

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
INSTITUTO DE FÍSICA

Difração em colisões hadrônicas altamente energéticas*

Mairon Melo Machado

Tese de doutorado realizada sob orientação da Profa. Dra. Maria Beatriz Gay Ducati, com a coorientação do Prof. Dr. Magno Machado e apresentado ao Instituto de Física da UFRGS em preenchimento do requisito final para a obtenção do título de Doutor em Ciências.

Porto Alegre
2011

* Trabalho financiado pelo Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq).

Este trabalho é dedicado

Aos meus pais José Ataliba Machado e Zilca Melo Machado.

Agradecimentos

Com gratidão e respeito à Profa. Dra. Maria Beatriz Gay Ducati, que acolheu um graduado em licenciatura em física com algum conhecimento sobre física de partículas, e transformou a maneira de pensar e estudar os fenômenos de altas energias e da física em geral com dedicação, competência, rigor e acima de tudo, um respeito mútuo que sempre soube dividir com precisão entre o lado profissional e o lado pessoal, seja através dos cursos, seja através de eventos, seja em reuniões e seminários de grupo, o que foi fundamental para o desenvolvimento do trabalho proposto.

Ao Prof. Dr. Magno Machado (fala seu Magno), sem o qual jamais eu teria desenvolvido os programas FORTRAN que realizaram os cálculos aqui apresentados, além de ter sido um pilar fundamental no momento de dúvidas, e que acredita em mim desde os tempos de iniciação científica, por todo o tempo dedicado nos últimos 8 anos, meu sincero MUITO OBRIGADO!

De uma forma geral, aos colegas de grupo atuais e do passado, com uma saudação especial para Gustavo Gil da Silveira, com o qual um dos trabalhos aqui apresentados foi realizado, mas sem deixar de citar João Thiago Amaral, Eduardo Basso, Marcos André Betemps, Luiz Fernando Mackedanz e Emmanuel Oliveira, com os quais dividi momentos de responsabilidade e pressão que não convém citar, mas que serão lembrados para sempre nos mais diferentes encontros embriagantes que possam ocorrer entre nós.

Aos meus formadores: Tia Any, Profa. Thereza, Profa. Auta (in memoriam), Prof. Brod, Profa. Milena, Prof. Dr. Victor Gonçalves, Prof. Dr. José Francisco Dias da Fonseca, Prof. Dr. Andrei Bourchtein, Prof. Dr. Henry Boudinov, Prof. Dr. Rubem Erichsen Jr. e Prof. Dr. Felipe Barbedo Rizzato, os quais são os espelhos do que pretendo ser na profissão que eu escolhi.

Aos membros examinadores da banca de doutorado: Prof. Dr. Henry Boudinov, Prof. Dr. Rubem Erichsen Jr., Prof. Dr. Leandro Salazar de Paula e Profa. Dra. Carla Gãbel Burlamaqui de Mello, os quais colaboraram para melhorar na escrita e também no aprendizado sobre temas ainda desconhecidos por mim.

Um forte Muito Obrigado! para meus amigos Kalaba, Rossano, Eistenzinho Gaudério, o pessoal da Consultoria do Rock, do Aranha F. C. e também do Negrón José, pois os momentos com vocês sempre foram bem-vindos quando precisava esvaziar a mente.

Meu irmão Micael Machado, minha irmã Mírcia, que quando criança experimentaram comigo a proeza de descobrimentos sem sermos pesquisadores, e aos meus sobrinhos Víncius e Maurício, com os quais hoje estou re-vivendo os momentos de infância, um forte abraço.

Aos meus padrinhos Lino de Deus Lopes Filho e Gessy Silveira Lopes, bem como demais familiares, um caloroso e emocionado abraço. A importância de vocês vai muito além de apenas o fato de vocês existirem ser fundamental para eu ter chegado aqui.

Aos funcionários do IF-UFRGS, com carinho especial para a Stefânia, Maritsa, Luis e Seu Joaquim, bem como demais professores deste Instituto, o meu muito obrigado

Agradeço aos meus colegas de Pós-graduação, em especial a Ana Cláudia, Luziane, Márcia,

Tiago, Aline, Elis, Cíntia, Giovani, Pedro, Sabrina, Derivi, Lucas e Wilson, bem como aos colegas de sala, pela paciência e pela boa convivência.

Um beijo mais que especial, além de um forte quebra-costela, para a Pâmela, que acompanhou cada dia de meu doutorado desde o início, mesmo não estando presente para resolver as equações.

Ao CERN, por ter inventado o www.

A Emile Berliner e Thomas Edison, por terem inventado o vinil e a vitrola respectivamente.

Ao Sport Club Internacional, por ser meu principal hobby e alívio da pressão que é construir um trabalho novo.

Um beijo para a Kelly pelos bons momentos que passamos juntos.

Um abraço caloroso e um agradecimento especial ao meu filho, Iago Machado, o cara que no dia 11/09/2001 me deu uma das maiores alegrias que um homem pode ter, e que no dia 07/02/2002, quando veio ao mundo, se tornou a minha obsessão de trabalhar único e exclusivamente para poder um dia dar um futuro bom para ele. TE AMO MEU FILHO!

Resumo

Apresento as investigações realizadas durante estes quatro anos de doutorado no Grupo de Fenomenologia de Partículas de Altas Energias (GFPAE). Foi desenvolvido um estudo teórico/fenomenológico baseado em QCD perturbativa para processos difrativos em colisões hadrônicas e nucleares, considerando diferentes estados finais como observáveis. Este estudo tem como ponto principal a aplicação das chamadas correções de múltiplos espalhamentos de Pomerons no modelo de Ingelman-Schlein, e desta forma, fazer previsões para a taxa de produção difrativa de vários tipos de partículas. Temos como ponto inicial o estudo dos eventos de espalhamento profundamente inelástico (DIS), onde a colisão lépton-próton permite estudar o conteúdo de pártons na estrutura interna dos nucleons. Estes processos são verificados no colisor HERA, dando excelentes informações sobre a subestrutura do próton. No caso de colisões hadrônicas, existe uma ampla variedade de partículas de interesse no estado final, e neste trabalho, apresento resultados para a produção difrativa de quarks pesados, quarkonia e o bóson de Higgs. O estudo fenomenológico desses processos é fundamental para entendermos como os hádrons são constituídos, além de como podemos descrever o Pomeron (partícula virtual portadora dos números quânticos do vácuo), servindo também como base para os experimentos desenvolverem seus aparatos e formas de medidas. Os processos difrativos possuem um sinal de fácil detecção no experimento, tendo como principal característica a verificação de uma região do detector onde nenhuma partícula é encontrada, região esta chamada lacuna de rapidez.

