
- [9] GHIA, P. L. **Highlights from the Pierre Auger Observatory**. Hague: Proceedings of Science, 2016. 034 p. 15
- [10] AAB, A. et al. Depth of maximum of air-shower profiles at the Pierre Auger Observatory. I. Measurements at energies above  $10^{17.8}$  eV. **Physical Review D**, APS, v. 90, n. 12, p. 122005, 2014. 15, 105
- [11] PARSONS, R. D. et al. Systematic uncertainties in air shower measurements from high-energy hadronic interaction models. **Astroparticle Physics**, v. 34, p. 832–839, 2011. 15, 65, 113

- [12] KAMPERT, K.-H.; UNGER, M. Measurements of the Cosmic Ray Composition with Air Shower Experiments. **Astroparticle Physics**, v. 35, p. 660–678, 2012. 15, 105, 120
- [13] ULRICH, R.; ENGEL, R.; UNGER, M. Hadronic Multiparticle Production at Ultra-High Energies and Extensive Air Showers. **Physical Review D**, v. 83, p. 054026, 2011. 15, 26, 113, 114, 115
- [14] ULRICH, R.; BAUS, C.; ENGEL, R. Relation between hadronic interactions and ultra-high energy extensive air showers. In: International Symposium on Very High Energy Cosmic Ray Interactions, 18., 2014, Geneva. **Proceedings...** Paris: EDP Sciences, 2015. v. 99, p. 11001. 15, 113, 123
- [15] KHACHATRYAN, V. et al. Measurement of diffraction dissociation cross sections in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV. **Physical Review D**, v. 92, n. 1, p. 012003, 2015. 10, 11, 15, 39, 90, 91
- [16] BARONE, V.; PREDAZZI, E. **High-Energy Particle Diffraction**. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2002. (Texts and Monographs in Physics, v.565). ISBN 3540421076. 15, 16, 39, 41, 46, 53, 54, 78, 132
- [17] LUNA, R. et al. Influence of diffractive interactions on cosmic ray air showers. **Physical Review D**, v. 70, p. 114034, 2004. 16, 93, 94
- [18] KHOZE, V.; MARTIN, A.; RYSKIN, M. Elastic scattering and diffractive dissociation in the light of lhc data. **International Journal of Modern Physics A**, World Scientific, v. 30, n. 08, p. 1542004, 2015. 16
- [19] OSTAPCHENKO, S. Total and diffractive cross sections in enhanced pomeron scheme. **Physical Review D**, APS, v. 81, n. 11, p. 114028, 2010. 16, 84
- [20] OSTAPCHENKO, S. et al. Consistent treatment of soft and hard processes in hadronic interactions. **Journal of Physics G**, v. 28, n. 10, p. 2597, 2002. 11, 16, 58, 76, 78, 83, 84, 85
- [21] KHOZE, V. A.; MARTIN, A. D.; RYSKIN, M. G. High Energy Elastic and Diffractive Cross Sections. **European Physical Journal C**, v. 74, n. 2, p. 2756, 2014. 16
- [22] GRIBOV, V. N. A reggeon diagram technique. **Soviet Physics JETP**, v. 26, p. 414–422, 1968. 16, 58

- [23] ARBELETTCHE, L. B.; GONCALVES, V. P.; MULLER, M. A. Investigating the influence of diffractive interactions on ultra - high energy extensive air showers. **Astroparticle Physics**, 2017. No prelo. 16, 93
- [24] HESS, V. F. ber die beobachtungen der durchdringenden strahlung bei sieben freiballonflgen. **Zeitschrift fur Physik A**, v. 8, p. 1084, 1912. 17
- [25] KAMPERT, K.-H.; WATSON, A. A. Extensive air showers and ultra high-energy cosmic rays: a historical review. **European Physical Journal H**, v. 37, p. 359–412, ago. 2012. 17
- [26] AUGER, P. et al. Extensive Cosmic-Ray Showers. **Reviews of Modern Physics**, American Physical Society, v. 11, p. 288–291, Jul 1939. 17
- [27] LINSLEY, J.; SCARSI, L.; ROSSI, B. Extremely energetic cosmic-ray event. **Physical Review Letters**, American Physical Society, v. 6, p. 485–487, May 1961. 17
