

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



Tese de doutorado

**PROCESSOS DIFRATIVOS EM COLISÕES HADRÔNICAS  
A ALTAS ENERGIAS**

**Rafael Palota da Silva**

Pelotas, 2020



Rafael Palota da Silva

## Processos difrativos em colisões hadrônicas a altas energias

Tese 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 Doutor em Física.

Orientador: Victor Paulo Barros Gonçalves

Pelotas, 2020

Universidade Federal de Pelotas / Sistema de Bibliotecas  
Catalogação na Publicação

S586p Silva, Rafael Palota da

Processos difrativos em colisões hadrônicas a altas energias / Rafael Palota da Silva ; Victor Paulo Barros Gonçalves, orientador. — Pelotas, 2020.

114 f. : il.

Tese (Doutorado) — Programa de Pós-Graduação em Física, Instituto de Física e Matemática, Universidade Federal de Pelotas, 2020.

1. Difração hadrônica. 2. Mésons vetoriais. 3. Altas energias. I. Gonçalves, Victor Paulo Barros, orient. II. Título.

CDD : 531.6

**Rafael Palota da Silva**

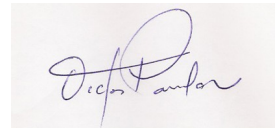
Processos difrativos em colisões hadrônicas a altas energias

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

Data da Defesa: 10 de dezembro de 2020

Banca examinadora:

Victor Paulo Barros Gonçalves (Orientador)



---

Doutor em Física  
Universidade Federal de Pelotas


Murilo Santana Rangel



---

Doutor em Física  
Universidade Federal do Rio de Janeiro

João Thiago de Santana Amaral



---

Doutor em Física  
Universidade Federal de Rio Grande

Rafael Cavagnoli



---

Doutor em Física  
Universidade Federal de Pelotas

Mário Luiz Lopes da Silva



---

Doutor em Física  
Universidade Federal de Pelotas



*“A tarefa não é tanto ver aquilo que ninguém viu, mas pensar o que ninguém ainda pensou sobre aquilo que todo mundo vê.”*

ARTHUR SCHOPENHAUER





*À Geruza*



## AGRADECIMENTOS

Agradeço a minha esposa e familiares pelo incentivo e apoio contínuos a mim dedicado.

À Fundação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - CAPES pela bolsa de estudos.

Ao programa de Pós-Graduação em Física pela oportunidade de estudo e utilização de suas instalações.

Aos professores, pesquisadores e estudantes do Grupo de Altas e Médias Energias - GAME, da UFPel, pelos conhecimentos compartilhados.

Ao professor Dr. Cristiano Brenner Mariotto e ao Dr. Paulo Victor Recchia Gomes da Silva pela colaboração nos resultados apresentados neste trabalho.

E ao meu orientador, Dr. Victor Paulo Barros Gonçalves, que tornou possível esta obra.



## RESUMO

PALOTA DA SILVA, Rafael, **Processos difrativos em colisões hadrônicas a altas energias** 2020, 114p. Tese (Doutorado em Física) - Programa de Pós-Graduação em Física, Departamento de Física, Instituto de Física e Matemática, Universidade Federal de Pelotas, Pelotas, 2020.

As colisões hadrônicas em altas energias podem ser classificadas, de acordo com o estado final observado, como elásticas e inelásticas. As colisões inelásticas, por sua vez, podem ser divididas em inclusivas e difrativas. Os processos inclusivos são dominantes no LHC, representando cerca de 60% do total de interações observadas. Os processos difrativos também representam uma parte significativa dos eventos ocorridos no LHC, mas a descrição completa de tais reações ainda precisa ser aperfeiçoada. Nesta tese, estudamos os processos difrativos nas colisões hadrônicas em altas energias, visando melhor compreender o fenômeno e fornecer caminhos para o aprimoramento da descrição teórica dos mesmos. Para tanto, calculamos as seções de choque para a dupla produção difrativa de mésons vetoriais em colisões próton-próton, adotando o esquema de fatorização da cromodinâmica quântica não relativística juntamente com o modelo de Pomeron resolvido. Além disso, calculamos as seções de choque para a dissociação difrativa nas colisões próton-próton e próton-núcleo considerando o modelo de Miettinen-Pumplin. Nossos resultados apontam que o estudo da produção de pares de quarkonia pode ser útil para testar as hipóteses fundamentais presentes na descrição dos processos difrativos. Adicionalmente, calculamos as seções de choque para a dupla produção de quarkonia num processo central exclusivo. Verificamos que os processos difrativos e exclusivos, com os mesmos estados finais, podem ser diferenciados a partir da observação da distribuição em momento transversal da seção de choque. No que diz respeito ao uso do modelo de Miettinen-Pumplin para o cálculo da dissociação difrativa, demonstramos que esse modelo pode descrever satisfatoriamente os dados experimentais mais atuais, e que também pode ser utilizado para derivar as principais quantidades que descrevem as interações próton-núcleo. Os resultados apresentados nesta tese indicam que o estudo de eventos difrativos no LHC e em futuros colisores permitirão ampliar nossa compreensão da dinâmica das interações fortes no regime de altas energias.

**Palavras Chave:** Difração hadrônica, mésons vetoriais, altas energias



## ABSTRACT

PALOTA DA SILVA, Rafael, **Diffractive processes in hadronic collisions at high energies** 2020, 114p. Thesis (PhD Degree in Physics) - Programa de Pós-Graduação em Física, Departamento de Física, Instituto de Física e Matemática, Universidade Federal de Pelotas, 2020.

High energy hadronic collisions can be classified, according to the final observed state, as elastic and inelastic. Inelastic collisions can be divided into inclusive and diffractive. Inclusive processes are dominant at the LHC, representing about 60% of the total observed interactions. Diffractive processes also represent a significant part of the events that occurred at the LHC, but the full description of such reactions has yet to be improved. In this thesis we study the diffractive processes in high energy hadronic collisions, aiming to better understand the phenomenon and provide ways to improve their theoretical description. For this purpose, we calculated the cross sections for the double diffractive production of vector mesons in proton-proton collisions, adopting the factorization scheme of non-relativistic quantum chromodynamics together with the resolved Pomeron model. In addition, we calculated the cross sections for diffractive dissociation in proton-proton and proton-nucleus collisions considering the Miettinen-Pumplin model. Our results indicate that the study of the production of quarkonia pairs can be useful to probe the underlying hypotheses present in the description of diffractive processes. Additionally, we calculated the cross sections for the double production of quarkonia in an central exclusive process. We found that the diffractive and exclusive processes, with the same final states, can be discriminated by observing the transverse momentum distribution of the cross section. Regarding the use of the Miettinen-Pumplin model to calculate diffractive dissociation, we demonstrated that this model can satisfactorily describe the most current experimental data, and that it can also be used to derivate the main quantities that describe proton-nucleus interactions. The results presented in this thesis indicate that the study of diffractive events at the LHC and in future colliders will allow us to expand our understanding of the dynamics of strong interactions in the high energy regime.

**Key-words:** Hadron diffraction, vector mesons, high energies





# SUMÁRIO

Pág.

## LISTA DE FIGURAS

## LISTA DE TABELAS

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b>	<b>21</b>
<b>2</b>	<b>CROMODINÂMICA QUÂNTICA EM ALTAS ENERGIAS</b>	<b>27</b>
2.1	Lagrangiana e Regras de Feynmann	27
2.2	Liberdade Assintótica e Confinamento	33
2.3	Classificação dos Processos Hadrônicos	34
2.3.1	Processos Duros	35
2.3.2	Processos Suaves	36
2.3.3	Processos Semi-duros	36
2.4	Teorema de Fatorização	37
2.5	Equações de Evolução DGLAP	38
2.6	Espalhamento Profundamente Inelástico	42
2.7	DIS Difrativo	47
2.8	Difração em Colisões Hadrônicas	51
2.9	Conclusão	54
<b>3</b>	<b>DUPLA PRODUÇÃO DIFRATIVA E CENTRAL EXCLUSIVA DE QUARKONIA PESADOS</b>	<b>57</b>
3.1	Produção de Quarkonium	57
3.2	Produção Difrativa	60
3.3	Produção Central Exclusiva	69
3.4	Conclusão	77
<b>4</b>	<b>EXCITAÇÃO DIFRATIVA EM COLISÕES HADRÔNICAS EM ALTAS ENERGIAS</b>	<b>79</b>
4.1	Excitações Difrativas em Colisões $pp$	79
4.1.1	Abordagem de Good-Walker	79
4.1.2	Modelo de Miettinen-Pumplin	81
4.2	Excitações Difrativas em Colisões $pA$	88
4.3	Conclusão	95

5 CONCLUSÃO E PERSPECTIVAS . . . . .	97
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS . . . . .	101

## LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
2.1	Diagramas de polarização do vácuo. . . . . 34
2.2	Medidas de $\alpha_s(Q^2)$ . . . . . 35
2.3	Processo Drell-Yan. . . . . 38
2.4	Diagrama do processo $\gamma^*q \rightarrow qq$ . . . . . 40
2.5	Diagrama do processo $\gamma^*g \rightarrow q\bar{q}$ . . . . . 41
2.6	Espalhamento profundamente inelástico. . . . . 43
2.7	Função de Estrutura do Próton. . . . . 45
2.8	Função de Distribuição Partônica. . . . . 46
2.9	Espalhamento profundamente inelástico difrativo. . . . . 48
2.10	Representação do DDIS explicitando os momentos $\beta$ e $x_{\mathcal{P}}$ . . . . . 49
2.11	Distribuição partônica difrativa. . . . . 50
2.12	Representação esquemática dos processos difrativos. . . . . 52
2.13	Distribuição partônica difrativa. . . . . 53
3.1	Espectro do charmonium e do bottomonium. . . . . 58
3.2	Diagramas para a produção dupla de quarkonia pesados. . . . . 61
3.3	Produção dupla de quarkonium via fusão de glúons. . . . . 61
3.4	Distribuição em rapidez para a dupla produção difrativa de $J/\Psi$ e de $\Upsilon$ . . . . . 64
3.5	Distribuição em momentum transversal para a dupla produção de $J/\Psi$ e de $\Upsilon$ em processos de difração simples. . . . . 66
3.6	Distribuição em momentum transversal para a dupla produção de $J/\Psi$ e de $\Upsilon$ em processos de difração dupla. . . . . 67
3.7	Razão entre as seções de choque para a dupla produção de $J/\Psi$ e $\Upsilon$ . . . . . 68
3.8	Diagramas para a dupla produção de quarkonium em processos difrativos e exclusivos. . . . . 70
3.9	Distribuição em momento transversal para a produção difrativa e exclusiva central. . . . . 73
3.10	Distribuição em rapidez para a dupla produção difrativa e exclusiva central de pares de quarkonium. . . . . 74
4.1	Diagramas dos espalhamentos elástico, de difração simples e difração dupla . . . 80
4.2	Ajuste para os dados experimentais de $\beta$ e $G^2$ . . . . . 85
4.3	Seção de choque total, elástica e de dissociação difrativa em função da energia. 86
4.4	Seção de choque elástica e de dissociação difrativa no espaço de parâmetro de impacto. . . . . 87
4.5	Seção de choque diferencial elástica em função de $q^2$ . . . . . 88

4.6	Evolução de $\omega_\sigma$ com a enrgia. . . . .	91
4.7	Seção de choque total e elástica $p\text{Pb}$ e $p\text{N}$ . . . . .	92
4.8	Seção de choque inelástica $p\text{Pb}$ . . . . .	93
4.9	Seção de choque de dissociação difrativa. . . . .	94
4.10	Colisão ultraperiférica. . . . .	94

## LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
3.1 Seções de choque total para a dupla produção difrativa e inclusiva de $J/\Psi$ e $\Upsilon$ .	65
3.2 Seções de choque total para a produção de pares de quarkonium em processos exclusivos. . . . .	72
3.3 Seções de choque para a produção de pares de quarkonium em processos difrativo e exclusivo considerando colisões $pp$ nas energias do LHC, HE-LHC e FCC. . . . .	75
3.4 Número de eventos esperados após o decaimento dos pares de quarkonium nas energias do LHC e FCC. . . . .	76
4.1 Dados experimentais de $\sigma_{tot}$ e $\sigma_{el}$ das colisões $pp$ e os valores dos parâmetros $G^2$ e $\beta$ do modelo de Miettinen-Pumplin. . . . .	83
4.2 Dados experimentais de $\sigma_{tot}$ e $\sigma_{el}$ de espalhamentos $\bar{p}p$ e dos valores dos parâmetros $G^2$ e $\beta$ do modelo de Miettinen-Pumplin. . . . .	84



# 1 INTRODUÇÃO

As interações fortes entre partículas são descritas pela cromodinâmica quântica (QCD - do inglês *Quantum Chromodynamics*), que é uma teoria quântica de campos que compõem o Modelo Padrão [1, 2]. A QCD possui um parâmetro de acoplamento que varia em função da energia, permitindo que a teoria seja separada em dois regimes distintos: o regime de confinamento, onde os quarks e glúons, que são os objetos fundamentais da QCD, encontram-se aprisionados dentro dos hádrons, que são estados ligados de quarks, e o regime de liberdade assintótica, onde quarks e glúons podem ser tratados como partículas livres [3].

Uma das maneiras de se estudar os aspectos da QCD é através de interações envolvendo hádrons, como colisões próton-próton ( $pp$ ), próton-núcleo ( $pA$ ) e elétron-próton ( $e^-p$ ), por exemplo. Devido à existência de dois regimes distintos na QCD, os processos hadrônicos podem ser classificados como suaves ou duros. Os processos duros são satisfatoriamente descritos por métodos perturbativos (pQCD). Já os processos suaves, que dominam as seções de choque de espalhamento hadrônico, são caracterizados por uma escala de energia da ordem do tamanho do hádron ( $1 \text{ fm} \approx 200 \text{ MeV}$ ). Devido ao tamanho da escala de energia característica, o parâmetro de acoplamento da interação forte torna-se grande o suficiente para que os termos de mais alta ordem da expansão perturbativa não possam ser desconsiderados, fazendo com que os processos suaves sejam naturalmente não-perturbativos [4].

Os espalhamentos hadrônicos também são classificados de acordo com as características do estado final produzido na interação, podendo ser elásticos ou inelásticos [5]. No espalhamento elástico os dois hádrons interagentes emergem intactos e nada mais é produzido, i.e., não são geradas partículas adicionais. As interações elásticas são mediadas pela troca de um objeto singlete de cor entre os hádrons, e os estados final e inicial são idênticos. No entanto, os hádrons interagentes podem ser excitados. Nesse caso, ocorre a dissociação de ao menos um dos hádrons interagentes, levando à um estado final com os mesmos números quânticos do estado inicial, porém com uma massa maior. Esse tipo de espalhamento, onde nenhuma partícula é produzida mas são observados remanescentes hadrônicos com grande massa, é chamado de espalhamento quase-elástico. Nos espalhamentos inelásticos, por sua vez, como resultado da interação hadrônica, novas partículas são produzidas e os estados final e inicial são diferentes. Desse modo, podemos dizer que o que diferencia os processos elásticos e quase-elásticos dos inelásticos, é que nos dois primeiros não ocorre a produção de partículas com números quânticos diferentes daqueles das partículas no estado inicial.

As colisões inelásticas ainda podem ser divididas entre processos inclusivos, exclusivos

e difrativos. Os processos inclusivos são mediados pela troca de um objeto portador de carga de cor. Devido a isso, os hádrons interagentes quebram-se e é produzido um grande número de partículas no estado final resultantes não apenas da interação em si, mas também provenientes de radiações e decaimentos. Os processos inclusivos são dominantes nas colisões  $pp$  e espera-se que cerca de 60% de todas as interações ocorridas no LHC (*Large Hadron Collider* - Grande Colisor de Hádrons, em português) sejam desse tipo [5]. Quanto aos processos exclusivos e difrativos, ambos são mediados por um objeto singleto de cor, o que leva a observação de um ou dois hádrons intactos no estado final juntamente com um conjunto de partículas produzido centralmente. Além disso, o estado final apresenta espaços não preenchidos por partículas, chamados *gaps* (lacunas) de rapidez. Cada *gap* de rapidez fica situado entre um dos hádrons do estado final e o conjunto de partículas produzido. Como será visto mais adiante neste trabalho, o objeto singleto de cor mediador dos processos difrativos é, de acordo com a teoria de Regge [6–8], um Pomeron que, segundo G. Ingelman e P. E. Schlein [9], apresentam uma estrutura hadrônica típica. Sendo assim, os processos exclusivos e difrativos são diferenciados pela presença do Pomeron que é dissociado na interação.

Em particular, os processos difrativos, embora não sejam dominantes, representam uma parte significativa dos fenômenos observados no LHC, e ainda não são bem compreendidos, possibilitando diferentes abordagens para sua descrição [10]. A abordagem mais comum para o tratamento dos processos difrativos é baseada na teoria de Regge [6–8]. De acordo com essa abordagem, as reações difrativas são dominadas pela troca de Pomerons, que são objetos singleto de cor [4]. No entanto, um dos grandes desafios teóricos consiste em apresentar uma descrição completa das reações difrativas baseada na QCD. Esse desafio é motivado pela presença de uma escala suave e outra dura nos processos de difração e, por isso, espera-se que a difração hadrônica em altas energias possa fornecer importantes pistas para o entendimento da interface suave-dura da QCD [4].

Nesta tese, estudamos os processos difrativos, que são caracterizados por baixa transferência de momento, a fim de fornecer um melhor entendimento dos mesmos. Para tanto, analisaremos a produção difrativa e exclusiva de estados finais massivos, onde estão presentes uma escala dura, caracterizada pela massa das partículas no estado final, e uma escala suave. Também estudaremos a seção de choque de excitação difrativa em colisões hadrônicas sem a produção de partículas adicionais. Esse último caso é de natureza não-perturbativa e, por essa razão, é classificado como um processo de difração suave, em oposição a difração dura, onde as interações de curta distância dão origem a novas partículas.

Na produção de estados massivos, parte do processo é de curta distância, podendo ser



tratada perturbativamente, mas também estão presentes efeitos de longa distância, que são de natureza não perturbativa. Nos processos inclusivos isso também ocorre, mas nesse caso os efeitos de longa distância (suaves) podem ser separados dos de curta distância (duros) pelo teorema de fatorização [11]. Nos processos de difração hadrônica, a presença de hádrons intactos no estado final vincula as partes suave e dura, fazendo com que o teorema de fatorização não funcione, o que é conhecido por quebra de fatorização. Neste trabalho assumiremos a hipótese de que os processos de difração dura podem ser tratados por fatorização colinear corrigida incluindo fatores de absorção.

Em nosso estudo da produção difrativa de estados finais massivos, publicado em [12], fizemos uso do modelo de Pomeron resolvido [9] (para o tratamento das interações difrativas) juntamente com o formalismo da QCD não-relativística (NRQCD) [13] (para o tratamento da dupla produção de quarkonium<sup>1</sup>). A NRQCD assume que as seções de choque da produção de quarkonium recebem a contribuição de dois mecanismos distintos: o singlete de cor e o octeto de cor. Em nossa análise, pudemos observar que as seções de choque são dominadas pela contribuição do mecanismo singlete de cor, com a contribuição do octeto de cor sendo dominante apenas na região cinemática onde as seções de choque são significativamente reduzidas.

Observamos também que as amplitudes encontradas para as contribuições difrativas das seções de choque sugerem que a observação e estudo da dupla produção de quarkonium em processos de difração simples e dupla é, em princípio, viável. Desse modo, a análise dos processos difrativos pode ser usada para vincular as hipóteses básicas presentes na descrição da dupla produção de quarkonium. Além disso, nossos resultados indicam que a análise das razões entre as seções de choque de difração simples e dupla pode ser útil no teste do tratamento das correções absorptivas.

Do ponto de vista experimental, no LHC, os processos difrativos podem ser observados a partir da detecção dos prótons intactos no estado final, uma vez que o empilhamento de eventos presente no LHC no regime de alta luminosidade, compromete a observação dos *gaps* de rapidez. Entretanto, processos de produção exclusiva central também apresentam dois prótons intactos no estado final. Nossos resultados, publicados em [14], indicam que os processos difrativos e exclusivos podem ser diferenciados a partir da análise do espectro do momento transversal.

No que diz respeito aos processos difrativos suaves, sua descrição, devido a natureza não-perturbativa, depende fortemente de modelos fenomenológicos. Nossa hipótese é que podemos tratar a difração suave pelo modelo de Miettinen-Pumplin (MP) [15]. Em nosso

---

<sup>1</sup>Quarkonium é um méson formado por um par quark-antiquark pesados.

estudo, publicado em [16], fizemos uma atualização do modelo MP considerando dados recentes para as seções de choque  $pp$  total e elástica, bem como dados de experimentos mais antigos. Demonstramos que o modelo MP aprimorado descreve com sucesso os dados atuais, e propusemos uma parametrização para a dependência em energia dos principais parâmetros do modelo. Em seguida, utilizamos o modelo MP aprimorado para derivar as principais quantidades presentes no tratamento das colisões  $pA$ , onde mostramos que o efeito das flutuações da seção de choque decresce para altas energias e núcleos mais pesados.

O texto deste trabalho está organizado da seguinte maneira. No capítulo 2, faremos uma revisão da QCD em altas energias discutindo, inicialmente, a derivação da densidade lagrangiana e das regras de Feynman, que são os elementos utilizados nos cálculos perturbativos. Em seguida mostraremos como são definidos os regimes de confinamento e liberdade assintótica, e a consequente classificação dos processos hadrônicos que conduz ao teorema de fatorização, que fatora a parte suave da parte dura de uma interação. A parte suave fica definida pelas funções de distribuição partônicas (PDFs - do inglês *Parton Distribution Functions*), que satisfazem as equações de evolução DGLAP, propostas por Dokshitzer [17], Gribov, Lipatov [18], Altarelli e Parisi [19]. Mostraremos como as PDFs e as equações DGLAP estão relacionadas, e também como o espalhamento profundamente inelástico (DIS - do inglês *Deep Inelastic Scattering*) pode ser utilizado para vincular as PDFs. No que segue, faremos a discussão dos processos difrativos, começando pelo DIS difrativo e evoluindo para a difração em colisões hadrônicas, onde também apresentaremos a quebra de fatorização.

No capítulo 3, apresentaremos nossas previsões para a produção difrativa de quarkonium. Em particular mostraremos as seções de choque para produção dos pares  $J/\Psi J/\Psi$  e  $\Upsilon\Upsilon$  nas energias do LHC. Além disso, compararemos as seções de choque de produção difrativa com as da produção exclusiva central. Nesta última análise, além das energias do LHC, também apresentaremos previsões para o FCC (*Future Circular Collider* - Futuro Colisor Circular em português). Os resultados referentes a este capítulo estão publicados em [12, 14], sendo parte deles apresentados no XIV International Workshop on Hadron Physics e no First Joint ICTP-Trieste/ICTP-SAIFR School on Particle Physics.

No capítulo 4, trataremos das excitações difrativas nas colisões  $pp$  e  $pA$ . Para o cálculo das colisões  $pp$  será feita uma atualização do modelo de Miettinen-Pumplin (MP) a partir de dados atuais do LHC. O modelo MP atualizado será então utilizado para derivar as principais quantidades que descrevem o processo de interação  $pA$ . Os resultados relativos a este capítulo foram publicados em [16]. Por fim, no capítulo 5, apresentaremos nossas conclusões e faremos a discussão dos principais resultados presentes nesta tese. Além disso,

discutiremos as perspectivas dos temas a serem desenvolvidos no futuro.



## 2 CROMODINÂMICA QUÂNTICA EM ALTAS ENERGIAS

Neste capítulo, iniciaremos nosso estudo apresentando a lagrangiana da QCD e, conseqüentemente, as regras de Feynman, que são utilizadas para cálculos perturbativos. Trataremos também da liberdade assintótica, que é uma das propriedades mais importantes da teoria, possibilitando a aplicação de métodos perturbativos no regime de altas energias. Em seguida, mostraremos como o teorema de fatorização permite separar um processo inclusivo, em que uma escala dura está presente, numa parte perturbativa e outra não perturbativa. Além disso, falaremos do espalhamento profundamente inelástico mostrando que uma parte considerável dos eventos observados nesse experimento possui natureza difrativa. Por fim, abordaremos a difração em processos hadrônicos.

### 2.1 Lagrangiana e Regras de Feynmann

A cromodinâmica quântica (QCD) é a teoria das interações fortes e sua densidade lagrangiana lida com campos de quarks e glúons e suas interações [2]. A forma da lagrangiana da QCD é baseada em duas suposições confirmadas por observação experimental. A primeira delas diz que todos os hádrons são constituídos por quarks, e a observação desse fato levou a um novo número quântico para os quarks: a cor. Sem esse número quântico seria impossível construir a função de onda dos bárions<sup>1</sup>. Por exemplo, o híperon<sup>2</sup>  $\Omega^-$  tem spin  $\frac{3}{2}$  e consiste de três quarks de sabor *strange* ( $s$ ). Isso significa que as partes de spin e sabor de sua função de onda são simétricas mediante a troca de quarks  $s$  de valência<sup>3</sup> idênticos.

De acordo com o princípio de exclusão de Pauli, a função de onda total de três quarks idênticos deve ser anti-simétrica. Portanto, se spin e sabor fossem os únicos números quânticos, a função de onda espacial dos três quarks  $s$  deveria ser anti-simétrica, o que contradiz o fato de que  $\Omega^-$  é uma partícula estável e, desse modo, representa o estado fundamental de um sistema de três quarks  $s$ , já que a função de onda espacial de um estado fundamental deve ser simétrica. Para resolver esse problema, deve ser introduzido um novo número quântico que tenha ao menos três valores diferentes para que os três quarks  $s$ , que constituem o híperon  $\Omega^-$ , sejam diferentes. Esse número quântico é a cor do quark.

A segunda suposição afirma que os quarks não podem ser observados na natureza como

---

<sup>1</sup>Os hádrons são estados ligados de quarks. Hádrons constituídos por três quarks são chamados **bárions** e hádrons constituídos por um quark e um antiquark são denominados **mésons**.

<sup>2</sup>Híperons são bárions que contém em sua composição um ou mais quarks de sabor *strange* ( $s$ ), mas nenhum quark de sabor *charm* ( $c$ ), *top* ( $t$ ) ou *bottom* ( $b$ )

<sup>3</sup>Quarks (antiquarks) de valência são aqueles que contam para os números quânticos dos hádrons. Para o próton os quarks de valência são dois de sabor *up* ( $u$ ) e um de sabor *down* ( $d$ ).

partículas livres. Isso implica que a força de interação entre quarks deve ser mais forte a longas distâncias para evitar que estes escapem de um hádron. De fato, a curtas distâncias os quarks se comportam como partículas livres, mas quando separados por uma distância da ordem de 1 fm (diâmetro de um hádron), novos quarks e antiquarks são produzidos em pares, recombinao-se em estados ligados. O entendimento atual é de que a partícula responsável pela interação entre quarks e antiquarks é um bóson vetorial não-Abeliano e não massivo. A essa partícula é dado o nome de glúon. A evidência mais direta da existência dos glúons foi a observação experimental de eventos de três jatos a partir de colisões elétron-pósitron [20, 21].

Para concluir a lagrangiana da QCD, ainda é necessário assumir a existência de uma simetria de calibre que preserve a massa nula do glúon para ordens de correção mais altas na expansão perturbativa. Mais especificamente, a lagrangiana deve ser invariante sob as transformações

$$q(x) \rightarrow S(x)q(x) \quad (2.1a)$$

$$\bar{q}(x) \rightarrow \bar{q}(x)S^{-1}(x) \quad (2.1b)$$

$$A_\mu \rightarrow S(x)A_\mu(x)S^{-1}(x) - \frac{i}{g} [\partial_\mu S(x)] S^{-1}(x), \quad (2.1c)$$

onde foi definida a matriz unitária  $3 \times 3$

$$S(x) = e^{i\alpha^a(x)t^a}, \quad (2.2)$$

sendo os  $\alpha^a(x)$  funções reais arbitrárias e os  $t^a$  geradores do grupo de simetria  $SU(3)$  na representação fundamental<sup>4</sup>. Além disso, temos os campos de Dirac de spin  $\frac{1}{2}$  para os quarks e antiquarks representados, respectivamente, por  $q(x)$  e  $\bar{q}(x)$ , com  $\bar{q} = q^\dagger \gamma^0$ , e o campo  $A_\mu(x)$  descrevendo os glúons. O termo  $g$  é definido por  $g = \sqrt{4\pi\alpha_s}$ , sendo  $\alpha_s$  o parâmetro de acoplamento da interação forte.

Conforme proposto por Fritzh, Gell-Mann e Leutwyler [22], Gross e Wilczek [23, 24] e Weinberg [25], a densidade lagrangiana da QCD pode ser escrita como

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{q}_i^f(x) [i\gamma^\mu \mathcal{D}_\mu - m_f]_{ij} q(x)_j^f - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu}, \quad (2.3)$$

onde os índices  $i$  e  $j$  indicam a cor dos quarks e antiquarks, com  $i, j = 1, 2, 3$  e  $a$  a cor do

---

<sup>4</sup> $t^a = \lambda^a/2$  onde  $\lambda^a$  são as matrizes de Gell-Mann.

campo de glúons, com  $a = 1, \dots, 8$ . O índice  $f$  refere-se aos sabores, de modo que  $m_f$  indica a massa do quark de sabor  $f$ , e os índices gregos são os índices de Lorentz. Temos também as matrizes  $\gamma$  de Dirac<sup>5</sup>. É adotada a convenção de soma de Einstein, onde a soma sobre índices repetidos é implícita.

A derivada covariante  $\mathcal{D}_\mu$  é definida por

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu - igA_\mu = \partial_\mu - igt^a A_\mu^a \quad (2.4)$$

e o tensor de força do campo de glúons não-Abeliano é definido por

$$F_{\mu\nu} = t^a F_{\mu\nu}^a = \frac{i}{g} [\mathcal{D}_\mu \mathcal{D}_\nu] \quad (2.5)$$

ou, equivalentemente, por

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + gf^{abc} A_\mu^b A_\nu^c, \quad (2.6)$$

onde  $f^{abc}$  são as constantes de estrutura do grupo de cor  $SU(3)$ .

As regras de Feynman da QCD, que nos permitem calcular perturbativamente os processos de interação forte, são obtidas a partir da quantização da lagrangiana da equação (2.3). Podemos identificar o primeiro termo na soma do lado direito da equação como a lagrangiana de Dirac, cujo procedimento para sua quantização pode ser verificado na literatura (e.g. referências [26, 27]). O outro termo, dado por  $\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu}$ , define a teoria clássica para campos de calibre não-Abelianos interagindo entre si.

Devido a liberdade da transformação de calibre sobre os campos  $A_\mu$ , na equação (2.1c), o método de quantização canônica para esse termo da lagrangiana apresenta inconsistências. O caminho tradicionalmente adotado para desviar de tais inconsistências é aplicar a quantização funcional [26–28], que utiliza a abordagem de integrais de caminho de Feynman [29]. O cálculo detalhado pode ser encontrado, por exemplo, em [2, 26–28]. Neste texto apresentaremos apenas uma breve discussão seguindo a abordagem feita na referência [2].

---

<sup>5</sup>Na base de Dirac as matrizes  $\gamma$  são representadas por

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix}, \quad \gamma^k = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^k \\ -\sigma^k & 0 \end{pmatrix},$$

onde  $I$  é a matriz identidade  $2 \times 2$ ,  $0$  é uma matriz  $2 \times 2$  nula e  $\sigma^k$  são as matrizes de Pauli dadas por

$$\sigma^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Inicialmente, é preciso definir a função de partição da QCD

$$Z_{QCD} = \int \mathcal{D}A \mathcal{D}q \mathcal{D}\bar{q} \exp \left\{ i \int d^4x \mathcal{L}_{QCD}(A, q, \bar{q}) \right\}. \quad (2.7)$$

Devido, novamente, à liberdade de transformação de calibre da equação (2.1c), a integral funcional (2.7) é divergente. Um procedimento que permite tratar esta divergência foi apresentado por Faddeev e Popov [30] e consiste em multiplicar a definição (2.7) pela identidade

$$1 = \int \mathcal{D}\alpha \delta(\alpha) = \int \mathcal{D}\alpha \delta(G(A^\alpha)) \det \left( \frac{\delta G(A^\alpha)}{\delta \alpha} \right), \quad (2.8)$$

onde  $A^\alpha$  é um campo de calibre e  $G(A) = 0$  é a condição de fixação de calibre. Com isso, podemos calcular o valor esperado no vácuo de um operador invariante de calibre arbitrário como

$$\langle \mathcal{O} \rangle = \frac{\int \mathcal{D}\alpha \mathcal{D}A \mathcal{D}q \mathcal{D}\bar{q} \mathcal{O} \delta(G(A)) \det \left( \frac{\delta G(A^\alpha)}{\delta \alpha} \right) \exp \left\{ i \int d^4x \mathcal{L}_{QCD} \right\}}{\int \mathcal{D}\alpha \mathcal{D}A \mathcal{D}q \mathcal{D}\bar{q} \delta(G(A)) \det \left( \frac{\delta G(A^\alpha)}{\delta \alpha} \right) \exp \left\{ i \int d^4x \mathcal{L}_{QCD} \right\}}. \quad (2.9)$$

Após a diferenciação, dentro do determinante, deve-se colocar  $\alpha^a = 0$ , com isso todos os  $A^\alpha$  passam a ser  $A$  e, por esse motivo, exceto dentro do determinante, já realizamos a troca  $A^\alpha \rightarrow A$  na equação acima.