O formalismo de Ingelman-Schlein (IS) é considerado para estudar o processo difrativo. Nele, o Pomeron é o responsável pela origem dessa lacuna, com o mesmo possuindo subestrutura. Desta forma, utilizo uma recente função para a distribuição de pártons no Pomeron, bem como o fator de probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez (correções de múltiplos espalhamentos). Realizamos então estimativas teóricas para a taxa de produção difrativa de J/ψ , Υ , $c\bar{c}$, $b\bar{b}$ e Higgs em colisões hadrônicas, com energias de centro de massa \sqrt{s} para o Large Hadron Collider (LHC) de $\sqrt{s} = 14$ TeV, sendo que também foi realizado o estudo de produção de quarks pesados para colisões nucleares, no caso Chumbo-Chumbo (Pb-Pb) e Cálcio-Cálcio (Ca-Ca), com energias de $\sqrt{s}_{Pb-Pb} = 5.5$ TeV e $\sqrt{s}_{Ca-Ca} = 6.3$ TeV respectivamente, para os processos de difração simples e central. Os resultados obtidos são os primeiros na literatura a considerar a aplicação do modelo Ingelman-Schlein com correções para os observáveis citados em energias de LHC. As estimativas para a razão difrativa de produção de tais observáveis servem como uma ferramenta teórica para futura verificação e comparação com os dados a serem extraídos do colisor LHC, tendo como consequência a confirmação da validade do formalismo empregado para processos de difração dura (escala típica maior que 1 GeV) na região de altas energias.

Abstract

An theoretical/phenomenological study was developed based on perturbative QCD for diffractive processes in nuclear and hadronic collisions, considering different final states as observables. This study had as main goal the application of the Pomeron Multiple Scattering corrections to the Ingelman-Schlein model, and in this way, obtaining predictions for the rate of diffractive production for several produced particles. We begin studying events of Deep Inelastic Scattering (DIS), where the lepton-proton collisions allow to verify the parton content of inner structure of the nucleons. These processes are currently studied at HERA collider, giving excellent information about the proton substructure. In the hadronic collisions, there is a huge variety of particles that can be of interest in the final state, and in this work we present results for the diffractive production of heavy quarks, quarkonia and Higgs boson. The phenomenological study of these processes is fundamental to understand how the hadrons are constituted and how we can describe the Pomeron (a virtual particle that carries the vacuum quantum numbers), being as well as a baseline to the that experiments develop their apparatus and measurements. The diffractive processes have a signal easy to be detected in the experiment, with the main characteristic being the verification of a region in the detector where low multiplicity of particles is found, this called rapidity gap.

The Ingelman-Schlein (IS) formalism is considered to study the diffractive process. In this formalism, the Pomeron is responsible by the gap, with this particle having substructure. In this content, recent parton distribution functions for the Pomeron are considered, as well as the gap survival probability factor (multiple scattering corrections) are taken into account.

Theoretical estimates are made for the rates of diffractive production of J/ψ , Υ , $c\bar{c}$, $b\bar{b}$ and Higgs in hadronic collisions, for the center-of-mass energy $\sqrt{s} = 14$ TeV that is the LHC energy. A study of single and central diffraction heavy quarks production in nuclear collisions was made for Lead-Lead (Pb-Pb) and Calcium-Calcium (Ca-Ca) collisions, both for LHC energies. The results obtained consider the Ingelman-Schlein application with corrections for the referred observables in the LHC energies. The estimations for the diffractive ratio for the production of these observables could be a theoretical tool for future investigations and comparison to experimental data, testing the validity of the formalism considered for hard diffraction processes (high momentum) in the high energy region.

Produção bibliográfica do doutorado ^{*1}

Artigos

- * GAY DUCATI, M. B.; MACHADO, M. M. ; MACHADO, M. V. T. *Neutral current neutrino-nucleus interactions at high energies*. Physical Review D, Particles, Fields, Gravitation and Cosmology, v. 79, p. 073008-1-073008-7, 2009.
- GAY DUCATI, M. B.; MACHADO, M. M. ; MACHADO, M. V. T. *Diffraction quarkonium production in association with a photon at the LHC*. Physics Letters. B (Print), v. 683, p. 150-153, 2010.
- GAY DUCATI, M. B.; MACHADO, M. M.; MACHADO, M. V. T. *Estimate of the single diffractive heavy quark production in heavy ion collisions at the CERN-LHC*. Physical Review D, Particles, Fields, Gravitation and Cosmology, v. 81, 054034, 2010.
- GAY DUCATI, M. B.; MACHADO, M. M. ; MACHADO, M. V. T. *Charm and bottom production in inclusive double Pomeron exchange in heavy ion collisions at the LHC*. Physical Review C, Nuclear Physics, v. 83, 014903, 2011.
- GAY DUCATI, M. B.; MACHADO, M. M.; SILVEIRA, G. G. *Estimations for the Single Diffractive production of the Higgs boson at the Tevatron and the LHC*. Physical Review D, Particles, Fields, Gravitation and Cosmology, v. 83, 074005, 2011.

Proceedings

- * MACHADO, M. M. ; MACHADO, M. V. T. ; GAY DUCATI, M. B. *Charm Production in neutral current neutrino-nucleon interactions using the dipole color formalism*. In: II LATIN AMERICAN WORKSHOP ON HIGH ENERGY PHYSICS, 2007, São Miguel das Missões. Brazilian Journal of Physics II LAWHEP. São Paulo : Sociedade Brasileira de Física, 2007. v. 38. p. 487-490.
- * MACHADO, M. M. ; MACHADO, M. V. T. ; GAY DUCATI, M. B. *Diffractive hadroproduction of W and Z0 bosons at high energies*. In: SIXTH INTERNATIONAL CONFERENCE ON PERSPECTIVES IN HADRONIC PHYSICS, Trieste. v. 1056. p. 178-182, 2008, .
- MACHADO, M. M. ; MACHADO, M. V. T. ; GAY DUCATI, M. B. *Diffractive heavy quark production in AA collisions at the LHC at NLO*. In: DIFFRACTION 2010 - INTERNATIONAL WORKSHOP ON DIFFRACTION IN HIGH-ENERGY PHYSICS, 2010.
- MACHADO, M. M. ; MACHADO, M. V. T. ; GAY DUCATI, M. B. *Single and Central Diffractive Higgs Production at the LHC*. In: DIFFRACTION 2010 - INTERNATIONAL WORKSHOP ON DIFFRACTION IN HIGH-ENERGY PHYSICS, 2010.

¹ Os trabalhos com * não serão apresentados nessa tese por não fazerem parte do tema aqui proposto.