- [28] LINSLEY, J. Evidence for a Primary Cosmic-Ray Particle with Energy  $10^{20}$  eV. **Physical Review Letters**, American Physical Society, v. 10, p. 146–148, Feb 1963. 17
- [29] WADA, M. **Catalogue of Highest Energy CRs**. Inst. of Phys. and Chem. Research, Itabashi, Tokyo: World Data Center of CRs, 1986. 17
- [30] CERN. **The Large Hadron Collider**. 2014. Disponível em: <<http://cds.cern.ch/record/1998498>>. Acesso em: 23/01/2017. 17
- [31] ANTONI, T. et al. The Cosmic ray experiment KASCADE. **Nuclear Instruments and Methods in Physics A**, v. 513, p. 490–510, 2003. 17
- [32] APEL, W. D. et al. The KASCADE-Grande experiment. **Nuclear Instruments and Methods in Physics A**, v. 620, p. 202–216, 2010. 17
- [33] SOKOLSKY, P.; THOMSON, G. B. Highest Energy Cosmic Rays and results from the HiRes Experiment. **Journal of Physics G**, v. 34, p. R401, 2007. 17
- [34] TINYAKOV, P. Latest results from the telescope array. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A**, v. 742, p. 29 – 34, 2014. ISSN 0168-9002. 17, 117
- [35] PIEROG, T. et al. Future of Monte Carlo simulations of atmospheric showers. In: Atmospheric Monitoring for High-Energy Astroparticle Detectors, 2014, Padova. **Proceedings...** Paris: EDP Sciences, 2015. v. 89, p. 01003. 10, 18, 29, 30

- [36] DOVA, M. T. Ultra-High Energy Cosmic Rays. In: CERN Latin-American School of High-Energy Physics, 7., 2013, Arequipa. **Proceedings...** Genebra: CERN, 2015. p. 169–190. 19
- [37] AGLIETTA, M. et al. The cosmic ray primary composition in the "knee" region through the EAS electromagnetic and muon measurements at EAS-TOP. **Astroparticle physics**, Elsevier, v. 21, n. 6, p. 583–596, 2004. 19
- [38] ANTONI, T. et al. Cascade measurements of energy spectra for elemental groups of cosmic rays: Results and open problems. **Astroparticle physics**, Elsevier, v. 24, n. 1, p. 1–25, 2005. 19
- [39] APEL, W. et al. Energy spectra of elemental groups of cosmic rays: Update on the cascade unfolding analysis. **Astroparticle Physics**, Elsevier, v. 31, n. 2, p. 86–91, 2009. 19
- [40] ALOISIO, R. et al. Signatures of the transition from Galactic to extragalactic cosmic rays. **Physical Review D**, v. 77, p. 025007, 2008. 19
- [41] BEREZINSKY, V. Transition from galactic to extragalactic cosmic rays. In: International Cosmic Ray Conference, 30., 2007, Yucatan. **Proceedings...** Yucatan: Yucatan Autonoma Universidad, 2007. v. 6, p. 21–33. 19
- [42] HILLAS, A. M. Cosmic Rays: Recent Progress and some Current Questions. In: Conference on Cosmology, Galaxy Formation and Astro-Particle Physics on the Pathway to the SKA, 2006, Oxford. **Proceedings...** Oxford: ASTRON, 2006. 19
- [43] MARCO, D. D.; STANEV, T. On the shape of the ultrahigh energy cosmic ray spectrum. **Physical Review D**, APS, v. 72, n. 8, p. 081301, 2005. 19
- [44] WAXMAN, E. Gamma-ray bursts, cosmic-rays and neutrinos. **Nuclear Physics B - Proceedings Supplements**, Elsevier, v. 87, n. 1-3, p. 345–354, 2000. 19
- [45] BEREZINSKY, V.; GRIGOR'EVA, S. A bump in the ultra-high energy cosmic ray spectrum. **Astronomy and Astrophysics**, v. 199, p. 1–12, 1988. 19
- [46] BEREZINSKY, V.; GAZIZOV, A.; GRIGORIEVA, S. On astrophysical solution to ultrahigh energy cosmic rays. **Physical Review D**, APS, v. 74, n. 4, p. 043005, 2006. 19