Ao realizar a integração sobre  $\alpha$  os infinitos no numerador e no denominador são eliminados e ficamos com

$$\langle \mathcal{O} \rangle = \frac{\int \mathcal{D}A \mathcal{D}q \mathcal{D}\bar{q} \mathcal{O} \delta(G(A)) \det \left( \frac{\delta G(A^\alpha)}{\delta \alpha} \right) \exp \left\{ i \int d^4x \mathcal{L}_{QCD} \right\}}{\int \mathcal{D}A \mathcal{D}q \mathcal{D}\bar{q} \delta(G(A)) \det \left( \frac{\delta G(A^\alpha)}{\delta \alpha} \right) \exp \left\{ i \int d^4x \mathcal{L}_{QCD} \right\}}. \quad (2.10)$$

Vale notar que se realizarmos a substituição  $\delta(G(A)) \rightarrow \delta(G(A) - r(x))$ , onde  $r(x)$  é uma função arbitrária de  $x^\mu$ , o valor de  $\langle \mathcal{O} \rangle$  não é alterado, o que nos permite escrever

$$\langle \mathcal{O} \rangle = \frac{\int \mathcal{D}A \mathcal{D}q \mathcal{D}\bar{q} \mathcal{O} \delta(G(A) - r(x)) \det \left( \frac{\delta G(A^\alpha)}{\delta \alpha} \right) \exp \left\{ i \int d^4x \mathcal{L}_{QCD} \right\}}{\int \mathcal{D}A \mathcal{D}q \mathcal{D}\bar{q} \delta(G(A) - r(x)) \det \left( \frac{\delta G(A^\alpha)}{\delta \alpha} \right) \exp \left\{ i \int d^4x \mathcal{L}_{QCD} \right\}}. \quad (2.11)$$

Multiplicando o numerador e o denominador por

$$1 = N(\xi) \int \mathcal{D}r \exp \left\{ -i \int d^4x \frac{r^2(x)}{2\xi} \right\}, \quad (2.12)$$

onde  $N(\xi)$  é uma função de normalização e  $\xi$  é um número arbitrário, e resolvendo a



integral em  $r$  com auxílio da função  $\delta$  teremos

$$\langle \mathcal{O} \rangle = \frac{\int \mathcal{D}A \mathcal{D}q \mathcal{D}\bar{q} \mathcal{O} \det \left( \frac{\delta G(A^\alpha)}{\delta \alpha} \right) \exp \left\{ i \int d^4x \left( \mathcal{L}_{QCD} - \frac{1}{2\xi} [G(A)]^2 \right) \right\}}{\int \mathcal{D}A \mathcal{D}q \mathcal{D}\bar{q} \det \left( \frac{\delta G(A^\alpha)}{\delta \alpha} \right) \exp \left\{ i \int d^4x \left( \mathcal{L}_{QCD} - \frac{1}{2\xi} [G(A)]^2 \right) \right\}}. \quad (2.13)$$

Para eliminar o determinante introduzimos os campos fantasmas de Faddeev e Popov [30]  $c^a(x)$  escrevendo

$$\det \left( \frac{\delta G(A^\alpha)}{\delta \alpha} \right) = \int \mathcal{D}c \mathcal{D}c^* \exp \left\{ -i \int d^4x c^* \frac{\delta G(A^\alpha)}{\delta \alpha} c \right\}, \quad (2.14)$$

onde  $c^*$  é o complexo conjugado de  $c$ . Levando a equação (2.14) em (2.13) teremos

$$\langle \mathcal{O} \rangle = \frac{\int \mathcal{D}A \mathcal{D}q \mathcal{D}\bar{q} \mathcal{D}c \mathcal{D}c^* \mathcal{O} \exp \left\{ i \int d^4x \mathcal{L}(A, q, \bar{q}, c, c^*) \right\}}{\int \mathcal{D}A \mathcal{D}q \mathcal{D}\bar{q} \mathcal{D}c \mathcal{D}c^* \exp \left\{ i \int d^4x \mathcal{L}(A, q, \bar{q}, c, c^*) \right\}}, \quad (2.15)$$

onde foi definida a lagrangiana efetiva

$$\mathcal{L}(A, q, \bar{q}, c, c^*) \equiv \mathcal{L}_{QCD} - \frac{1}{2\xi} [G(A)]^2 - c^* \frac{\delta G(A^\alpha)}{\delta \alpha} c. \quad (2.16)$$

Usando o calibre de Lorentz, definido pela condição  $\partial_\mu A^{a\mu} = 0$ , faremos  $G(A) = \partial_\mu A^{a\mu}$  na equação (2.16). Desse modo, obteremos

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{QCD} - \frac{1}{2\xi} (\partial^\mu A_\mu^a)^2 + (\partial^\mu c^{a*}) (\delta^{ac} \partial^\mu + g f^{abc} A_\mu^b) c^c, \quad (2.17)$$

que pode ser escrita de forma mais compacta como

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{QCD} + \mathcal{L}_{FC} + \mathcal{L}_F \quad (2.18)$$

onde  $\mathcal{L}$  é a lagrangiana efetiva da QCD e  $\mathcal{L}_{QCD}$  é a lagrangiana clássica definida na equação (2.3). Também representamos o termo de fixação de calibre por  $\mathcal{L}_{FC}$  e os campos fantasmas como  $\mathcal{L}_F$ .

Substituindo, em (2.7), o termo  $\mathcal{L}_{QCD}$  por (2.18) é possível obter as regras de Feynman para a QCD. Neste trabalho não discutiremos os procedimentos específicos para a determinação das regras de Feynman, apenas apresentaremos, no que segue, os resultados a

serem obtidos. Para os propagadores teremos as seguintes regras:

$$\text{Propagador dos quarks: } \begin{array}{c} j \\ \longrightarrow \\ p \\ \longrightarrow \\ i \end{array} = \frac{i(\not{p} + m_f)}{p^2 - m_f^2 + i\epsilon} \delta^{ij}, \quad (2.19)$$

$$\text{Propagador dos fantasmas: } \begin{array}{c} b \\ \dashrightarrow \\ k \\ \dashrightarrow \\ a \end{array} = \frac{i}{k^2 + i\epsilon} \delta^{ab}, \quad (2.20)$$

$$\text{Propagador dos glúons: } \begin{array}{c} b \\ \nu \\ \text{~~~~~} \\ k \\ \mu \\ a \end{array} = \frac{i\mathcal{D}_{\mu\nu}(k)}{k^2 + i\epsilon} \delta^{ab}. \quad (2.21)$$

Adotando o calibre do Lorentz em (2.21) teremos

$$\mathcal{D}_{\mu\nu}(k) = g_{\mu\nu} - (1 - \xi) \frac{k_\mu k_\nu}{k^2}, \quad (2.22)$$

onde  $g_{\mu\nu}$  é o tensor métrico. Em seguida podemos adotar  $\xi = 0$ , que refere-se ao calibre de Landau ou,  $\xi = 1$ , que equivale a escolha pelo calibre de Feynman.

Para os vértices de interação, considerando apenas os diagramas elementares, as regras são:

$$\text{Vértice quark-glúon: } \begin{array}{c} j \\ \searrow \\ \mu \\ \nearrow \\ i \end{array} \text{~~~~~} a = ig\gamma^\mu (t^a)_{ij} \quad (2.23)$$

$$\text{Vértice fantasma-glúon: } \begin{array}{c} b \\ \dashrightarrow \\ p+k \\ \searrow \\ \mu \\ \nearrow \\ p \\ c \end{array} \text{~~~~~} a = g(p+k)^\mu f^{abc} \quad (2.24)$$

$$\text{Vértice de três glúons: } \begin{array}{c} a \\ \mu \\ k_1 \\ \text{~~~~~} \\ \nu \\ \rho \\ k_2 \\ \text{~~~~~} \\ c \\ k_3 \end{array} = \begin{aligned} & -gf^{abc}[(k_1 - k_3)^\nu g^{\mu\nu} \\ & + (k_2 - k_1)^\rho g^{\mu\nu} + (k_3 - k_2)^\mu g^{\nu\rho} \end{aligned} \quad (2.25)$$

$$\text{Vértice de quatro glúons: } \begin{array}{c} a \\ \mu \\ \text{~~~~~} \\ \rho \\ \text{~~~~~} \\ c \end{array} \begin{array}{c} b \\ \nu \\ \text{~~~~~} \\ \sigma \\ \text{~~~~~} \\ d \end{array} = \begin{aligned} & -g^2[f^{abe} f^{cde}(g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} - g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho}) \\ & + f^{ace} f^{bde} g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} - g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} \\ & + f^{ade} f^{bce}(g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} - g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma}) \end{aligned} \quad (2.26)$$

Nas regras apresentadas acima,  $p$  e  $k$  representam os momenta das partículas;  $a, b, c, d$  e  $e$  são os índices de cor e as letras gregas, os índices de Lorentz.

## 2.2 Liberdade Assintótica e Confinamento

O parâmetro de acoplamento forte  $\alpha_s$ , que aparece na lagrangiana da QCD no fator  $g$ , depende da energia do processo. Mais precisamente, o parâmetro  $\alpha_s$  varia em função do momento transferido no processo, representado por  $Q = \sqrt{-q^2}$ . No entanto, processos em altas energias implicam também em grande transferência de momento, por isso, altas energias e grande momento transferido são utilizados quase como sinônimos ao longo desse texto.

A variação de  $\alpha_s$  surge devido às flutuações quânticas do propagador do glúon no vácuo (polarização do vácuo) representadas pelos diagramas da figura 2.1. Os *loops* de férmions e de glúons atuam em sentidos opostos quanto à variação de  $\alpha_s$ . Enquanto o primeiro contribui com um fator  $-\frac{n_f}{6\pi}$ , onde  $n_f$  é o número de sabores (*flavors* - em inglês) leves ativos, contribuindo assim para o aumento de  $\alpha_s$  à medida que o momento transferido aumenta (efeito de blindagem de cor), o segundo contribui com um fator  $\frac{11n_c}{12\pi}$ , sendo  $n_c$  o número de cores, provocando uma redução no valor do parâmetro de acoplamento forte com o aumento da energia (efeito de anti-blindagem).

Esse fato pode ser sintetizado na equação (2.27), onde o termo  $\mu$  é um fator de escala introduzido devido à renormalização [1].

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + \frac{\alpha_s(\mu^2)}{12\pi}(11n_c - 2n_f) \ln\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right)} \quad (2.27)$$

Podemos observar da equação (2.27) que, como  $11n_c - 2n_f > 0$ ,  $\alpha_s(Q^2)$  diminui assintoticamente com o aumento de  $Q^2$ , tendendo a zero quando  $Q \rightarrow \infty$ . Uma interpretação para esse fato é pensar os quarks como se estivessem envoltos por uma nuvem de glúons causando uma blindagem de cor. Dessa forma, a carga de cor medida a uma dada distância é sempre maior que a carga do quark nu. A medida que dois quarks se aproximam, essa redução na distância implica num aumento de  $Q$ , passando então a predominar o efeito de anti-blindagem. Com isso, a intensidade da interação forte diminui. Esse efeito é conhecido como liberdade assintótica [3]. Tal comportamento permite que, no regime de curtas distâncias, os quarks sejam tratados como partículas livres, possibilitando, desse modo, o uso do método perturbativo nos cálculos das interações.

A liberdade assintótica também sugere a existência de uma região onde a interação forte é mais intensa e os quarks encontram-se confinados em estados hadrônicos. A separação



Figura 2.1 - *Loop* de férmions (a esquerda) e de glúons (a direita) que contribuem para a correção do parâmetro de acoplamento forte.

entre as regiões de confinamento e liberdade assintótica é determinada pelo valor de  $\mu$  na equação (2.28), onde foi definido  $b = \frac{11n_c - 2n_f}{12\pi}$ .

$$\Lambda^2 = \mu^2 \exp\left(\frac{1}{-b\alpha_s(\mu^2)}\right) \quad (2.28)$$

Com uso de (2.28) podemos reescrever a equação (2.27) como

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{1}{b \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right)}. \quad (2.29)$$

Os termos  $\mu$  e  $\Lambda$  não são preditos pela teoria e são, portanto, parâmetros livres. Seus valores precisam ser ajustados a partir de dados experimentais. No entanto, espera-se que  $\Lambda$  seja da ordem de 200 MeV. Na figura 2.2, são apresentados os resultados da medição de  $\alpha_s(Q^2)$  por diferentes experimentos. Os dados são então comparados com as predições teóricas da QCD realizadas por [31], tomando a massa do bóson  $Z^0$  como referência. É possível notar como o valor de  $\alpha_s$  decresce rápido no intervalo  $1 < Q < 10$  (os valores são medidos em GeV) e diminui mais lentamente para  $Q > 100$ , comprovando o comportamento assintótico esperado.

### 2.3 Classificação dos Processos Hadrônicos

A variação do parâmetro de acoplamento forte com a energia e, conseqüentemente, a separação da QCD em dois regimes distintos (liberdade assintótica e confinamento), levam à classificação dos processos hadrônicos também em função da escala de energia. Como apresentado na seção 2.2, no regime de curtas distâncias, acessado com uma escala de energia mais alta, os quarks são vistos como partículas livres, permitindo o uso de métodos perturbativos no tratamento dos processos. Por esse motivo, processos nesse regime são chamados de duros ou perturbativos, e a escala de energia característica é dita escala dura.

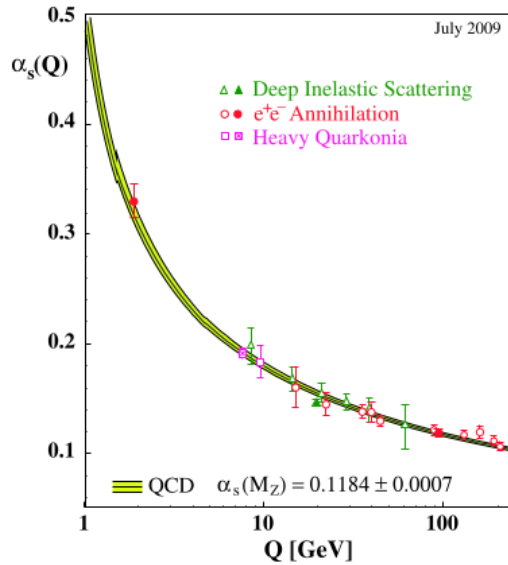


Figura 2.2 - Medições de  $\alpha_s$  como função da escala de energia  $Q$ .

Fonte: [31].

Por outro lado, na região de confinamento ou longas distâncias, acessada com uma escala de energia mais baixa, não é possível fazer uso de técnicas perturbativas. Processos nesse regime são chamados de suaves ou não perturbativos, sendo a escala de energia característica chamada de escala suave. No entanto, existe também uma classe de processos que apresenta uma escala dura e outra suave ao mesmo tempo. Processos dessa natureza são classificados como semi-duros. No que segue, apresentaremos algumas características de cada uma das classes acima citadas.

### 2.3.1 Processos Duros

Os processos duros são caracterizados pela quebra dos hádrons, o que dá origem a novas partículas, e pela presença da escala dura que, em geral, está associada a massa e/ou momento transversal das partículas produzidas. O momento transferido nas interações é da ordem dessa escala, sendo, portanto, alto, e a seção de choque apresenta uma dependência do tipo potência módulo logarítmica no momento transferido.

Os processos duros a nível partônico, por serem de curta distância, são calculados perturbativamente com uso das regras de Feynman. No entanto, sempre há uma parte de longa distância envolvida, como os hádrons nos estados inicial e final, que não pode ser

tratada com QCD perturbativa (pQCD). Como será visto mais adiante, o teorema de fatorização [11] permite calcular separadamente as partes perturbativa, que é dependente do subprocesso a nível partônico, e não-perturbativa, que é universal. Como exemplos dessa classe de processos podemos citar a produção de jatos em colisões hadrônicas [32] e a produção de di-léptons [33].

### 2.3.2 Processos Suaves

Os processos suaves apresentam uma escala de energia da ordem do tamanho do hádron, e o momento transferido é inversamente proporcional à essa escala, sendo muito pequeno. A seção de choque apresenta dependência exponencial com o momento transferido, sendo suprimida para altos valores deste.

Por ser de natureza não-perturbativa, processos suaves não podem ser estudados com pQCD, sendo necessária uma formulação não-perturbativa da teoria baseada na lagrangiana da QCD. Um dos métodos mais bem sucedidos e que tem sido amplamente utilizado na determinação das massas dos hádrons, por exemplo, é a QCD na rede. Porém, com esse formalismo só é possível analisar processos estáticos. Para o estudo de interações hadrônicas suaves é preciso recorrer a modelos fenomenológicos. Dentre eles podemos citar a teoria de Regge [6–8], os modelos de Glauber [34–36] e de Miettinen e Pumplin [15]. Exemplos típicos dessa classe de processos são o espalhamento elástico hádron-hádron e a dissociação difrativa.

### 2.3.3 Processos Semi-duros

Os processos semi-duros envolvem difração hadrônica e são caracterizados pela presença de uma escala dura e uma suave ao mesmo tempo [4, 9]. A estrutura teórica usualmente adotada para o tratamento da difração hadrônica é a teoria de Regge [6–8]. De acordo com essa teoria, as reações difrativas são mediadas pela troca de um objeto singleto de cor chamado Pomeron, que carrega apenas os números quânticos do vácuo. Desse modo, numa reação difrativa não são trocados números quânticos entre as partículas que participam da interação.

Devido a essa propriedade, os processos que envolvem difração hadrônica apresentarão, no estado final, um grande, e não suprimido exponencialmente, *gap* de rapidez entre os objetos resultantes da interação. Como exemplo de processo semi-duro podemos citar a produção difrativa de mésons vetoriais, que trataremos no capítulo 3, e cujos resultados foram publicados em [12], além do espalhamento profundamente inelástico difrativo (DDIS - do inglês *Diffractive Deep Inelastic Scattering*), que será apresentado na seção 2.7.

## 2.4 Teorema de Fatorização

O teorema de fatorização [11], que permite aplicar cálculos perturbativos para diversos processos inclusivos (e.g.  $pp$ ,  $e^-p$ ,  $\gamma^*p$ ), aborda o problema de como calcular seções de choque em altas energias que, nos casos gerais, são uma combinação de comportamentos de curta distância, como a interação entre pártons, e longa distância, como a estrutura inicial dos hádrons e os processos de hadronização. Para processos dessa natureza, não é possível aplicar a pQCD diretamente a todo processo, porém, o teorema de fatorização nos permite calcular essas seções de choque fatorando os comportamentos de curta e longa distância de um modo sistemático.

Para processos inclusivos onde todos os invariantes de Lorentz que definem o processo (exceto as massas das partículas) são grandes e da mesma ordem, e os estados finais podem ser contados, o teorema mostra como fatorar os efeitos de longa distância da seção de choque, que não são perturbativamente calculáveis, em funções que descrevem a distribuição de pártons dentro dos hádrons, chamadas de funções de distribuição partônicas (PDFs). Essas funções, além de poderem ser determinadas experimentalmente, estão presentes em todos os processos do mesmo tipo. A parte da seção de choque que sobra, após as PDFs terem sido fatoradas, é a seção de choque de curta distância para o espalhamento partônico duro.

Como exemplo de aplicação da fatorização, vamos utilizar o processo Drell-Yan [37], onde é produzido um par de léptons a partir de uma colisão próton-próton. Sendo o processo  $pp \rightarrow \mu^+\mu^- + X$ , onde  $X$  é um estado final desconhecido originado a partir da dissociação dos prótons, estaremos interessados na obtenção da seção de choque diferencial  $\frac{d\sigma}{dQ^2 dy}$ , onde  $Q^2 = q^\mu q_\mu$ , sendo  $q^\mu$  o momento do par de múons, é o quadrado da massa do par de múons. A variável  $y$  é a rapidez do par definida por

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{q \cdot P_A}{q \cdot P_B} \right), \quad (2.30)$$

onde  $P_A$  é o momento do próton  $A$  e  $P_B$ , o momento do próton  $B$ . Uma representação diagramática do processo é apresentada na figura 2.3.

A fórmula fatorizada da seção de choque do processo será dada por

$$\frac{d\sigma}{dQ^2 dy} = \sum_a \int_{x_A}^1 d\xi_A \int_{x_B}^1 d\xi_B f_{a/A}(\xi_A) f_{\bar{a}/B}(\xi_B) \hat{\sigma}(Q^2, y). \quad (2.31)$$

Na equação (2.31) a função  $f_{a/A}(\xi_A)$  é a função de distribuição partônica, que indica a probabilidade de um párton do tipo  $a$  ser encontrado no interior do próton (hádron)  $A$ ,

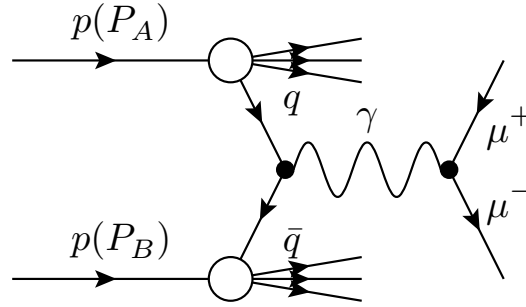


Figura 2.3 - Representação do processo Drell-Yan, onde um par  $q\bar{q}$  é aniquilado dando origem a um par  $\mu^+\mu^-$ .

carregando uma fração entre  $\xi_A$  e  $d\xi_A$  do momento do próton. A mesma interpretação vale para a função  $f_{\bar{a}/B}(\xi_B)$ , no entanto,  $\bar{a}$  representa um anti-quark enquanto  $a$  representa um quark.

As funções  $f_{a/A}(\xi_A)$  e  $f_{\bar{a}/B}(\xi_B)$  representam a parte suave (comportamento de longa distância) do processo fatorada da parte dura. Esta última está contida na seção de choque partônica  $\hat{\sigma}(Q^2, y)$ , onde o termo  $Q^2$  faz o papel da escala dura. As funções de distribuição partônicas são universais, i.e. podem ser extraídas de um processo e aplicadas no estudo de outro, e sua dinâmica é tratada pelas equações de evolução DGLAP.

## 2.5 Equações de Evolução DGLAP

As equações de evolução DGLAP (Dokshitzer [17], Gribov, Lipatov [18], Altarelli e Parisi [19]) são um conjunto de equações integro diferenciais lineares, cujas soluções são as funções de distribuição partônicas, obtidas a partir de uma condição inicial dada. A condição inicial deve ser tal que  $\alpha_s(Q_0^2)$ , onde  $Q_0$  é um parâmetro livre, seja pequeno o suficiente para permitir o uso de cálculos perturbativos.

De acordo com a QCD, é permitido a um quark emitir um glúon adquirindo, assim, uma componente de momento transversal ao seu movimento. Do mesmo modo, também é permitido a um glúon emitir um quark ou outro glúon. Quanto maior for o momento transferido ( $Q^2$ ), maior será o momento transversal adquirido pelo parton após o processo de emissão. Para o caso em que um quark emite um glúon, por exemplo, quanto maior for o momento transferido, maior será a probabilidade de que a emissão ocorra. Consequentemente, a quantidade de glúons emitidos também tende a ser maior.

Na abordagem apresentada por Altarelli e Parisi [19] em 1977, é sugerida uma repre-



sentação das PDFs levando em conta sua evolução em relação a  $Q^2$ . Desse modo, a distribuição de quarks no interior de um hádron como função de  $Q^2$  é escrita como

$$q(x, Q^2) = q(x) + \Delta q(x, Q^2), \quad (2.32)$$

onde  $q(x)$  é a função de distribuição de quarks, e o termo  $\Delta q(x, Q^2)$  representa a emissão de um glúon pelo quark. Desse modo, são considerados o processo elementar  $\gamma^* q \rightarrow q$ , cuja função de distribuição associada é dada por

$$q(x) = \int d\xi q(\xi) \delta(x - \xi) = \int \frac{d\xi}{\xi} q(\xi) \delta\left(1 - \frac{x}{\xi}\right), \quad (2.33)$$

bem como o processo com um glúon no estado final ( $\gamma^* q \rightarrow qg$ ) representado na figura 2.4. Tal processo elementar é encontrado no espalhamento profundamente inelástico (DIS) que será apresentado na seção (2.6).

Neste último processo, a densidade de probabilidade deve ser modificada para representar a probabilidade de um quark com momento  $\xi p$  tornar-se um quark com momento  $xp$ , o que equivale a escrever

$$\delta\left(1 - \frac{x}{\xi}\right) \rightarrow \delta\left(1 - \frac{x}{\xi}\right) + f\left(\frac{x}{\xi}, Q^2\right), \quad (2.34)$$

onde  $f\left(\frac{x}{\xi}, Q^2\right)$  é, a princípio, uma função qualquer de  $\frac{x}{\xi}$  e  $Q^2$ . Tal modificação implica em escrever a função de distribuição partônica (2.33) como

$$q(x) \rightarrow q(x, Q^2) = q(x) + \int \frac{d\xi}{\xi} q(\xi) f\left(\frac{x}{\xi}, Q^2\right), \quad (2.35)$$

onde podemos identificar, a partir da equação (2.32),  $\Delta q(x, Q^2) = \int \frac{d\xi}{\xi} q(\xi) f\left(\frac{x}{\xi}, Q^2\right)$ .

O diagrama com emissão de um glúon real, representado pela figura 2.4, apresenta uma singularidade, que leva à divergência do infravermelho, quando o glúon é emitido colinearmente ao quark. Também existe singularidade quando o momento do glúon é muito pequeno, o que é chamado de singularidade suave ou ultravioleta. No entanto, a singularidade ultravioleta é cancelada quando são somadas as contribuições de glúons reais e virtuais, estas últimas advindas das correções de vértice e polarização do vácuo. Desse modo, apenas a singularidade colinear sobrevive.

Pode-se regularizar a divergência, em altas energias, associando ao glúon uma massa  $\mu$ .

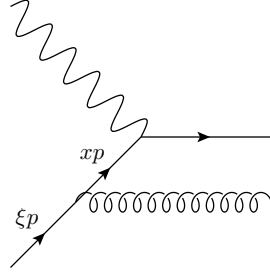


Figura 2.4 - Diagrama do processo elementar  $\gamma^* q \rightarrow qg$  onde  $\xi p$  é o momento do quark no estado inicial e  $xp$  é o momento do quark virtual após a emissão do glúon.

Isso equivale, para altos valores de  $Q^2$ , escrever

$$\Delta q(x,t) = \frac{\alpha_s t}{2\pi} \int \frac{d\xi}{\xi} q(\xi) P_{qq} \left( \frac{x}{\xi} \right), \quad (2.36)$$

onde  $t = \ln \left( \frac{Q^2}{\mu^2} \right)$  e  $P_{qq}(z)$ , onde  $z = \frac{x}{\xi}$ , que está associada a probabilidade de um quark com momento  $\xi p$  tornar-se um quark com momento  $xp$ , i.e., com uma fração  $z = \frac{x}{\xi}$  do seu momento inicial, devido à emissão de um glúon, é dada por

$$P_{qq}(z) = \frac{4}{3} \frac{1+z^2}{1-z}, \quad z \neq 1. \quad (2.37)$$

Desse modo, a PDF definida pela equação (2.32) pode ser reescrita como

$$q(x,t) = q(x) + \frac{\alpha_s t}{2\pi} \int \frac{d\xi}{\xi} q(\xi) P_{qq} \left( \frac{x}{\xi} \right) \quad (2.38)$$

onde podemos identificar a função  $f \left( \frac{x}{\xi}, Q^2 \right)$  escrita na equação (2.38) como  $P_{qq} \left( \frac{x}{\xi} \right)$ .

Além do processo elementar  $\gamma^* q \rightarrow qg$ , outro processo fóton-párton deve ser levado em conta. Na figura 2.5, temos o diagrama do processo  $\gamma^* g \rightarrow q\bar{q}$ , que ao ser considerado, faz com que a equação (2.38) seja substituída por

$$q(x,t) = q(x) + \frac{\alpha_s t}{2\pi} \int \frac{d\xi}{\xi} \left[ q(\xi) P_{qq} \left( \frac{x}{\xi} \right) + g(\xi) P_{qg} \left( \frac{x}{\xi} \right) \right] \quad (2.39)$$

onde  $g(\xi)$  é a densidade de glúons e  $P_{qg}(z)$ , com  $z = \frac{x}{\xi}$ , que está associada a probabilidade de um glúon com momento  $\xi p$  tornar-se um glúon com momento  $xp$  e um anti-quark, é dada por

$$P_{qg}(z) = \frac{1}{2} [z^2 + (1-z)^2]. \quad (2.40)$$

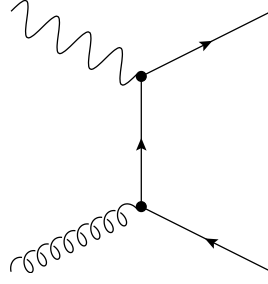


Figura 2.5 - Diagrama do processo elementar fóton-párton  $\gamma^* g \rightarrow q\bar{q}$ .

Derivando a equação (2.39) em relação a  $t$ , teremos a equação DGLAP para a evolução da distribuição de quarks,

$$\frac{dq(x,t)}{dt} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int \frac{d\xi}{\xi} \left[ q(\xi,t)P_{qq}\left(\frac{x}{\xi}\right) + g(\xi,t)P_{qg}\left(\frac{x}{\xi}\right) \right]. \quad (2.41)$$

Para a distribuição de glúons, a equação correspondente é dada por

$$\frac{dg(x,t)}{dt} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int \frac{d\xi}{\xi} \left[ \sum_j q_j(\xi,t)P_{gq}\left(\frac{x}{\xi}\right) + g(\xi,t)P_{gg}\left(\frac{x}{\xi}\right) \right], \quad (2.42)$$

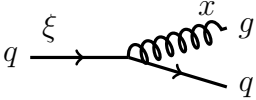
onde o índice  $j$  indica os sabores de quarks e anti-quarks.

As funções  $P(z)$ , que aparecem nas equações (2.41) e (2.42), associadas a probabilidade de um pártion com momento  $\xi p$  tornar-se um outro pártion com uma fração  $z = \frac{x}{\xi}$  do seu momento inicial, seja pela emissão de um glúon ou pela criação de um par  $q\bar{q}$ , são chamadas funções de desdobramento e são dadas por

$$q \xrightarrow{\xi} \begin{array}{c} x \\ \nearrow q \\ \searrow g \end{array} \Rightarrow P_{qq}(z) = \frac{4}{3} \frac{1+z^2}{1-z} \quad (2.43)$$

$$g \xrightarrow{\xi} \begin{array}{c} x \\ \nearrow q \\ \searrow \bar{q} \end{array} \Rightarrow P_{qg}(z) = \frac{1}{2} [z^2 + (1-z)^2] \quad (2.44)$$

$$g \xrightarrow{\xi} \begin{array}{c} x \\ \nearrow g \\ \searrow g \end{array} \Rightarrow P_{gg}(z) = 6 \left[ \frac{1-z}{z} + \frac{z}{1-z} + z(1-z) \right] \quad (2.45)$$



$$\Rightarrow P_{gq}(z) = \frac{4}{3} \frac{1 + (1-z)^2}{z} \quad (2.46)$$

As soluções das equações DGLAP indicam o valor da distribuição de pártons ( $q(x,t)$  ou  $g(x,t)$ ) para um  $t$  qualquer uma vez conhecida, experimentalmente, a condição inicial  $q(x,t_0)$  ou  $g(x,t_0)$ , onde  $t_0$  (ou, equivalentemente  $Q_0$ ) deve ser escolhido. Uma vez que o modelo é baseado em métodos perturbativos, a escolha de  $t_0$  deve garantir que  $\alpha_s(t_0)$  seja suficientemente pequeno. A condição inicial deve ser obtida a partir de processos em que um hádron esteja presente, como por exemplo o espalhamento profundamente inelástico  $e^-p$ .

## 2.6 Espalhamento Profundamente Inelástico

Devido à universalidade das PDFs, comentada na seção 2.4, é possível extrair uma parametrização para as distribuições partônicas a partir de um experimento, e depois utilizar esta mesma imagem no estudo de outros processos. O experimento que melhor possibilita vincular as PDFs é o espalhamento profundamente inelástico (DIS) entre um elétron e um próton. Para o caso em que o DIS é dominado pela troca de um fóton, a representação diagramática é apresentada da figura 2.6. Esse experimento possibilitou comprovar que o próton possui uma estrutura interna composta de quarks, antiquarks e glúons, coletivamente chamados de pártons.

De acordo com o teorema de fatorização, a seção de choque para o DIS é dada por

$$\sigma(x, Q^2) = \sum_{q, \bar{q}} \int_x^1 d\xi q(\xi, Q^2) \hat{\sigma}\left(\frac{x}{\xi}, Q^2\right), \quad (2.47)$$

onde  $\hat{\sigma}\left(\frac{x}{\xi}, Q^2\right)$  é a seção de choque da interação de curta distância (dura) entre o elétron e um quark (ou antiquark). Como o espalhamento duro pode ser calculado perturbativamente, se a seção de choque  $\sigma(x, Q^2)$  for medida experimentalmente, é possível, a partir de  $\sigma$  e  $\hat{\sigma}$ , determinar a distribuição de quarks  $q(\xi)$  para um dado valor de  $Q^2$ . Esse valor pode ser tomado como condição inicial para as equações DGLAP.

O DIS inclusivo (figura 2.6) é completamente descrito por três variáveis cinemáticas. Uma delas é fixada a partir das condições experimentais, como a energia do elétron ( $E$ ) ou o quadrado da energia do centro de massa do sistema ( $s$ ). Quanto às outras duas variáveis, estas podem ser escolhidas dentre os seguintes invariantes de Lorentz: o quadrado da

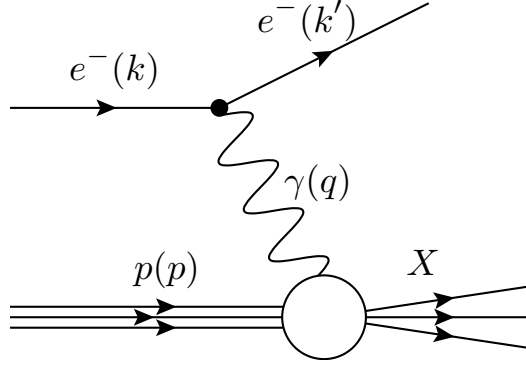


Figura 2.6 - Representação diagramática do espalhamento profundamente inelástico entre um elétron ( $e^-$ ) e um próton ( $p$ ). A interação é mediada por um fóton  $\gamma$ . Entre parênteses estão indicados os momentos das partículas.

energia do centro de massa do sistema fóton virtual-próton ( $\gamma^*p$ ), definido por

$$W^2 = (p + q)^2, \quad (2.48)$$

a energia transferida pelo elétron, dada por

$$\nu = \frac{p \cdot q}{m_N} = \frac{W^2 + Q^2 - m_N^2}{2m_N}, \quad (2.49)$$

com  $m_N$  sendo a massa do núcleon (próton) e  $Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2$ , o quadrado do momento transferido, também referido como a virtualidade do fóton; o  $x$  de Bjorken, definido como

$$x = \frac{Q^2}{2p \cdot q} = \frac{Q^2}{2m_N \nu} = \frac{Q^2}{Q^2 + W^2 - m_N^2}, \quad (2.50)$$

e a fração de energia do elétron carregada pelo fóton virtual, também chamada de inelasticidade, dada por

$$y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k} = \frac{W^2 + Q^2 - m_N^2}{s - m_N^2}. \quad (2.51)$$

A interação no vértice superior da figura 2.6 é descrita pelo tensor leptônico  $L^{\mu\nu}$ , que depende dos momentos  $k$  e  $k'$  do elétron no estado inicial e final, respectivamente. O vértice inferior, contém a informação da interação  $\gamma^*p$ , que é descrita pelo tensor hadrônico  $W^{\mu\nu}$ . Seguindo essa abordagem, temos que a seção de choque diferencial do DIS pode ser escrita como

$$\frac{d\sigma}{dE' d\Omega} = \frac{\alpha_{em}^2}{2m_N Q^2} \frac{E'}{E} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu}, \quad (2.52)$$

onde  $\alpha_{em}$  é a constante de acoplamento da interação eletromagnética e  $d\Omega = d \cos \theta d\phi$  é o ângulo sólido diferencial, que relaciona o ângulo de espalhamento  $\theta$  ao ângulo azimutal  $\phi$ .