Sumário

Introdução	1
1. Espalhamento Profundamente Inelástico (EPI)	3
1.1 Constituintes da matéria?	3
1.2 O Espalhamento Profundamente Inelástico	3
1.3 A Cromodinâmica Quântica	6
1.3.1 A constante de acoplamento, a renormalização e a fatorização	8
1.3.2 Relações entre os pártons e as funções de estrutura	10
1.4 Conclusão	11
2. Teoria de Regge	12
2.1 As colisões hadrônicas e difração	12
2.1.1 A Teoria de Regge	13
2.1.2 O espalhamento difrativo	15
2.1.3 A fenomenologia das seções de choque totais	17
2.2 Espalhamento profundamente inelástico difrativo no formalismo de Regge	19
2.3 Conclusão	24
3. Processos difrativos em colisões hadrônicas	25
3.1 Difração em colisões hadrônicas	25
3.2 Modelo de Ingelman-Schlein	27
3.3 Correções de múltiplos espalhamentos de Pomerons	29
3.3.1 A probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez	29
3.3.2 Modelo KMR - Khoze, Martin, Ryskin	31
3.3.3 Modelo GLM - Gotsman, Levin, Maor	33
3.4 Função de estrutura do Pomeron - parametrização experimental	34
3.5 Conclusão	35
4. Hadroprodução de quarkonium em associação com fótons diretos	37
4.1 Formalismo Não-Relativístico da Cromodinâmica Quântica	37
4.2 Resultados	40
4.3 Conclusão	41
5. Produção difrativa de quarks pesados no LHC	42
5.1 Teoria da produção de quarks pesados em colisões hadrônicas	42
5.1.1 Produção de quarks pesados em Ordem Dominante (LO)	42
5.1.2 Produção de quarks pesados em Próxima Ordem Dominante	43
5.2 Produção difrativa de quarks pesados	44
5.2.1 Processo de difração simples	44

5.2.2	Processo de Troca Dupla de Pomerons	46
5.3	Resultados	46
5.4	Conclusão	48
6.	Produção difrativa de quarks pesados em colisões nucleares	49
6.1	Produção de quarks pesados em colisões nucleares	49
6.1.1	Produção inclusiva de quarks pesados no processo de difração simples em colisões nucleares	50
6.1.2	Produção inclusiva de quarks pesados no processo de Troca Dupla de Po- merons em colisões nucleares	51
6.2	Resultados	53
6.3	Conclusão	56
7.	Produção difrativa do bósons de Higgs	58
7.1	O bóson de Higgs	58
7.2	Produção inclusiva do bóson de Higgs	59
7.3	Produção difrativa de Higgs	63
7.4	Resultados	64
7.5	Conclusões	65
	Conclusão e perspectivas	67
	A. DIS e funções de estrutura	70
A.1	Obtenção do tensor leptônico	70
A.2	Obtenção do tensor hadrônico	73
	B. Equações de Evolução DGLAP	75
B.0.1	As Equações de Evolução de Altarelli-Parisi	75
B.0.2	A Saturação Partônica	80
	C. Correções QCD para o processo $pp \rightarrow H$	83
	Referências	87

Introdução

Esta tese contém os resultados relativos a quatro diferentes processos da Física de Partículas de Altas Energias, estando diretamente relacionados com a área conhecida como Física Difractiva. Nessa área, investigamos a produção difractiva dos quarkonia J/ψ e Υ em colisões hadrônicas para eventos de difração simples, a produção difractiva de quarks pesados $c\bar{c}$ e $b\bar{b}$ em colisões hadrônicas e nucleares para eventos de difração simples e de Troca Dupla de Pomerons, e a produção difractiva do bóson de Higgs em colisões hadrônicas para eventos de difração simples. Nossa principal motivação é verificar as razões de produção difractiva para estas partículas em altas energias através do modelo de Ingelman-Schlein com correções absorptivas.

Durante o trabalho de mestrado [1], foi verificado que o modelo de Ingelman-Schlein com correções descreve dados para a produção dos bósons W^\pm e Z^0 em energias de Tevatron ($\sqrt{s} = 1.96$ TeV) [2], surgindo então o interesse em verificar qual seria o comportamento deste modelo para energias ainda maiores. Essas energias podem ser encontradas no Large Hadron Collider (LHC), localizado dentro do Conseil Européene pour la Recherche Nucléaire (CERN), na fronteira da Suíça com a França.

O LHC é o maior acelerador de partículas e o que possui maior energia de centro de massa (\sqrt{s}) [3]. Seu principal objetivo é obter dados sobre colisões de feixes de partículas, sejam prótons ou núcleos de chumbo a altas energias. O experimento está construído em um túnel de 27 km de circunferência a aproximadamente 100 metros de profundidade, onde antes localizava-se outro experimento, o LEP (Large Electron-Positron Collider), que operou entre os anos de 1989 e 2000. A primeira colisão ocorreu em 23 de novembro de 2009, sendo esta uma colisão próton-próton. Desde março de 2010, as colisões de prótons ocorrem com energia de centro de massa de $\sqrt{s} = 3.5$ TeV.

Diversos estudos relacionados à Física de partículas podem ser analisados no LHC. Para isso, quatro grandes detectores foram construídos: ALICE (A Large Ion Collider Experiment); Compact Muon Solenoid (CMS); ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) e LHCb (Large Hadron Collider beauty). Além deles, outros dois pequenos detectores também participam das pesquisas no LHC: LHCf (Large Hadron Collider forward) e TOTEM (TOTAl Elastic and diffractive cross section Measurement). Assim, o LHC é o maior experimento da história da humanidade, tornando fundamental estudos que ajudem a explicar o que poderá ser verificado nos detectores. A colaboração dessa Tese é justamente propiciar estimativas para a produção difractiva de diferentes partículas que podem ser encontradas nas colisões hadrônicas e nucleares para energias de LHC, inclusive com taxas de produção para aquela que é a principal busca do LHC, o bóson de Higgs. Bóson é uma partícula de spin 1 responsável por mediar as interações. Os principais bósons já encontrados na natureza, e suas respectivas interações, são mostrados na Tab. (0.1).