- [47] ALOISIO, R. et al. A dip in the UHECR spectrum and the transition from galactic to extragalactic cosmic rays. **Astroparticle Physics**, Elsevier, v. 27, n. 1, p. 76–91, 2007. 19

- [48] ZATSEPIN, G. T.; KUZMIN, V. A. Upper limit of the spectrum of cosmic rays. **JETP Letters**, v. 4, p. 78–80, 1966. 19
- [49] GREISEN, K. End to the cosmic ray spectrum? **Physical Review Letters**, v. 16, p. 748–750, 1966. 19
- [50] ABRAHAM, J. et al. Upper limit on the cosmic-ray photon flux above  $10^{19}$  eV using the surface detector of the Pierre Auger Observatory. **Astroparticle Physics**, v. 29, p. 243–256, 2008. 19
- [51] ABBASI, R. U. et al. First observation of the Greisen-Zatsepin-Kuzmin suppression. **Physical Review Letters**, v. 100, p. 101101, 2008. 19
- [52] PUGET, J.; STECKER, F.; BREDEKAMP, J. Photonuclear interactions of ultrahigh energy cosmic rays and their astrophysical consequences. **The Astrophysical Journal**, v. 205, p. 638–654, 1976. 19
- [53] BLUMENTHAL, G. R. Energy loss of high-energy cosmic rays in pair-producing collisions with ambient photons. **Physical Review D**, American Physical Society, v. 1, p. 1596–1602, mar. 1970. 20
- [54] SEO, E.-S. Cosmic Ray Energetics And Mass (CREAM) Overview. In: International Cosmic Ray Conference, 30, 2007, Yucatan. **Proceedings...** Yucatan: Yucatan Autonoma Universidad, 2007. v. 2, p. 47–50. 20
- [55] AGUILAR, M. et al. First Result from the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station: Precision Measurement of the Positron Fraction in Primary Cosmic Rays of 0.5-350 GeV. **Physical Review Letters**, v. 110, p. 141102, 2013. 20
- [56] HEITLER, W. **The Quantum Theory of Radiation**. 3. ed. Oxford: Clarendon Press, 1954. 20
- [57] MATTHEWS, J. A Heitler model of extensive air showers. **Astroparticle Physics**, v. 22, p. 387–397, 2005. 22, 26, 117
- [58] STANEV, T. **High Energy Cosmic Rays**. Berlin: Springer Berlin Heidelberg, 2010. (Springer Praxis Books). ISBN 9783540851486. 22
- [59] HECK, D. et al. CORSIKA: A Monte Carlo code to simulate extensive air showers. **Forschungszentrum Karlsruhe, Institut für Kernphysik**, 1998. Disponível em: <<https://www.ikp.kit.edu/corsika/>>. Acesso em: 23/01/2017. 28, 93
- [60] BERGMANN, T. et al. One-dimensional Hybrid Approach to Extensive Air Shower Simulation. **Astroparticle Physics**, v. 26, p. 420–432, 2007. 28

- [61] HECK, D.; PIEROG, T. Extensive air shower simulation with corsika: A user's guide. **Forschungszentrum Karlsruhe, Institut für Kernphysik**, 2000. Disponível em: <<https://www.ikp.kit.edu/corsika/>>. Acesso em: 23/01/2017. 28
- [62] OSTAPCHENKO, S. Monte Carlo treatment of hadronic interactions in enhanced Pomeron scheme: QGSJET-II model. **Physical Review D**, APS, v. 83, n. 1, p. 014018, 2011. 11, 28, 76, 77, 83, 84
- [63] PIEROG, T. et al. EPOS LHC: Test of collective hadronization with data measured at the CERN Large Hadron Collider. **Physical Review C**, APS, v. 92, n. 3, p. 034906, 2015. 28, 83
- [64] AHN, E.-J. et al. Cosmic ray interaction event generator SIBYLL 2.1. **Physical Review D**, v. 80, p. 094003, 2009. 10, 28, 39, 66, 70
- [65] RIEHN, F. et al. **A new version of the event generator Sibyll**. Hague: Proceedings of Science, 2016. 558 p. 28
- [66] BATTISTONI, G. et al. The FLUKA code: Description and benchmarking. **AIP Conference Proceedings**, v. 896, p. 31–49, 2007. 28
- [67] BLEICHER, M. e. a. Relativistic hadron hadron collisions in the ultrarelativistic quantum molecular dynamics model. **Journal of Physics G**, v. 25, p. 1859–1896, 1999. 28