Como a interação  $\gamma^*p$  não é bem definida, o tensor hadrônico é parametrizado em termos de funções de estrutura. Para o caso que estamos considerando, há a contribuição de duas funções de estrutura, denominadas  $W_1(\nu, Q^2)$  e  $W_2(\nu, Q^2)$ . Em termos destas duas funções, a seção de choque diferencial do DIS fica

$$\frac{d\sigma}{dE' d\Omega} = \frac{4\alpha_{em}^2 E'^2}{Q^2} \left[ 2W_1 \sin^2 \frac{\theta}{2} + W_2 \cos^2 \frac{\theta}{2} \right]. \quad (2.53)$$

É usual definir as funções de estrutura adimensionais  $F_1 \equiv m_N W_1(\nu, Q^2)$  e  $F_2 \equiv \nu W_2(\nu, Q^2)$ . Com isso, pode-se escrever a seção de choque diferencial do DIS, em relação as variáveis cinemáticas  $x$  e  $Q^2$ , como

$$\frac{d\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha_{em}^2}{Q^4} [xy^2 F_1(x, Q^2) + (1-y) F_2(x, Q^2)]. \quad (2.54)$$

Vale notar que para baixos valores de  $y$ , apenas a função de estrutura  $F_2$  contribui para a seção de choque, e a equação (2.6) se torna

$$\frac{d\sigma}{dx dQ^2} \simeq \frac{4\pi\alpha_{em}^2}{Q^4} F_2(x, Q^2). \quad (2.55)$$

As funções de estrutura adimensionais, definidas acima, estão relacionadas com a seção de choque de foto-absorção virtual. Como o fóton virtual apresenta tanto polarização longitudinal como transversal, a seção de choque total pode ser separada nestas duas componentes, de modo que teremos

$$\sigma_L^{\gamma^*p} = \frac{4\pi^2\alpha_{em}}{Q^2} (F_2 - 2xF_1) \quad (2.56)$$

para a seção de choque de foto-absorção com polarização longitudinal, e

$$\sigma_T^{\gamma^*p} = \frac{4\pi^2\alpha_{em}}{Q^2} 2xF_1 \quad (2.57)$$

para a polarização transversal.

Das equações (2.56) e (2.57) podemos escrever as funções de estrutura longitudinal  $F_L = F_2 - 2xF_1$  e transversal  $F_T = 2xF_1$ . Vale notar que  $F_2 = F_L + F_T$ , ou seja, a função

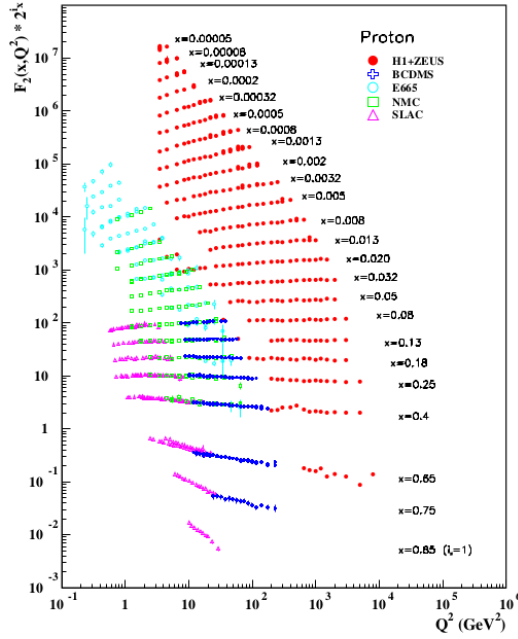


Figura 2.7 - Dados da função de estrutura  $F_2$  do próton em função de  $x$  e  $Q^2$ .

Fonte: [39].

de estrutura  $F_2$  leva em conta tanto a absorção, pelo próton, de um fóton virtual com polarização longitudinal, quanto de um fóton com polarização transversal. Com isso, a seção de choque total de foto-absorção virtual é dada por

$$\sigma^{\gamma^*p}(x, Q^2) = \frac{4\pi^2\alpha_{em}}{Q^2} F_2(x, Q^2) \quad (2.58)$$

Na figura 2.7, podemos observar o comportamento da função de estrutura  $F_2$  para diferentes valores de  $x$  e  $Q^2$ . É interessante notar que para valores altos de  $x$  ( $x > 0.4$ ) a função de estrutura decresce com o aumento de  $Q^2$ . Já para pequenos valores de  $x$  ( $x < 0.05$ ) o comportamento é inverso. Também observa-se que para valores intermediários, ou seja,  $0.05 < x < 0.4$ ,  $F_2$  quase não depende de  $Q^2$ . Esse fato levou Bjorken, em 1969 [38], a considerar um escalamento para a função de estrutura. No entanto, o escalamento de Bjorken não considera a emissão de glúons pelos quarks, i.e., os pártons seriam partículas de spin  $\frac{1}{2}$  com momento colinear ao do próton. Como podemos observar na figura 2.7, o escalamento é violado para pequeno  $x$ , bem como para  $x$  grande com  $Q^2$  também grande.

A função de estrutura  $F_2$  pode ser relacionada com o função de distribuição partônica

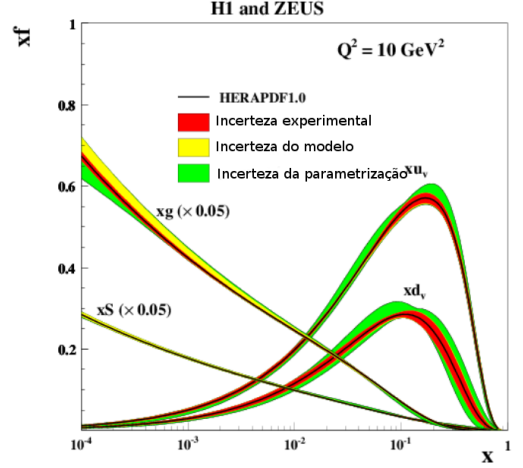


Figura 2.8 - Função de distribuição partônica HERAPDF1.0 com  $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$  com a incertezas experimental, do modelo e da parametrização indicadas. A distribuição de glúons e dos quarks de mar estão re-escaladas por um fator de 20.

Fonte: Adaptada de [40].

por meio de uma função coeficiente  $C(x/\xi, Q^2, \mu^2)$  que é, essencialmente, a função de estrutura partônica regularizada. Considerando as funções coeficiente para quarks e glúons no esquema de subtração mínima modificada<sup>6</sup> teremos [4]

$$F_2(x, Q^2) = \sum_{q, \bar{q}} e_q^2 x \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} \left[ q(\xi, \mu^2) C_{MS}^q \left( \frac{x}{\xi}, Q^2, \mu^2 \right) + g(\xi, \mu^2) C_{MS}^g \left( \frac{x}{\xi}, Q^2, \mu^2 \right) \right], \quad (2.59)$$

onde  $q(\xi, \mu^2)$  e  $g(\xi, \mu^2)$  são, respectivamente, a distribuição de quarks e de glúons, dadas pelas equações (2.41) e (2.42). Na figura 2.8 temos a distribuição de quarks de valência, glúons e quarks de mar<sup>7</sup> dadas pela parametrização HERAPDF1.0 [40] com  $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ . Podemos observar que para pequeno  $x$  ( $x < 10^{-2}$ ), a densidade de glúons e de quarks de

<sup>6</sup>A função coeficiente é dada por

$$C(z, Q^2, \mu^2) = \delta(1-z) + \frac{\alpha_s}{2\pi} \left[ P(z) \ln \frac{Q^2}{\mu^2} + \tilde{h}(z) \right] + \dots$$

Procedendo com a regularização dimensional num espaço com  $(4 + \varepsilon)$  dimensões, o termo entre colchetes passa a ser escrito como

$$P(z) \left( \ln \frac{Q^2}{\mu^2} + \frac{2}{\varepsilon} \right) + h(z),$$

com  $h(z) = \tilde{h}(z) + (\gamma_E - \ln 4\pi)P(z)$ . O esquema de subtração mínima modificada consiste em absorver o termo  $2/\varepsilon + \gamma_E - \ln 4\pi$  na função de distribuição renormalizada  $q(\xi, \mu^2)$ .

<sup>7</sup>Os quarks de mar são provenientes da flutuação dos glúons em pares  $q\bar{q}$ .



mar aumenta rapidamente, enquanto a densidade de quarks de valência diminui, indicando que em altas energias, a função de estrutura do próton é dominada por glúons e quarks de mar.

## 2.7 DIS Difractivo

Resultados experimentais obtidos pelas colaborações ZEUS [41] e H1 [42] do HERA revelaram que cerca de 10% dos eventos de DIS apresentam natureza difractiva. O processo de espalhamento profundamente inelástico com natureza difractiva é chamado de DIS difractivo ou DDIS (do inglês *diffractive deep inelastic scattering*). A representação diagramática do canal neutro do DIS difractivo é apresentada na figura 2.9. A reacção em questão é  $l(k) + p(p) \rightarrow l'(k') + p'(p') + X(P_X)$ , com os momentos das partículas indicados entre parênteses.

A principal diferença entre o DIS inclusivo, apresentado na secção 2.6, e o difractivo é que, no último, além do estado final  $X$  é observado também um próton intacto, ou seja, o próton não é quebrado. Outra importante assinatura experimental é a presença de uma lacuna (*gap*) de rapidez entre o próton espalhado e o estado final  $X$ . Para os processos difractivos, é assumido que a interacção seja mediada pela troca de um objeto singlete de cor, com os números quânticos do vácuo (i.e. não são trocados números quânticos entre o elétron e o próton), chamado de Pomeron.

Para a descrição do DDIS são necessárias cinco variáveis cinemáticas. Três delas são as mesmas utilizadas para o DIS, sendo o quadrado da energia do centro de massa,  $s$ , do sistema  $ep$ , o  $x$  de Bjorken e o quadrado do momento transferido no vértice leptónico,  $Q^2$ . Além dessas, outras duas variáveis adicionais, relacionadas às coordenadas do tri-momento do próton no estado final, devem ser consideradas. Uma delas é o quadrado do momento transferido no vértice hadrónico, dado por

$$t = -(p' - p) \simeq -\frac{\mathbf{p}'_{\perp}{}^2}{x_F}, \quad (2.60)$$

sendo  $p$  e  $p'$  o momento inicial e final do próton, respectivamente,  $\mathbf{p}'_{\perp}$  a componente do tri-momento do próton perpendicular ao eixo de propagação e  $x_F$  a variável de Feynman, definida como

$$x_F \equiv \frac{|p'_z|}{p_z}, \quad (2.61)$$

onde o eixo  $z$  é adotado como o eixo de propagação das partículas incidentes.

A outra quantidade invariante utilizada é a fração de momento do próton carregada pelo

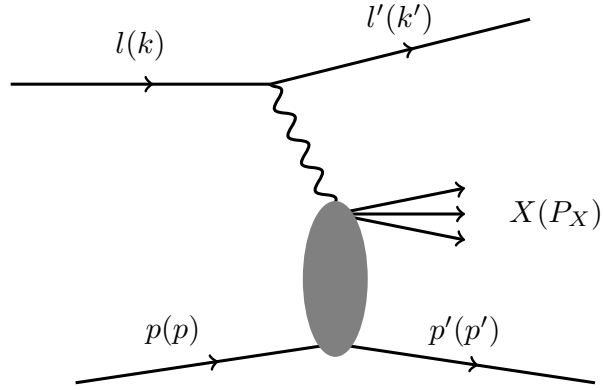


Figura 2.9 - Representação da reação  $l(k) + p(p) \rightarrow l'(k') + p'(p') + X(P_X)$  caracterizada como espalhamento profundamente inelástico difrativo (DDIS). Os momentos das partículas estão indicados entre parênteses.

Fonte: [31].

Pomeron, dada por

$$x_P = \frac{(p - p') \cdot q}{p \cdot q} = \frac{M^2 + Q^2 - t}{W^2 + Q^2 - m_N^2} \simeq \frac{M^2 + Q^2}{W^2 + Q^2} = 1 - x_F, \quad (2.62)$$

sendo  $M$  a massa do sistema  $X$  produzido no estado final, advindo da quebra do Pomeron.

É usual ainda definir uma nova quantidade invariante, denotada por  $\beta$  e definida como

$$\beta = \frac{Q^2}{2q \cdot (p - p')} = \frac{Q^2}{M^2 + Q^2 - t} \simeq \frac{Q^2}{M^2 + Q^2}. \quad (2.63)$$

Com essa nova variável é possível estabelecer a relação

$$x = \beta x_P. \quad (2.64)$$

As variáveis cinemáticas do DDIS estão explicitadas no diagrama da figura 2.10.

A seção de choque do DDIS, assim como no caso inclusivo, pode ser escrita em termos de duas funções de estrutura  $F_1^{D(4)}$  e  $F_2^{D(4)}$ , onde o índice  $D$  refere-se a difrativo, e o número 4 indica a dependência da função de estrutura em quatro variáveis cinemáticas ( $x$ ,  $Q^2$ ,  $x_P$  e  $t$ ). De modo análogo ao caso inclusivo, podemos definir as funções de estrutura longitudinal e transversal, respectivamente, como  $F_L^{D(4)} = F_2^{D(4)} - 2xF_1^{D(4)}$  e  $F_T^{D(4)} = 2xF_1^{D(4)}$ .

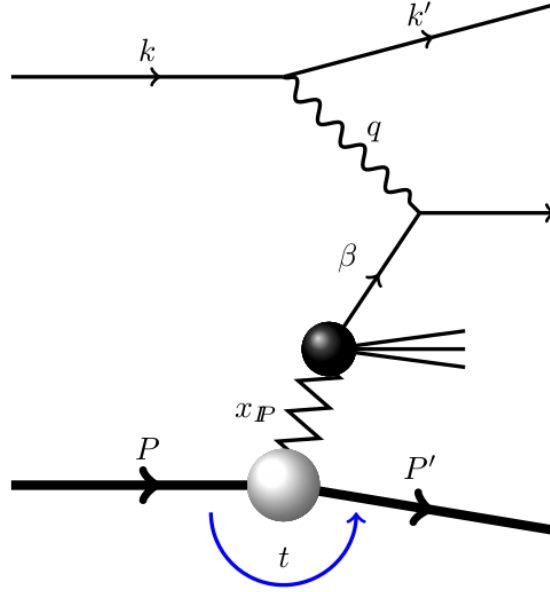


Figura 2.10 - Representação do DDIS explicitando os momentos  $\beta$  e  $x_P$ . Também são representados os momentos inicial ( $k$  e  $P$ ) e final ( $k'$  e  $P'$ ) do elétron e do próton, respectivamente, bem como o momento transferido  $t$  e o momento do fóton virtual  $q$ .

Introduzindo a razão entre as funções de estrutura longitudinal e transversal,  $R^{D(4)} = F_L^{D(4)}/F_T^{D(4)}$ , a seção de choque do DDIS, como função das variáveis  $x$ ,  $Q^2$ ,  $x_P$  e  $t$ , pode ser escrita como

$$\frac{d\sigma^D}{dx dQ^2 dx_P dt} = \frac{4\pi\alpha_{em}^2}{xQ^2} \left\{ 1 - y + \frac{y^2}{2[1 + R^{D(4)}(x, Q^2, x_P, t)]} \right\} F_2^{D(4)}(x, Q^2, x_P, t). \quad (2.65)$$

É esperado que na região onde  $\beta \leq 0.8$ , a função  $F_L^{D(4)}$  seja muito menor que  $F_T^{D(4)}$ , o que nos permite desconsiderar a razão  $R^{D(4)}$  na equação (2.65). Além disso, para valores muito pequenos de  $y$ , a equação (2.65) pode ser aproximada como

$$\frac{d\sigma}{dx dQ^2 dx_P dt} \simeq \frac{4\pi\alpha_{em}^2}{xQ^4} F_2^{D(4)}(x, Q^2, x_P, t). \quad (2.66)$$

Comparando as equações (2.66) e (2.55), podemos observar que, do ponto de vista fenomenológico, o que diferencia o DIS e o DDIS é a determinação da função de estrutura que, no segundo caso, depende também de variáveis cinemáticas relativas ao próton intacto no estado final. Até o presente momento, não existe uma descrição de  $F_2^{D(4)}$  totalmente baseada em QCD. Neste trabalho, adotaremos, para a descrição de  $F_2^{D(4)}$ , o modelo de Pomeron resolvido [9].

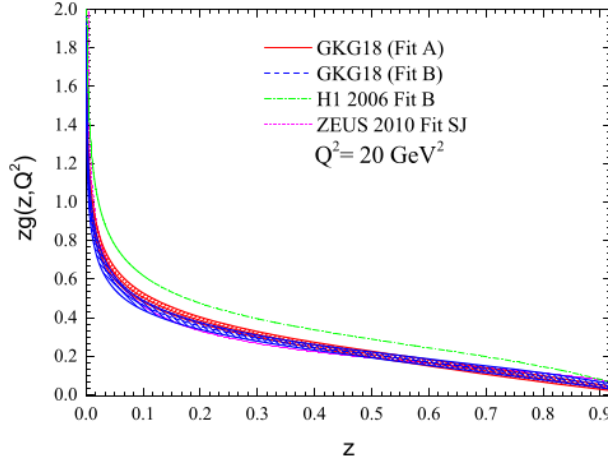


Figura 2.11 - Função de distribuição difrativa de glúons obtida por diferentes parametrizações com  $Q^2 = 20 \text{ GeV}^2$ . Foi adotada a aproximação  $z = \beta$ .

Fonte: [43].

O modelo de Pomeron resolvido, proposto por Ingelman e Schlein, em 1985 [9], assume que o Pomeron apresenta uma estrutura hadrônica típica, ou seja, é constituído de pártons. De acordo com essa abordagem, a função de estrutura difrativa  $F_2^{D(4)}$  pode ser escrita como

$$F_2^{D(4)}(x, Q^2, x_P, t) = f_P^p(x_P, t) F_2^P(\beta, Q^2). \quad (2.67)$$

Aqui  $f_P^p(x_P, t)$  é o fluxo de Pomerons no próton, que tem origem na teoria de Regge, e é dado por

$$f_P^p(x_P, t) = \frac{1}{16\pi^2} |g_P(t)|^2 x_P^{1-\alpha_P(t)}, \quad (2.68)$$

onde  $g_P(t)$  é o parâmetro de acoplamento do Pomeron, e  $\alpha_P(t)$  é a trajetória de Regge do Pomeron dada por

$$\alpha_P(t) = \alpha_P(0) + \alpha'_P(t). \quad (2.69)$$

O termo  $F_2^P(\beta, Q^2)$  é a função de estrutura do Pomeron e é dada por

$$F_2^P(\beta, Q^2) = \sum_{q, \bar{q}} e_q^2 \beta q^P(\beta, Q^2). \quad (2.70)$$

Aqui a variável  $\beta$  é interpretada como a fração de momento do Pomeron carregada pelos seus constituintes partônicos, enquanto a função  $q^P(\beta, Q^2)$  representa a probabilidade de encontrar, dentro do Pomeron, um quark  $q$  com fração de momento  $\beta$ . A partir disso

podemos estabelecer a função de distribuição difrativa de quarks, que é relacionada com a distribuição de quarks do Pomeron como

$$\begin{aligned} q_p^D(x, Q^2) &= \int dx_P d\beta \delta(x - x_P \beta) f_{\mathbb{P}}^p(x_P) q_{\mathbb{P}}(\beta, Q^2) \\ &= \int_x^1 \frac{dx_P}{x_P} f_{\mathbb{P}}^p(x_P) q_{\mathbb{P}}(\beta, Q^2), \end{aligned} \quad (2.71)$$

onde  $f_{\mathbb{P}}^p(x_P)$  é o fluxo de Pomerons integrado, dado por

$$f_{\mathbb{P}}^p(x_P) = \int_{t_{min}}^{t_{max}} dt f_{\mathbb{P}}^p(x_P, t) = \int_{t_{min}}^{t_{max}} dt \frac{A_{\mathbb{P}} e^{B_{\mathbb{P}} t}}{x_{\mathbb{P}}^{2\alpha_{\mathbb{P}}(t)-1}}, \quad (2.72)$$

sendo  $A_{\mathbb{P}}$  um fator de normalização, e  $B_{\mathbb{P}}$  a inclinação do fluxo de Pomerons que é obtido a partir de dados experimentais.

De modo similar, também é definida uma distribuição difrativa para os glúons  $g_{\mathbb{P}}(x, Q^2)$ , relacionada com a distribuição de glúons no Pomeron  $g_{\mathbb{P}}(\beta, Q^2)$ . A dependência em  $Q^2$ , tanto de  $q^{\mathbb{P}}(\beta, Q^2)$  quanto de  $g^{\mathbb{P}}(\beta, Q^2)$ , é satisfeita pelas equações de evolução DGLAP. Na figura 2.11, apresentamos o comportamento da distribuição difrativa de glúons em função do momento longitudinal  $z$  do párton<sup>8</sup> que interage com o fóton, assumindo  $Q^2 = 20 \text{ GeV}^2$ , derivado em [43]. Aqui são comparadas as distribuições dadas por quatro ajustes (*Fits*) de três colaborações. A expectativa é que essas funções sejam universais, podendo ser aplicadas para outros processos com uso do teorema da fatorização. No entanto, como será visto em seguida, existe uma quebra de fatorização nos processos difrativos em colisões hadrônicas, o que ainda é uma questão em aberto.

## 2.8 Difração em Colisões Hadrônicas

Pelo que vimos até o presente momento, sabemos que podemos usar o teorema de fatorização no DIS inclusivo para separar as partes suave e dura do processo. A informação contida na parte suave possibilita obter uma imagem do próton. Tal imagem é universal e pode ser aplicada no estudo de processos hadrônicos, como a produção de di-jatos, por exemplo, cuja seção de choque pode ser dada por

$$\sigma = \sum_{a,b,c,d} \int dx_1 dx_2 f_{a/p}(x_1, Q^2) f_{b/p}(x_2, Q^2) \hat{\sigma}(ab \rightarrow cd), \quad (2.73)$$

onde as funções  $f_{a/p}(x_1, Q^2)$  e  $f_{b/p}(x_2, Q^2)$  são as funções de distribuição dos pártons  $a$ , com fração de momento  $x_1$ , e  $b$ , com fração de momento  $x_2$ , respectivamente, enquanto

---

<sup>8</sup>Considerando apenas processos de ordem dominante, temos  $z = \beta$ , porém, com a inclusão de processos de mais alta ordem, teremos  $0 < \beta < z$ .

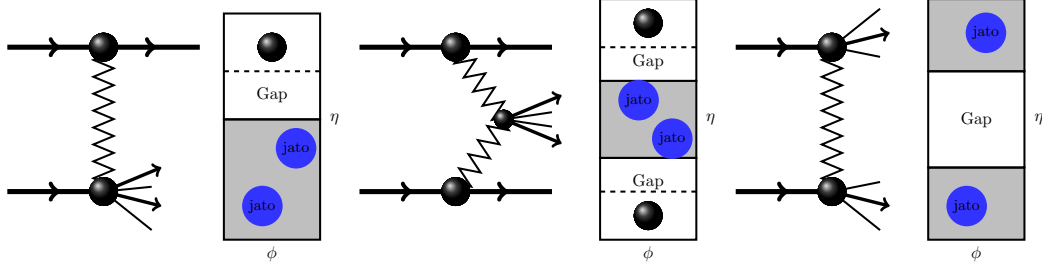


Figura 2.12 - Representação esquemática dos processos de difração simples (esquerda), dupla (centro) e dupla dissociação difrativa (direita). À direita de cada diagrama é feita uma representação da distribuição dos estados finais no detector em termos do ângulo azimutal  $\phi$  e da pseudo-rapidez  $\eta$ . As áreas em branco representam os *gaps* de rapidez, enquanto as áreas cinzas indicam a região do detector preenchida com partículas ou ressonâncias de natureza suave. Os jatos com alto momento transversal são representados pelos círculos azuis.

$\hat{\sigma}(ab \rightarrow cd)$  é a seção de choque de curta distância que indica a probabilidade dos partons  $a$  e  $b$  formarem os jatos  $c$  e  $d$ .

Sabemos também que, de modo análogo, podemos usar o teorema de fatorização no DDIS e obter uma imagem difrativa do próton. Essa hipótese foi comprovada experimentalmente pelos dados de HERA [42]. A expectativa então, é de que a imagem difrativa do próton possa ser aplicada para o cálculo de processos hadrônicos de natureza difrativa, como a produção difrativa de di-jatos, por exemplo. Nesse caso, a seção de choque poderia ser obtida pela equação (2.73) substituindo as funções de distribuição partônicas  $f_{a/p}(x_1, Q^2)$  e  $f_{b/p}(x_2, Q^2)$  pelas respectivas distribuições difrativas, que para quarks são dadas pela equação (2.71). Desse modo teremos, no caso de difração dupla (ver abaixo), que a seção de choque seria dada por

$$\sigma = \sum_{a,b,c,d} \int dx_1 dx_2 f_{a/p}^D(x_1, Q^2) f_{b/p}^D(x_2, Q^2) \hat{\sigma}(ab \rightarrow cd), \quad (2.74)$$

onde  $f_{a/p}^D(x_1, Q^2)$  e  $f_{b/p}^D(x_2, Q^2)$  são as funções de distribuição partônicas difrativas.

Colaborações experimentais como a UA8 [44–46] e as do Tevatron [47, 48], obtiveram grande êxito na busca por evidências de processos de difração hadrônica. Em particular, as colaborações CDF e D0, do Tevatron, analisaram a produção difrativa de di-jatos em processos de difração simples, difração dupla (ou dupla troca de Pomeron) e dupla dissociação difrativa. Esses processos estão representados esquematicamente na figura 2.12. Na difração simples um próton é dissociado, dando origem ao par de jatos, enquanto o outro permanece intacto após a interação. São observados no estado final o par de

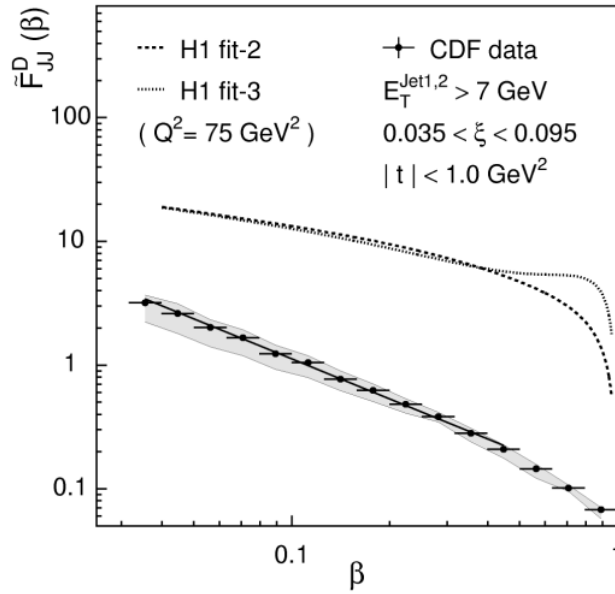


Figura 2.13 - Dados da distribuição em  $\beta$  (pontos) da função de estrutura difrativa do antipróton, comparados com as predições feitas a partir das densidade de distribuição partônicas obtidas pela colaboração H1 extraídas do DDIS.

Fonte: [49].

jetos produzidos, o próton intacto e um grande *gap* de rapidez separando o próton dos jetos. Na difração dupla não ocorre a dissociação dos prótons e os jetos são produzidos a partir da interação entre os Pomerons que são trocados na interação. Serão observados no estado final os dois prótons, o par de jetos e dois *gaps* de rapidez. Já na dupla dissociação difrativa, os dois prótons são dissociados dando gerando o par de jetos. Nesse caso, não são observados prótons intactos no estado final, mas o par de jetos preserva os números quânticos do estado inicial.

Na figura 2.13, podemos observar o dados obtidos pela colaboração CDF [49], em colisões  $\bar{p}p$  com energia de centro de massa de 1,8 TeV. Os dados representam a distribuição em  $\beta$  da função de estrutura do anti-próton para a produção de di-jetos. A faixa cinza envolvendo os pontos representa a banda de incerteza da medição. As linhas pontilhadas, logo acima dos dados, são as predições teóricas feitas usando o teorema de fatorização com as distribuições partônicas extraídas a partir dos dados de DDIS obtidas pela colaboração H1 [50, 51].

Podemos notar que as predições diferem dos dados experimentais tanto em magnitude

quanto no comportamento da distribuição. Tal discrepância coloca em cheque a universalidade das densidades partônicas extraídas do DDIS, e levanta a questão se o comportamento da distribuição em  $\beta$  também é dependente do processo. Essa discordância representa uma quebra no teorema de fatorização quando aplicado em processos de difração hadrônica.

Essa impossibilidade de aplicar o teorema de fatorização, na forma adotada para a equação (2.73), para processos de difração hadrônica, se deve ao fato de que nesse tipo de evento não ocorre a produção de partículas adicionais por interação suave entre os prótons (re-espalhamentos). Sendo assim, é preciso levar em conta a probabilidade de que essas partículas adicionais não sejam produzidas, garantindo a sobrevivência do *gap* de rapidez. Nesse trabalho, assumiremos que tal probabilidade está contida no fator de sobrevivência do *gap* de rapidez  $\langle S^2 \rangle$  [52].

O fator de sobrevivência do *gap* no espaço de parâmetro de impacto  $b_t$ , é dado por [52]

$$\langle S^2 \rangle = \frac{\int |\mathcal{M}(s, b_t)|^2 e^{-\Omega(b_t)} d^2 b_t}{\int |\mathcal{M}(s, b_t)|^2 N d^2 b_t}, \quad (2.75)$$

onde  $\mathcal{M}(s, b_t)$  é a amplitude de espalhamento do subprocesso duro de interesse, e  $\Omega(b_t)$  é a opacidade do processo. A opacidade é máxima no centro do próton, tornando-se menor nas regiões periféricas. Sendo assim, o fator de sobrevivência do *gap* é fortemente dependente da distribuição espacial dos constituintes partônicos presentes no subprocesso. O fator de normalização  $N$  da equação (2.75) é dado por  $N = \exp(-\Omega^0)$ , em que  $\Omega^0$  denota a opacidade relevante avaliada em  $\Omega = 0$ . O termo  $\langle S^2 \rangle$  aparece com um fator multiplicativo na equação (2.74) corrigindo a seção de choque de difração hadrônica.

Vale salientar, entretanto, que uma correção na fatorização colinear para a inclusão de efeitos de absorção é um tópico ainda em discussão, e que a compreensão do tratamento da quebra de fatorização é de extrema importância para o estudo dos processos de difração dura, bem como de eventos de produção exclusiva. No capítulo 3, estudaremos a produção difrativa de mésons vetoriais pesados, e apresentaremos nossas considerações acerca desse tema.

## 2.9 Conclusão

Neste capítulo, estudamos os elementos da QCD que compõem o referencial teórico do nosso trabalho. Partindo da densidade lagrangiana, mostramos que sua quantização leva às regras de Feynman, que são representações diagramáticas dos processos elementares onde cada diagrama é traduzido para uma expressão matemática. Como dito, tais regras



são utilizadas para calcular a parte de curta distância das interações fortes. Vimos também que a evolução do parâmetro de acoplamento forte conduz a dois regimes distintos para o tratamento das interações fortes; um de curta distância (ou grande momento transferido) onde as partículas se comportam como se estivessem livres, e outro de longa distância, onde os quarks se encontram confinados em estados hadrônicos. Tal evidenciação leva à classificação dos processos hadrônicos entre duros, suaves e semi-duros. Vimos que nos processos duros e semi-duros existe também uma parte suave, que pode ser fatorada com uso do teorema de fatorização, representada pelas funções de distribuição partônicas (PDFs). Depois discutimos o espalhamento profundamente inelástico, que pode ser utilizado para vincular as PDFs. Vimos ainda que cerca de 10% dos eventos observados no espalhamento profundamente inelástico elétron-próton apresentam natureza difrativa, o que nos levou a discutir a existência das funções de distribuição difrativas. Por último, mostramos como os processos difrativos são vistos em interações hádron-hádron, onde o teorema de fatorização é violado. No próximo capítulo, estudaremos a produção difrativa de mésons vetoriais em colisões próton-próton e faremos uma comparação desse processos com a produção central exclusiva.



### 3 DUPLA PRODUÇÃO DIFRATIVA E CENTRAL EXCLUSIVA DE QUARKONIA PESADOS

Neste capítulo, apresentaremos nosso estudo da produção difrativa de mésons vetoriais pesados. Em particular, analisaremos a produção tanto por difração dupla quanto difração simples de pares dos quarkonia  $J/\Psi$  e  $\Upsilon$ . Esse processo apresenta uma escala dura de energia caracterizada pela massa do par de mésons produzido, sendo, portanto, um processo de difração dura. Adicionalmente, apresentaremos nossas previsões para a produção desses mesmos estados finais num processo de produção central exclusiva.

#### 3.1 Produção de Quarkonium

Quarkonium é um estado ligado formado por um par de quarks pesados  $Q\bar{Q}$ , com  $Q(\bar{Q})$  podendo ser o quark (antiquark) *charm*  $c(\bar{c})$ , o que é chamado de charmonium, ou ainda podendo ser o quark (antiquark) *bottom*  $b(\bar{b})$ , ao que chamamos bottomonium. Vale citar que o quark *top* ( $t$ ), por possuir uma massa muito elevada, apresenta um tempo de vida muito curto, decaindo antes mesmo de formar um estado ligado. Sendo assim, não existe quarkonium formado por um par  $t\bar{t}$ .

O estado de um quarkonium é representado pelos números quânticos  $J^{PC}$ , sendo  $J$  o momento angular total,  $P$  a paridade e  $C$  a conjugação de carga. Tanto a paridade quanto a conjugação de carga são representadas pelos sinais  $+$  ou  $-$ , referindo-se, respectivamente, aos autovalores  $+1$  e  $-1$  destes operadores. Em particular, para um sistema formado por uma partícula de *spin*  $1/2$  e sua antipartícula, numa configuração com momento angular orbital  $L$  e de *spin*  $S$ , o autovalor de  $C$  será dado por  $(-1)^{L+S}$  e o autovalor de  $P$ , por  $(-1)^{L+1}$ . Desse modo, os mésons  $J/\Psi$  e  $\Upsilon$ , com  $L = 0$  e  $S = 1$ , serão representados por  $J^{PC} = 1^{--}$  sendo, portanto, mésons vetoriais<sup>1</sup>. Na figura 3.1, é mostrado o espectro do charmonium e do bottomonium. Também é indicado o limiar  $D\bar{D}$ , no espectro do charmonium, e  $B\bar{B}$ , no espectro do bottomonium. Acima do limiar  $D\bar{D}$ , o quark (antiquark)  $c(\bar{c})$  liga-se separadamente a um antiquark (quark) mais leve, não formando mais pares  $c\bar{c}$ . Situação análoga ocorre com o quark (antiquark)  $b(\bar{b})$  em relação ao limiar  $B\bar{B}$ .