Além dos bósons, outras partículas essenciais para a constituição da matéria são os quarks. Estados ligados de quarks formam a matéria hadrônica (prótons, nêutrons, ...). Os quarks são classificados em seis diferentes tipos de *sabores*, através de suas massas e cargas. Eles são apresentados na Tab. (0.1). Os resultados experimentais mostram que apenas uma parte do momento total do nucleon é portada pelos quarks. O momento faltante foi atribuído aos glúons,

Bóson	Interação	Quark	Massa (GeV)	Carga
Fóton	Eletromagnética	up	0.0015 ± 0.6	$+\frac{2}{3}$
Glúon	Forte	down	0.0040 ± 0.4	$-\frac{1}{3}$
W^+/W^-	Fraca	charm	1.5 ± 0.2	$+\frac{2}{3}$
Z^0	Fraca	strange	0.100^{+29}_{-21}	$-\frac{1}{3}$
Gráviton *	Gravitacional	bottom	$4.5^{+0.18}_{-0.16}$	$-\frac{1}{3}$
Higgs *	Campo de Higgs	top	175.0 ± 0.9	$+\frac{2}{3}$

Tab. 0.1: *Bósons existentes na natureza e a interação da qual ele é o mediador (lado esquerdo); os seis quarks, divididos por massa e carga. (lado direito) [4]. O * refere-se a partículas previstas teoricamente, mas ainda não detectadas.*

bósons da interação forte. Quarks e glúons são, de forma coletiva, definidos como os párons, e são os constituintes da matéria ao lado dos léptons (elétron, múon, tau, neutrinos e anti-neutrinos). A descrição das interações entre quarks e glúons é feita através da Cromodinâmica Quântica, que será apresentada no Cap. 1, onde uma revisão sobre o espalhamento profundamente inelástico será realizada, o qual é um dos processos fundamentais para a compreensão das interações entre partículas.

Já nos capítulos 2 e 3, faremos um breve resumo sobre a Física difrativa a ser empregada neste trabalho, mostrando os principais aspectos que são considerados no desenvolvimento da Tese. O modelo de Regge será discutido, e mostraremos como a partir dele foi postulada a existência do Pomeron, partícula virtual com os números quânticos do vácuo e que caracteriza um evento difrativo. Mostraremos o modelo de Ingelman-Schlein, o qual trata o Pomeron como sendo composto por párons, e consideraremos correções a esse modelo para as interações difrativas duras, empregando assim o fator de probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez.

O Capítulo 4 tratará especificamente da produção de quarkonia (estados ligados de quarks pesados), mostrando o conhecimento teórico necessário para os cálculos de seção de choque inclusiva e difrativa em processos de difração simples para colisões hadrônicas e os resultados originais obtidos, os quais foram publicados em [5]. O Capítulo 5 desenvolve a teoria para a produção de quarks pesados em Ordem Seguinte á Dominante para processos de difração simples e Troca Dupla de Pomerons em colisões hadrônicas, estendendo para o caso nuclear no Capítulo 6, onde iremos comparar dois distintos canais de produção difrativa. Estes resultados originais foram publicados em [6, 7]. Por fim, o Capítulo 7 trata sobre a produção difrativa do bóson de Higgs para processos de difração simples em colisões hadrônicas, bem como as estimativas originais encontradas e que foram publicadas em [8]. Esses processos serão calculados considerando o modelo de Ingelman-Schlein com correções de múltiplos espalhamentos de Pomerons, onde empregamos a parametrização para o fator de fluxo do Pomeron e função de estrutura do Pomeron advinda da Colaboração H1 no experimento DESY-HERA. A aplicação do modelo para este tipo de observável é original na literatura para energias de LHC.

No último capítulo, temos as conclusões resultantes das várias análises apresentadas neste trabalho, bem como as perspectivas que surgem com os resultados encontrados. Os principais objetos de estudo desta Tese foram a determinação da taxa de eventos para a produção difrativa de quarkonia, quarks pesados e bóson de Higgs em interações hadrônicas para energias de LHC. Como conclusão, obtivemos estimativas utilizando o formalismo de Regge e correções de reespalhamento que serão pertinentes para os dados que serão gerados pelo LHC, os quais poderão auxiliar na discriminação dos modelos difrativos a serem considerados teoricamente e também qual modelo de fator de probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez melhor se ajusta aos dados.

Capítulo 1

Espalhamento Profundamente Inelástico (EPI)

Este capítulo apresenta uma revisão dos tópicos necessários para estudarmos a estrutura do próton, com ênfase particular no espalhamento profundamente inelástico (EPI)¹ lépton-hádrôn e também uma introdução à Cromodinâmica Quântica, a qual descreve o espalhamento profundamente inelástico.

1.1 Constituintes da matéria?

Os estudos avançados em Física de partículas nos últimos anos têm revelado cada vez mais informações sobre como a matéria é formada e também os processos de interação de seus constituintes. Átomos são compostos por núcleos, os quais são constituídos por nucleons (prótons e nêutrons). Prótons e nêutrons, por sua vez, são classificados como hádrons, os quais são constituídos por partículas ainda menores, chamadas quarks [9]. Os hádrons são divididos em mésons (constituídos por dois quarks) e bárions (constituídos por três quarks), onde alguns exemplos de mésons são os píons, enquanto que os bárions mais conhecidos são prótons e nêutrons. Richard Feynman analisou certas propriedades em reações de altas energias dos hádrons e postulou a existência de subestruturas nos mesmos, as quais foram chamadas de pártons (partes dos hádrons), o que foi verificado experimentalmente em 1969. Isto foi melhor estabelecido a partir do surgimento da Cromodinâmica Quântica (QCD) [10, 11], a qual será tratada a seguir.

A composição natural dos nucleons é explicada pelo modelo de quark-párton [12]. O modelo de pártons analisa o espalhamento no referencial de Breit, em que o próton alvo (e os pártons constituintes) movem-se com momento infinito, puramente longitudinal. O párton absorve o bóson virtual incidente e recua, com o momento ainda sendo longitudinal. Como o momento do nucleon é assumido como sendo infinito, a escala de tempo da interação dos quarks constituintes não é muito maior do que a escala de tempo da colisão, tornando o quark espalhado quase-livre. Este estudo começou através das análises do espalhamento profundamente inelástico.

1.2 O Espalhamento Profundamente Inelástico

Vamos então introduzir o espalhamento profundamente inelástico (EPI) elétron-próton para entendermos como podem ser descritos os processos de colisão entre partículas. Um espalhamento profundamente inelástico entre elétron e próton [9, 13], $ep \rightarrow eX$, ocorre quando o próton é fragmentado em hádrons devido a um fóton virtual muito energético e com grande momento transversal emitido pelo elétron, como ilustrado na Fig. (1.1). Para descrever este processo,

¹ Em inglês, deep inelastic scattering, ou DIS

podemos utilizar a chamada aproximação de impulso, ou seja, podemos tratar os pártons (os constituintes dos nucleons) como livres durante a colisão, se a razão entre as escalas de tempo é pequena,

$$\frac{\tau}{\tau_{\text{virtual}}} \sim 2 \frac{\frac{m_1^2}{x} + \frac{m_2^2}{(1-x)} - M_{\text{proton}}^2}{2M_{\text{proton}}\nu - Q^2}, \quad (1.1)$$

onde $\tau_{\text{virtual}} = 1/\Delta E$ e $\tau = 1/q^0$, com ΔE sendo a diferença em energia entre o estado virtual e o próton, $m_{1,2}$ a massa dos estados hadrônicos e q^0 sendo parte do momento do bóson que está sendo trocado [14].