- [68] ESTUPIÑÁN, A; ASOREY, H.; NUÑÉZ, L.A. Implementing the de-thinning method for high energy cosmic rays extensive air showers simulations. **Nuclear and Particle Physics Proceedings**, v. 267, p. 421 – 423, 2015. 29
- [69] Stokes, B. T. et al. Dethinning Extensive Air Shower Simulations. **Astroparticle Physics**, v. 35, p. 759–766, 2012. 29
- [70] PIEROG, T. et al. Ultra-High Energy Air Shower Simulation without Thinning in CORSIKA. In: INTERNATIONAL COSMIC RAY CONFERENCE, 34., 2015, HAGUE. **Proceedings...** Hague: Proceedings of Science, 2016. ICRC2015, p. 528. 29
- [71] GAISSER, T.; ENGEL, R.; RESCONI, E. **Cosmic Rays and Particle Physics**. Cambridge: Cambridge University Press, 2016. ISBN 9781316598436. 29, 59, 63
- [72] PIEROG, T. et al. 3D Hybrid Air Shower Simulation in CORSIKA. In: International Cosmic Ray Conference, 32., 2011, Beijing. **Proceedings...** Beijing: Institute of High Energy Physics Chinese Academy of Sciences. v. 2, p. 222. 30

- [73] AUGER, C. P. **Pierre Auger Observatory**. 2017. Disponível em: <<https://www.auger.org/>>. Acesso em: 23/01/2017. 10, 32
- [74] GAISSER, T. K.; HILLAS, A. M. Reliability of the method of constant intensity cuts for reconstructing the average development of vertical showers. In: INTERNATIONAL COSMIC RAY CONFERENCE, 15., 1977, PLOTDIV. **Proceedings...** Plotdiv: B'lgarska Akademiia na Naukite, 1977. v. 8, p. 353–357. 33
- [75] KAMATA, K.; NISHIMURA, J. The lateral and the angular structure functions of electron showers. **Progress of Theoretical Physics Supplement**, v. 6, p. 93, 1958. 34
- [76] AAB, A. et al. The Pierre Auger Observatory Upgrade - Preliminary Design Report. 2016. No prelo. Disponível em: <<https://arxiv.org/abs/1604.03637>>. Acesso em: 23/01/2017. 35
- [77] \_\_\_\_\_. Muons in air showers at the Pierre Auger Observatory: Mean number in highly inclined events. **Physical Review D**, v. 91, n. 3, p. 032003, 2015. [Erratum: Phys. Rev.D91,no.5,059901(2015)]. 35
- [78] \_\_\_\_\_. Muons in air showers at the Pierre Auger Observatory: Measurement of atmospheric production depth. **Physical Review**, v. 90, n. 1, p. 012012, 2014. [Erratum: Phys. Rev.D92,no.1,019903(2015)]. 35, 107, 122
- [79] \_\_\_\_\_. Testing Hadronic Interactions at Ultrahigh Energies with Air Showers Measured by the Pierre Auger Observatory. **Physical Review Letters**, v. 117, n. 19, p. 192001, 2016. 35, 106, 126
- [80] COLLICA, L. Measurement of the Muon Production Depths at the Pierre Auger Observatory. **The European Physical Journal Plus**, v. 131, n. 9, p. 301, 2016. 35, 122
- [81] MACDONALD, H. Formulæ for the spherical harmonic when  $1-\mu$  is a small quantity. **Proceedings of the London Mathematical Society**, Oxford University Press, v. 2, n. 1, p. 220–221, 1914. 42
- [82] KAIDALOV, A. B. Diffractive Production Mechanisms. **Physics Reports**, v. 50, p. 157–226, 1979. 43
- [83] PREDAZZI, E. Integral representations for scattering amplitudes I: Formalism. **Annals of Physics**, Elsevier, v. 36, n. 2, p. 228–249, 1966. 43
- [84] ADACHI, T.; KOTANI, T. An impact parameter representation of the scattering problem. **Progress of Theoretical Physics**, v. 39, p. 785–816, 1968. 43

- [85] BLOCK, M. M.; CAHN, R. N. High-Energy  $p\bar{p}$  and  $pp$  Forward Elastic Scattering and Total Cross-Sections. **Reviews of Modern Physics**, v. 57, p. 563, 1985. 43, 68