A produção do par  $Q\bar{Q}$ , por ser um efeito de curta distância, pode ser calculada perturbativamente. No entanto, a transição deste par em um méson é um efeito não perturbativo e deve ser obtida por meio de modelos fenomenológicos. Uma possibilidade de modelo, baseado em pQCD, é o modelo singlete de cor [54, 55], que supõe que o par  $Q\bar{Q}$  produzido no espalhamento partônico duro já possui os mesmos números quânticos do méson a ser formado. Sendo assim, são calculados apenas os diagramas que possibilitam a formação de

---

<sup>1</sup>Mésons na configuração  $J^P = 1^-$  são classificados como vetoriais

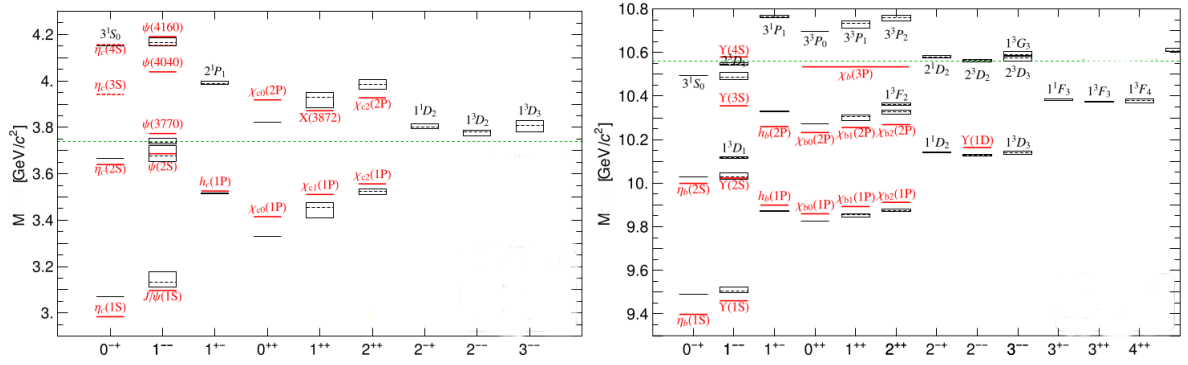


Figura 3.1 - Espectro em GeV do charmonium (esquerda) e do bottomonium (direita). As linhas em vermelho são referentes aos valores presentes no PDG [39] enquanto os valores na cor preta são derivados na referência [53]. Alinha tracejada em verde indica o limite de produção do méson  $D\bar{D}$ , no caso do charmonium, e do méson  $B\bar{B}$ , no caso do bottomonium.

Fonte: adaptada de [53].

um par  $Q\bar{Q}$  num estado singlete de cor com os mesmos números quânticos do quarkonium a ser formado. Desse modo, o estado ligado pode ser obtido resolvendo-se a parte radial da equação de Schrödinger para um potencial ligante.

A fórmula fatorizada para a seção de choque de produção de um quarkonium no modelo singlete de cor é dada por

$$\sigma(ab \rightarrow {}^{2S+1}L_J + X; \hat{s}, M^2) = \left| \frac{d^\ell}{dr^\ell} R_{n\ell}(0) \right|^2 G_{ab}(\hat{s}, M^2, \alpha_s(m_Q)), \quad (3.1)$$

onde  $G_{ab}(\hat{s}, M^2, \alpha_s(m_Q))$  é o fator de curta distância que descreve a produção do par  $Q\bar{Q}$  e  $R_{n\ell}$  é a solução da parte radial da equação de Schrödinger, também chamada de função de onda radial. Para os mésons  $J/\Psi$  e  $\Upsilon$ , a função de onda radial na origem  $R_H(0)$  pode ser vinculada com a amplitude de decaimento leptônico por meio de

$$\Gamma(H \rightarrow e^+e^-) = \frac{16\pi\alpha^2 e_q^2}{M_H^2} |R_H(0)|^2, \quad (3.2)$$

com  $H$  representando  $J/\Psi$  ou  $\Upsilon$ .

Quando comparadas com dados do Tevatron para a produção de charmonium, as predições do modelo singlete de cor subestimam os resultados por um fator 50 na região de grande momento transversal [56–58]. Para melhor descrever os dados experimentais é necessário

recorrer a modelos que considerem os efeitos de longa distância na produção do quarkonium. Uma das possibilidades é o modelo de evaporação de cor [59, 60], que assume que a troca de cor nas interações suaves faça com que seja perdida toda a informação sobre a configuração de cor originada nas interações duras anteriores. Assim, os pares  $Q\bar{Q}$  que formarão os quarkonia serão aqueles, no estado singlete de cor, com massa invariante abaixo do limiar para a produção do quark pesado aberto (as linhas tracejadas em verde na figura 3.1).

Outro modelo fenomenológico para a produção de quarkonia pesados é o modelo octeto de cor [13, 61, 62], que assume que a seção de choque possa ser fatorizada numa parte de curta distância, onde é produzido o par  $Q\bar{Q}$ , e outra de longa distância, onde deve ocorrer a neutralização da carga de cor, associada a probabilidade do par  $Q\bar{Q}$  formar um quarkonium. Tal probabilidade é fornecida pelos elementos de matriz da NRQCD, que é uma teoria efetiva de campos construída tomando-se o limite de baixas velocidades da QCD. No formalismo da NRQCD tanto os estados singlete de cor quanto os estados octeto de cor contribuem para a formação do quarkonium, e a seção de choque para a formação de um quarkonium  $H$  é dada por

$$\sigma(ab \rightarrow H + X) = \sum_n \sigma(ab \rightarrow Q\bar{Q}[n] + X) \langle \mathcal{O}^H[n] \rangle, \quad (3.3)$$

onde  $\sigma(ab \rightarrow Q\bar{Q}[n] + X)$  é a seção de choque de curta distância para a produção do par  $Q\bar{Q}$  num estado de Fock intermediário  $n$ , que não precisa ter carga de cor neutra. O fator  $\langle \mathcal{O}^H[n] \rangle$  representa os elementos de matriz de longa distância que descreve a transição do estado intermediário  $Q\bar{Q}$  no estado físico  $H$ . Tais elementos de matriz são determinados a partir de dados experimentais e seus valores são fortemente dependentes do procedimento de ajuste (*fit*) [63–66].

A contribuição de longa distância pode ser expandida em termos da velocidade relativa  $v$  dos quarks pesados no referencial de repouso do quarkonium. A função de onda do quarkonium pesado  $H$  será escrita como

$$|H\rangle = \mathcal{O}(1) |Q\bar{Q}_1[{}^3S_1]\rangle + \mathcal{O}(v) |Q\bar{Q}_8[{}^3P_J]g\rangle + \mathcal{O}(v^2) |Q\bar{Q}_{1,8}[{}^3S_1]gg\rangle + \mathcal{O}(v^2) |Q\bar{Q}_8[{}^3S_0]g\rangle + \dots, \quad (3.4)$$

onde  $g$  representa os glúons dinâmicos, e os subscritos 1 e 8 indicam, respectivamente, os estados singlete de cor e octeto de cor. Entre colchetes, estão indicados os números quânticos do par  $Q\bar{Q}$ . Conforme demonstrado nas referências [67, 68], os estados de Fock

dominantes para um estado de duplo quarkonium são dados pela seguinte combinação:

$$|H_1\rangle |H_2\rangle = \mathcal{O}(1) |Q\bar{Q}_1[{}^3S_1]\rangle |Q\bar{Q}_1[{}^3S_1]\rangle + \mathcal{O}(v^4) |Q\bar{Q}_8[{}^3S_1]gg\rangle |Q\bar{Q}_8[{}^3S_1]gg\rangle. \quad (3.5)$$

Nas próximas seções utilizaremos o formalismo da NRQCD para a produção de pares dos quarkonia  $J/\Psi$  e  $\Upsilon$  em processos de produção difrativa e exclusiva.

### 3.2 Produção Difractiva

Em geral, os estudos da produção dupla de quarkonia pesados são dedicados ao cálculo da produção destes estados finais em reações inclusivas, onde ambos prótons do estado inicial dissociam-se na interação. Um diagrama típico é representado na figura 3.2 (no painel esquerdo). No entanto, um par de quarkonia também pode ser produzido em interações difrativas, onde um (ou ambos) dos prótons permanece intacto com um *gap* de rapidez separando o(s) próton(s) intacto(s) do estado  $H_1H_2$ . Os painéis central e direito da figura 3.2 representam, respectivamente, os processos de difração simples e dupla. A motivação para essa análise vem das medições da colaboração LHCb para a produção de charmonium em reações exclusivas [69], que são caracterizadas pela presença de dois *gaps* de rapidez, e nada mais é produzido além dos prótons dominantes e dos estados de charmonium centrais. Além disso, complementamos estudos anteriores [70, 71] considerando um estado final adicional, e apresentando uma análise compreensiva da produção difrativa de  $J/\Psi J/\Psi$  e  $\Upsilon\Upsilon$  em colisões  $pp$  na energia do RUN 2 do LHC ( $\sqrt{s} = 13$  TeV).

Para a faixa de energias do LHC, a produção dupla de quarkonium em processos inclusivos e difrativos é dominada por subprocessos de fusão de glúons  $gg \rightarrow H_1H_2$ . Alguns diagramas típicos que contribuem em ordem dominante [ $\mathcal{O}(\alpha_s^4)$ ] para a seção de choque são apresentados na figura 3.3. Os primeiros dois diagramas são exemplos dos subprocessos  $gg \rightarrow Q\bar{Q}_1({}^3S_1) + Q\bar{Q}_1({}^3S_1)$ , onde os pares de quarks pesados são produzidos no estado singleto de cor. Ao todo há 31 diagramas que contribuem para o canal singleto de cor. Por outro lado, o canal octeto de cor, associado aos subprocessos  $gg \rightarrow Q\bar{Q}_8({}^3S_1) + Q\bar{Q}_8({}^3S_1)$ , contribuem com 72 diagramas, com dois deles sendo representados pelos dois últimos diagramas da figura 3.3.

As contribuições em ordem dominante de singleto de cor e octeto de cor para as seções de choque diferenciais dos subprocessos  $gg \rightarrow H_1H_2$  foram calculadas por diversos autores na aproximação não relativística [67, 68, 72–77] e, mais recentemente, levando em conta efeitos relativísticos [78, 79] e correções de mais alta ordem [80–82]. Como o impacto dos efeitos relativísticos ainda são tema de debate [78, 79] e as correções de mais alta ordem são previstas a modificar a distribuição em momento transversal em grande  $p_T$  [80–82], em

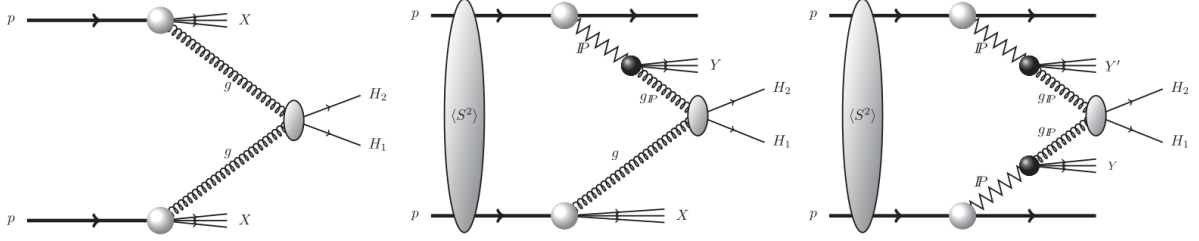


Figura 3.2 - Diagrama típico para a produção dupla de quarkonium em processos inclusivo (esquerda), difração simples (centro) e difração dupla (direita). A elipse denotada por  $\langle S^2 \rangle$  nos processos difrativos representa o fator de sobrevivência do *gap* de rapidez associado à efeitos de absorção.

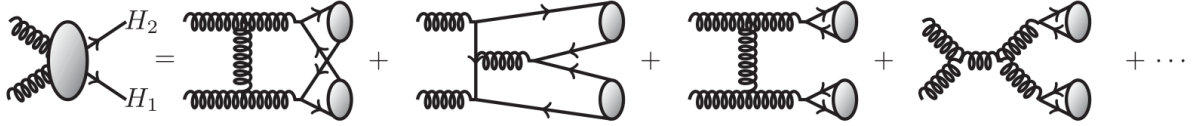


Figura 3.3 - Diagramas típicos que contribuem, em ordem dominante, para a produção dupla de quarkonium pelo subprocesso de fusão de glúons.

nossos cálculos para a produção difrativa, estimaremos as seções de choque diferenciais em ordem dominante, desconsiderando estas correções. Seguiremos a notação das referências [68, 75], onde as expressões para as seções de choque são apresentadas explicitamente. No caso da contribuição singleto de cor, a seção de choque diferencial, já multiplicada pelo elemento de matriz correspondente, é dada por [75]

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} [gg \rightarrow Q\bar{Q}_1(^3S_1)Q\bar{Q}_1(^3S_1)] \cdot \langle \mathcal{O}_1^H(^3S_1) \rangle^2 = \frac{16\pi\alpha_s^4 |R_H(0)|^4}{81M^2\hat{s}^8(M^2 - \hat{t})^4(M^2 - \hat{u})^4} \times \sum_{jkl} a_{jkl} M^j \hat{t}^k \hat{u}^l, \quad (3.6)$$

onde  $|R_H(0)|^2$  é o quadrado da função de onda radial do quarkonium  $H$  na origem. As variáveis  $\hat{s}$ ,  $\hat{t}$  e  $\hat{u}$  são as variáveis de Mandelstam usuais para os subprocessos partônicos e, na aproximação não relativística, assumimos que  $M = 2m_Q$ . Para as massas dos quarks *charm* e *bottom* usaremos, respectivamente,  $m_c = 1,5$  GeV e  $m_b = 4,7$  GeV. As expressões detalhadas para os coeficientes  $a_{ijk}$  na equação (3.6) são dadas na referência [75]. A função de onda radial na origem é relacionada à taxa de decaimento leptônico pela equação (3.2). A partir de dados recentes do PDG (do inglês *particle data group*) [39] para  $\Gamma(J/\Psi \rightarrow$

$e^+e^-$ ) e  $\Gamma(\Upsilon \rightarrow e^+e^-)$ , obtivemos  $|R_{J/\Psi}(0)|^2 = 0,53 \text{ GeV}^3$  e  $|R_\Upsilon(0)|^2 = 4,6 \text{ GeV}^3$  para o  $J/\Psi$  e para o  $\Upsilon$ , respectivamente. Para a contribuição octeto de cor, a seção de choque diferencial, também já multiplicada pelo elemento de matriz correspondente, é dado por [68]

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} [gg \rightarrow Q\bar{Q}_8(^3S_1)Q\bar{Q}_8(^3S_1)] \cdot \langle \mathcal{O}_8^H(^3S_1) \rangle^2 = \frac{\pi^3 \alpha_s^4 \langle \mathcal{O}_8^H(^3S_1) \rangle^2}{972 M^6 \hat{s}^8 (M^2 - \hat{t})^4 (M^2 - \hat{u})^4} \times \sum_{j=0}^{14} a_j M^{2j}, \quad (3.7)$$

onde os coeficientes  $a_j$  podem ser encontrados na referência [68]. Como na referência [68], assumiremos que  $\langle \mathcal{O}_8^{J/\Psi}(^3S_1) \rangle = 3,9 \times 10^{-3} \text{ GeV}^3$  [83] e  $\langle \mathcal{O}_8^\Upsilon(^3S_1) \rangle = 1,5 \times 10^{-1} \text{ GeV}^3$  [84]. É importante enfatizar que análises globais mais recentes de dados para a produção do charmonium [63, 64] indicam que os valores para  $\langle \mathcal{O}_8^{J/\Psi}(^3S_1) \rangle$  devem ser menores. Como consequência, nossas previsões para a contribuição octeto de cor associada deve ser considerada como um limite superior.

A fim de estimar a produção dupla de quarkonium nos processos difrativos e inclusivos, assumiremos a validade do teorema de fatorização para estes processos. Consequentemente, as seções de choque hadrônicas serão dadas pela convolução das seções de choque diferenciais apresentadas acima com a distribuição de glúons difrativa e/ou inclusiva das partículas incidentes do processo correspondente. No caso particular da difração simples (painel central da figura 3.2) a seção de choque pode ser representada como

$$d\sigma(pp \rightarrow p + H_1 H_2 + X) = \sum_n [g_p(x_1, \mu^2) g_p^D(x_2, \mu^2) + g_p^D(x_1, \mu^2) g_p(x_2, \mu^2)] \cdot d\hat{\sigma} [gg \rightarrow Q\bar{Q}_n + Q\bar{Q}_n] \cdot \langle \mathcal{O}_n^{H_1} \rangle \langle \mathcal{O}_n^{H_2} \rangle, \quad (3.8)$$

com o estado final sendo caracterizado por um próton intacto e um *gap* de rapidez. Na equação (3.8), levamos em conta que qualquer um dos prótons incidentes pode permanecer intacto na interação. Além do mais,  $g_p$  e  $g_p^D$  são a distribuição de glúons inclusiva e difrativa, provada a uma escala  $\mu^2$ , que assumimos ser igual a  $\mu^2 = M^2 + p_T^2$ . Por outro lado, a seção de choque para o processo de difração dupla (com dupla troca de Pomeron) será dada por

$$d\sigma(pp \rightarrow p + H_1 H_2 + p) = \sum_n g_p^D(x_1, \mu^2) g_p^D(x_2, \mu^2) \cdot d\hat{\sigma} [gg \rightarrow Q\bar{Q}_n + Q\bar{Q}_n] \cdot \langle \mathcal{O}_n^{H_1} \rangle \langle \mathcal{O}_n^{H_2} \rangle. \quad (3.9)$$

Este processo é representado no painel direito da figura 3.2, e o estado final será carac-



terizado por dois prótons intactos e dois *gaps* de rapidez. Em nossos cálculos, usaremos a parametrização CTEQ6L [85] para a distribuição de glúons inclusiva. Quanto à distribuição difrativa, esta será modelada usando o modelo de Pomeron resolvido [9]. A ideia básica, conforme vimos no capítulo anterior, é que o espalhamento duro resolve o conteúdo de quarks e glúons do Pomeron [9], e este conteúdo pode ser obtido pela análise de dados experimentais de DDIS no HERA, o que nos fornece a distribuição de quarks e glúons do Pomeron [86]. A distribuição difrativa de glúons do próton é então dada por

$$\begin{aligned} g_p^D(x, Q^2) &= \int dx_{\mathcal{P}} d\beta \delta(x - x_{\mathcal{P}}\beta) f_{\mathcal{P}}^p(x_{\mathcal{P}}) g_{\mathcal{P}}(\beta, Q^2) \\ &= \int_x^1 \frac{dx_{\mathcal{P}}}{x_{\mathcal{P}}} f_{\mathcal{P}}(x_{\mathcal{P}}) g_{\mathcal{P}}\left(\frac{x}{x_{\mathcal{P}}}, Q^2\right). \end{aligned} \quad (3.10)$$

Para a determinação do fluxo de Pomerons usaremos, conforme os dados de H1 [86], a inclinação do fluxo de Pomerons como  $B_{\mathcal{P}} = 5,5_{+0,7}^{-2,0} \text{ GeV}^{-2}$ , e para a trajetória de Regge do Pomeron,  $\alpha_{\mathcal{P}}(0) = 1,111 \pm 0,007$  e  $\alpha'_{\mathcal{P}} = 0,06_{-0,06}^{+0,19} \text{ GeV}^{-2}$ . Os limites da integração em  $t$  são  $t_{max} = -m_p^2 x_{\mathcal{P}}^2 / (1 - x_{\mathcal{P}})$ , onde  $m_p$  denota a massa do próton, e  $t_{min} = -1 \text{ GeV}^2$ . Finalmente, o fator de normalização  $A_{\mathcal{P}} = 1,7101$  é escolhido tal que  $x_{\mathcal{P}} \times \int_{t_{min}}^{t_{max}} dt f_{\mathcal{P}}(x_{\mathcal{P}}, t) = 1$  para  $x_{\mathcal{P}} = 0,003$ . Em nossa análise utilizamos o *fit* B obtido pela colaboração H1 no DESY-HERA para a distribuição difrativa de glúons [86]. Por fim, é importante enfatizar que o modelo de Pomeron resolvido implica na presença de partículas adicionais no estado final, associados aos remanescentes do Pomeron, que é quebrado na interação. A presença dessas partículas pode ser usada, em princípio, para discriminar a produção difrativa de quarkonium da exclusiva.

Como comentado na seção (2.8), nas reações difrativas hadrônicas é necessário incluir um fator que leve em conta os efeitos de absorção. Como vimos anteriormente, esse fator é a probabilidade de sobrevivência do *gap* de rapidez,  $\langle S^2 \rangle$ . Para o presente trabalho utilizamos os valores estimados na referência [52], sendo  $\langle S^2 \rangle = 0,02$  para a difração central e  $\langle S^2 \rangle = 0,05$  para a difração simples. No entanto, é importante enfatizar que esta escolha é, de certo modo, arbitrária e motivada, principalmente, pela possibilidade de comparar nossas previsões com aquelas obtidas em outras análises. Estudo recente da colaboração CMS [87] indica que este termo pode ser maior que os valores adotados por um fator  $\approx 4$ . Consequentemente, nossos resultados podem ser considerados como um limite inferior para a contribuição difrativa. No entanto, é importante enfatizar que a incerteza em  $\langle S^2 \rangle$  afeta apenas a normalização das seções de choque, com a forma da distribuição sendo uma prova direta da suposição básica de que os efeitos suaves de re-espalhamento podem ser fatorados do processo duro. Em particular, se um valor diferente de  $\langle S^2 \rangle$  for vinculado pelos dados experimentais, nossas previsões podem ser diretamente

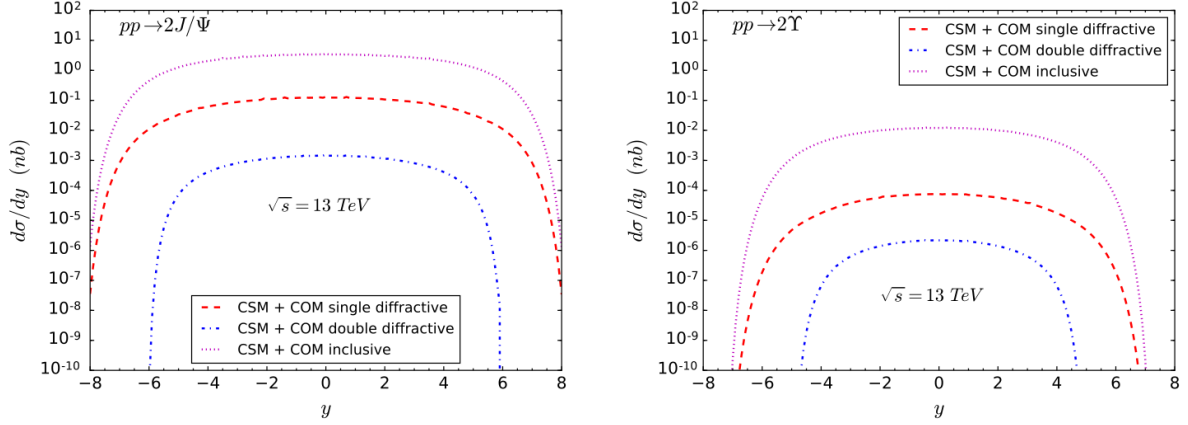


Figura 3.4 - Distribuição em rapidez para a dupla produção de  $J/\Psi$  (painel esquerdo) e de  $\Upsilon$  (painel direito) em interações difrativas simples (single diffractive) de dupla (double diffractive). As previsões associadas para a produção inclusiva são apresentadas para fins de comparação.

re-escaladas e comparadas com os dados da dupla produção difrativa de quarkonium.

No que segue, apresentaremos nossas previsões para a produção de  $J/\Psi J/\Psi$  e  $\Upsilon\Upsilon$  por difração simples e dupla em colisões  $pp$  na energia do RUN 2 do LHC ( $\sqrt{s} = 13$  TeV). Estimaremos as distribuições em rapidez do par de mésons,  $y$ , e do momento transversal,  $p_T$ , para estes processos, e também será apresentada uma comparação com as previsões do processo inclusivo. No caso dos processos de difração dupla, tais distribuições podem ser estimadas diretamente a partir da seção de choque diferencial dada por

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dy dp_T^2} &= \langle S^2 \rangle \cdot \int_{x_{1min}} dx_1 g^D(x_1, \mu^2) g^D(x_2, \mu^2) \frac{x_1 x_2}{2x_1 - \bar{x}_T e^y} \\ &\times \sum_{n=1,8} \frac{d\hat{\sigma}}{dt} [gg \rightarrow Q\bar{Q}_n(^3S_1)Q\bar{Q}_n(^3S_1)] \cdot \langle \mathcal{O}_n^H(^3S_1) \rangle^2, \end{aligned} \quad (3.11)$$

onde  $x_{1min} = \frac{\bar{x}_T e^y}{2 - \bar{x}_T e^{-y}}$ ,  $x_2 = \frac{x_1 \bar{x}_T e^{-y}}{2x_1 - \bar{x}_T e^y}$ ,  $\bar{x}_T = \frac{2m_T}{\sqrt{s}}$ , e  $m_t = \sqrt{M^2 + p_T^2}$ . A equação (3.11) pode ser diretamente generalizada para os processos de difração simples e inclusivo, substituindo adequadamente a distribuição de glúons difrativa pela inclusiva.

Na figura 3.4, apresentamos nossas previsões para as distribuições em rapidez da dupla produção de  $J/\Psi$  e  $\Upsilon$  em interações difrativas simples e dupla. As previsões inclusivas também são apresentadas para fins de comparação. Em nossos cálculos, incluímos os mecanismos singleto de cor (CSM) e octeto de cor (COM). As distribuições em rapidez são planas na região de rapidez central ( $y \approx 0$ ), com a previsão inclusiva estando um fator

$\approx 30$  ( $10^3$ ) maior que a dupla produção de  $J/\Psi$  em difração simples (difração dupla). Por outro lado, para a dupla produção de  $\Upsilon$ , estimamos que a produção inclusiva está um fator  $\approx 10^2$  ( $10^4$ ) maior que os resultados de difração simples (difração dupla). Estas diferenças também são observadas nas previsões para as seções de choque totais, apresentadas na tabela 3.1 para duas coberturas de rapidez. Em particular, apresentamos nossas previsões para a cobertura cinemática testada pela colaboração LHCb. Nesse caso, as previsões para difração simples e dupla são reduzidas por, aproximadamente, uma ordem de grandeza em comparação com a cobertura completa de rapidez. Nossas previsões para a produção dupla de  $J/\Psi$  na região do LHCb para as interações de difração central são semelhantes às aquelas obtidas pela referência [70] para a produção exclusiva. Vale enfatizar que a topologia do estado final destes dois processos é diferente. Enquanto nos processos centrais exclusivos têm-se apenas os hádrons dominantes, dois quarkonia, e nada mais, na produção central difrativa, espera-se que existam algumas partículas extras advindas da desintegração do Pomeron. Conseqüentemente, em princípio, a separação experimental destes dois processos pode ser conseguida com luminosidades mais baixas, como aquelas apresentadas pelos detectores do LHCb. Se isso for factível, uma análise futura dos eventos difrativos pode ser útil para vincular as suposições básicas presentes na descrição destes processos. Em particular, isso nos permitirá aprimorar o tratamento dos efeitos de absorção, o que leva à quebra de fatorização nos processos difrativos em colisões hadrônicas. Por outro lado, se a separação dos eventos exclusivos e difrativos não for possível devido ao alto empilhamento, nossos resultados indicam que o *background* associado às interações difrativas não pode se desconsiderado na seleção de eventos exclusivos.

Na figura 3.5, apresentamos nossas previsões para as distribuições em momento transversal para a dupla produção de  $J/\Psi$  e  $\Upsilon$  em processos de difração simples considerando a cobertura completa de rapidez, e também a cobertura de rapidez do LHCb. As contribuições para os mecanismos singleto de cor e octeto de cor são apresentadas separadamente, bem como a soma de ambas para a produção difrativa simples e inclusiva. O formato das distribuições em  $p_T$  para os processos de difração simples e inclusivo são muito similares,

Tabela 3.1 - Previsões para as seções de choque para a dupla produção de  $J/\Psi$  e  $\Upsilon$  para os processos de difração simples e dupla, considerando duas coberturas de rapidez. As previsões para a produção inclusiva é apresentada para comparação.

	Inclusivo	Difração simples	Difração dupla
$J/\Psi J/\Psi$ ( $ y  \leq 8$ )	28,3 nb	$3,8 \times 10^{-1}$ nb	$8,8 \times 10^{-3}$ nb
( $2,0 \leq y \leq 4,5$ )	6,04 nb	$7,8 \times 10^{-2}$ nb	$1,7 \times 10^{-3}$ nb
$\Upsilon\Upsilon$ ( $ y  \leq 8$ )	52,3 pb	$4,5 \times 10^{-1}$ pb	$6,6 \times 10^{-3}$ pb
( $2,0 \leq y \leq 4,5$ )	10,4 pb	$8,2 \times 10^{-2}$ pb	$8,26 \times 10^{-4}$ pb

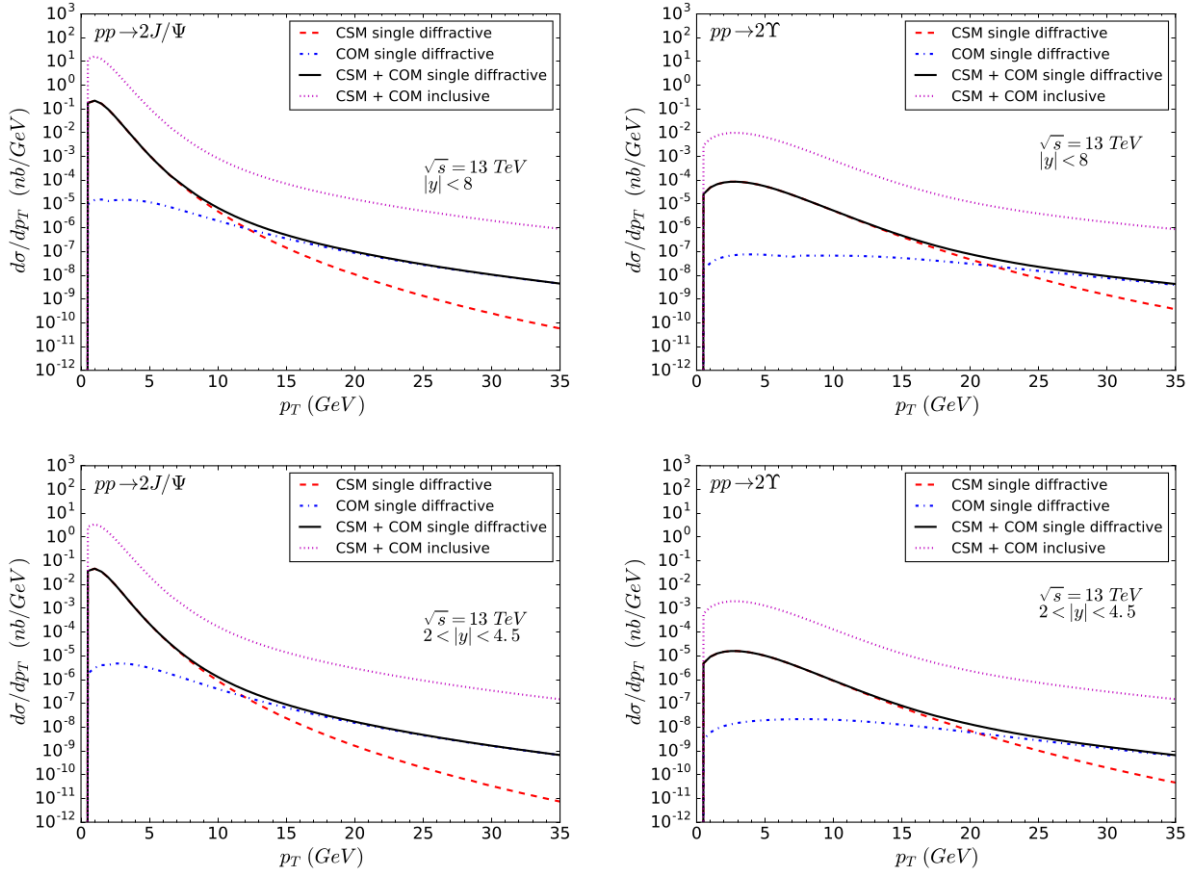


Figura 3.5 - Distribuição em momento transverso para a dupla produção de  $J/\Psi$  (painéis esquerdos) e  $\Upsilon$  (painéis direitos) em processos de difração simples considerando a cobertura completa de rapidez (painéis superiores) e a cobertura do LHCb (painéis inferiores).

com a distribuição desaparecendo para  $p_T \rightarrow 0$ , de acordo com os resultados obtidos na referência [68]. Para a cobertura completa de rapidez (painéis superiores da figura), tem-se que a contribuição do mecanismo singlete de cor é dominante para pequenos valores de  $p_T$ . Isto implica que a magnitude da seção de choque total é determinada por esta contribuição e não é afetada pela atual incerteza na determinação dos elementos de matriz do mecanismo octeto de cor. Por outro lado, nossos resultados indicam que o mecanismo octeto de cor determina o comportamento da distribuição para  $p_T \geq 10$  (20) GeV para a dupla produção de  $J/\Psi$  ( $\Upsilon$ ). Obtivemos resultados semelhantes para a cobertura de rapidez do LHCb (painéis inferiores da figura), sendo a principal diferença a normalização.