No sistema de centro de massa elétron-próton, o momento do próton \vec{P} é grande para colisões em altas energias, enquanto o momento do elétron incidente é $(|\vec{P}|, -\vec{P})$. O bóson trocado tem momento (q^0, \vec{q}) . Considera-se que o próton decompõe-se em um estado virtual com duas componentes: um párton com momento $x\vec{P}$ e massa m_1 , e um grupo de pártons com momento total $(1-x)\vec{P}$ e massa m_2 . Usando a expressão

$$q^0 = \frac{2P \cdot q + q^2}{2(\sqrt{\vec{P}^2 + M_{\text{proton}}^2} + |\vec{P}|)} \sim \frac{2M_{\text{proton}}\nu - Q^2}{4|\vec{P}|}, \quad (1.2)$$

adota-se a notação padrão para os termos invariantes de Lorentz,

$$Q^2 \equiv -q^2, \quad \nu \equiv \frac{P \cdot q}{M_{\text{proton}}}, \quad (1.3)$$

e a condição de camada de massa para o elétron no estado final. No espalhamento profundamente inelástico, ambos $2M_{\text{proton}}\nu$ e Q^2 são maiores que M_{proton}^2 , tal que a aproximação é correta assumindo que x não é próximo de 0 ou 1 [13, 15]. Algumas variáveis são fundamentais no estudo de um espalhamento profundamente inelástico. Dentre elas, destaca-se o que se convencionou chamar de x de Bjorken, ou seja

$$x = \frac{Q^2}{2P \cdot q} = \frac{Q^2}{Q^2 + W^2 - m_N^2}, \quad (1.4)$$

que é a fração de momento do hádron portada pelo párton constituinte, bem como as variáveis energia de centro de massa elétron-próton, $s = (k + P)^2 \approx 4E_e E_p$, onde $E_{e(p)}$ refere-se a energia do elétron (próton); a virtualidade do fóton $Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2 \approx E_e E'_e \sin^2 \frac{\theta}{2}$; a energia de centro de massa fóton-próton $W^2 = (q + P)^2$; e o quadri-momento quadrado para o vértice p , $t = (P' - P)^2$, além da variável inelasticidade, definida como

$$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot k} \approx \frac{Q^2}{xs} \quad (1.5)$$

com as variáveis P e k sendo os momenta do próton e do elétron respectivamente, como mostrado na Fig. (1.1).

As frações de momento do próton portadas por estes pártons são portanto x e $1 - x$, respectivamente. A diferença em energia entre o estado virtual e o próton, ΔE , é dada por

$$\Delta E \simeq \frac{1}{|\vec{P}|} \left[\frac{m_1^2}{2x} + \frac{m_2^2}{2(1-x)} - \frac{M_{\text{proton}}^2}{2} \right]. \quad (1.6)$$

O inverso desta quantidade nos fornece o tempo de vida do estado virtual, isto é, $\tau_{\text{virtual}} \sim 1/\Delta E$. De maneira similar, a duração do espalhamento do bóson com o próton é $\tau_{\text{colisao}} \sim 1/q^0$.

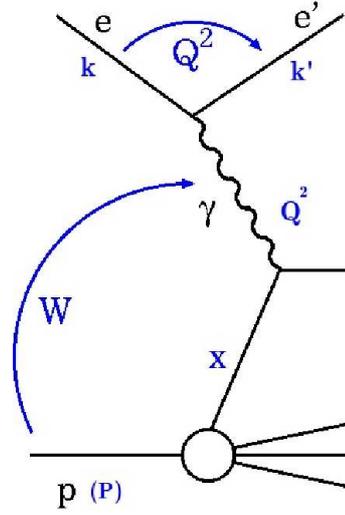


Fig. 1.1: Representação do espalhamento profundamente inelástico (EPI) lépton-núcleon, mostrando os momenta participantes do processo (ver texto).

Vamos então apresentar a seção de choque de um espalhamento profundamente inelástico entre elétron e próton. O cálculo detalhado para a obtenção da mesma é realizado no Apêndice A. A seção de choque diferencial para o processo é dada por [9]

$$d\sigma = \frac{1}{|v_e - v_p|} \frac{m m'}{E E'} |\mathcal{M}|^2 \frac{dk'}{(2\pi)^3} \quad (1.7)$$

A amplitude de espalhamento \mathcal{M} para o processo lépton-próton pode ser expressa por

$$\mathcal{M} = -i(2\pi)^4 \delta^4(p_X - p - q) 4\pi \alpha_{em} \bar{u}(k') \gamma^\mu u(k) \frac{1}{q^2} \langle X | J_h^{em} | p \rangle, \quad (1.8)$$

onde α_{em} é a constante de acoplamento eletromagnética, $\bar{u}(k') \gamma^\mu u(k)$ é a corrente leptônica do vértice leptônico e $1/q^2$ é o propagador do fóton. O elemento de matriz $\langle X | J_h^{em} | p \rangle$ refere-se à corrente eletromagnética entre os estados p e X . Os momentadas são representados pela Fig. (1.1).

Considerando um espalhamento não polarizado e inclusivo, onde somente o elétron é observado no estado final, e as variáveis naturais $c = \hbar = 1$, teremos que a seção de choque diferencial inclusiva deste processo será dada por

$$d\sigma = \frac{2\alpha^2}{q^4 E} \mathcal{L}^{\nu\mu} W_{\nu\mu} \frac{dk'}{E'} \quad (1.9)$$

onde

$$\mathcal{L}^{\nu\mu} = k^\nu k'^\mu + k^\mu k'^\nu - (k \cdot k') g^{\nu\mu}, \quad (1.10)$$

é o tensor do vértice leptônico, adequadamente descrito pela QED, e

$$W_{\nu\mu} = \sum_X (2\pi)^3 \delta^4(p_X - p - q) \frac{E}{2M} \langle p | J_\nu^{em} | X \rangle \langle X | J_\mu^{em} | p \rangle \quad (1.11)$$

é o tensor associado ao vértice hadrônico. A seção de choque inclusiva é dada pela soma sobre as seções de choque para todos os possíveis estados hadrônicos finais, sem nenhuma seleção sobre um estado final particular.