- [86] LIPARI, P.; LUSIGNOLI, M. Multiple Parton Interactions in Hadron Collisions and Diffraction. **Physical Review D**, v. 80, p. 074014, 2009. 47
- [87] THOMSON, M. **Modern particle physics**. Cambridge: Cambridge University Press, 2013. 10, 48, 49, 50, 51
- [88] BJORKEN, J. D. Asymptotic sum rules at infinite momentum. **Physical Review**, APS, v. 179, n. 5, p. 1547, 1969. 49
- [89] BJORKEN, J. D.; PASCHOS, E. A. Inelastic electron-proton and  $\gamma$ -proton scattering and the structure of the nucleon. **Physical Review**, APS, v. 185, n. 5, p. 1975, 1969. 49
- [90] FEYNMAN, R. P. Very high-energy collisions of hadrons. **Physical Review Letters**, APS, v. 23, n. 24, p. 1415, 1969. 49
- [91] \_\_\_\_\_. **Photon-hadron interactions**. Nova Iorque: WA Benjamin New York, 1972. 49
- [92] ELLIS, R. K.; STIRLING, W. J.; WEBBER, B. R. **QCD and collider physics**. Cambridge: Cambridge university press, 2003. 435 p. 49, 51
- [93] CALLAN, C. G.; GROSS, D. J. High-energy electroproduction and the constitution of the electric current. **Physical Review Letters**, APS, v. 22, n. 4, p. 156, 1969. 50
- [94] HALZEN, F.; MARTIN, A. D. **Quark & Leptons: An Introductory Course In Modern Particle Physics**. Nova Iorque: John Wiley & Sons, 2008. 52
- [95] DONNACHIE, S.; DOSCH, H. G.; NACHTMANN, O.; LANDSHOFF, P. **Pomeron Physics and QCD**. Cambridge: Cambridge University Press, 2002. ISBN 9780511534935. 52, 54
- [96] ALTARELLI, G.; PARISI, G. Asymptotic freedom in parton language. **Nuclear Physics B**, Elsevier, v. 126, n. 2, p. 298–318, 1977. 53
- [97] DOKSHITZER, Y. Calculation of the structure functions for deep inelastic scattering and  $e^+ e^-$  annihilation by perturbation theory in quantum chromodynamics. **Zhurnal Eksperimentalnoi i Teoreticheskoi Fiziki**, v. 73, p. 1216, 1977. 53
- [98] GRIBOV, V. N.; LIPATOV, L. N. Deep inelastic  $e p$  scattering in perturbation theory. **Soviet Journal of Nuclear Physics**, v. 15, p. 438–450, 1972. 53



- [99] COLLINS, P. D. B. **An Introduction to Regge Theory and High-Energy Physics**. Cambridge, UK: Cambridge Univ. Press, 2009. (Cambridge Monographs on Mathematical Physics). ISBN 9780521110358. 54
- [100] REGGE, T. Introduction to complex orbital momenta. **Il Nuovo Cimento**, v. 14, n. 5, p. 951–976, 1959. 55
- [101] \_\_\_\_\_. Bound states, shadow states and mandelstam representation. **Il Nuovo Cimento**, v. 18, n. 5, p. 947–956, 1960. 55
- [102] GRIBOV, V. N. Possible Asymptotic Behavior of Elastic Scattering. **JETP Letters**, v. 41, p. 667–669, 1961. 55, 57
- [103] CHEW, G. F.; FRAUTSCHI, S. C. Principle of Equivalence for all Strongly Interacting Particles within the *S*-Matrix Framework. **Physical Review Letters**, American Physical Society, v. 7, p. 394–397, Nov 1961. 55, 57
- [104] \_\_\_\_\_. Regge trajectories and the principle of maximum strength for strong interactions. **Physical Review Letters**, APS, v. 8, n. 1, p. 41, 1962. 56
- [105] DONNACHIE, A.; LANDSHOFF, P. V. Total cross-sections. **Physics Letters B**, v. 296, p. 227–232, 1992. 57, 69
- [106] MARTIN, A. Unitarity and high-energy behavior of scattering amplitudes. **Physical Review**, American Physical Society, v. 129, p. 1432–1436, fev. 1963. 58
- [107] FROISSART, M. Asymptotic behavior and subtractions in the mandelstam representation. **Physical Reviews**, American Physical Society, v. 123, p. 1053–1057, ago. 1961. 58