As predições para os processos de difração dupla estão apresentados na figura 3.6. Assim como no caso da difração simples, o comportamento da distribuição para pequeno  $p_T$  é determinado pela contribuição singlete de cor, e o octeto de cor contribui apenas para

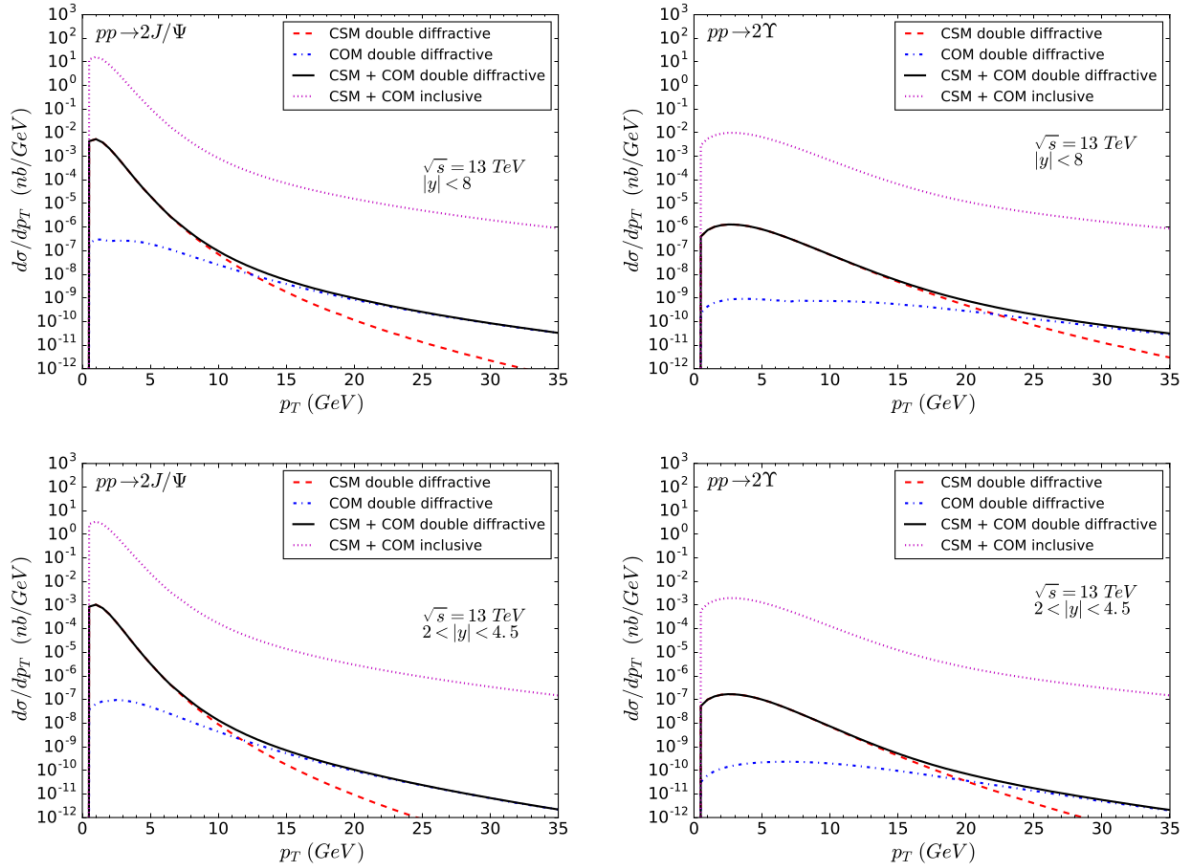


Figura 3.6 - Distribuição em momento transverso para a dupla produção de  $J/\Psi$  (painéis esquerdos) e  $\Upsilon$  (painéis direitos) em processos de difração dupla considerando a cobertura completa de rapidez (painéis superiores) e a cobertura do LHCb (painéis inferiores).

momentos transversos maiores. Tal resultado é esperado, uma vez que os processos difrativos simples e central são determinados pela mesma seção de choque diferencial para os subprocessos.

Como discutido anteriormente, em nossos cálculos, assumimos que a contribuição dos efeitos de absorção podem ser fatorados e levados em conta pelo fator multiplicativo  $\langle S^2 \rangle$ , que é assumido ser uma constante que independe do estado final produzido na interação difrativa e na região cinemática considerada. Tal suposição pode ser testada por uma análise futura da razão entre as seções de choque para a dupla produção de  $J/\Psi$  e  $\Upsilon$  nos processos de difração simples e dupla. Se a suposição estiver correta, o comportamento das distribuições em momento transverso e rapidez da razão deve ser independente de  $\langle S^2 \rangle$ . Além disso, o impacto das correções NLO (do inglês *next to leading order* - próxima à ordem dominante) e a dependência na modelagem das distribuições

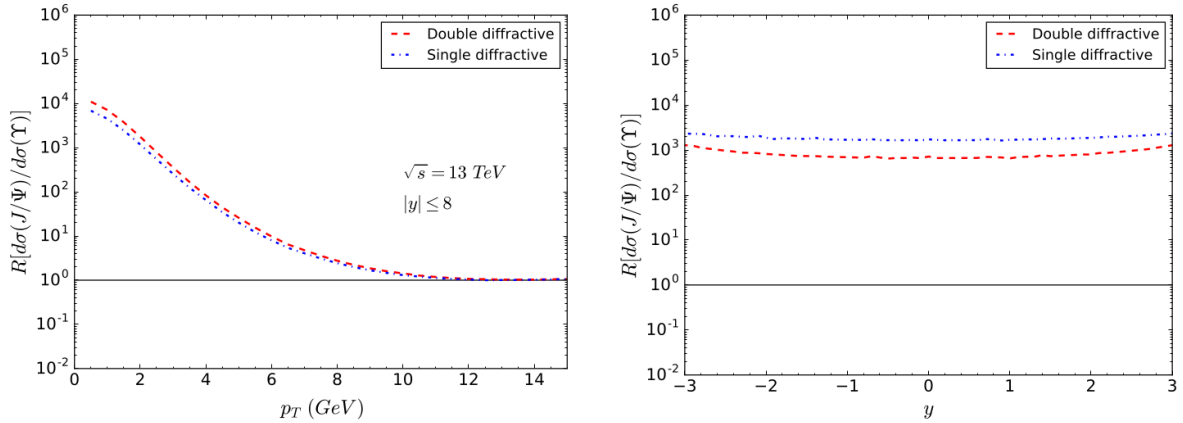


Figura 3.7 - Dependência em momento transversal (esquerda) e rapidez (direita) da razão entre as seções de choque para a dupla produção de  $J/\Psi$  e  $\Upsilon$  em processos difrativos simples e duplo.

difrativas de glúons são esperadas serem canceladas na razão. Também, considerando que as seções de choque são dominadas pela contribuição singleto de cor, que é razoavelmente bem conhecida, e que as distribuições de glúons inclusiva e difrativa são também bem determinadas na região cinemática de interesse ( $x \approx 10^{-3}$ ), uma análise futura da razão pode também ser tida como uma prova da estrutura considerada para descrever a dupla produção de quarkonium. Na figura 3.7, apresentamos nossas previsões para a dependência em momento transversal e rapidez da razão. As previsões para a produção difrativa simples e dupla são similares. Em grande  $p_T$  ( $\geq 10$  GeV), estimamos que a razão deve ser  $\approx 1$ . Além do mais, nossos resultados indicam que a razão é quase independente da rapidez. Resultados similares são obtidos considerando a cobertura cinemática do LHCb. Se um comportamento diferente for observado em análises experimentais futuras, teremos uma dica sobre o tratamento e a dependência cinemática das interações suaves de glúons nas reações difrativas.

Em nossos cálculos consideramos que as escalas de renormalização e de fatorização são iguais à massa transversal. Como demonstrado em estudos anteriores da dupla produção inclusiva de quarkonium [80, 81], as previsões são fortemente sensíveis a esta escolha, uma vez que a seção de choque em ordem dominante é proporcional a  $\alpha_s^4$ . Como a dependência na seção de choque partônica é a mesma para os processos inclusivo e difrativo, esperamos que um comportamento semelhante também esteja presente em nossas previsões. Em particular, uma variação nas escalas de fatorização e renormalização, para cima e para baixo, por um fator 2 em relação ao valor central utilizado em nossos cálculos é esperado modificar nossas previsões em  $\approx 70\%$  [80]. Tal incerteza pode ser reduzida no futuro por medidas

precisas da produção inclusiva. Outro parâmetro de entrada em nossos cálculos é a função de onda não perturbativa do quarkonium na origem  $R_H(0)$ . Como nossas previsões são dominadas pela contribuição singleto de cor, temos que, se for escolhido um valor diferente para  $R_H(0)$ , as novas previsões podem ser obtidas a partir dos resultados aqui apresentados multiplicando nossas previsões por um fator  $[|R_H(0)|_{\text{nov}}^2/|R_H(0)|^2]^2$ , onde  $|R_H(0)|_{\text{nov}}^2$  é o novo valor para o quadrado da função de onda radial na origem. Finalmente, em nossas análises, consideramos a parametrização CTEQ6L para a distribuição inclusiva de glúons e o *fit* B da parametrização H1 para a distribuição difrativa de glúons. Como a principal contribuição para a seção de choque vem de valores de  $x \approx 10^{-3}$ , onde a distribuição inclusiva de glúons é bem determinada, com diferentes parametrizações predizendo valores similares, o impacto de usar um modelo diferente é pequeno. No caso difrativo, verificamos que nossas previsões são modificadas por  $\lesssim 9\%$  se o *fit* A é utilizado como entrada em nossos cálculos. Todos esses aspectos implicam numa incerteza da ordem de um fator  $\lesssim 2$  em nossas previsões, que pode ser fortemente reduzido quando a razão entre as seções de choque é considerada.

### 3.3 Produção Central Exclusiva

Além da produção difrativa, outro processo onde podem ser produzidos pares de mésons vetoriais com a presença de um *gap* de rapidez, é a produção central exclusiva. Nesta seção apresentaremos nossas previsões para a dupla produção dos mésons  $J/\Psi$  e  $\Upsilon$  em processos exclusivos, e faremos a comparação destes resultados com o mesmos estados finais produzidos por difração dupla. Em particular, iremos atualizar as previsões apresentadas na seção (3.2) e publicados na referência [12] considerando uma parametrização mais recente para a distribuição difrativa de glúons, que foi obtida na referência [43] a partir dos dados mais atuais do HERA para reações difrativas *ep*. Além disso, apresentaremos, pela primeira vez, nossas previsões para a dupla produção difrativa de quarkonium nas energias do *Future Circular Collider* (FCC) [88]. Também estenderemos o formalismo apresentado na referência [70] para a dupla produção de  $\Upsilon$  e estimaremos, pela primeira vez, as previsões deste estado final em reações exclusivas no LHC e no FCC. Nosso objetivo é determinar a cobertura cinemática de dominância destes dois canais de reação de modo a possibilitar o uso de dados experimentais futuros para vincular as suposições básicas presentes na descrição dos processos exclusivos e difrativos.

O FCC (do inglês *Future Circular Collider* – Futuro Colisor Circular), um projeto pós-LHC do CERN, será hospedado em um túnel circular de 100 km construído a partir do LEP e do LHC, e está projetado para operar em diferentes energias de centro de massa, bem como diferentes tipos de colisões. Para colisões elétron-pósitron [89], é esperado operar com faixas de energia do centro de massa entre 91 GeV e 365 GeV. Também é esperado

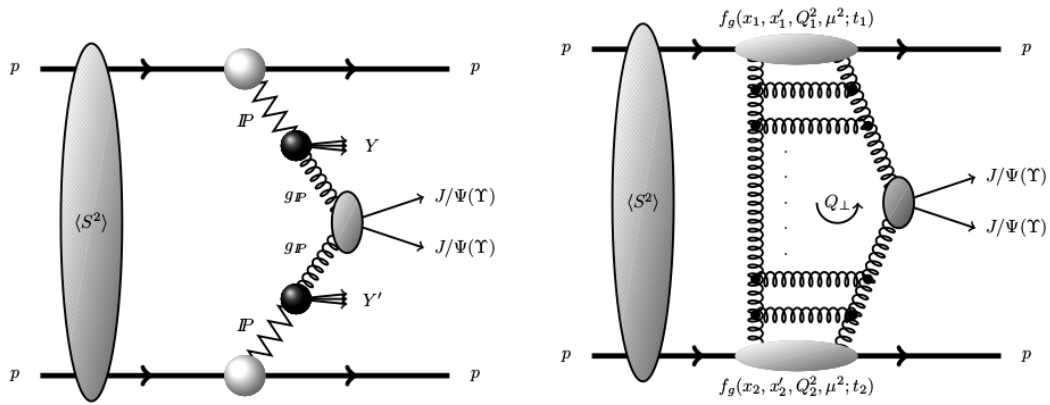


Figura 3.8 - Diagramas típicos para a produção de um par de quarkonium em processos de difração dupla (esquerda) e produção central exclusiva (direita). As elipses denotadas por  $\langle S^2 \rangle$  representam o fator de sobrevivência do *gap* associado aos efeitos de absorção.

colidir íons pesados, como  $PbPb$  por exemplo, com energia do centro de massa de 39 TeV; já para a colisão  $pp$  [88] o colisor deve operar com energia 100 TeV. Também será possível realizar colisões  $ep$  entre um feixe de prótons a 50 TeV e um feixe de elétrons a 60 GeV, o que deve gerar uma colisão  $ep$  com  $\sqrt{s} = 3,5$  TeV com uma luminosidade integrada de  $\sim 2 \text{ ab}^{-1}$  [90].

Os diagramas típicos que caracterizam a produção de um par de quarkonium em processos de difração dupla e produção exclusiva são apresentados na figura 3.8. Diferentemente do caso exclusivo, onde apenas o par de quarkonium estará presente no estado final, no processo de difração dupla teremos a presença de partículas adicionais no estado final, associadas aos remanescentes do Pomeron, que é quebrado na interação.

Como dito anteriormente, a presença dessas partículas pode ser usada, em princípio, para discriminar a reação difrativa da exclusiva. No entanto, devido ao grande empilhamento de eventos esperado nos futuros *Runs* do LHC e do FCC, não está claro se a separação dos eventos difrativos e exclusivos será possível pela medição do *gap* de rapidez e da contagem do número de partículas no estado final. Como consequência, eventos caracterizados por dois *gaps* de rapidez, provavelmente poderão apenas ser separados pela detecção dos hádrons intactos no estado final, com uso de detectores frontais, como por exemplo, os espectrômetros frontais de prótons CT-PPS e AFP, associados aos detectores centrais do ATLAS e do CMS [91, 92].

Como tanto os eventos difrativos quanto os exclusivos são caracterizados por hádrons



intactos no estado final, é fundamental saber qual é a contribuição relativa de cada um desses processos para a produção do par de quarkonium em rapidez central e frontal, seja no LHC ou FCC. Para calcular o processo de produção difrativa adotaremos, assim como na seção (3.2) o modelo de Pomeron resolvido [9]. Porém, no que diz respeito a distribuição difrativa de glúons, consideraremos a parametrização mais recente obtida na referência [43]. Utilizaremos o *fit* A, proposto em [43], mas verificamos que os resultados obtidos com o *fit* B são muito similares.

Os processos de produção exclusiva central, geralmente são descritos usando o modelo de Durham [93], proposto há vários anos atrás e bastante discutido na literatura (uma revisão completa pode ser encontrada na referência [94], por exemplo). Nesse modelo, a seção de choque para a produção exclusiva central de um par de quarkonium pode ser expressa em termos da distribuição transversal de glúons não integrada  $f_g$  e a sub-amplitude do processo  $gg \rightarrow QQ$  [70]. Na aproximação logaritmo dominante, é possível expressar  $f_g(x, x', Q_t^2, \mu^2)$  em termos da densidade de glúons integrada usual  $g(x)$  e o fator de Sudakov  $T$ , que garante que os glúons ativos que participam do processo duro não irradiarão na evolução de  $Q_t$  além da escala dura  $\mu = m_\perp \equiv \sqrt{M_Q^2 + p_{Q,\perp}^2}$ .

A amplitude para o processo  $gg \rightarrow QQ$  pode ser estimada usando o formalismo proposto nas referências [95,96] e considerando a aproximação não relativística. Os resultados apresentados na referência [70] demonstram que as reações exclusivas são sensíveis apenas à componente singlete de cor da função de onda do méson, não recebendo contribuições do octeto de cor. A expressão final para a dupla produção do  $J/\Psi$  foi incluída no SuperChic Monte Carlo (MC), disponível publicamente [97]. A fim de estimar a dupla produção de  $\Upsilon$ , modificamos o SuperChic e incluímos este estado final, o que nos permitiu realizar uma simulação MC completa da produção de pares de quarkonium em processos centrais exclusivos. Como na referência [70], fixamos o valor da função de onda na origem do  $\Upsilon$  pela largura do seu decaimento leptônico. Além do mais, em nossos cálculos consideramos que a distribuição de glúons convencional é dada pela parametrização MMHT2014 [98].

Uma questão em aberto importante na descrição das interações exclusivas centrais e difrativas nas colisões  $pp$  é o tratamento das interações suaves, que espera-se levar à produção de partículas extras. Como já foi mencionado anteriormente, os resultados experimentais do Tevatron e do LHC para estes processos demonstraram que estes efeitos adicionais de absorção não podem ser desprezados e, como vimos, tal correção modifica as previsões do modelo de Pomeron resolvido. Essa alteração também é notada no modelo de Durham. A modelagem dos múltiplos espalhamentos suaves nas colisões  $pp$  difrativas tem sido assunto de diversos estudos ao longo dos últimos anos. Por exemplo, nas referências [99–101] os autores propõem o tratamento desses efeitos usando um Monte Carlo de propósito geral. No

entanto, tais abordagens ainda são fortemente dependentes do tratamento de múltiplas interações, das hipóteses para o fluxo de cor ao longo do *gap* de rapidez, bem como a modelagem das possíveis excitações do próton.

No caso dos processos exclusivos, o grupo de Durham propôs uma abordagem para tratar as correções absorptivas associadas às interações suaves próton-próton adicionais (denotadas fator eikonal  $S_{\text{eik}}^2$ ), que são independentes dos processos duros, bem como os re-espalhamentos dos prótons com os pártons intermediários que são descritos pelo chamado fator enaltecido (*enhanced*)  $S_{\text{enh}}^2$ . Como discutido na referência [70], a magnitude do fator enaltecido ainda é incerta, mas espera-se que este gere uma supressão mais fraca em comparação com aquela associada ao fator eikonal. No caso das predições para a dupla produção do  $J/\Psi$  nos processos exclusivos presentes na referência [70], as correções enaltecidas não foram incluídas nos cálculos. No que segue, também assumiremos esta aproximação. Na tabela 3.2, apresentamos nossas predições para as seções de choque total para a produção dos pares de quarkonium em colisões  $pp$  no LHC e FCC (valores entre parênteses). Consideramos as quatro versões do modelo para o fator eikonal presentes no SuperChic MC, chamadas aqui de Modelo 1 a 4. As diferentes versões do modelo se devem aos diferentes ajustes de seus parâmetros a partir de dados de seção de choque elástica do LHC, conforme é detalhado na referência [102]. Tem-se que o tratamento distinto de  $S_{\text{eik}}^2$  implica que as predições podem diferir por um fator  $\approx 3$ .

Outra possível abordagem, amplamente usada na literatura, é baseada na suposição de que o processo duro ocorre numa escala de tempo curta o bastante tal que a física que gera as partículas adicionais pode ser fatorizada e contabilizada por um fator genérico, denominado fator de sobrevivência do *gap*  $\langle S^2 \rangle$ , multiplicando a seção de choque [52]. Esta abordagem foi a que adotamos nos cálculos da seção (3.2). Para comparação, na tabela 3.2 também apresentamos os resultados derivados multiplicando por  $\langle S^2 \rangle$  as predições do SuperChic sem a inclusão de correções absorptivas. Para as energias do LHC e a dupla

Tabela 3.2 - Seções de choque totais para a produção de pares de quarkonium em processos exclusivos considerando colisões  $pp$  a  $\sqrt{s} = 14$  TeV e diferentes modelos para o fator de absorção. Valores entre parênteses são para as energias do FCC ( $\sqrt{s} = 100$  TeV).

Fator de absorção	$\sigma_{2J/\Psi}$ [pb]	$\sigma_{2\Upsilon}$ [pb]
$\langle S_{\text{eik}}^2 \rangle$ - Modelo 1	13,8 (132,1)	$9,3 \times 10^{-5}$ ( $8,1 \times 10^{-4}$ )
$\langle S_{\text{eik}}^2 \rangle$ - Modelo 2	48,1 (352,5)	$2,4 \times 10^{-4}$ ( $2,2 \times 10^{-3}$ )
$\langle S_{\text{eik}}^2 \rangle$ - Modelo 3	37,7 (250,1)	$1,6 \times 10^{-4}$ ( $1,7 \times 10^{-3}$ )
$\langle S_{\text{eik}}^2 \rangle$ - Modelo 4	20,6 (196,7)	$1,2 \times 10^{-4}$ ( $1,2 \times 10^{-3}$ )
$\langle S^2 \rangle = 0,02$ (0,01)	39,3 (439,2)	$1,6 \times 10^{-3}$ ( $2,4 \times 10^{-2}$ )

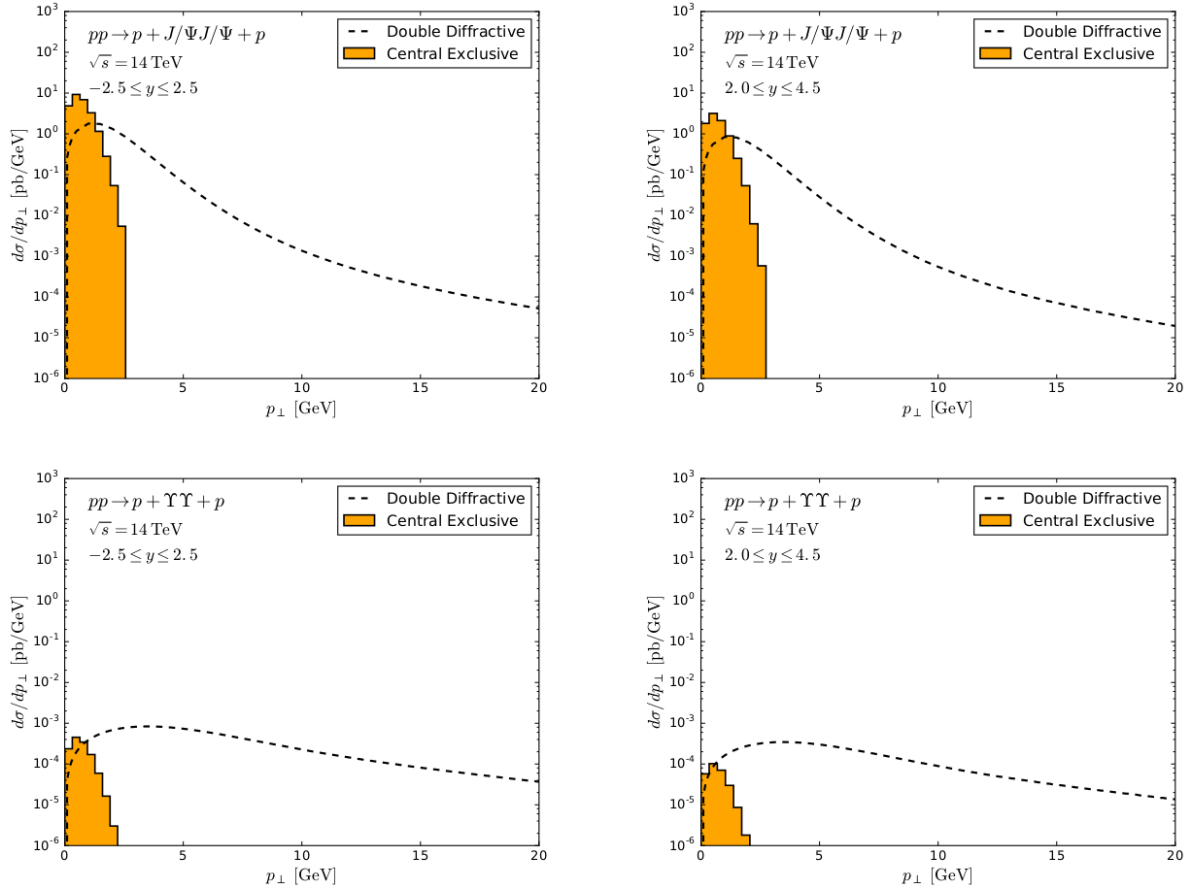


Figura 3.9 - Distribuição em momento transverso para a produção difrativa e exclusiva central de  $J/\Psi/J/\Psi$  (painéis superiores) e  $\Upsilon\Upsilon$  (painéis inferiores) em colisões  $pp$  a  $\sqrt{s} = 14$  TeV considerando a rapidez coberta pelos detectores centrais (painéis esquerdos) e frontais (painéis direitos).

produção de  $J/\Psi$ , as predições resultantes são similares aquelas derivadas com  $S_{\text{eik}}^2$ . Para as energias do FCC, as predições são ligeiramente maiores.

Em contraste, para a dupla produção de  $\Upsilon$ , nós predizemos seções de choques maiores assumindo o fator geral  $\langle S^2 \rangle$  ao invés de  $S_{\text{eik}}^2$ . Como a modelagem, magnitude e universalidade das correções absorptivas ainda são tema de debate intenso [94, 103, 104], no que segue assumiremos que as correções absorptivas para os processos difrativos e exclusivos podem ser modeladas pelo mesmo fator  $\langle S^2 \rangle$ . Certamente tal suposição pode, e deve, ser aprimorada no futuro. No entanto, considerando a grande incerteza teórica atual no tratamento das interações suaves, acreditamos que tal aproximação simplista nos permitirá, ao menos, entender quais são as principais diferenças entre a produção difrativa e inclusiva de pares de quarkonium.

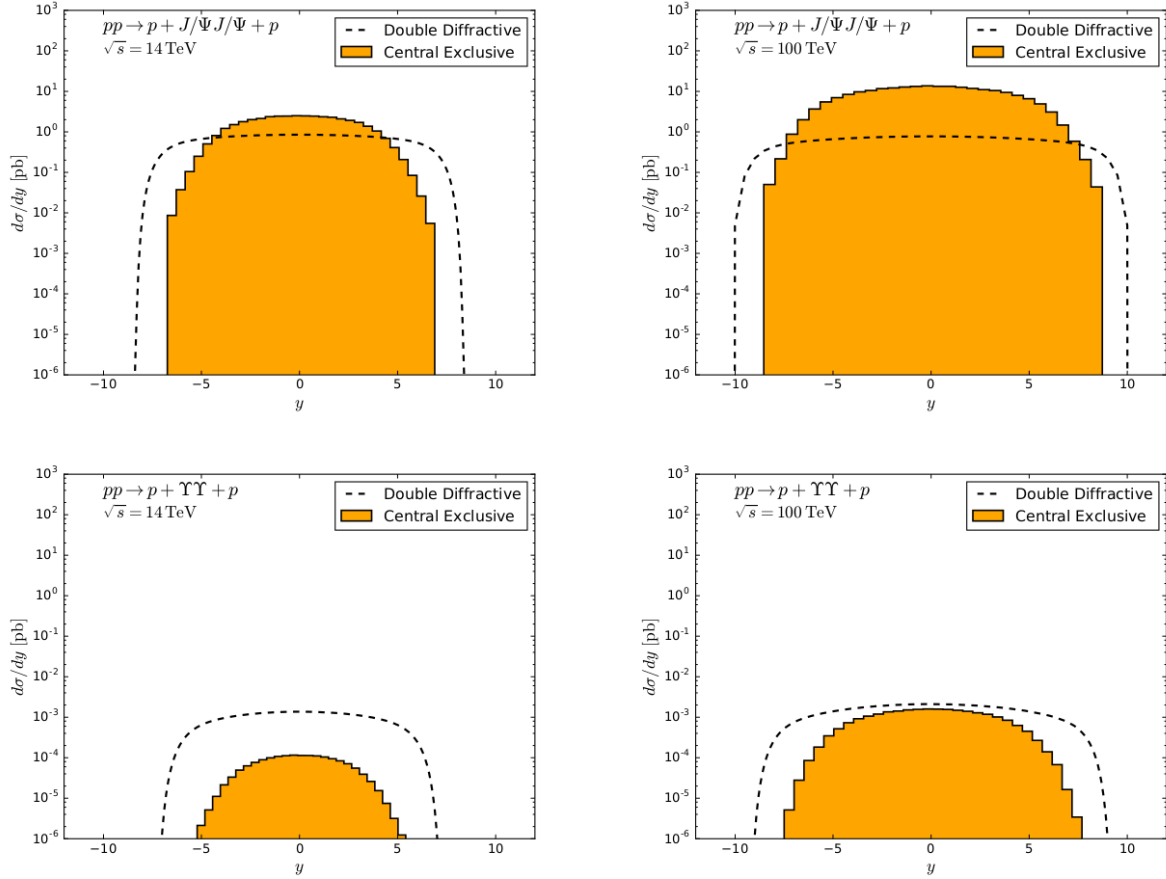


Figura 3.10 - Distribuição em rapidez para a dupla produção difrativa e exclusiva central de  $J/\Psi$  (painéis superiores) e  $\Upsilon$  (painéis inferiores) em colisões  $pp$  nas energias do LHC (painéis esquerdos) e do FCC (painéis direitos).

No que segue apresentaremos nossas previsões para as distribuições em momento transversal e rapidez, bem como as seções de choque totais considerando a produção difrativa e central exclusiva de pares de quarkonium em colisões  $pp$  nas energias do LHC e FCC. Apresentaremos resultados para os alcances típicos de rapidez cobertos pelos detectores centrais ( $-2,5 \leq y \leq 2,5$ ) e frontais ( $2,0 \leq y \leq 4,5$ ). Para as seções de choque também apresentaremos nossas previsões para  $\sqrt{s} = 27$  TeV, que é a energia de centro de massa esperada no *High - Energy Large Collider* (HE-LHC) [105]. Em nossas análises assumiremos  $|R_{J/\Psi}(0)|^2 = 0,56 \text{ GeV}^3$  e  $|R_{\Upsilon}(0)|^2 = 2,21 \text{ GeV}^3$ . As previsões para as distribuições em momento transversal são apresentadas na figura 3.9 considerando colisões  $pp$  a  $\sqrt{s} = 14$  TeV. Verificamos que resultados similares são obtidos para as energias do HE-LHC e do FCC, com a principal diferença sendo a normalização das distribuições.

Para a produção difrativa, temos que a distribuição decresce com  $p_{\perp}$  seguindo um com-

portamento lei de potência  $\propto 1/p_{\perp}^n$ , onde a potência efetiva  $n$  depende do estado final considerado. Tal comportamento é esperado, uma vez que o par de quarkonium no estado final de interações difrativas é gerado num subprocesso  $2 \rightarrow 2$ . Em contraste, na produção exclusiva, temos que o momento transverso típico do par de quarkonium é determinado pelo momento transferido no vértice Pomeron - próton. Como a seção de choque exclusiva tem um comportamento  $e^{-\beta|t|}$ , onde  $\beta$  é o parâmetro de inclinação associado, a distribuição em  $p_{\perp}$  decresce exponencialmente para grande momento transverso. Portanto, é esperado que a produção de um par de quarkonium com grande  $p_{\perp}$  seja dominada por mecanismos difrativos. Por outro lado, se apenas eventos como  $p_{\perp} \leq 1$  GeV forem selecionados, o par de quarkonium observado será predominantemente produzido por processos exclusivos. É importante enfatizar que nossos resultados também indicam que a contribuição do processo difrativo para a dupla produção de  $\Upsilon$  não é desprezível em pequeno  $p_{\perp}$ .

Na figura 3.10, apresentamos nossas previsões para as distribuições em rapidez considerando colisões  $pp$  nas energias do LHC e do FCC. Temos que o mecanismo difrativo implica em distribuições mais largas. Além disso, nossos resultados indicam que a produção de um duplo  $J/\Psi$  em rapidez mediana será dominada pelo processo exclusivo central, com dominância crescendo com a energia. Em contraste, previmos a dominância do processo difrativo no caso da dupla produção do  $\Upsilon$  no LHC. Para a energia do FCC, nossos resultados indicam que a contribuição dos mecanismos difrativo e central exclusivo serão similares.

Na tabela 3.3, apresentamos nossas previsões para as seções de choque considerando

Tabela 3.3 - Seções de choque para a produção de pares de quarkonium em processos de difração Dupla (DD) e produção central exclusiva (PCE) considerando colisões  $pp$  nas energias do LHC, HE-LHC e FCC.

Energia	Processo	Rapidez completa	$-2,5 \leq y \leq 2,5$	$2,0 \leq y \leq 4,5$
14 TeV	$\sigma_{DD}(pp \rightarrow p + J/\Psi J/\Psi + p)$	10,2 pb	3,7 pb	1,7 pb
	$\sigma_{PCE}(pp \rightarrow p + J/\Psi J/\Psi + p)$	39,3 pb	25,9 pb	5,1 pb
	$\sigma_{DD}(pp \rightarrow p + \Upsilon\Upsilon + p)$	$1,2 \times 10^{-2}$ pb	$6,5 \times 10^{-3}$ pb	$2,7 \times 10^{-3}$ pb
	$\sigma_{PCE}(pp \rightarrow p + \Upsilon\Upsilon + p)$	$1,6 \times 10^{-3}$ pb	$1,3 \times 10^{-3}$ pb	$2,7 \times 10^{-5}$ pb
27 TeV	$\sigma_{DD}(pp \rightarrow p + J/\Psi J/\Psi + p)$	10,3 pb	3,9 pb	1,8 pb
	$\sigma_{PCE}(pp \rightarrow p + J/\Psi J/\Psi + p)$	85,0 pb	50,9 pb	18,3 pb
	$\sigma_{DD}(pp \rightarrow p + \Upsilon\Upsilon + p)$	$1,5 \times 10^{-2}$ pb	$7,3 \times 10^{-3}$ pb	$3,0 \times 10^{-3}$ pb
	$\sigma_{PCE}(pp \rightarrow p + \Upsilon\Upsilon + p)$	$3,9 \times 10^{-3}$ pb	$2,8 \times 10^{-3}$ pb	$7,5 \times 10^{-4}$ pb
100 TeV	$\sigma_{DD}(pp \rightarrow p + J/\Psi J/\Psi + p)$	11,4 pb	4,0 pb	2,0 pb
	$\sigma_{PCE}(pp \rightarrow p + J/\Psi J/\Psi + p)$	439,2 pb	222,3 pb	90,4 pb
	$\sigma_{DD}(pp \rightarrow p + \Upsilon\Upsilon + p)$	$4,7 \times 10^{-2}$ pb	$2,0 \times 10^{-2}$ pb	$8,8 \times 10^{-3}$ pb
	$\sigma_{PCE}(pp \rightarrow p + \Upsilon\Upsilon + p)$	$2,4 \times 10^{-2}$ pb	$1,4 \times 10^{-2}$ pb	$5,1 \times 10^{-3}$ pb

colisões  $pp$  para as energias de centro de massa do LHC, HE-LHC e FCC, e diferentes coberturas de rapidez. Para a energia do HE-LHC assumimos  $\langle S^2 \rangle = 0,015$ . Previmos seções de choque da ordem de pb (fb) no caso da dupla produção de  $J/\Psi$  ( $\Upsilon$ ), que crescem com a energia e são mais baixas para rapidez frontal. Para o processos centrais exclusivos o crescimento é mais abrupto, o que é esperado uma vez que a seção de choque é proporcional a quarta potência da distribuição de glúons usual, enquanto no caso difrativo, a seção de choque é proporcional ao quadrado da distribuição difrativa de glúons. De acordo com os resultados apresentados na figura 3.10, temos que a dupla produção de  $J/\Psi$  é dominada pela produção central exclusiva. Por outro lado, para a dupla produção de  $\Upsilon$  no LHC, o processo difrativo domina. Para energias maiores, a contribuição dos processos difrativos e centrais exclusivos se tornam similares.