Inserindo as funções W_1 e W_2 , onde essas são funções das variáveis escalares de Lorentz, e que podem ser construídas a partir dos quadri-momenta do vértice hadrônico. podemos expressar a seção de choque na forma

$$\frac{d\sigma}{dE'd\Omega} = \frac{4\alpha_{em}^2 E'^2}{Q^4} \left[2W_1 \sin^2 \frac{\theta}{2} + W_2 \cos^2 \frac{\theta}{2} \right]. \quad (1.12)$$

No limite de Bjorken, onde $\nu \rightarrow \infty$ e $Q^2 \rightarrow \infty$, além de $x \equiv \frac{Q^2}{2M\nu}$, introduz-se as funções de estrutura adimensionais F_1 e F_2 , as quais são independentes de Q^2 e ν individualmente, tornando-se funções da variável adimensional x , ou seja,

$$\begin{aligned} \lim_{Q^2, \nu \rightarrow \infty} m_N W_1(\nu, Q^2) &\approx F_1(x), \\ \lim_{Q^2, \nu \rightarrow \infty} \nu W_2(\nu, Q^2) &\approx F_2(x). \end{aligned} \quad (1.13)$$

Este comportamento é chamado de escalamento das funções de estrutura, o que foi predito por Bjorken [16]. Estas funções de estrutura podem, em princípio, ser dependentes de Q^2 , já que a estrutura interna pode ser excitada de uma maneira diferente para diferentes valores de Q^2 . Porém, para grandes energias, a seção de choque do espalhamento inelástico *ep* passa a depender apenas de $x = Q^2/2M\nu$. Assim, na região de pequeno- x , o espalhamento passa a ser inelástico, não existindo mais a dependência de Q^2 .

De forma geral, sendo

$$\nu = \frac{W^2 + Q^2 - m_N^2}{2m_N}, \quad (1.14)$$

o tensor hadrônico escrito em termos das novas funções (Eq. 1.13) será:

$$\mathcal{W}_{\mu\nu} = \left(-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) \frac{F_1(x, Q^2)}{m_N} + \frac{1}{(P \cdot q)} \left[\left(P_\mu - \frac{P \cdot q}{q^2} q_\mu \right) \left(P_\nu - \frac{P \cdot q}{q^2} q_\nu \right) \right] F_2(x, Q^2), \quad (1.15)$$

e assim, a seção de choque diferencial para o espalhamento profundamente inelástico no sistema de referencial de momento infinito assume a forma

$$\frac{d\sigma}{dx dy} = \frac{4\pi\alpha_{em}^2 s}{Q^4} \left\{ xy^2 F_1(x, Q^2) + \left(1 - y - \frac{xy m_N^2}{s} \right) F_2(x, Q^2) \right\}, \quad (1.16)$$

onde $y = 1 - E'/E$.

Agora, necessitamos conhecer o que essas funções nos fornecem como informação. Sabemos que elas estão relacionadas com as distribuições de pártons no núcleo. Então, apresentamos a Cromodinâmica Quântica, a qual é a teoria que descreve a dinâmica destes constituintes, e que são os quarks e glúons contidos no próton.

1.3 A Cromodinâmica Quântica

O fato da constante de acoplamento ser muito pequena em grandes escalas de momento é o ponto de partida para o emprego da Cromodinâmica Quântica perturbativa. A liberdade assintótica

foi descoberta 1973 por David Gross, Frank Wilczek e David Politzer [10, 11], os quais dividiram o prêmio Nobel de Física em 2004.

A interação forte é descrita pela teoria de gauge não Abelianiana da Cromodinâmica Quântica (QCD). A QCD assume que todos os quarks carregam o grau de liberdade cor, análogo a carga na Eletrodinâmica Quântica (QED). Os três estados possíveis de cor são denominados vermelho, verde e azul. Os mediadores da interação forte são glúons não-massivos de spin 1. Na QCD, a carga de cor é trocada entre partículas coloridas através dos glúons. Diferentemente dos fótons (mediadores da QED), os glúons podem interagir com outros glúons[17]. Mais tecnicamente, a QCD possui vértices de interação de três e quatro glúons, os quais não possuem análogos na QED.

Historicamente, os graus de liberdade de cor surgiram como a solução do problema de como construir a função de onda para o bárion duplamente carregado Δ^{++} . O spin deste bárion é $3/2$, sendo obtido pela combinação de três quarks idênticos. A função de onda do Δ^{++} é então simétrica no espaço, spin e sabor $[SU(3)_f]$. Entretanto, como os quarks constituintes têm spin $1/2$ (ver Tabela), a estatística de Fermi-Dirac necessita de uma função de onda anti-simétrica. Este conflito foi resolvido construindo a função de onda totalmente anti-simétrica nos graus de liberdade de cor. Como estados coloridos não são detectados nos experimentos, houve a necessidade de requerer um vínculo extra definindo que apenas estados singleto de cor poderiam existir na natureza.

A ideia de cor tem sido verificada em muitos experimentos envolvendo interação em altas energias de hádrons com hádrons, léptons com hádrons e léptons com léptons. A existência de constituintes dos hádrons ficou clara após os experimentos de espalhamento profundamente inelástico realizados no SLAC em 1962. Estes constituintes foram chamados de pártons e hoje são identificados como quarks e glúons [13, 15, 18] .

No modelo de pártons, quarks e glúons são supostos como carregando uma fração x do quadri-momento p^μ do núcleo pai. Contudo, os quarks estão em movimento dentro do nucleon, ou seja, não possuem quadri-momento fixo. Isto é descrito pelas funções de distribuição do quark, $q(x)$, que é a probabilidade de encontrar um quark de sabor q no hádron carregando uma fração x do quadri-momento p^μ do hádron pai. As funções $q(x)$ podem ser as distribuições $u(x)$, $d(x)$, $s(x)$, enquanto \bar{q} são as distribuições dos anti-quarks correspondentes.

Uma propriedade importante dos quarks é que, em baixas energias, eles não são vistos como livres na natureza. Porém, em altas energias, eles podem ser tratados como tal. Esta propriedade é conhecida como liberdade assintótica. Se a distância entre os quarks diminui (aumento de energia), a intensidade de sua interação também diminui, fazendo com que as partículas tornem-se assintoticamente livres. Se a distância entre eles aumenta (baixas energias), então a intensidade efetiva da interação aumenta, com os quarks permanecendo dentro do nucleon, o que caracteriza a não observação de quarks livres, ou seja, o confinamento.