- [108] ABRAMOVSKY, V. A.; GRIBOV, V. N.; KANCHELI, O. V. Character of Inclusive Spectra and Fluctuations Produced in Inelastic Processes by Multi-Pomeron Exchange. **Yadernaya fizika**, v. 18, p. 595–616, 1973. 58, 76, 80
- [109] ABRAMOVSKY, V. A.; LEPTOUKH, G. G. The AGK rules revised. **Soviet Journal of Nuclear Physics**, v. 55, p. 903–905, 1992. 58, 76, 80
- [110] GLAUBER, R.; MATTHIAE, G. High-energy scattering of protons by nuclei. **Nuclear Physics B**, Elsevier, v. 21, n. 2, p. 135–157, 1970. 59
- [111] GRIBOV, V. Glauber corrections and the interaction between high-energy hadrons and nuclei. **Soviet Physics JETP**, v. 29, n. 483, p. 064905–22, 1969. 59

- [112] CZYŻ, W.; MAXIMON, L. High energy, small angle elastic scattering of strongly interacting composite particles. **Annals of Physics**, Elsevier, v. 52, n. 1, p. 59–121, 1969. 59
- [113] FLETCHER, R. et al. s i b y l l: An event generator for simulation of high energy cosmic ray cascades. **Physical Review D**, APS, v. 50, n. 9, p. 5710, 1994. 62, 63
- [114] ENGEL, J. et al. Nucleus-nucleus collisions and interpretation of cosmic-ray cascades. **Physical Review D**, APS, v. 46, n. 11, p. 5013, 1992. 62, 63
- [115] CHARAGI, S.; GUPTA, S. Nucleus-nucleus elastic scattering at intermediate energies: Glauber model approach. **Physical Review C**, APS, v. 56, n. 2, p. 1171, 1997. 63
- [116] CAPELLA, A.; KRZYWICKI, A. Theoretical model of soft hadron-nucleus collisions at high energies. **Physical Review D**, American Physical Society, v. 18, p. 3357–3370, Nov 1978. 66
- [117] CAPELLA, A.; VAN, J. T. T. Hadron - Nucleus Interactions and the Leading Particle Effect in a Dual Parton Model. **Zeitschrift fur Physik C**, v. 10, p. 249–262, 1981. 66
- [118] CAPELLA, A. et al. Dual parton model. **Physics Reports**, v. 236, n. 4-5, p. 225 – 329, 1994. ISSN 0370-1573. 66
- [119] SJOSTRAND, T.; BENGTSSON, M. The Lund Monte Carlo for Jet Fragmentation and e+ e- Physics. Jetset Version 6.3: An Update. **Computer Physics Communications**, v. 43, p. 367, 1987. 66
- [120] SJOSTRAND, T. Status of Fragmentation Models. **International Journal of Modern Physics A**, v. 3, p. 751, 1988. 66
- [121] GAISSER, T. K.; HALZEN, F. Soft Hard Scattering in the TeV Range. **Physical Review Letters**, v. 54, p. 1754, 1985. 66
- [122] PANCHERI, G.; SRIVASTAVA, Y. Jets in minimum bias physics. **Physics Letters B**, v. 159, n. 1, p. 69 – 75, 1985. ISSN 0370-2693. 66
- [123] DURAND, L.; HONG, P. QCD and Rising Total Cross-Sections. **Physical Review Letters**, v. 58, p. 303–306, 1987. 66
- [124] DURAND, L.; PI, H. High-energy Nucleon Nucleus Scattering and Cosmic Ray Cross-sections. **Physical Review D**, v. 38, p. 78–84, 1988. 66, 68

- [125] GOOD, M. L.; WALKER, W. D. Diffraction dissociation of beam particles. **Physical Review**, v. 120, p. 1857–1860, 1960. 72, 76
- [126] FLETCHER, R. S. The Gap survival probability and diffractive dissociation. **Physics Letters B**, v. 320, p. 373–376, 1994. 72
- [127] OSTAPCHENKO, S. On the re-summation of enhanced pomeron diagrams. **Physics Letters B**, Elsevier, v. 636, n. 1, p. 40–45, 2006. 11, 76, 80, 84
- [128] DRESCHER, H. J. et al. A Unified treatment of high-energy interactions. **Journal of Physics G**, v. 25, p. L91–L96, 1999. 76
- [129] \_\_\_\_\_. Parton based Gribov-Regge theory. **Physics Reports**, v. 350, p. 93–289, 2001. 76