Uma análise importante de ser realizada é a do número de eventos possíveis de serem detectados. Porém, os mésons pesados não são detectados experimentalmente, mas o resultado de seus decaimentos. Sendo assim, consideramos o canal de decaimento dos quarkonia em pares  $\mu^+\mu^-$ . De acordo com o PDG [39] a razão de decaimento  $J/\Psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  é de  $5,91 \pm 0,033$  %, enquanto que a razão de decaimento  $\Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-$  é de  $2,48 \pm 0,005$  %. Multiplicando a seção de choque de produção dos quarkonia pela razão de decaimento, obtém-se a seção de choque de produção dos múons. Para se obter o número de eventos é preciso multiplicar a seção de choque pela luminosidade integrada do experimento. Para colisões  $pp$  a luminosidade integrada do LHCb deve ser da ordem de  $1 \text{ fb}^{-1}$  por ano [106], enquanto que no FCC, a luminosidade esperada é  $\geq 1000 \text{ fb}^{-1}$  por ano [107]. Nossa predição para

Tabela 3.4 - Número de eventos esperados após o decaimento dos pares de quarkonium em pares de múons, considerando as energias do LHC, HE-LHC e do FCC. Os eventos difrativos estão identificados com um índice  $DD$ , enquanto os eventos de produção central exclusiva estão identificados com o índice  $PCE$ .

Energia	Processo	Rapidez completa	$-2,5 \leq y \leq 2,5$	$2,0 \leq y \leq 4,5$
14 TeV	$N_{eventos}^{DD}(J/\Psi J/\Psi \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-)$	36	13	6
	$N_{eventos}^{PCE}(J/\Psi J/\Psi \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-)$	139	92	18
	$N_{eventos}^{DD}(\Upsilon\Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-)$	$< 1$	$< 1$	$< 1$
	$N_{eventos}^{PCE}(\Upsilon\Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-)$	$< 1$	$< 1$	$< 1$
27 TeV	$N_{eventos}^{DD}(J/\Psi J/\Psi \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-)$	18282	6922	3017
	$N_{eventos}^{PCE}(J/\Psi J/\Psi \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-)$	150875	90347	32482
	$N_{eventos}^{DD}(\Upsilon\Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-)$	5	2	1
	$N_{eventos}^{PCE}(\Upsilon\Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-)$	1	1	$< 1$
100 TeV	$N_{eventos}^{DD}(J/\Psi J/\Psi \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-)$	40470	14200	7100
	$N_{eventos}^{PCE}(J/\Psi J/\Psi \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-)$	1559160	789165	320920
	$N_{eventos}^{DD}(\Upsilon\Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-)$	25	11	5
	$N_{eventos}^{PCE}(\Upsilon\Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-)$	13	7	3

o número de eventos é apresentada na tabela 3.4.

Podemos observar que os múons vindos do decaimento do par  $\Upsilon\Upsilon$  não podem ser detectados com a luminosidade disponível no LHC, bem como na região de rapidez frontal do HE-LHC. No entanto, para a luminosidade alcançada no HL-LHC (do inglês *High Luminosity LHC* - LHC com alta luminosidade), que deve ser de  $350 \text{ fb}^{-1}$ , estimamos que seja detectado pelo menos 1 evento para múons decaídos do par  $\Upsilon\Upsilon$  produzido por difração dupla na região de rapidez central, e 3 eventos quando considerada a cobertura completa de rapidez. Na região frontal e para os pares  $\Upsilon\Upsilon$  produzidos por reação central exclusiva, a contagem de eventos ainda é muito pequena. De modo geral, a contagem de eventos relativos a produção do bottomonium é muito baixa em relação a produção do charmonium.

### 3.4 Conclusão

Neste capítulo, investigamos os processos de difração hadrônica simples, onde é observado no estado final um próton intacto, um grande *gap* de rapidez e os objetos produzidos na interação, bem como processos de difração hadrônica dupla (dupla troca de Pômeron), onde são observados dois prótons intactos, dois *gaps* de rapidez e os objetos produzidos centralmente. Consideramos o tratamento da dupla produção difrativa de quarkonia pesados em colisões  $pp$  nas energias do LHC, HE-LHC e FCC. Para fins de comparação, calculamos também a produção central exclusiva dos mesmos estados finais, uma vez que tanto os processos difrativos quanto os exclusivos apresentam *gap* de rapidez no estado final juntamente com prótons intactos e partículas produzidas centralmente. Para o tratamento da dupla produção difrativa usamos a fatorização com o formalismo da QCD não relativística para descrever a produção do quarkonium, e o modelo de Pomeron resolvido na descrição dos processos difrativos. Por outro lado, no caso da produção central exclusiva, consideramos o modelo de Durham para descrever a interação.

Estimamos a dependência da seção de choque em rapidez e momento transversal para a produção de  $J/\Psi J/\Psi$  e  $\Upsilon\Upsilon$  e apresentamos previsões considerando as coberturas de rapidez dos detectores centrais e frontais. As correções absorptivas foram incluídas nos cálculos assumindo um modelo simplista para tratar as correções de re-espalhamento suave. Verificamos que a seção de choque para a produção de quarkonium é dominada pelo modelo singlete de cor. Também verificamos que os efeitos de absorção podem ser melhor compreendidos a partir da análise da razão entre as seções de produção do charmonium e do bottomonium. Nossos resultados ainda demonstram que a contribuição do processo central exclusivo (difração dupla) pode ser separado selecionando eventos onde o momento transversal do par é pequeno (grande). Também é sugerido que o estudo da produção de

pares de quarkonium pode ser útil para testar as hipóteses básicas presentes na descrição dos processos difrativos e exclusivos.



## 4 EXCITAÇÃO DIFRATIVA EM COLISÕES HADRÔNICAS EM ALTAS ENERGIAS

Neste capítulo, trataremos da difração suave estudando as excitações difrativas em colisões  $pp$  e  $pA$ . Para tal, consideraremos a abordagem de Good-Walker e apresentaremos uma atualização do modelo de Miettinen-Pumplin para as colisões  $pp/\bar{p}p$  considerando dados recentes do LHC para as seções de choque total e elástica. Em seguida, o modelo de Miettinen-Pumplin vinculado pelos dados atuais será utilizado para derivar as principais grandezas presentes no tratamento da excitação difrativa nas colisões  $pA$ .

### 4.1 Excitações Difrativas em Colisões $pp$

As excitações difrativas (ou dissociação difrativa) em interações próton-próton foram estudadas por Miettinen e Pumplin em seu trabalho original de 1978 [15]. O modelo de Miettinen-Pumplin (MP) é baseado na abordagem de Good-Walker [108], que associa a seção de choque de dissociação difrativa com os auto-estados de interação. Em nosso trabalho, fizemos uma atualização do modelo de Miettinen-Pumplin para dados recentes do LHC, e o utilizamos para derivar as principais quantidades presentes no tratamento da excitação difrativa em colisões próton-núcleo. Os resultados presentes neste capítulo deram origem ao artigo publicado em 2019 [16]. Como a base do modelo MP é a abordagem de Good-Walker, esse vai ser o ponto de partida de nossa discussão.

#### 4.1.1 Abordagem de Good-Walker

Em seu trabalho original, publicado em 1960, Good e Walker [108] desenvolveram uma imagem quântica da difração que permite associar a seção de choque total de espalhamento com seções de choque atribuídas a auto-estados de interação. Sendo  $T$  a matriz de transição, difrativa e elástica, de uma partícula espalhada por um hádron  $N$ , e assumindo a amplitude de espalhamento puramente imaginária, podemos escrever  $T = i\mathcal{D}$ , onde  $\mathcal{D}$  é real. Vamos considerar agora uma base de estados  $|i\rangle$  com os mesmos números quânticos. A amplitude para a transição difrativa do estado  $|i\rangle$  num estado  $|k\rangle$  é definida como  $\mathcal{D}_{ik} \equiv \langle k | \mathcal{D} | i \rangle$ . Os elementos da diagonal  $\mathcal{D}_{ii}$  representam a amplitude elástica, uma vez que, um espalhamento elástico leva um estado  $|i\rangle$  nele mesmo, enquanto um espalhamento difrativo, leva um determinado estado em um estado final diferente do inicial. A figura 4.1 apresenta, esquematicamente, a diferença entre os espalhamentos elástico e difrativo. Nos diagramas o estado inicial  $|i\rangle$  é dado pelo próton ( $p$ ) enquanto o estado final  $|k\rangle$  é dado pelo estado indeterminado  $X$ . A seção de choque total, a qual citaremos diversas vezes ao longo deste capítulo, é dada pela soma da seção de choque elástica com as contribuições difrativas e inelásticas.

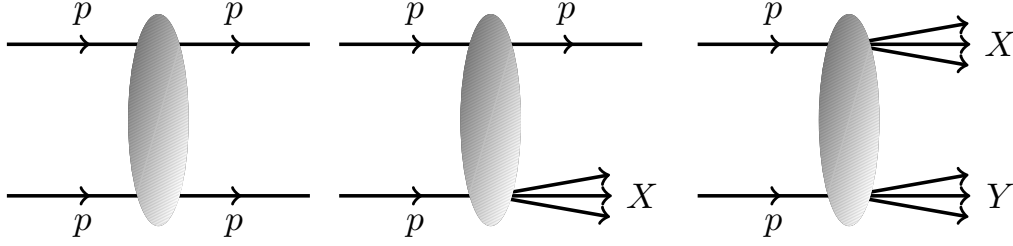


Figura 4.1 - Diagramas esquematizando um processo de espalhamento elástico (esquerda), um processo de dissociação difrativa simples (centro), onde apenas um dos hádrons interagentes é dissociado, e um processo de dissociação difrativa duplo (direita), com os dois hádrons sendo dissociados na interação. As elipses representam uma interação hádron-hádron genérica mediada por um objeto singlete de cor.

Retomando o modelo de Good-Walker, podemos expandir o estado físico  $|i\rangle$  numa base de auto-estados  $|\alpha\rangle$

$$|i\rangle = \sum_{\alpha} c_{i\alpha} |\alpha\rangle, \quad (4.1)$$

e introduzir a equação de auto-valores

$$\mathcal{D} |\alpha\rangle = d_{\alpha} |\alpha\rangle. \quad (4.2)$$

O auto-valor  $d_{\alpha}$  pode ser escrito em termos da seção de choque total do espalhamento  $\alpha N$  por meio de

$$\sigma_{\alpha} \equiv \sigma_{tot}^{\alpha N} = \frac{1}{s} \text{Im} \langle \alpha | i\mathcal{D} | \alpha \rangle = \frac{1}{s} d_{\alpha}. \quad (4.3)$$

De modo geral, o valor esperado de um operador quântico no estado  $|i\rangle$  é dado por

$$\langle \mathcal{O} \rangle \equiv \langle i | \mathcal{O} | i \rangle = \sum_{\alpha\beta} \langle i | \alpha \rangle \langle \alpha | \mathcal{O} | \beta \rangle \langle \beta | i \rangle, \quad (4.4)$$

onde foram inseridas as relações de completudeza  $\sum_{\alpha} |\alpha\rangle \langle \alpha| = \mathbb{1}$  e  $\sum_{\beta} |\beta\rangle \langle \beta| = \mathbb{1}$ , o que leva a

$$\langle \mathcal{O} \rangle = \sum_{\alpha\beta} c_{i\alpha} c_{i\beta}^* \langle \alpha | \mathcal{O} | \beta \rangle. \quad (4.5)$$

Se  $\mathcal{O}$  é diagonal na base  $|\alpha\rangle$ , então a equação (4.5) fica

$$\langle \mathcal{O} \rangle = \sum_{\alpha} |c_{i\alpha}|^2 \mathcal{O}_{\alpha}, \quad (4.6)$$

onde  $\mathcal{O}_\alpha \equiv \langle \alpha | \mathcal{O} | \alpha \rangle$ .

Particularizando para a amplitude elástica,

$$\mathcal{D}_{ii} = \langle i | \mathcal{D} | i \rangle = \sum_{\alpha} |c_{i\alpha}|^2 d_{\alpha}, \quad (4.7)$$

que, pelo teorema óptico, está relacionada diretamente com a seção de choque total do espalhamento  $iN$ ,

$$\sigma_{tot}^{iN} = \frac{1}{s} \mathcal{D}_{ii} = \sum_{\alpha} |c_{i\alpha}|^2 \sigma_{\alpha}, \quad (4.8)$$

teremos, com auxílio da equação (4.6),

$$\sigma_{tot}^{iN} = \langle \sigma_{\alpha} \rangle. \quad (4.9)$$

Quanto ao espalhamento difrativo, temos que sua seção de choque em  $t = 0$  é dada por

$$\left. \frac{d\sigma_{iN}^D}{dt} \right|_{t=0} = \frac{1}{16\pi s^2} \left( \sum_k \mathcal{D}_{ik}^2 - \mathcal{D}_{ii}^2 \right). \quad (4.10)$$

Inserindo a relação de completeza do estado  $|i\rangle$ , e expandindo na base dos auto-estados  $|\alpha\rangle$ , ficaremos com

$$\left. \frac{d\sigma_{iN}^D}{dt} \right|_{t=0} = \frac{1}{16\pi} (\langle \sigma_{\alpha}^2 \rangle - \langle \sigma_{\alpha} \rangle^2), \quad (4.11)$$

que expressa a seção de choque de dissociação difrativa em termos dos valores esperados quânticos. Em outras palavras, a abordagem de Good-Walker indica que, uma vez conhecidos os auto-estados de interação  $|\alpha\rangle$ , a seção de choque de dissociação difrativa pode ser encontrada de forma direta. Vejamos agora como esse formalismo é utilizado para a construção do modelo MP.

#### 4.1.2 Modelo de Miettinen-Pumplin

O modelo de Miettinen-Pumplin tem como ponto de partida a abordagem de Good-Walker. No entanto, considera que os auto-estados de interação estejam relacionados com os pártons no interior dos hádrons, e seus graus de liberdade são descritos em termos dos seus parâmetros de impacto e rapidez. A partir desse ponto, representaremos os estados hadrônicos físicos por  $|H\rangle$ , e reescreveremos a equação (4.1) como

$$|H\rangle = \sum_k C_k |t_k\rangle, \quad (4.12)$$

sendo  $C_k$  os coeficientes da expansão, e  $|t_k\rangle$  os auto-estados de interação, que são, na verdade, os auto-estados do operador de transição  $\hat{T}$ , que satisfaz a equação de autovalores

$$\text{Im } \hat{T} |t_k\rangle = t_k |t_k\rangle. \quad (4.13)$$

Devido à unitariedade, o autovalor  $t_k$  deve estar compreendido no intervalo  $0 \leq t_k \leq 1$ . Vale notar que a equação (4.13) é equivalente a equação (4.2) com  $\text{Im } \hat{T}$  fazendo o papel do operador  $\mathcal{D}$ . Desse modo, numa colisão hadrônica, o estado de um hádron incidente é escrito como

$$|H\rangle = \sum_N \prod_{i=1}^N \int d^2\mathbf{b}_i dy_i C_N(\mathbf{b}_1, \dots, \mathbf{b}_N; y_1, \dots, y_N) |\mathbf{b}_1, \dots, \mathbf{b}_N; y_1, \dots, y_N\rangle, \quad (4.14)$$

com a probabilidade de se encontrar um estado com  $N$  pártons na função de onda, dada por uma distribuição de Poisson,

$$|C_N(\mathbf{b}_1, \dots, \mathbf{b}_N; y_1, \dots, y_N)|^2 = e^{-G^2} \left( \frac{G^{2N}}{N!} \right) \prod_{i=1}^N |C_i(\mathbf{b}_i, y_i)|^2, \quad (4.15)$$

onde  $G^2$  é o número médio de pártons no auto-estado. Tal distribuição se deve à suposição de que os pártons no hádron não são correlacionados.

Ainda é assumido pelo modelo que a probabilidade de se encontrar um parton segue uma distribuição gaussiana em parâmetro de impacto e rapidez

$$|C_i(\mathbf{b}_i, y_i)|^2 = \frac{1}{2\pi\beta\lambda} \exp\left(-\frac{|y_i|}{\lambda} - \frac{|\mathbf{b}_i|^2}{\beta}\right), \quad (4.16)$$

sendo a largura em rapidez e parâmetro de impacto,  $\lambda$  e  $\beta$ , respectivamente, parâmetros a serem determinados. Ainda assumindo que os pártons interajam independentemente com o alvo, a interação total pode ser escrita como

$$t(\mathbf{b}_1, \dots, \mathbf{b}_N; y_1, \dots, y_N; \mathbf{b}) = 1 - \prod_{i=1}^N (1 - \tau(\mathbf{b}_i - \mathbf{b}, y_i)), \quad (4.17)$$

onde  $\mathbf{b}$  é o parâmetro de impacto da colisão hádron-hádron e  $\tau$  é a probabilidade de interação para um único parton, dada por

$$\tau(\mathbf{b}, y) = A \exp\left(-\frac{|y|}{\alpha} - \frac{|\mathbf{b}|^2}{\gamma}\right), \quad (4.18)$$

onde, novamente,  $\alpha$ ,  $\gamma$  e  $A$ , são parâmetros a serem determinados.

As suposições feitas nos parágrafos acima implicam que a seção de choque no espaço do parâmetro de impacto possa ser expressa em termos do valor médio e dispersão do autovalor  $t$ , a saber,

$$\frac{d\sigma_{tot}}{d^2\mathbf{b}} = 2\langle t \rangle = \left[ 1 - \exp \left( -\frac{G^2 A}{\beta \xi} \left( \frac{\alpha/\lambda}{1 + \alpha/\lambda} \right) e^{-b^2/(\gamma+\beta)} \right) \right], \quad (4.19)$$

$$\frac{d\sigma_{el}}{d^2\mathbf{b}} = \langle t \rangle^2 = \left[ 1 - \exp \left( -\frac{G^2 A}{\beta \xi} \left( \frac{\alpha/\lambda}{1 + \alpha/\lambda} \right) e^{-b^2/(\gamma+\beta)} \right) \right]^2, \quad (4.20)$$

Tabela 4.1 - Dados experimentais de  $\sigma_{tot}$  e  $\sigma_{el}$  das colisões  $pp$  consideradas nesta análise e os valores dos parâmetros  $G^2$  e  $\beta$  do modelo de Miettinen-Pumplin determinados com as equações (4.19) e (4.20). As referências dos dados experimentais também são mostradas.

Energia (GeV)	Ref.	$\sigma_{tot}$ (mb)	$\sigma_{el}$ (mb)	$G^2$	$\beta$ (fm <sup>2</sup> )
6,77	[109]	39,7 ± 1,5	8,3 ± 1,2	3,08 ± 0,80	0,208 ± 0,042
6,84	[110]	38,9 ± 0,1	8,3 ± 0,2	3,19 ± 0,14	0,198 ± 0,0063
6,91	[111]	39,3 ± 0,8	8,8 ± 0,3	3,48 ± 0,26	0,188 ± 0,012
9,78	[112]	38,14 ± 0,19	7,61 ± 0,29	2,85 ± 0,18	0,212 ± 0,010
11,54	[112]	38,24 ± 0,19	7,41 ± 0,31	2,71 ± 0,19	0,220 ± 0,012
13,76	[112]	38,39 ± 0,19	7,07 ± 0,35	2,50 ± 0,20	0,235 ± 0,014
16,66	[113]	38,47 ± 0,58	6,85 ± 0,24	2,37 ± 0,14	0,246 ± 0,013
16,83	[114]	38,62 ± 0,07	6,97 ± 0,11	2,423 ± 0,060	0,2427 ± 0,0047
18,17	[112]	38,76 ± 0,19	7,06 ± 0,28	2,46 ± 0,15	0,241 ± 0,012
19,66	[115]	39,00 ± 1,00	6,92 ± 0,44	2,36 ± 0,25	0,250 ± 0,024
23,5	[116]	39,65 ± 0,23	6,81 ± 0,33	2,25 ± 0,17	0,264 ± 0,024
23,5	[117]	39,13 ± 0,40	6,82 ± 0,08	2,297 ± 0,054	0,2564 ± 0,0066
23,5	[118]	38,90 ± 0,70	6,70 ± 0,30	2,26 ± 0,16	0,259 ± 0,017
23,76	[119]	40,68 ± 0,55	7,89 ± 0,52	2,72 ± 0,30	0,234 ± 0,020
23,88	[120]	39,00 ± 1,00	7,20 ± 0,40	2,51 ± 0,24	0,238 ± 0,021
30,6	[116]	40,11 ± 0,19	6,75 ± 0,32	2,18 ± 0,15	0,274 ± 0,016
30,6	[117]	39,91 ± 0,41	7,39 ± 0,08	2,522 ± 0,059	0,2431 ± 0,0064
30,6	[118]	40,20 ± 0,80	6,90 ± 0,40	2,24 ± 0,21	0,268 ± 0,022
44,9	[117]	41,89 ± 0,41	7,45 ± 0,08	2,368 ± 0,053	0,2679 ± 0,0067
52,8	[116]	42,38 ± 0,17	7,17 ± 0,30	2,20 ± 0,14	0,288 ± 0,015
52,8	[117]	42,85 ± 0,42	7,56 ± 0,08	2,340 ± 0,051	0,2767 ± 0,0069
62,3	[116]	43,55 ± 0,32	7,51 ± 0,36	2,26 ± 0,16	0,289 ± 0,017
62,5	[117]	44,00 ± 0,45	7,77 ± 0,10	2,343 ± 0,059	0,2838 ± 0,0077
2760	[121, 122]	84,7 ± 3,3	21,8 ± 1,4	4,62 ± 0,77	0,335 ± 0,044
7000	[123]	98,0 ± 2,5	25,1 ± 1,1	4,57 ± 0,51	0,390 ± 0,035
8000	[124]	101,7 ± 2,9	27,1 ± 1,4	4,99 ± 0,69	0,382 ± 0,040
13000	[121]	110,6 ± 3,4	31,0 ± 1,7	5,66 ± 0,92	0,385 ± 0,045

$$\frac{d\sigma_{difr}}{d^2\mathbf{b}} = \langle t^2 \rangle - \langle t \rangle^2 = \exp\left(-2\frac{G^2 A}{\beta\xi} \left(\frac{\alpha/\lambda}{1+\alpha/\lambda}\right) e^{-b^2/(\gamma+\beta)}\right) \times \left[ \exp\left(\frac{G^2 A}{\beta\zeta} \left(\frac{\alpha/\lambda}{2+\alpha/\lambda}\right) e^{-2b^2/(\gamma+2\beta)}\right) - 1 \right], \quad (4.21)$$

onde as médias são tomadas sobre as distribuições de probabilidade do feixe de pártons,  $\xi = \beta^{-1} + \gamma^{-1}$  e  $\zeta = \beta^{-1} + (\gamma/2)^{-1}$ . Integrando essas equações sobre  $\mathbf{b}$ , podemos calcular a dependência em energia das seções de choque total  $\sigma_{tot}(s)$ , elástica  $\sigma_{el}(s)$  e difrativa  $\sigma_{difr}(s)$ .

O modelo de Miettinen-Pumplin implica que as seções de choque são completamente definidas uma vez conhecidos os parâmetros  $\lambda$ ,  $\alpha$ ,  $A$ ,  $G^2$  e  $\beta$ . Assim como no artigo original [15], assumiremos  $\alpha/\lambda = 2$  e  $\gamma/\beta = 2$ . Além disso, consideraremos  $A = 1$ , o que contribui para a probabilidade máxima permitida. Sendo assim, nos sobram apenas dois parâmetros livres para serem determinados:  $G^2$  e  $\beta$ . Nossa estratégia consiste em determinar estes parâmetros a partir de dados experimentais de  $\sigma_{tot}$  e  $\sigma_{el}$  fazendo uso das equações (4.19) e (4.20).

Especificamente, ampliamos consideravelmente a análise feita por Sapeta e Golec-Biernat [130] incluindo dados, tanto de espalhamento  $pp$  quanto  $\bar{p}p$ , no maior intervalo de energia considerado até então. Em particular, incluímos as informações experimentais mais recentes obtidas no LHC (até 13 TeV), e consideramos dados para baixas energias ( $\gtrsim 10$  GeV). Uma vez que  $G^2$  e  $\beta$  são determinados simultaneamente por  $\sigma_{tot}$  e  $\sigma_{el}$ , selecionamos,

Tabela 4.2 - Dados experimentais de  $\sigma_{tot}$  e  $\sigma_{el}$  de espalhamentos  $\bar{p}p$  considerados nessa análise, e dos valores dos parâmetros  $G^2$  e  $\beta$  do modelo de Miettinen-Pumplin determinados pelas equações (4.19) e (4.20). As referências dos dados experimentais também são apresentadas.

Energia (GeV)	Ref.	$\sigma_{tot}$ (mb)	$\sigma_{el}$ (mb)	$G^2$	$\beta$ (fm <sup>2</sup> )
9,78	[112]	43,86 ± 0,22	8,2 ± 0,4	2,56 ± 0,20	0,264 ± 0,016
11,54	[112]	43,00 ± 0,22	7,30 ± 0,47	2,21 ± 0,21	0,291 ± 0,022
13,76	[112]	42,04 ± 0,21	7,8 ± 0,6	2,53 ± 0,31	0,255 ± 0,024
16,26	[112]	41,80 ± 0,21	7,52 ± 0,6	2,41 ± 0,30	0,264 ± 0,026
18,17	[112]	41,60 ± 0,21	7,12 ± 0,52	2,23 ± 0,25	0,279 ± 0,024
30,4	[116]	42,13 ± 0,58	7,16 ± 0,44	2,21 ± 0,21	0,284 ± 0,023
52,6	[116]	43,32 ± 0,34	7,44 ± 0,44	2,25 ± 0,20	0,289 ± 0,021
62,3	[116]	44,12 ± 0,40	7,46 ± 0,44	2,19 ± 0,19	0,300 ± 0,022
546	[125, 126]	61,26 ± 0,93	12,87 ± 0,30	3,11 ± 0,15	0,319 ± 0,015
547	[127]	61,90 ± 1,6	13,30 ± 0,61	3,23 ± 0,31	0,313 ± 0,027
1800	[128]	71,71 ± 2,02	15,79 ± 0,87	3,38 ± 0,38	0,351 ± 0,034
1800	[125, 126]	80,03 ± 2,24	19,70 ± 0,85	4,20 ± 0,45	0,337 ± 0,030
1800	[129]	72,10 ± 3,3	16,6 ± 1,6	3,67 ± 0,75	0,333 ± 0,056

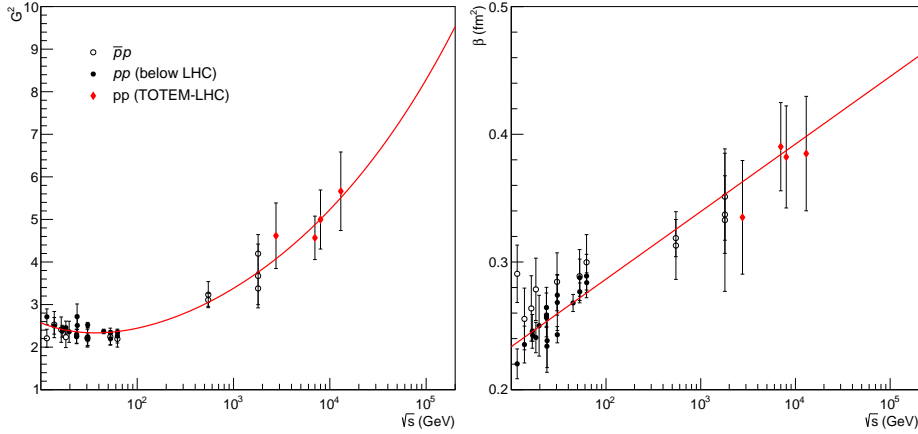


Figura 4.2 - Ajustes para os dados experimentais das variáveis  $G^2$  (esquerda) e  $\beta$  (direita).

para cada energia, aqueles dados que foram obtidos pelo mesmo grupo experimental, a fim de minimizar os efeitos da sistemática dos diferentes experimentos. Para isso, utilizamos o conjunto de dados fornecido pelo PDG (*Particle Data Group*) [39] e as referências [121–124]. Todos os dados selecionados para colisão  $pp$  [109–124] e  $\bar{p}p$  [112, 116, 125–129] estão apresentados nas tabelas 4.1 e 4.2, respectivamente, juntamente com nossos resultados para  $G^2$  e  $\beta$ . Os erros nos dados experimentais correspondem a incertezas estatísticas e sistemáticas adicionadas em quadratura, e os erros nos parâmetros do modelo foram obtidos a partir da propagação das incertezas dos dados. Uma vez determinados  $G^2$  e  $\beta$  pelas informações experimentais, podemos encontrar uma expressão analítica que descreve sua dependência em energia, por meio do ajuste dos valores de  $G^2$  e  $\beta$ .

Nossos ajustes para os dados das variáveis  $G^2$  e  $\beta$  são apresentados na figura 4.2. Em nossa análise percebemos que a distribuição dos dados de  $G^2$  apresenta uma dependência em energia muito parecida com a que é apresentada pelos dados de  $\sigma_{tot}$  para os espalhamentos  $pp$  e  $\bar{p}p$ . Baseado nisso, elaboramos uma parametrização para  $G^2(s)$  semelhante a expressão baseada na fenomenologia de Regge para a seção de choque total. Supomos então que a função  $G^2(s)$  seja dada por

$$G^2(s) = a \left( \frac{s}{s_0} \right)^{-b} + c \left( \frac{s}{s_0} \right)^d, \quad (4.22)$$

onde  $a$ ,  $b$ ,  $c$ , e  $d$  são parâmetros livres e  $s_0 = 1 \text{ GeV}^2$  é fixo.

Quanto aos dados de  $\beta$ , verificamos que sua distribuição tem uma dependência linear com

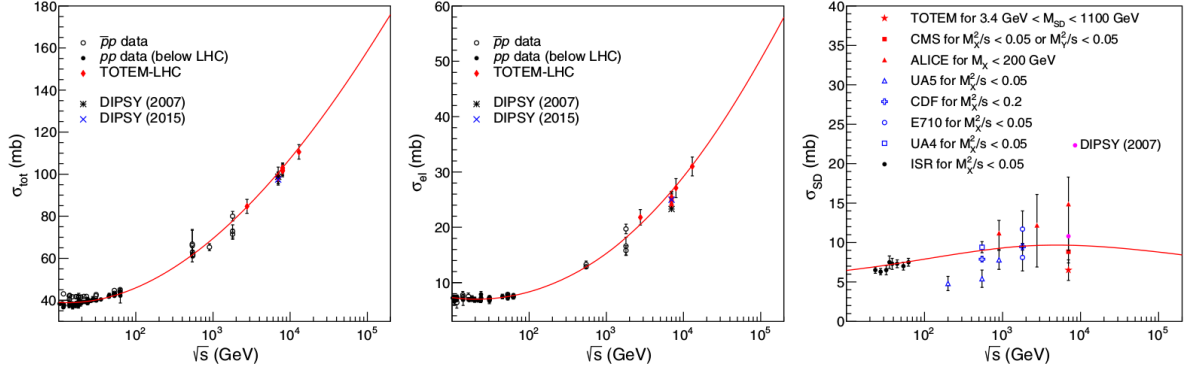


Figura 4.3 - Seção de choque total (esquerda), elástica (centro) e de dissociação difrativa (direita), em função da energia, calculadas pelas equações (4.19) - (4.24), e sua comparação com os dados experimentais disponíveis.

relação a  $\ln s$ . Portanto, nossa parametrização para a função  $\beta(s)$  será dada por

$$\beta(s) = \beta_0 + \beta_1 \ln \left( \frac{s}{s_0} \right), \quad (4.23)$$

com  $\beta_0$  e  $\beta_1$  a serem determinados pelo ajuste dos dados. Para energias acima de 10 GeV, os valores de  $G^2$  e  $\beta$  para  $pp$  e  $\bar{p}p$  são consistentes com as incertezas; sendo assim, consideramos todos os dados como sendo da mesma reação. Os resultados dos ajustes para  $\sqrt{s_{min}} = 10 \text{ GeV}$  são

$$\left. \begin{array}{l} a = 4,1 \pm 1,7 \\ b = 0,25 \pm 0,13 \\ c = 0,80 \pm 0,31 \\ d = 0,101 \pm 0,023 \end{array} \right\} \begin{array}{l} \beta_0 = 0,1809 \pm 0,0078 \text{ fm}^2 \\ \beta_1 = 0,0115 \pm 0,0011 \text{ fm}^2 \end{array}. \quad (4.24)$$

O ajuste para os pontos de  $G^2$  apresentam um  $\chi^2$  reduzido de 0,836 para 31 d.o.f, enquanto que, para o ajuste de  $\beta$  temos 0,875 para 33 d.o.f. Devido ao número não muito grande de graus de liberdade (d.o.f) e as incertezas associadas aos valores tanto de  $G^2$  quanto de  $\beta$  não serem pequenas, conforme podemos observar da figura 4.2, os valores obtidos para  $\chi^2$  reduzido indicam que nossas escolhas para a parametrização descrevem com sucesso a dependência energética dos parâmetros do modelo de Miettinen-Pumplin.

Usando nossa parametrização para  $G^2$  e  $\beta$ , podemos calcular a dependência em energia das seções de choque dos espalhamentos  $pp$  e  $\bar{p}p$ . Os resultados são apresentados na figura 4.3, onde comparamos nossas previsões com os dados experimentais disponíveis para  $\sigma_{tot}$ ,  $\sigma_{el}$



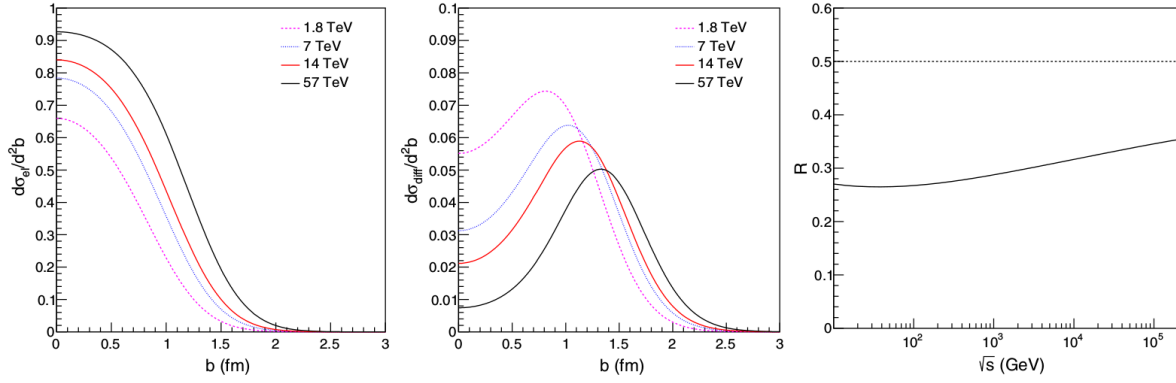


Figura 4.4 - Evolução com a energia das seções de choque elástica (esquerda) e de dissociação difrativa (centro) no espaço de parâmetro de impacto, e a razão  $R = (\sigma_{el} + \sigma_{difr})/\sigma_{tot}$  (direita).