Concentrando-se na expressão para o lagrangiano da Cromodinâmica Quântica, temos que ela pode ser escrita na forma [17, 19],

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi} i \not{\partial} \Psi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F_{\mu\nu}^a + g \bar{\Psi} A_\mu^a \Psi + \mathcal{L}_{\text{gauge}} + \mathcal{L}_{\text{fantasma}} . \quad (1.17)$$

Consideramos quarks sem massa por simplicidade. Os campos para quarks e glúons são representados por Ψ e A_μ^a respectivamente, e $F_{\mu\nu}^a$ é o tensor de intensidade do campo, derivado do campo gluônico,

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a - g f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c , \quad (1.18)$$

onde $a = 1, \dots, N_c^2 - 1$ é o índice de cor indicando o número de glúons. As f^{abc} são as constantes de estrutura do grupo $SU(N_c)$, onde N_c é o número de cores na teoria, e o acoplamento é

denotado por g . Para a proposta desta seção, não necessitamos discutir a parte de fixação de gauge do Lagrangiano ou dos graus de liberdade fantasmas, i.e. escalares não-físicos necessários para cancelar as contribuições de graus de liberdade não-transversos [17].

Aplicando as regras de Feynman derivadas deste lagrangiano com a finalidade de calcular um observável, em alguns casos obtém-se resultados discrepantes, devido à presença de singularidades conhecidas como divergências ultravioleta. Estas surgem tipicamente quando um dos momentos nas integrais de laço assume valor infinito. Uma alternativa para lidar com estas divergências seria introduzir um corte que normaliza as integrais divergentes, e então absorver os termos singulares em uma redefinição dos campos ou parâmetros. Este procedimento é conhecido como renormalização. Entretanto, os resultados finais não devem depender da prescrição de renormalização.

É mais conveniente regularizar as integrais analiticamente, continuando-as na dimensão espaço-tempo de 4 para dimensão $D = 4 - 2\varepsilon$. Isto transforma as partes divergentes das integrais com pólos em ε (com ε sendo um valor muito pequeno, próximo a zero), os quais podem ser removidos introduzindo uma escala de subtração μ^2 , usualmente referida como a escala de renormalização. Após regularizar as divergências, estas podem ser eliminadas através da soma de contratermos ao lagrangiano. Estes novos termos podem ser interpretados como a renormalização do acoplamento forte e das funções de onda dos quarks e glúons. Porém, uma discussão além deste ponto torna-se desnecessária para a sequência de apresentação do trabalho aqui proposto. Uma abordagem mais profunda sobre este tema pode ser encontrada na dissertação do autor deste trabalho [1].

Vamos então discutir rapidamente sobre a constante de acoplamento e a fatorização dos processos de colisões.

1.3.1 A constante de acoplamento, a renormalização e a fatorização

A evolução da constante de acoplamento tem sido testada em muitos experimentos, como mostrado na Fig. (1.2). O valor médio atual para o acoplamento na massa do bóson de gauge Z^0 é [4] $\alpha_s(M_Z) = 0.118 \pm 0.002$, implicando que a constante da QCD assuma o valor, $\Lambda_{\text{QCD}}^{\overline{\text{MS}}} = 208_{-23}^{+25}$ MeV, para cinco sabores ativos. Uma ampla revisão das várias determinações de α_s é feita na Ref. [4].

O fato que a constante de acoplamento ser muito pequena em grandes escalas de momento é o ponto de partida para o emprego da QCD perturbativa. Com uma grande escala, séries perturbativas são justificáveis e mostraremos no que segue como previsões para os observáveis físicos podem ser calculados usando expansões perturbativas em potências de α_s .

Existe uma distinção entre um acoplamento e um acoplamento efetivo que forma a base do conceito da constante de acoplamento. Tanto na QED quanto na QCD, calculando seções de choque perturbativamente, a inclusão de diagramas de alta ordem leva a termos divergentes. Estes infinitos são tratados de uma forma sistemática pela técnica de renormalização. A renormalização envolve a introdução de um parâmetro livre, a escala de renormalização μ^2 . Os termos calculados, agora finitos na escala μ^2 , são absorvidos na redefinição de acoplamento, o acoplamento efetivo. Os diagramas adicionais, cujos termos divergentes são absorvidos no acoplamento efetivo, contém a criação e a aniquilação de partículas virtuais bem como elétrons e quarks.

Na aproximação de ordem dominante, o acoplamento efetivo, ou a constante de acoplamento da QCD, é escrita como

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + \frac{\alpha_s(\mu^2)}{12\pi}(33 - 2n_f)\ln(\frac{Q^2}{\mu^2})}, \quad (1.19)$$

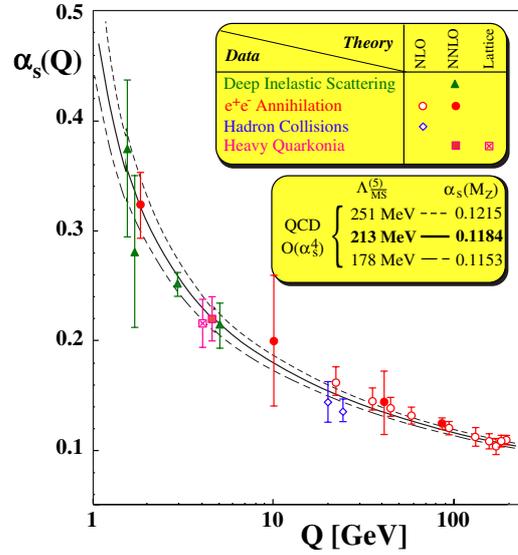


Fig. 1.2: Comparação entre dados para o acoplamento forte extraídos de vários processos (DIS, e^+e^- , colisões hadrônicas) e a evolução da constante de acoplamento $\alpha_s(\mu = Q)$ [4].

onde n_f é o número de sabores dos quarks participantes na interação dados pela escala de Q^2 . Para $n_f \leq 6$, o denominador da Eq. (1.19) e a constante de acoplamento diminuem logaritmicamente com o aumento de Q^2 (ou decréscimo da distância), o que representa a liberdade assintótica. Com a definição do parâmetro Λ

$$\Lambda^2 = \mu^2 \exp \left[\frac{-12\pi}{33 - 2n_f \alpha_s(\mu^2)} \right], \quad (1.20)$$

o qual possui dimensão de massa, a Eq.(1.19) torna-se

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln(\frac{Q^2}{\Lambda^2})}. \quad (1.21)$$

É interessante notar que com $Q^2 \approx \Lambda^2$, o denominador da equação acima se torna zero, e $\alpha_s(Q^2)$ tende ao infinito. Quando α_s é muito grande, a interação forte torna-se também grande para poder ser descrita por uma aproximação perturbativa. Desta forma, podemos pensar Λ como sendo a escala de distância para a qual a interação torna-se muito forte.