- [130] OSTAPCHENKO, S. QGSJET-II: towards reliable description of very high energy hadronic interactions. **Nuclear Physics B - Proceedings Supplements**, Elsevier, v. 151, n. 1, p. 143–146, 2006. 76, 78
- [131] WERNER, K. Multiparticle production in  $p$ - $p$ ,  $p$ -Ar, and  $p$ -Xe collisions at 200 GeV by the multistring model venus. **Physical Review D**, American Physical Society, v. 39, p. 780–791, Feb 1989. 76
- [132] OSTAPCHENKO, S. **Status of QGSJET**. Melville: AIP Conference Proceedings, 2007. 118-125 p. 82
- [133] WERNER, K.; LIU, F.-M.; PIEROG, T. Parton ladder splitting and the rapidity dependence of transverse momentum spectra in deuteron-gold collisions at the BNL Relativistic Heavy Ion Collider. **Physical Review C**, APS, v. 74, n. 4, p. 044902, 2006. 83, 84
- [134] OSTAPCHENKO, S. Enhanced pomeron diagrams: Resummation of unitarity cuts. **Physical Review D**, APS, v. 77, n. 3, p. 034009, 2008. 84
- [135] PIEROG, T. Modelling hadronic interactions in cosmic ray monte carlo generators. In: INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON VERY HIGH ENERGY COSMIC RAY INTERACTIONS, 18., 2014, GENEBRA. **Proceedings...** Paris: EDP Sciences, 2015. v. 99, p. 09002. 84
- [136] LIU, F. et al. Constraints on models for proton-proton scattering from multistrange baryon data. **Physical Review D**, APS, v. 67, n. 3, p. 034011, 2003. 84
- [137] AKIBA, K. et al. LHC Forward Physics. **Journal of Physics G**, v. 43, p. 110201, 2016. 86, 87

- [138] D'ENTERRIA, D. et al. Constraints from the first LHC data on hadronic event generators for ultra-high energy cosmic-ray physics. **Astroparticle Physics**, v. 35, p. 98–113, 2011. 11, 88, 89, 90
- [139] AAMODT, K. et al. Charged-particle multiplicity measurement in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with ALICE at LHC. **European Physical Journal C**, v. 68, p. 345–354, 2010. 11, 88, 89
- [140] \_\_\_\_\_. Charged-particle multiplicity measurement in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 0.9$  and 2.36 TeV with ALICE at LHC. **European Physical Journal C**, v. 68, p. 89–108, 2010. 11, 88
- [141] KHACHATRYAN, V. et al. Transverse momentum and pseudorapidity distributions of charged hadrons in pp collisions at  $\sqrt{s} = 0.9$  and 2.36 TeV. **Journal of High Energy Physics**, v. 02, p. 041, 2010. 11, 88
- [142] \_\_\_\_\_. Transverse-momentum and pseudorapidity distributions of charged hadrons in *pp* collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV. **Physical Review Letters**, v. 105, p. 022002, 2010. 11, 88
- [143] ANSORGE, R. E. e. a. Charged Particle Multiplicity Distributions at 200 GeV and 900 GeV Center-Of-Mass Energy. **Zeitschrift fur Physik C**, v. 43, p. 357, 1989. 11, 88
- [144] ABELEV, B. et al. Measurement of inelastic, single- and double-diffraction cross sections in proton–proton collisions at the LHC with ALICE. **European Physical Journal C**, v. 73, n. 6, p. 2456, 2013. 90
- [145] CANAL, C. A. G.; SCIUTTO, S. J.; TARUTINA, T. Testing hadronic interaction packages at cosmic ray energies. **Physical Review D**, v. 79, p. 054006, 2009. 93, 94, 97
- [146] DOVA, M. T.; FERRARI, S. Confronting models of cosmic ray interactions with particle physics at LHC energies. **European Physical Journal C**, v. 52, p. 673–681, 2007. 93