[39, 121–124, 131, 132], e para a seção de choque de dissociação difrativa simples  $\sigma_{SD}$  [129, 133–141]. Podemos ver que o modelo de Miettinen-Pumplin é capaz de descrever os dados experimentais atuais. Particularmente, os dados para a seção de choque difrativa, que não é considerada nos ajustes dos parâmetros, são bem descritos. Para a seção de choque difrativa, nossa previsão é que, para  $\sqrt{s} = 14$  TeV, esta seja quase idêntica àquela medida no Run 1 do LHC. Finalmente, também é interessante observar que a seção de choque total para o espalhamento  $pp$  no modelo de Miettinen-Pumplin se comporta assintoticamente com  $\sigma_{tot} \sim \beta \ln G^2$ . Sendo assim, com nossas escolhas de  $G^2$  e  $\beta$ , temos  $\sigma_{tot} \sim \ln^2 s$ , o que está de acordo como o limite de Froissart-Martin [142, 143].

Um dos aspectos importantes no modelo de Miettinen-Pumplin, é que este também nos permite estudar a evolução com a energia das seções de choque no espaço de parâmetro de impacto. As seções de choque elástica e de dissociação difrativa como função de  $b$  estão apresentadas, respectivamente, nos painéis da esquerda e do centro na figura 4.4, com as energias do Tevatron e de raios cósmicos. Podemos observar que o espalhamento elástico é principalmente central, e sua magnitude aumenta com a energia, aproximando do limite de disco negro, embora ainda não sature em 57 TeV. Em contraste, a dissociação difrativa se torna mais periférica, com seu máximo deslocando-se para parâmetros de impacto maiores a medida em que a energia aumenta. Também notamos o decréscimo da magnitude dessa seção de choque das energias mais baixas para as mais altas. Por fim, no painel direito da figura 4.4, apresentamos a evolução com a energia da razão  $R(s) = (\sigma_{el} + \sigma_{difr})/\sigma_{tot}$ , onde as seções de choque são aquelas das equações (4.19) - (4.21) integradas no espaço  $\mathbf{b}$ . De acordo com o limite de Pumplin [144], devemos ter  $R \leq 1/2$ . Nossos resultados indicam que este limite não é saturado e que  $R$  se aproxima do limite superior a uma taxa

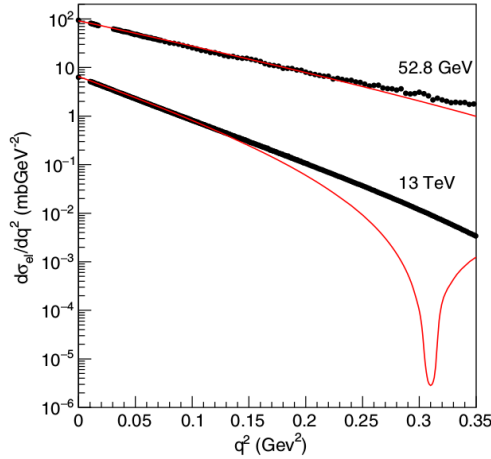


Figura 4.5 - Seção de choque diferencial elástica como uma função do quadrado do momento transferido para colisões  $pp$  a  $\sqrt{s} = 52,8 \text{ GeV}$  e  $13 \text{ TeV}$ . Os dados e a predição para  $13 \text{ TeV}$  foram re-escalados por um fator  $10^{-2}$ .

pequena.

Antes de apresentar nossa generalização do modelo de Miettinen-Pumplin para colisões  $pA$ , na seção (4.2), é importante enfatizar uma das deficiências da abordagem. Como demonstrado na figura 4.5, o modelo MP não é capaz de descrever os dados experimentais para a seção de choque elástica a grandes valores do quadrado do momento transferido  $q^2$ . Conclusão similar foi derivada na referência [145] usando o modelo de dipolo DIPSY. Estes resultados indicam que a abordagem simplista para a descrição da distribuição espacial dos pártons dentro do hádron, presente no modelo MP, deve ser aprimorada. Tal estudo é um trabalho em desenvolvimento.

## 4.2 Excitações Difrativas em Colisões $pA$

No que segue, estenderemos nossa análise prévia para colisões próton-núcleo. A extrapolação dos resultados de colisões  $pp$  para  $pA$  geralmente é feita usando o formalismo de Glauber [34], que assume que o núcleon projétil viaja em linha reta, sofrendo múltiplas colisões elásticas com os núcleons do alvo. No entanto, conforme apontado por Gribov [146], este formalismo desconsidera a excitação difrativa dos núcleons intermediários, que dão uma contribuição significativa para as seções de choque total e elástica da colisão  $pA$ . Sendo assim, neste trabalho, utilizaremos o formalismo desenvolvido por Heiselberg, Baym, Blaettel, Frankfurt e Strikman [147, 148], que é baseado na abordagem de Good-

Walker,<sup>1</sup> para incluir a contribuição de excitação difrativa.

No modelo que adotaremos [147,148], assim como na abordagem de Good-Walker, o estado hadrônico incidente é expresso como uma superposição de auto-estados do operador de espalhamento. A hipótese básica do modelo é que cada um desses auto-estados interage com o alvo com sua própria seção de choque  $\sigma$  (ao que chamamos de flutuações da seção de choque), com probabilidade de interação dada por  $P(\sigma,s)$ . Como consequência, as seções de choque total, elástica e difrativa do espalhamento  $pA$ , podem ser expressas como

$$\sigma_{tot}^{pA}(s) = 2 \int d\sigma P(\sigma,s) \int d^2\mathbf{b} \operatorname{Re} \Gamma_A(\mathbf{b},\sigma), \quad (4.25)$$

$$\sigma_{el}^{pA}(s) = \int d\sigma \left| \int d^2\mathbf{b} P(\sigma,s) \Gamma_A(\mathbf{b},\sigma) \right|^2, \quad (4.26)$$

$$\sigma_{difr}^{pA}(s) = \int d^2\mathbf{b} \left[ \int d\sigma P(\sigma,s) |\Gamma_A(\mathbf{b},\sigma)|^2 - \left| \int d\sigma P(\sigma,s) \Gamma_A(\mathbf{b},\sigma) \right|^2 \right], \quad (4.27)$$

onde  $\Gamma_A$  é a função perfil para o espalhamento  $pA$ , dado por

$$\Gamma_A(\mathbf{b},\sigma) = 1 - \exp\left(-\frac{A}{2}\sigma(1-i\eta)T(\mathbf{b})\right). \quad (4.28)$$

Aqui  $\eta$  é a razão entre as partes real e imaginária da amplitude de espalhamento elástico frontal<sup>2</sup>  $pp$ , e  $T(b)$  é a função espessura do núcleo,

$$T(\mathbf{b}) = \frac{1}{2\pi B(s)} \int dz d^2\mathbf{s} e^{-(\mathbf{b}-\mathbf{s})^2/(2B(s))} \rho_A\left(\sqrt{|\mathbf{s}|^2 + z^2}\right), \quad (4.29)$$

com  $\mathbf{b}$  sendo o parâmetro de impacto do espalhamento  $pA$ ,  $\mathbf{s}$  um vetor no plano de  $\mathbf{b}$ ,  $B(s)$  a inclinação (*slope*) frontal da seção de choque elástica diferencial da interação  $pp$ , e  $\rho_A$  a distribuição de núcleons. Para núcleos pesados, vamos considerar a distribuição de Wood-Saxon

$$\rho_A(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp((r - R_0)/a)}, \quad (4.30)$$

onde  $\rho_0$  é uma constante de normalização<sup>3</sup> e os parâmetros  $R_0$  e  $a$  estão disponibilizados na referência [150].

A principal entrada nas equações (4.25) - (4.27) é a probabilidade de distribuição  $P(\sigma,s)$ ,

<sup>1</sup>Para uma revisão, ver a referência [149].

<sup>2</sup>Dado que  $\eta$  é pequeno para altas energias, vamos considerar  $\eta \approx 0$

<sup>3</sup>Calculada para que  $\rho$  seja normalizada para 1.

parametrizada por [147, 148] como

$$P(\sigma, s) = N(s) \frac{\sigma}{\sigma + \sigma_0(s)} \exp \left[ -\frac{(\sigma/\sigma_0(s) - 1)^2}{\Omega^2(s)} \right]. \quad (4.31)$$

Os parâmetros  $N$ ,  $\sigma_0$  e  $\Omega$  são dependentes da energia e são vinculados pela distribuição dos momentos. É assumido que a probabilidade de distribuição  $P(\sigma, s)$  deve satisfazer as seguintes propriedades:

$$\int P(\sigma, s) d\sigma = 1, \quad (4.32)$$

$$\int \sigma P(\sigma, s) d\sigma = \sigma_{tot}(s), \quad (4.33)$$

$$\int \sigma^2 P(\sigma, s) d\sigma = \sigma_{tot}^2(1 + \omega_\sigma(s)), \quad (4.34)$$

onde  $\sigma_{tot}$  é a seção de choque total da interação  $pp/\bar{p}p$ , e  $\omega_\sigma$ , que está relacionado à amplitude das flutuações da seção de choque, é expresso em termos das seções de choque difrativa e elástica da interação  $pp/\bar{p}p$ ,

$$\omega_\sigma = \frac{d\sigma_{difr}/dq^2|_{q^2=0}}{d\sigma_{el}/dq^2|_{q^2=0}}. \quad (4.35)$$

No que segue, utilizaremos os resultados obtidos com o modelo MP e discutido na seção 4.1.2 para vincular os parâmetros presentes em  $P(\sigma, s)$  e calcular  $\omega_\sigma$ . Além disso, o poder preditivo intrínseco do modelo MP que segue de nossas parametrizações para  $G^2(s)$  e  $\beta(s)$ , nos permite calcular  $\omega_\sigma$  para qualquer energia desejada e, conseqüentemente, estimar a dependência energética das seções de choque total, elástica e difrativa da colisão  $pA$ . De fato, do modelo MP, temos

$$\frac{d\sigma_{el}}{dq^2} \Big|_{q^2=0} = \frac{1}{4\pi} \left[ \int d^2\mathbf{b} \left( 1 - e^{-G^2\langle\tau(\mathbf{b})\rangle} \right) \right]^2, \quad (4.36)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{difr}}{dq^2} \Big|_{q^2=0} &= \frac{1}{4\pi} \int d^2\mathbf{b} d^2\mathbf{b}' \exp \left[ -G^2 (\langle\tau(\mathbf{b})\rangle + \langle\tau(\mathbf{b}')\rangle) \right] \\ &\quad \times \left[ \exp (G^2\langle\tau(\mathbf{b})\tau(\mathbf{b}')\rangle) - 1 \right], \end{aligned} \quad (4.37)$$

onde

$$\langle\tau(\mathbf{b})\rangle = \frac{A}{\beta\xi} \left( \frac{\alpha/\lambda}{1 + \alpha/\lambda} \right) e^{-b^2/(\gamma+\beta)}, \quad (4.38)$$

$$\langle\tau(\mathbf{b})\tau(\mathbf{b}')\rangle = \frac{A\gamma}{\gamma + 2\beta} \left( \frac{\alpha/\lambda}{2 + \alpha/\lambda} \right) \exp \left[ -\eta(b^2 + b'^2) + \mu bb' \cos(\phi = \phi') \right], \quad (4.39)$$

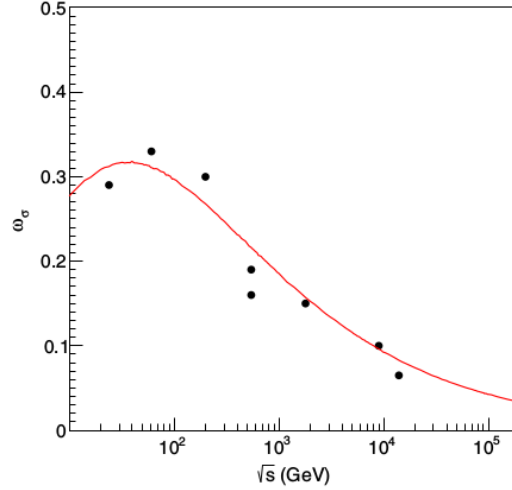


Figura 4.6 - Evolução de  $\omega_\sigma$  com a energia a partir do modelo de Miettinen-Pumplin (curva sólida em vermelho) comparada com os valores presentes na referência [151] (pontos pretos).

sendo  $\eta = (\gamma + \beta)/(\gamma^2 + 2\gamma\beta)$ ,  $\mu = 2\beta/(\gamma^2 + 2\gamma\beta)$ ,  $b = |\mathbf{b}|$ , e  $\phi$  é o ângulo polar de  $\mathbf{b}$  (análogo para  $b'$  e  $\phi'$ ). Usando os parâmetros vinculados na seção 4.1.2 obtemos a dependência em energia resultante de  $\omega_\sigma$ . O resultado é a curva em vermelho apresentada na figura 4.6. Os pontos pretos presentes na mesma figura referem-se às estimativas de  $\omega_\sigma$  feitas por Guzey e Strikman [151]. Verificamos que nossas previsões são, na média, similares às apresentadas na referência [151], bem como o comportamento predito para a dependência em energia. Para baixas energias,  $\omega_\sigma$  cresce com  $\sqrt{s}$ , como esperado pela fenomenologia de Regge [148], e para altas energias, seu valor decresce e tende a zero. Portanto, assintoticamente, as flutuações da seção de choque cessam, o que é esperado ocorrer no limite de disco negro.

A fim de estimar as seções de choque da interação  $pA$ , vamos considerar as previsões para as seções de choque totais  $pp/\bar{p}p$  derivadas utilizando o modelo MP. Além disso, assumiremos que a inclinação  $B(s)$  da amplitude de espalhamento elástico  $pp$  é dada por

$$B(s) = 11,21 - 0,176 \ln(s/s_0) + 0,0372 \ln^2(s/s_0), \quad (4.40)$$

onde os parâmetros são dados em  $\text{GeV}^{-2}$  e foram vinculados usando dados recentes do LHC com  $s_0 = 1 \text{ GeV}^2$ . Na figura 4.7, apresentamos nossas previsões para a dependência em energia das seções de choque total e elástica, considerando colisões próton-chumbo ( $p\text{Pb}$ ) e próton-nitrogênio ( $p\text{N}$ )<sup>4</sup>. Para fins de comparação, também apresentamos os re-

<sup>4</sup>Para o núcleo de nitrogênio, consideramos uma distribuição Gaussiana para  $\int \rho_A(\mathbf{s}, z) dz$ .

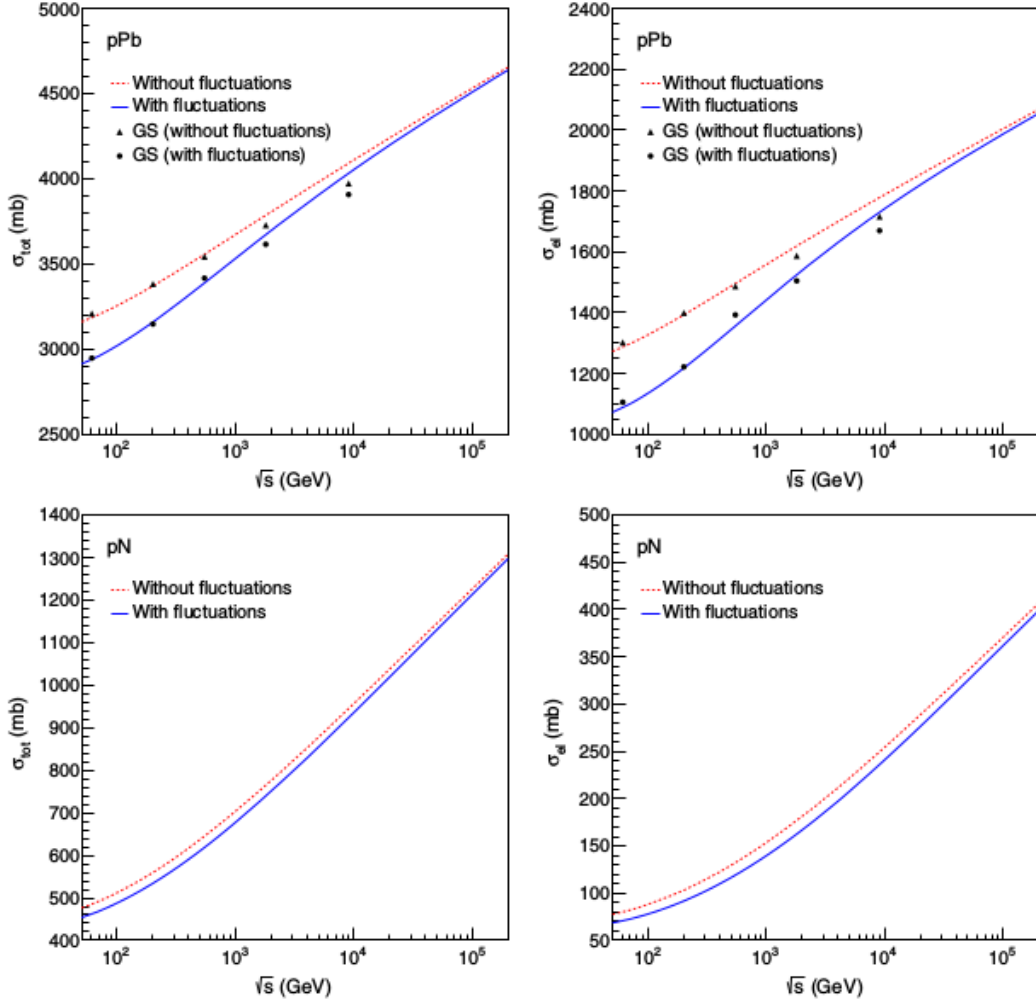


Figura 4.7 - Seção de choque total (esquerda) e elástica (direita) para espalhamento próton-chumbo (acima) e próton-nitrogênio (abaixo), com e sem as flutuações da seção de choque, em função da energia do centro de massa do sistema. No caso  $p\text{Pb}$ , também apresentamos os resultados de Guzey e Strikman [151].

sultados obtidos sem as flutuações da seção de choque, i.e., usando o formalismo de Glauber padrão. Adicionalmente, para a colisão  $p\text{Pb}$ , apresentamos os resultados presentes na referência [151].

Verificamos que os efeitos das flutuações são maiores para baixas energias e núcleos pesados. Como já esperado pelos resultados de  $\omega_\sigma$ , o impacto das flutuações tornam-se menos importantes em altas energias. Nossas previsões para colisões  $p\text{Pb}$  são similares àquelas derivadas na referência [151], principalmente para energias menores. A diferença entre as previsões para altas energias advém das diferenças nas entradas usadas

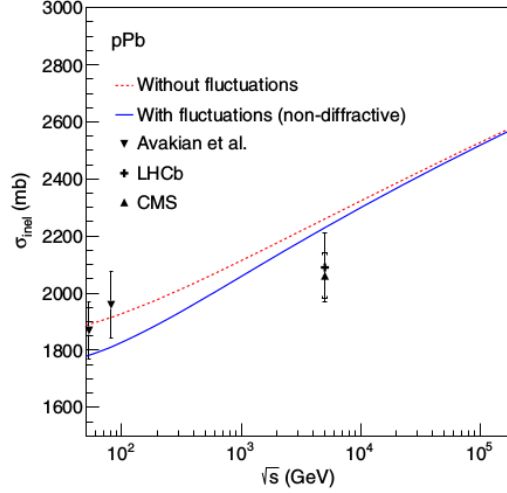


Figura 4.8 - Seções de choque inelástica para o espalhamento próton-chumbo em função da energia e sua comparação com os dados experimentais disponíveis.

para vincular os parâmetros da probabilidade. Aqui, consideramos  $\sigma_{tot}$  do modelo MP e  $B(s) \sim \ln^2 s$ , enquanto na referência [151] os autores usaram  $\sigma_{tot}$  de um ajuste de Donnachie e Landshoff [152] e assumiram  $B(s) \sim \ln s$ .

Usando nossos resultados para as seções de choque total e elástica da interação  $pPb$ , podemos estimar a seção de choque inelástica e compará-la com os dados experimentais medidos pelas colaborações CMS [153] e LHCb [154, 155], e também com os dados da referência [156]. Na figura 4.8, apresentamos nossas previsões para a dependência em energia das seções de choque inelásticas derivadas usando a abordagem padrão de Glauber (sem flutuações) e usando a abordagem com flutuações. Nesse caso, consideramos apenas a contribuição não-difrativa. Notemos que nossa abordagem superestima os dados atuais para altas energias. Em contraste, o modelo DIPSY generalizado para colisões  $pA$ , na referência [145], descreve estes dados. Tais diferenças podem ser associadas ao fato que, na nossa abordagem para excitações difrativas, desconsideramos possíveis flutuações no alvo, o que reduz a seção de choque inelástica. A inclusão de flutuações do alvo no modelo MP foi recentemente discutida na referência [157].

Finalmente, podemos estimar a magnitude da excitação difrativa nas colisões  $pA$  em altas energias. Nossas previsões são apresentadas na figura 4.9 para espalhamentos próton-chumbo, próton-argônio ( $pAr$ ) e próton-nitrogênio, e estão representados pelas curvas sólidas em vermelho. Para fins de comparação, também apresentamos, no caso  $pPb$ , as previsões derivadas na referência [151]. Podemos ver que a seção de choque da excitação

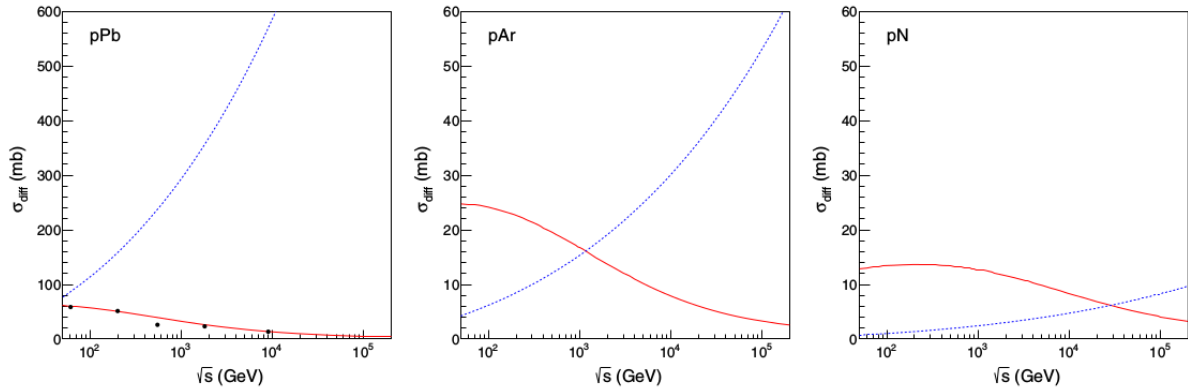


Figura 4.9 - Seção de choque difrativa para os espalhamentos próton-chumbo (esquerda), próton-argônio (centro) e próton-nitrogênio (direita) em função da energia do centro de massa do sistema. As seções de choque devido as flutuações da seção de choque hadrônica estão representadas pelas curvas sólidas em vermelho, e aquelas das interações foto-induzidas estão representadas pelas curvas pontilhadas azuis. No caso  $pPb$ , os pontos representam as previsões para a excitação difrativa derivadas na referência [151].

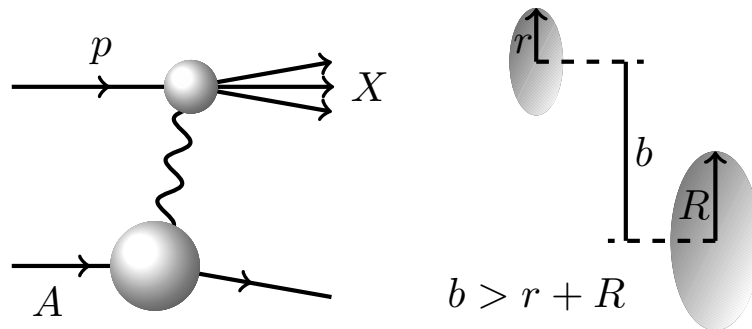


Figura 4.10 - Esquema diagramático para colisões ultraperiféricas. A esquerda é representada uma colisão próton-núcleo mediada por interação eletromagnética. A direita é apresentada a relação entre o parâmetro de impacto e os raios dos objetos que interagem.

difrativa cresce com o número atômico e decresce com a energia, concordando com os resultados apresentados por Guzey e Strikman [151].

Em seu trabalho, Guzey e Strikman [151] sugerem que a contribuição eletromagnética para a excitação difrativa nas colisões  $pA$  tornam-se importantes. A ideia básica é que, em colisões ultraperiféricas, os núcleos atuam como uma fonte de fótons que interagem com o próton [158–160]. Esta contribuição pode ser estimada em termos do fluxo de fótons



nucleares ( $n_A$ ) e a seção de choque fóton-próton ( $\sigma_{\gamma p \rightarrow X}$ ) como segue:

$$\sigma_{e.m.}^{pA} = \int \frac{d\omega}{\omega} n_A(\omega) \sigma_{\gamma p \rightarrow X}(\omega), \quad (4.41)$$

sendo  $\omega$  é a energia do fóton. Na figura 4.10, apresentamos um esquema da interação e destacamos que para uma colisão ser considerada ultraperiférica, a soma dos raios dos hádrons deve ser menor que o parâmetro de impacto. Em nossos cálculos, consideramos as mesmas entradas usadas por Guzey e Strikman, e as previsões resultantes estão apresentadas na figura 4.9 pelas curvas pontilhadas em azul. podemos observar que a contribuição eletromagnética aumenta com a energia e com o número atômico, tornando-se dominante para as colisões  $p\text{Pb}$ . Para as colisões  $p\text{Ar}$ , ambas as contribuições são similares nas energias do LHC. Por fim, é importante enfatizar que a contribuição eletromagnética se torna dominante nas colisões  $p\text{N}$  nas energias ultra-altas dos raios cósmicos.

### 4.3 Conclusão

Neste capítulo, consideramos a abordagem de Good-Walker e atualizamos o modelo de Miettinen-Pumplin, considerando os dados atuais do LHC para as seções de choque total e elástica da interação  $pp$ , e também dados experimentais antigos. Demonstramos que esse modelo é capaz de descrever com sucesso os dados atuais, e a parametrização para a dependência energética dos principais parâmetros do modelo MP foi proposta. Foi analisado o comportamento das seções de choque para altas energias, e foram derivadas previsões para as energias do Run 3 do LHC, bem como dos experimentos de raios cósmicos. Nossos resultados demonstraram que a seção de choque para excitação difrativa nas colisões  $pp$  são quase constantes na faixa de energia provada pelo LHC, e decresce lentamente para energias mais altas. Além disso, nossos resultados indicam que o limite de Pumplin não é alcançado para as energias do LHC e dos raios cósmicos.

Também apresentamos nossos resultados para excitação difrativa nas colisões  $pA$ , bem como seu impacto nas previsões das seções de choque total e elástica considerando diferentes núcleos. O modelo MP, vinculado pelos dados das colisões  $pp$ , foram usados para derivar as principais grandezas presentes no tratamento da excitação difrativa em colisões  $pA$ . Demonstramos que o efeito das flutuações da seção de choque decresce para grandes energias e núcleos mais pesados. Além disso, nossos resultados indicam que a dissociação induzida pela interação com fótons torna-se dominante com o aumento da energia e do número atômico.



## 5 CONCLUSÃO E PERSPECTIVAS

Nesta tese, realizamos um estudo acerca dos processos difrativos nas interações hadrônicas em altas energias. Tal estudo é motivado pelo fato de que tais interações são observadas experimentalmente porém ainda não são bem compreendidas. Em particular, os processos difrativos carecem de uma descrição teórica totalmente baseada na QCD. Desse modo, nosso objetivo foi estudar os processos de difração hadrônica a fim de fornecer um melhor entendimento dos mesmos. Para tanto analisamos tanto os aspectos duros quanto suaves da difração hadrônica.

Na revisão bibliográfica, apontamos que cerca de 10% dos eventos de DIS observados no HERA são de natureza difrativa. Estes eventos, assim como no DIS inclusivo, podem ser tratados fenomenologicamente por meio do teorema de fatorização. No entanto, nas colisões próton-próton verifica-se que o teorema de fatorização é violado, colocando em dúvida a universalidade das distribuições partônicas difrativas. O tratamento deste problema ainda é uma questão em aberto.

No que segue, estudamos a dupla produção difrativa dos quarkonia  $J/\Psi$  e  $\Upsilon$  em colisões  $pp$ . Adotamos o formalismo da QCD não relativística para a produção dos mésons vetoriais, bem como o modelo de Pomeron resolvido para descrever a imagem difrativa dos prótons num esquema de fatorização. Para dar conta das correções necessárias devido à quebra de fatorização consideramos um fator multiplicativo que engloba os efeitos de absorção que, caso não fossem considerados, levariam a seções de choque acima das observadas experimentalmente. Em nossas análises verificamos que as predições para a produção difrativa de quarkonia pesados indicam que a observação de tais processos é viável para as energias do LHC, o que possibilita um estudo mais aprofundado tanto acerca das teorias existentes para descrever a produção dos mésons  $J/\Psi$  e  $\Upsilon$ , quanto do modelo de Pomeron resolvido. No que diz respeito à quebra de fatorização, sugerimos que a análise da razão entre duas seções de choque permitirá investigar a validade dos modelos utilizados na descrição dos efeitos de absorção.

Adicionalmente, realizamos predições para a dupla produção dos mésons  $J/\Psi$  e  $\Upsilon$  em processos exclusivos. A comparação deste processo com a dupla produção difrativa é importante uma vez que no LHC, devido ao grande empilhamento de eventos, tanto os processos exclusivos quanto os difrativos são reconstruídos a partir dos mesmos observáveis que são os prótons intactos no estado final. Em nossos estudos, verificamos que os processos exclusivos e difrativos podem ser separados observando o espectro de seus momentos transversos, sendo os processos exclusivos dominantes para  $p_T \lesssim 3$  GeV, enquanto os difrativos passam a ser dominantes para  $p_T \gtrsim 3$  GeV, no caso da dupla produção de  $J/\Psi$ .

Para a dupla produção de  $\Upsilon$  verificamos que os processos difrativos são dominantes em toda a distribuição de momento transverso, porém, o número estimado de eventos em nossa análise é muito pequeno.

Outro aspecto importante da difração hadrônica é quando ocorre dissociação difrativa sem a produção de partículas adicionais. Nessa tese, estudamos esse aspecto tanto em colisões próton-próton quanto próton-núcleo utilizando o modelo de Miettinen-Pumplin. Para uma melhor análise, atualizamos o modelo para o maior número de dados experimentais já considerados. A partir desses dados elaboramos uma parametrização para a determinação dos parâmetros livres  $G^2$  e  $\beta$  do modelos MP em função da energia. Esse resultado, que verificamos descrever satisfatoriamente os dados experimentais mais atuais das colisões  $pp$ , nos permite realizar previsões para as seções de choque elástica, total e de dissociação difrativa para qualquer energia.

O modelo MP atualizado foi utilizado para vincular as variáveis presente na descrição proposta por Guzey-Strikman para interações  $pA$  levando em consideração as flutuações da seção de choque. Desse modo, assim com nas colisões  $pp$ , pudemos realizar previsões para energias nas quais os dados para as variáveis de entrada do modelo não estão disponíveis. Verificamos que o efeito das flutuações da seção de choque decresce para energias mais altas. O mesmo comportamento é observado para núcleo mais pesados. Nessas condições, (energias mais altas e núcleos mais pesados) nossos resultados indicam que a contribuição eletromagnética para a dissociação difrativa passa a ser dominante.

Em resumo, podemos concluir que a difração dura, em particular a produção difrativa de mésons pesados, pode ser tratada com o teorema de fatorização corrigido. Tal correção é necessária para dar conta dos efeitos de absorção observados nas colisões hadrônicas. A descrição da imagem difrativa do próton, feita nessa tese pelo modelo de Pomeron resolvido, bem como o tratamento das correções absorptivas, podem ser aprimoradas. Quanto à difração suave, concluímos que o modelo MP atualizado fornece uma boa descrição do modelo, embora seja ainda necessário uma revisão da descrição da distribuição de pártons dentro do próton.

Como perspectiva de trabalho futuro, temos como objetivo entender e aprimorar o tratamento da fotoprodução exclusiva de mésons vetoriais, que será estudado no futuro EIC (*Electron-Ion Collider*), bem como em colisões hadrônicas ultraperiféricas. Recentemente algum avanço já tem sido feito nesse sentido [161–164]. No entanto, tais estudos não foram realizados com uso de Monte Carlo, o que torna a implementação de cortes experimentais muito difícil. A fim de obter previsões mais realísticas, acreditamos que a fotoprodução exclusiva de mésons vetoriais deve ser implementada em um gerador de eventos Monte

Carlo.

Uma alternativa é tratar a produção exclusiva de mésons vetoriais no EIC e no LHC usando a estrutura desenvolvida nas referências [165–168], implementada no gerador de eventos Monte Carlo DIPSY, ou na nova implementação proposta na referência [169], que é similar ao DIPSY em alguns aspectos, mas agora implementada na estrutura do gerador de eventos Monte Carlo PYTHIA 8. Tais estruturas, propostas pelo grupo THEP da universidade de Lund, são baseados no modelo de cascata de dipolo de Mueller [170] e permite calcular as seções de choque total e difrativa para as colisões  $pp$  e  $\gamma^*p$  em termos das funções de onda das partículas incidentes e a seção de choque dipolo-dipolo, que leva em conta os efeitos não lineares na dinâmica da QCD em altas energias. Estudos anteriores mostraram que esse Monte Carlo pode descrever com sucesso um grande conjunto de observáveis nas colisões  $ep$  e  $pp$ . Em particular, na referência [167] as previsões do DIPSY foram comparadas com os dados do HERA para a produção exclusiva de mésons vetoriais, com os dados sendo bem descritos. No entanto, várias aproximações foram consideradas nessas primeiras análises, como e.g. as massas dos quarks na função de onda do fóton foram desprezadas.

No momento em que esse trabalho é escrito já houve contato com o grupo do THEP para tratar de uma possível colaboração. Em nossas conversas foi considerada a possibilidade de usarmos essa nova implementação do modelo de dipolo de Mueller para aperfeiçoar as análises prévias da produção de mésons vetoriais nos seguintes aspectos:

- a inclusão das massas dos quarks na função de onda do fóton;
- o tratamento das correções associadas às flutuações de um dipolo de cor em um méson vetorial;
- o tratamento das flutuações no estado inicial do próton.

Desse modo será possível validar o novo modelo com dados do HERA, comparar as previsões com os dados do LHC para as interações foto-induzidas nas colisões  $pp$  e fornecer previsões para as colisões  $eA$  no futuro EIC.

A implementação destas correções e sua comparação com os dados  $ep$  do HERA e  $pp$  do LHC são um primeiro passo importante, antes de aplicar o formalismo para as colisões elétron-íon e colisões ultraperiféricas. Além disso, a inclusão das flutuações na função de onda do próton permitirá derivar, pela primeira vez, previsões para a fotoprodução de mésons vetoriais com dissociação do próton e validá-las com os dados do HERA. Estudos recentes demonstraram que tais processos são sensíveis a descrição da função de onda

do próton [171, 172], com a seção de choque para a produção de mésons vetoriais sendo sensível ao tamanho do próton, enquanto a seção de choque dissociativa do próton é sensível às flutuações da distribuição de glúons no espaço de coordenadas.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] ELLIS, R. K.; STIRLING, W. J.; WEBBER, B. R. **QCD and collider Physics**. Cambridge: Cambridge University Press, 1996. 21, 33
- [2] KOVCHEGOV, Y. V.; LEVIN, E. **Quantum chromodynamics at high energy**. New York: Cambridge University Press, 2012. 21, 27, 29
- [3] POLITZER, H. D. Asymptotic freedom: an approach to strong interaction. **Phys. Rept.**, v. 14, p. 129, 1974. 21, 33
- [4] BARONE, V.; PREDAZZI, E. **High-energy particle diffraction**. New York: Springer, 2002. 21, 22, 36, 46
- [5] DEILE, M. et al. Diffraction and total cross-section at the Tevatron and the LHC. **arXiv:hep-ex/0602021v1**, 2006. 21, 22
- [6] REGGE, T. Analytic properties of the scattering matrix. **Il Nuovo Cimento**, v. 8, p. 671, 1958. 22, 36
- [7] \_\_\_\_\_. Introduction to complex orbital momenta. **Il Nuovo Cimento**, v. 14, p. 951, 1959. 22, 36
- [8] \_\_\_\_\_. Bound states, shadow states and Mandelstan representation. **Il Nuovo Cimento**, v. 18, p. 947, 1960. 22, 36
- [9] INGELMAN, G.; SCHLEIN, P. E. Jet structure in high mass diffractive scattering. **Phys. Lett. B**, v. 152, p. 256, 1985. 22, 23, 36, 49, 50, 63, 71
- [10] NAVIN, S. Diffraction in PYTHIA. **arXiv:1005.3894v1**, 2006. 22
- [11] COLLINS, J. C.; SOPER, D. E.; STERMAN, G. F. Factorization of hard processes in QCD. **Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.**, v. 5, p. 1, 1988. 23, 36, 37
- [12] MARIOTTO, C. B.; GONCALVES, V. P.; SILVA, R. P. Double heavy quarkonium production in diffractive processes at run 2 LHC energy. **Phys. Rev. D**, v. 98, p. 014028, 2018. 23, 24, 36, 69
- [13] BODWIN, G. T.; BRAATEN, E.; LEPAGE, G. P. Rigorous QCD analysis of inclusive annihilation and production of heavy quarkonium. **Phys. Rev. D**, v. 51, p. 1125, 1995. 23, 59
- [14] GONCALVES, V. P.; SILVA, R. P. Exclusive and diffractive quarkonium-pair production at LHC and FCC. **Phys. Rev. D**, v. 101, p. 034025, 2020. 23, 24

- [15] MIETTINEN, H. I.; J., P. Diffraction scattering and the parton structure of hadrons. **Phys. Rev. D**, v. 18, p. 1696, 1978. 23, 36, 79, 84
- [16] GONCALVES, V. P.; SILVA, R. P.; SILVA, P. V. R. G. Diffractive excitation in  $pp$  and  $pA$  collisions at high energies. **Phys. Rev. D**, v. 100, p. 014019, 2019. 24, 79
- [17] DOKSHITZER, Y. L. Calculation of the structure functions of deep inelastic scattering and  $e^+e^-$  annihilation by perturbation theory in quantum chromodynamics. **Sovietic Physics, JTEP**, v. 46, p. 651, 1977. 24, 38
- [18] GRIBOV, V. N.; LIPATOV, L. N. Deep inelastic  $ep$  scattering in perturbation theory. **Sovietic Journal of Nuclear Physics**, v. 15, p. 438, 1972. 24, 38
- [19] ALTARELLI, G.; PARISI, G. Asymptotic freedom in parton language. **Nucl. Phys. B**, v. 126, p. 298, 1977. 24, 38
- [20] BARTEL, W. et al. Experimental study of jets in electron-positron annihilation. **Phys. Lett.**, v. 101B, p. 129, 1981. 28
- [21] \_\_\_\_\_. Test of fragmentation models by comparison with three-jet events produced in  $e^+e^- \rightarrow$  hadrons. **Phys. Lett.**, v. 134B, p. 275, 1984. 28
- [22] FRITZSH, H.; GELL-MANN, M.; LEUTWYLER, H. Advantages of the color octet gluon picture. **Phys. Lett. B**, v. 47, p. 365, 1973. 28
- [23] GROSS, D. J.; WILCZECK, F. Ultraviolet behavior of non-Abelian gauge theories. **Phys. Rev. Lett.**, v. 30, p. 1343, 1973. 28
- [24] \_\_\_\_\_. Asymptotically free gauge theories. II. **Phys. Rev. D**, v. 9, p. 980, 1974. 28
- [25] WEINBERG, S. Non-Abelian gauge theories of the strong interactions. **Phys. Rev. Lett.**, v. 31, p. 494, 1973. 28
- [26] PESKIN, M. E.; SCHROEDER, D. V. **An introduction to quantum field theory**. [S.l.]: Addison-Wesley, 1995. 29
- [27] MANDL, F.; SHAW, G. **Quantum field theory, 2nd edition**. Chichester: Wiley, 2010. 29
- [28] MUTA, T. **Foundations of quantum chromodynamics: an introduction to perturbative methods in gauge theories, 3rd edition**. London: World Scientific Publishing, 2010. 29
- [29] FEYNMAN, R. P. Space-time approach to non-relativistic quantum mechanics. **Rev. Mod. Phys.**, v. 20, p. 367, 1948. 29



- [30] FADDEEV, L. D.; POPOV, V. N. Feynman diagrams for the Yang-Mills field. **Phys. Lett. B**, v. 25, p. 29, 1967. 30, 31
- [31] BETHKE, S. The 2009 world average of  $\alpha_s$ . **Eur. Phys. J. C**, v. 64, p. 689, 2009. 34, 35, 48
- [32] BERGER, C. F. et al. Precise predictions for  $W + 3$  jet production at hadron colliders. **Phys. Rev. Lett.**, v. 102, p. 222001, 2009. 36
- [33] BOER, D.; BRODSKY, S. J.; HWANG, D. S. Initial-state interactions in the unpolarized Drell-Yan process. **Phys. Rev. D**, v. 67, p. 054003, 2003. 36
- [34] GLAUBER, R. J. Cross sections in deuterium at high energies. **Physical Review**, v. 100, p. 242, 1955. 36, 88
- [35] FRANCO, V.; GLAUBER, R. J. High-energy deuteron cross sections. **Physical Review**, v. 142, p. 1195, 1966. 36
- [36] GLAUBER, R. J.; MATTHIAE, G. High-energy scattering of protons by nuclei. **Nucl. Phys. B**, v. 21, p. 135, 1970. 36
- [37] DRELL, S. D.; YAN, T. M. Partons and their applications at high energies. **Annal of Physics**, v. 66, p. 578, 1971. 37
- [38] BJORKEN, J. D. Asymptotic sum rule at infinite momentum. **Phys. Rev.**, v. 179, p. 1547, 1969. 45
- [39] TANABASHI, M. et al. Particle Data Group. **Phys. Rev. D**, v. 98, p. 030001, 2018. 45, 58, 61, 76, 85, 87
- [40] PLACAKYTE, R. Parton distribution functions. **arXiv:1111.5452**, 2011. 46
- [41] DERRICK, M. et al. Measurement of the diffractive cross section in deep inelastic scattering. **Z. Phys. C**, v. 70, p. 391, 1996. 47
- [42] AHMED, T. et al. Deep inelastic scattering events with a large rapidity gap at HERA. **Nucl. Phys. B**, v. 429, p. 477, 1994. 47, 52
- [43] GOHARIPOUR, M.; KHANPOUR, H.; GUZEY, V. First global next-to-leading order determination of diffractive parton distribution functions and their uncertainties within the xFitter framework. **Eur. Phys. J. C**, v. 78, p. 309, 2018. 50, 51, 69, 71
- [44] BRANDT, A. et al. Evidence for a super-hard pomeron structure. **Phys. Lett. B**, v. 297, p. 417, 1992. 52

- [45] \_\_\_\_\_. Cross section measurements of hard diffraction at the  $Spp\bar{S}$ -collider. **Phys. Lett. B**, v. 421, p. 395, 1998. 52
- [46] \_\_\_\_\_. Measurements of single diffraction at  $\sqrt{s} = 630$  GeV; Evidence for a non-linear  $\alpha(t)$  of the pomeron. **Phys. Lett. B**, v. 514, p. 3, 1998. 52
- [47] ABACHI, S. et al. Rapidity gaps between jets in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV. **Phys. Rev. Lett**, v. 72, p. 2332, 1994. 52
- [48] ABE, F. et al. Observations of rapidity gaps in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV. **Phys. Rev. Lett**, v. 74, p. 855, 1995. 52
- [49] AFFOLDER, T. et al. Diffractive dijets with a leading antiproton in  $\bar{p}p$  collisions at  $\sqrt{s} = 1800$  GeV. **Phys. Rev. Lett.**, v. 84, p. 5043, 2000. 53
- [50] ALVERO, L.; COLLINS, J. C.; TERRON, J.; WHITMORE, J. J. Diffractive production of jets and weak bosons and tests of hard-scattering factorization. **Phys. Rev. D**, v. 59, p. 074022, 1999. 53
- [51] COLOVAN, R. J. M.; SOARES, M. S. Analysis of the diffractive production of  $W$ 's and dijets at the DESY HERA and Fermilab Tevatron colliders. **Phys. Rev. D**, v. 60, p. 054005, 1999. 53
- [52] KHOZE, V. A.; MARTIN, A. D.; RYSKIN, M. G. Soft diffraction and the elastic slope at Tevatron and LHC energies: a multi-Pomeron approach. **Eur. Phys. J. C**, v. 18, p. 167, 2000. 54, 63, 72
- [53] LI, Y.; MARIS, P.; ZHAO, X.; VARY, J. P. Heavy quarkonium in a holographic basis. **Phys. Lett. B**, v. 758, p. 118, 2016. 58
- [54] BAIER, R.; RUCKL, R. Hadronic collisions: a quarkonium factory. **Z. Phys. C**, v. 19, p. 251, 1983. 57
- [55] BERGER, E. L.; JONES, D. Inelastic photoproduction of  $J/\Psi$  and  $\Upsilon$  by gluons. **Phys. Rev. D**, v. 23, p. 1521, 1981. 57
- [56] ABE, F. et al.  $\Upsilon$  production in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV. **Phys. Rev. Lett**, v. 75, p. 4358, 1995. 58
- [57] \_\_\_\_\_.  $J/\Psi$  and  $\psi(2s)$  production in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV. **Phys. Rev. Lett.**, v. 79, p. 572, 1997. 58
- [58] \_\_\_\_\_. Production of  $J/\Psi$  meson from  $\chi(c)$  meson decays in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV. **Phys. Rev. Lett.**, v. 79, p. 578, 1997. 58

- [59] AMUDSON, J. F. et al. Quantitative tests of color evaporation: charmonium production. **Phys. Lett. B**, v. 390, p. 323, 1997. 59
- [60] EBOLI, O. J. P.; GREGORES, E. M.; HALZEN, F. Forward  $J/\Psi$  production at the Fermilab Tevatron. **Phys. Rev. D**, v. 60, p. 323, 1999. 59
- [61] BRAATEN, E.; YUAN, T. C. Gluon fragmentation into P-waves heavy quarkonium. **Phys. Rev. D**, v. 50, p. 3176, 1994. 59
- [62] \_\_\_\_\_. Gluon fragmentation into spin-triplet S-wave quarkonium. **Phys. Rev. D**, v. 52, p. 6627, 1995. 59
- [63] BUTENSCHON, M.; KNIEHL, B. A. Reconciling  $J/\Psi$  production at HERA, RHIC, Tevatron, and LHC with nonrelativistic QCD factorization at next-to-leading order. **Phys. Rev. Lett.**, v. 106, p. 022003, 2011. 59, 62
- [64] \_\_\_\_\_. World data of  $J/\Psi$  production consolidate nonrelativistic QCD factorization at next-to-leading order. **Phys. Rev. D**, v. 84, p. 051501, 2011. 59, 62
- [65] HAN, H.; MA, Y.; MENG, C.; SHAO, H.; CHAO, K.  $\eta_c$  production at LHC and implications for the understanding of  $J/\Psi$  production. **Phys. Rev. Lett.**, v. 114, p. 092005, 2015. 59
- [66] ZHANG, H.; SUN, Z.; SANG, W.; LI, R. Impact of  $\eta_c$  hadroproduction data on charmonium production and polarization within the nonrelativistic QCD framework. **Phys. Rev. Lett.**, v. 114, p. 092006, 2015. 59
- [67] QIAO, C.; SUN, L.; SUN, P. Testing charmonium production mechanism via the polarized  $J/\Psi$  pair production at the LHC. **J. Phys. G**, v. 37, p. 075019, 2010. 59, 60
- [68] KO, P.; LEE, J.; YU, C. Inclusive double-quarkonium production at the large hadron collider. **J. High Energy Phys.**, v. 01, p. 70, 2011. 59, 60, 61, 62, 66
- [69] AAIJ, R. et al. Updated measurements of exclusive  $J/\Psi$  and  $\psi(2S)$  production cross-sections in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV. **J. Phys. G**, v. 37, p. 075019, 2010. 60
- [70] HARLAND-LANG, L. A.; KHOZE, V. A.; RYSKIN, M. G. Exclusive production of double  $J/\Psi$  mesons in hadronic collisions. **J. Phys. G**, v. 42, p. 055001, 2015. 60, 65, 69, 71, 72
- [71] MARIOTTO, C. B.; GONCALVES, V. P. Double  $J/\Psi$  production in central diffractive processes at the LHC. **Phys. Rev. D**, v. 91, p. 114002, 2015. 60

- [72] KARTVELISHVILI, V. G.; EHSAKIYA, S. M. On the hadron-induced production of  $J/\psi$  meson pair. **Yad. Fiz.**, v. 38, p. 722, 1983. 60
- [73] HUMPERT, B.; MERY, P.  $\Psi\Psi$  production at collider energies. **Z. Phys. C**, v. 20, p. 83, 1983. 60
- [74] VOGT, R.; BRODSKY, S. J. Intrinsic charm contribution to double quarkonium hadroproduction. **Phys. Lett. B**, v. 349, p. 569, 1995. 60
- [75] QIAO, C. F.  $J/\Psi$  pair production at the Fermilab Tevatron. **Phys. Rev. D**, v. 66, p. 057504, 2002. 60, 61
- [76] LI, R.; ZHANG, Y. J.; CHAO, K. T. Pair production of heavy quarkonium and  $B_c^{(*)}$  mesons at hadron colliders. **Phys. Rev. D**, v. 80, p. 014020, 2009. 60
- [77] BEREZHNOY, A. V.; LIKHODED, A. K.; LUCHINSKY, A. V. Production of  $J/\Psi$ -meson pairs and  $4c$  tetraquark at the LHC. **Phys. Rev. D**, v. 84, p. 094023, 2011. 60
- [78] MARTYNENKO, A. P.; TRUNIN, A. M. Relativistic corrections to double charmonium production in high energy proton-proton interaction. **Phys. Rev. D**, v. 86, p. 094003, 2012. 60
- [79] LI, Y. J.; LIU, K. Y.; ZHANG, Y. J. Relativistic correction to  $J/\Psi$  and  $\Upsilon$  pair production. **J. High Energy Phys.**, v. 07, p. 51, 2013. 60
- [80] LANDSBERG, J. P.; SHAO, H. S. Production of  $J/\Psi + \eta_c$  versus  $J/\Psi + J/\Psi$  at the LHC: Importance of Real  $\alpha_s^5$  corrections. **Phys. Rev. Lett.**, v. 111, p. 122001, 2013. 60, 68
- [81] LANDSBERG, J. P.; SHAO, H. S.  $J/\Psi$ -pair production at large momenta: Indications for double parton scattering and large  $\alpha_s^5$  contributions. **Phys. Lett. B**, v. 751, p. 479, 2015. 60, 68
- [82] SUN, L. P.; HAN, H.; CHAO, K. T. Impact of  $J/\Psi$  pair production at the LHC and predictions in nonrelativistic QCD. **Phys. Rev. D**, v. 94, p. 074033, 2016. 60
- [83] BRAATEN, E.; KNIEHL, B. A.; LEE, J. Polarization of prompt  $J/\Psi$  at the Fermilab Tevatron. **Phys. Rev. D**, v. 62, p. 094005, 2000. 62
- [84] KRAMER, M. Quarkonium production at high-energy colliders. **Prog. Part. Nucl. Phys.**, v. 47, p. 141, 2001. 62

- [85] PUMPLIN, J.; STUMP, D. R.; HUSTON, J.; LAI, H. L.; NADOLSKY, P.; TUNG, W. K. New generation of parton distribution with uncertainties from global QCD analysis. **J. High Energy Phys.**, v. 07, p. 012, 2002. 63
- [86] AKTAS, A. et al. Measurement and QCD analysis of the diffractive deep-inelastic scattering cross section at HERA. **Eur. Phys. J. C**, v. 48, p. 715, 2006. 63
- [87] CHATRCHYAN, S. et al. Observation of a diffractive contribution to dijet production in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV. **Phys. Rev. D**, v. 87, p. 012006, 2013. 63
- [88] ABADA, A. et al. FCC-hh: The lepton collider: Future Circular Collider conceptual design report Volume 3. **Eur. Phys. J. ST**, v. 228, n. 4, p. 755–1107, 2019. 69, 70
- [89] \_\_\_\_\_. FCC-ee: The lepton collider: Future Circular Collider conceptual design report Volume 2. **Eur. Phys. J. ST**, v. 228, n. 2, p. 261–623, 2019. 69
- [90] AGOSTINI, P. et al. The Large Hadron-Electron Collider at the HL-LHC. **arXiv:2007.14491**, 2019. 70
- [91] ALBROW, M. et al. **CMS-TOTEM Precision Proton Spectrometer**. [S.l.], Sep 2014. Disponível em: <http://cds.cern.ch/record/1753795>. 70
- [92] TASEVSKY, M. et al. Status of the AFP project in the ATLAS experiment. **AIP Conf. Proc.**, v. 1654, p. 090001, 2015. 70
- [93] KHOZE, V. A.; MARTIN, A. D.; RYSKIN, M. G. Prospects for new physics observations in diffractive process at the LHC and Tevatron. **Eur. Phys. J. C**, v. 23, p. 311, 2002. 71
- [94] RYSKIN, M. G.; MARTIN, A. D.; KHOZE, A. G.; SHUVAEV. Soft physics at LHC. **J. Phys. G**, v. 36, p. 093001, 2009. 71, 73
- [95] LEPAGE, G. P.; BRODSKY, S. J. Exclusive processes in perturbative quantum chromodynamics. **Phys. Rev. D**, v. 22, p. 2157, 1980. 71
- [96] CHERNYAK, V. L.; R, Z. A. Asymptotic behaviour of exclusive processes in QCD. **Phys. Rept**, v. 112, p. 173, 1984. 71
- [97] HARLAND-LANG, L. A.; KHOZE, V. A.; G., R. M. Exclusive LHC physics with heavy ions: SuperChic 3. **Eur. Phys. J. C**, v. 79, p. 39, 2019. 71
- [98] HARLAND-LANG, L. A.; MARITN, A. D.; MOTYLINSKI, P.; THORNE, R. S. Parton distribution in the LHC era: MMHT 2014 PDFs. **Eur. Phys. J. C**, v. 75, p. 204, 2015. 71

- [99] RASMUSSEN, C. O.; SJOSTRAND, T. Hard diffraction with dynamic gap survival. **JHEP**, v. 1602, p. 142, 2016. 71
- [100] OSTAPCHENKO, S.; BLEICHER, M. Rapidity gap survival in enhanced Pomeron scheme. **Eur. Phys. J. C**, v. 78, p. 67, 2018. 71
- [101] GIESEKE, S.; LOSHAJ, F.; KIRCHGAEBER, P. Soft and diffractive scattering with the cluster model in Herwig. **Eur. Phys. J. C**, v. 77, p. 156, 2017. 71
- [102] KHOZE, V. A.; MARTIN, A. D.; RYSKIN, M. G. Diffraction at the LHC. **Eur. Phys. J. C**, v. 73, p. 2503, 2013. 72
- [103] \_\_\_\_\_. Elastic scattering and Diffractive dissociation in the light of LHC data. **Int. J. Mod. Phys. A**, v. 30, p. 1542004, 2015. 73
- [104] GOTSMAN, E.; LEVIN, E.; MAOR, U. A comprehensive model of soft interactions in the LHC era. **Int. J. Mod. Phys. A**, v. 30, p. 1542005, 2015. 73
- [105] ABADA, A. et al. He-lhc: The high-energy large hadron collider. **Eur. Phys. J. ST**, v. 228, p. 1109, 2019. 74
- [106] AALTONEN, T. et al. Search for exclusive Z-Boson production and observation of high-mass  $p\bar{p} \rightarrow p\gamma\gamma\bar{p} \rightarrow pl^+l^-\bar{p}$  events in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV. **Phys. Rev. Lett**, v. 102, p. 222002, 2009. 76
- [107] ABADA, A. et al. FCC physics opportunities. **Eur. Phys. J. C**, v. 79, p. 474, 2019. 76
- [108] GOOD, M. L.; WALKER, W. D. Diffraction dissociation of beam particles. **Phys. Rev.**, v. 120, p. 1857, 1960. 79
- [109] CZAPEC, G.; KELLNER, G.; PIETSCHMANN, H. Determination of the slope of the Pomeron trajectory from high energy elastic scattering. **Phys. Lett.**, v. 1, p. 226, 1962. 83, 85
- [110] BLOBEL, V. et al. Multiplicities, topological cross section, and single particle inclusive distributions from  $pp$  interactions at 12 and 24 GeV/c. **Nucl. Phys. B**, v. 69, p. 454, 1974. 83, 85
- [111] ANTICHEV, G. et al. Small-angle elastic scattering of 24,5 GeV/c protons on hydrogen nuclei. **Phys. Lett.**, v. 7, p. 73, 1963. 83, 85
- [112] AYRES, D. S. et al.  $\pi^\pm p$ ,  $K^\pm p$ ,  $pp$ , and  $\bar{p}p$  elastic scattering from 50 to 175 GeV/c. **Phys. Rev. D**, v. 15, p. 3105, 1977. 83, 84, 85

- [113] BRICK, D. et al. Topological, total, and elastic cross sections for  $K^+p$ ,  $\pi^+p$ , and  $pp$  interactions at 147 GeV/c. **Phys. Rev. D**, v. 25, p. 2794, 1982. 83, 85
- [114] BARTENEV, V. et al. Total cross-section for elastic  $pp$  scattering from 9 to 300 GeV/c. **Sov. J. Nucl. Phys.**, v. 22, p. 164, 1975. 83, 85
- [115] BARISH, S. et al. Updated charged-particle multiplicity distribution from 205 - GeV/c proton-proton interactions. **Phys. Rev. D**, v. 9, p. 2689, 1974. 83, 85
- [116] AMOS, N. A. et al. Measurement of small-angle antiproton-proton and proton-proton elastic scattering at the CERN intersecting storage rings. **Nucl. Phys. B**, v. 262, p. 689, 1985. 83, 84, 85
- [117] BAKSAY, L. et al. Measurements of the proton-proton total cross section and small angle elastic scattering at ISR energies. **Nucl. Phys. B**, v. 141, p. 1, 1978. 83, 85
- [118] AMALDI, U. et al. Measurements of the proton-proton total cross section by means of Coulomb scattering at the CERN intersecting storage rings. **Phys. Lett. B**, v. 43, p. 231, 1973. 83, 85
- [119] FIRESTONE, A. et al.  $pp$  interactions at 300 GeV/c: Measurement of the charged-particle multiplicity and the total and elastic cross sections. **Phys. Rev. D**, v. 10, p. 2080, 1974. 83, 85
- [120] DAO, F. T.; GORDON, D.; LACH, J.; MALAMUD, E.; MEYER, T.; POSTER, R.; SLATER, W.  $pp$  interactions at 303 GeV/c: Multiplicity and total cross section. **Phys. Rev. Lett.**, v. 29, p. 1627, 1972. 83, 85
- [121] ANTCHEV, G. et al. First measurement of elastic, inelastic and total cross section at  $\sqrt{s} = 13$  TeV by TOTEM and overview of cross-section data at LHC energies. **Eur. Phys. J. C**, v. 79, p. 103, 2019. 83, 85, 87
- [122] NEMES, F. TOTEM measurements at 13 TeV and 2.76 TeV. In: **Proceedings at Zimanyi School**. Budapest: [s.n.], 2018. 83, 85, 87
- [123] ANTCHEV, G. et al. Measurements of proton-proton elastic scattering and total cross-section at  $\sqrt{s} = 7$  TeV. **Europhys. Lett.**, v. 101, p. 21002, 2013. 83, 85, 87
- [124] \_\_\_\_\_. Luminosity-independent measurements of the proton-proton total cross-section at  $\sqrt{s} = 8$  TeV. **Phys. Rev. Lett.**, v. 111, p. 012001, 2013. 83, 85, 87
- [125] ABE, F. et al. Measurement of the antiproton-proton total cross section at  $\sqrt{s} = 546$  and 1800 GeV. **Phys. Rev. D**, v. 50, p. 5550, 1994. 84, 85

- [126] \_\_\_\_\_. Measurement of small angle antiproton-proton elastic scattering at  $\sqrt{s} = 546$  and 1800 GeV. **Phys. Rev. D**, v. 50, p. 5518, 1994. 84, 85
- [127] BOZZO, M. et al. Measurement of the proton-antiproton total and elastic cross sections at the CERN SPS collider. **Phys. Lett. B**, v. 147, p. 392, 1984. 84, 85
- [128] AVILA, C. et al. A measurement of the proton-antiproton total cross section at  $s = 1.8$  TeV. **Phys. Lett. B**, v. 445, p. 419, 1999. 84, 85
- [129] AMOS, N. A. et al. A luminosity-independent measurement of the  $pp$  total cross section at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV. **Phys. Lett. B**, v. 243, p. 158, 1990. 84, 85, 87
- [130] SAPETA, S.; GOLEC-BIERNAT, K. J. Total, elastic and diffractive cross section at LHC in the Miettinen-Pumplin model. **Phys. Lett. B**, v. 613, p. 154, 2005. 84
- [131] ANTCHEV, G. et al. Evidence for non-exponential elastic proton-proton differential cross-section at low  $|t|$  and  $\sqrt{s} = 8$  TeV by TOTEM. **Nucl. Phys. B**, v. 899, p. 521, 2015. 87
- [132] \_\_\_\_\_. Measurements of elastic  $pp$  scattering at  $\sqrt{s} = 8$  TeV in the Coulomb-nuclear interface region: determination of the  $\rho$ -parameter and the total cross-section. **Eur. Phys. J. C**, v. 76, p. 661, 2016. 87
- [133] ARMITAGE, J. C. M. et al. Diffraction dissociation in proton-proton collisions at ISR energies. **Nucl. Phys. B**, v. 194, p. 365, 1982. 87
- [134] CARTIGLIA, N. Measurement of the proton-proton total, elastic, inelastic and diffractive cross sections at 2, 7, 8 and 57 TeV. **arXiv:1305.6131v3**, 2013. 87
- [135] ABELEV, B. et al. Measurements of inelastic, single- and double-diffraction cross sections in proton-proton collisions at the LHC with ALICE. **Eur. Phys. J. C**, v. 73, p. 2456, 2013. 87
- [136] KHACHATRYAN, V. et al. Measurement of diffractive dissociation cross sections in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV. **Phys. Rev. D**, v. 92, p. 012003, 2015. 87
- [137] ANSORGE, R. et al. Diffraction dissociation at the CERN pulsed  $pp$  collider at c.m. energies of 900 and 200 GeV. **Z. Phys. C**, v. 33, p. 175, 1986. 87
- [138] ALNER, G. J. et al. UA5: A general study of proton-antiproton physics at  $\sqrt{s} = 546$  GeV. **Phys. Rep.**, v. 154, p. 247, 1987. 87
- [139] BERNARD, D. et al. The cross section of diffraction dissociation at the cern SPS collider. **Phys. Lett. B**, v. 186, p. 227, 1987. 87



- [140] AMOS, N. A. et al. Diffraction dissociation in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV. **Phys. Lett. B**, v. 301, p. 313, 1993. 87
- [141] ABE, F. et al. Measurement of  $\bar{p}p$  single diffraction dissociation at  $\sqrt{s} = 546$  and 1800 GeV. **Phys. Rev. D**, v. 50, p. 5535, 1994. 87
- [142] FROISSART, M. Asymptotic behavior and subtraction in the mandelstan representation. **Phys. Rev.**, v. 123, p. 1053, 1961. 87
- [143] MARTIN, A. Unitarity and high-energy behavior of scattering amplitudes. **Phys. Rev.**, v. 129, p. 1432, 1963. 87
- [144] PUMPLIN, J. Eikonal models for diffraction dissociation on nuclei. **Phys. Rev. D**, v. 8, p. 2899, 1973. 87
- [145] FLENSBURG, C.; GUSTAFSON, G.; LONNBLAND, L. Elastic and quasi-elastic  $pp$  and  $\gamma^*p$  scattering in the dipole model. **Eur. Phys. J. C**, v. 60, p. 233, 2009. 88, 93
- [146] GRIBOV, V. N. Glauber corrections and the interaction between high-energy hadrons and nuclei. **Sov. Phys. JETP**, v. 29, p. 483, 1969. 88
- [147] HEISELBERG, H.; BAYM, G.; BLAETTEL, B.; FRANKFURT, L. L.; STRIKMAN, M. Color transparency, color opacity, and fluctuations in nuclear collisions. **Phys. Rev. Lett.**, v. 67, p. 2946, 1991. 88, 89, 90
- [148] BLAETTEL, B.; BAYM, G.; FRANKFURT, L. L.; HEISELBERG, H.; STRIKMAN, M. Hadronic cross-section fluctuations. **Phys. Rev. D**, v. 47, p. 2761, 1993. 88, 89, 90, 91
- [149] FRANKFURT, L.; GUZEY, V.; STRIKMAN, M. Leading twist nuclear shadowing phenomena in hard processes with nuclei. **Phys. Rep.**, v. 512, p. 255, 2012. 89
- [150] LOIZIDES, C.; NAGLE, J.; STEINBERG, P. Improved version of the PHOBOS Glauber Monte Carlo. **SoftwX**, v. 1-2, p. 13, 2015. 89
- [151] GUZEY, V.; STRIKMAN, M. Proton-nucleus scattering and cross section fluctuations at RHIC and LHC. **Phys. Lett. B**, v. 633, p. 245, 2006. 91, 92, 93, 94
- [152] DONNACHIE, A.; LANDSHOFF, P. V. Total cross sections. **Phys. Lett. B**, v. 296, p. 227, 1992. 93
- [153] KHACHATRYAN, V. et al. Measurements of the inelastic cross section in proton-lead collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV. **Phys. Lett. B**, v. 759, p. 641, 2016. 93

- [154] LHCb. **LHCb Colaboration Report No. LHCb-CONF-2012-034**. [S.l.]. 93
- [155] CERN. **CERN Report No. CERN-LHCb-CONF-2012-034**. [S.l.]. 93
- [156] AVAKIAN, V. V.; GEVORKIAN, S. P.; ZHAMKOCHIAN, V. M.; KARAGEZIAN, G. V.; KEROPIAN, M. I.; MAMIDZHARIAN, E. A.; MARTIROZOV, R. M. Determining inelastic interaction cross-sections for nucleons and pions incident on carbon and lead nuclei at 0.5-tev - 5-tev. **Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.**, v. 50N11, p. 4, 1986. 93
- [157] BROILO, M.; GONCALVES, V. P.; SILVA, P. V. R. G. Model of diffractive excitation in  $pp$  collisions at high energies. **Phys. Rev. D**, v. 101, n. 7, p. 074034, 2020. 93
- [158] BERTULANI, C. A.; BAUR, G. Electromagnetic processes in relativistic heavy ion collisions. **Phys. Rep.**, v. 163, p. 299, 1988. 94
- [159] BAUR, G.; HENCKEN, K.; TRAUTMANN, D.; SADOVSKY, S.; KHARLOV, Y. Coherent  $\gamma\gamma$  and  $\gamma A$  interactions in very peripheral collisions at relativistic ion colliders. **Phys. Rep.**, v. 364, p. 359, 2002. 94
- [160] GONCALVES, V. P.; MACHADO, M. V. T. Parton saturation approach in heavy quark production at high energies. **Mod. Phys. Lett. A**, v. 19, p. 2525, 2004. 94
- [161] GONCALVES, V. P.; MOREIRA, B. D.; NAVARRA, F. S. Investigation of diffractive photoproduction of  $J/\Psi$  in hadronic collisions. **Phys. Rev. D**, v. 90, p. 015203, 2014. 98
- [162] \_\_\_\_\_. Exclusive  $\Upsilon$  photoproduction in hadronic collisions at CERN LHC energies. **Phys. Lett. B**, v. 742, p. 172, 2015. 98
- [163] \_\_\_\_\_. Exclusive heavy vector meson photoproduction in hadronic collisions at the LHC: predictions of the color glass condensate model for run 2 energies. **Phys. Rev. D**, v. 95, p. 054011, 2017. 98
- [164] GONCALVES, V. P. et al. Color dipole predictions for the exclusive vector meson photoproduction in  $pp$ ,  $pPb$ , and  $PbPb$  collisions at run 2 LHC energies. **Phys. Rev. D**, v. 96, p. 094027, 2017. 98
- [165] AVSAR, E.; GUSTAFSON, G.; LONNBLAD, L. Energy conservation and saturation in small-x evolution. **J. High Energy Phys.**, v. 07, p. 062, 2005. 99
- [166] \_\_\_\_\_. Small-x dipole evolution beyond the large- $N_c$  limit. **J. High Energy Phys.**, v. 01, p. 012, 2007. 99

- [167] FLENSBURG, C.; GUSTAFSON, G.; LONNBLAD, L. Elastic and quasi-elastic  $pp$  and  $\gamma^*p$  scattering in the dipole model. **Eur. Phys. J. C**, v. 60, p. 233, 2009. 99
- [168] FLENSBURG, C.; GUSTAFSON, G. Fluctuations, saturation, and diffractive excitation in high energy collisions. **JHEP**, v. 1010, p. 014, 2010. 99
- [169] BIERLICH, C.; O., R. C. Dipole evolution: perspectives for collectivity and  $\gamma^*A$  collisions. **J. High Energy Phys.**, v. 10, p. 026, 2019. 99
- [170] MUELLER, A. Soft gluons in the finite momentum wave function and the BFKL Pomeron. **Nucl. Phys. B**, v. 415, p. 373, 1994. 99
- [171] MANTYSAARI, H.; SCHENKE, B. Revealing proton shape fluctuations with incoherent diffraction at high energy. **Phys. Rev. D**, v. 94, p. 034042, 2016. 100
- [172] TRAINI, M. C.; BLAIZOT, J. P. Diffractive incoherent vector meson production off protons: a quark model approach to gluon fluctuation effects. **Eur. Phys. J. C**, v. 79, p. 327, 2019. 100