- [147] MEURER, C.; OTHERS. Muon production in extensive air showers and its relation to hadronic interactions. In: International Conference on Interconnection Between High Energy Physics and Astroparticle Physics, 2005, Praga. **Proceedings...** Praga: Kluwer Academic Publishers-Consultants Bureau, 2006. v. 56, p. A211. 97
- [148] NAGANO, M.; WATSON, A. A. Observations and implications of the ultrahigh-energy cosmic rays. **Reviews of Modern Physics**, American Physical Society, v. 72, p. 689–732, Jul 2000. 103

- [149] BIRD, D. J. et al. The Cosmic ray energy spectrum observed by the Fly's Eye. **Astrophysical Journal**, v. 424, p. 491–502, 1994. 105
- [150] DICKINSON, J. E. et al. Studies of the mass composition of cosmic rays with the SPASE-2/VULCAN instrument at the South Pole. In: International Cosmic Ray Conference, 26., 1999, Salt Lake City. **Proceedings...** Nova Iorque: AIP Conference Proceedings, 1999. p. 136–139. 105
- [151] SWORDY, S. P.; KIEDA, D. B. Elemental composition of cosmic rays near the knee by multiparameter measurements of air showers. **Astroparticle Physics**, v. 13, p. 137–150, 2000. 105
- [152] CHA, M. et al. Study of UHE primary cosmic ray composition with atmospheric Cherenkov light observations. In: International Cosmic Ray Conference, 27., 2001, Hamburgo. **Proceedings...** Göttingen: Copernicus, 2001. v. 2001, n. 132. 105
- [153] FOWLER, J. et al. A measurement of the cosmic ray spectrum and composition at the knee. **Astroparticle Physics**, Elsevier, v. 15, n. 1, p. 49–64, 2001. 105
- [154] KNURENKO, S. et al. Cerenkov radiation of cosmic ray extensive air showers. Part 1. Lateral distribution in the energy region of  $10^{15}$  -  $10^{17}$  eV. In: International Cosmic Ray Conference, 27., 2001, Hamburgo. **Proceedings...** Göttingen: Copernicus, 2001. v. 2001, n. 177. 105
- [155] CHERNOV, D. et al. Primary energy spectrum and mass composition determined with the Tunka EAS Cherenkov array. **International Journal of Modern Physics A**, World Scientific, v. 20, n. 29, p. 6799–6801, 2005. 105
- [156] ABU-ZAYYAD, T. et al. Evidence for changing of cosmic ray composition between  $10^{17}$  and  $10^{18}$  eV from multicomponent measurements. **Physical Review Letters**, APS, v. 84, n. 19, p. 4276, 2000. 105
- [157] WATSON, A. Ultra-high-energy cosmic rays: the experimental situation. **Physics Reports**, Elsevier, v. 333, p. 309–327, 2000. 105
- [158] ABBASI, R. U. et al. A Study of the composition of ultrahigh energy cosmic rays using the High Resolution Fly's Eye. **Astrophysical Journal**, v. 622, p. 910–926, 2005. 105
- [159] KOTWAL, A. V.; SCHELLMAN, H.; SEKARIC, J. Review of Physics Results from the Tevatron: Electroweak Physics. **International Journal of Modern Physics A**, v. 30, n. 06, p. 1541004, 2015. 113

- [160] VELLIDIS, C. Recent QCD Results from the Tevatron. In: Meeting of the APS Division of Particles and Fields, 2015, Ann Arbor. **Proceedings...** Stanford: Stanford University, 2016. p. 393. 113
- [161] ABRAHAM, J. et al. Observation of the suppression of the flux of cosmic rays above  $4 \times 10^{19}$ eV. **Physical Review Letters**, v. 101, p. 061101, 2008. 117
- [162] ABRAHAM, J. et al. Measurement of the energy spectrum of cosmic rays above  $10^{18}$  eV using the Pierre Auger Observatory. **Physics Letters B**, v. 685, p. 239–246, mar. 2010. 117
- [163] BARBOSA, H. M. J. et al. Determination of the calorimetric energy in extensive air showers. **Astroparticle Physics**, v. 22, p. 159–166, 2004. 127