Existem poucos observáveis, como seções de choque de jatos em aniquilações e^+e^- ou a largura total de decaimento do bóson Z^0 , que podem ser calculados diretamente em teoria de perturbação porque são livres de dependência não-perturbativa. Entretanto, não há muitas seções de choque deste tipo e as predições para os processos, como seções de choque para espalhamento duro com hádrons no estado inicial, são mais complicadas de calcular.

Em alguns casos podemos ainda aplicar os chamados teoremas de fatorização [20] para expressar a seção de choque como uma convolução de uma seção de choque finita no infravermelho para o processo de curtas distâncias, a qual é calculável em teoria de perturbação, com uma função não-perturbativa que é universal para processos muito diferentes, mas não é passível de ser calculada em primeiros princípios pela teoria de perturbação. A separação entre a física de pequeno e grande momento é definida por uma escala de fatorização arbitrária, μ_F . Isto é possível porque o processo de espalhamento pode ser caracterizado por duas escalas de tempo. Uma escala de tempo pequena $\sim 1/Q$, da ordem do inverso da escala do maior momento envolvido no espalhamento, Q , o qual define o espalhamento duro e é calculável em teoria de

perturbação; e uma grande escala de tempo, da ordem do tamanho hadrônico, a qual inclui a ligação e recombinação dos constituintes e, portanto, é de origem não-perturbativa.

Por exemplo, para o espalhamento profundamente inelástico, podemos escrever esquematicamente [20],

$$\sigma(Q^2, m^2)_{medido} = \hat{\sigma} \left(\alpha_s(\mu_F^2), \frac{Q^2}{\mu_F^2} \right)_{perturbativo} \otimes f(\mu_F^2, m^2)_{nao-perturbativo}, \quad (1.22)$$

onde μ_F define o limite entre a dinâmica de curtas distâncias, presente em $\hat{\sigma}(Q^2/\mu_F^2)$, e a dinâmica de longas distâncias na escala do parâmetro m , incluída em $f(\mu_F^2, m^2)$. A convolução \otimes é expressa em termos da fração de momento do párton que dá origem ao espalhamento e inclui a soma sobre todos os tipos de pártons.

A variável μ_F é apenas determinada pela necessidade de um pequeno parâmetro na expansão perturbativa, cujo papel é desempenhado pela constante de acoplamento, $\alpha_s(\mu_F^2) \ll 1$, e portanto a escala de fatorização deve ser dura, i.e. $\mu_F^2 \gg \Lambda_{\text{QCD}}^2$. Assim, a expansão [20],

$$\hat{\sigma} \left(\alpha_s(\mu_F^2), \frac{Q^2}{\mu_F^2} \right) = \sum_n \alpha_s^n(\mu_F^2) \mathcal{C}_n \left(\frac{Q^2}{\mu_F^2} \right) \quad (1.23)$$

possui significado físico. Como μ_F é uma variável introduzida artificialmente, os observáveis devem ser independentes desta escala. Esta característica permite encontrarmos a evolução de $f(\mu_F^2, m^2)$ com a escala μ_F , definindo a base para construir as equações de evolução. A evolução em termos da virtualidade é uma das maneiras conhecidas de estudarmos o espalhamento profundamente inelástico. Esta evolução é conhecida como Evolução DGLAP (Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi)[21, 22, 23].² Além desta, outras equações também existem na literatura, porém com evoluções diferentes, como a BFKL (Balitsky-Fadin-Kuraev-Lipatov)[24, 25, 26](evolução em fração de momento).

Com o conhecimento da dinâmica entre quarks e glúons, pode-se fazer uma relação entre os constituintes dos nucleons (pártons) e a composição de cada nucleon, ou seja, determinar as função de estrutura F_2 do nucleon, sabendo agora que essa função de estrutura pode ser escrita como

$$F_2(x, Q^2) = \sum_i q_i(x, Q^2) \hat{\sigma} \left(\alpha_s(\mu_F^2), \frac{Q^2}{\mu_F^2} \right) \quad (1.24)$$

1.3.2 Relações entre os pártons e as funções de estrutura

Inicialmente, as medidas de funções de estrutura do nucleon forneceram a observação da fraca dependência das funções de estrutura em Q^2 [27].

Esta fraca dependência em Q^2 das funções de estrutura do nucleon pode ser compreendida em termos dos espalhamentos elásticos dos constituintes pontuais do nucleon. Em princípio, se estas partículas estão dentro do nucleon, devemos estar aptos a observá-las com um bóson virtual de pequeno comprimento de onda (i. e. grande Q^2). Em uma região na qual o espalhamento ocorre entre os constituintes pontuais, as funções de estrutura devem tornar-se funções de estrutura de objetos pontuais,

$$2MW_1^{Punt}(x) = x\delta(1-x), \quad \nu W_2^{Punt}(x) = \delta(1-x). \quad (1.25)$$

² Uma breve discussão sobre esta equação está presente no Apêndice B desta tese, já que os aspectos envolvendo todas as equações de evolução fogem do escopo proposto neste trabalho.

O número de pártons i no hádron pode ser expresso na seguinte forma: $N_i = \int_0^1 q_i(x_i) dx_i$, onde x_i é o momento portado pelo párton q_i . Pela conservação de momento, temos que

$$\sum_i \int_0^1 x_i q_i(x_i) dx_i = 1, \quad (1.26)$$

ou seja, somando sobre todas as frações de momento portadas pelos pártons, deve-se obter o momento total do hádron.

Porém, os resultados do espalhamento ep verificaram que pela regra da Eq. (1.26), considerando os pártons carregados, aproximadamente 50% do momento total do hádron deve estar associado aos pártons que não portam carga elétrica. Fazendo uso da propriedade de escalamento das funções de estrutura, e considerando o limite de Bjorken, temos que

$$F_2(x) = x \sum_i \varepsilon_i^2 q_i, \quad (1.27)$$

onde ε_i é a fração de carga do nucleon que o párton porta. Esta relação advém diretamente da hipótese de que os pártons possuem spin $1/2$ [13].

Os nucleons são compostos de três quarks: o próton possui dois quarks u e um d , enquanto o nêutron possui um u e dois d . Estes quarks constituem os quarks de valência contidos no nucleon, e são descritos pelas distribuições $q_v(x)$. O momento faltante citado acima, foi atribuído aos glúons, que são os mediadores da interação forte. A aniquilação dos glúons em um par quark-antiquark afeta o conteúdo de quarks no nucleon. Por este mecanismo, por exemplo, antiquarks e quarks com outros sabores além de u e d podem também existir no nucleon. Os quarks criados nesses processos são chamados *quarks de mar* do nucleon e são descritos pelas funções de distribuição $q_s(x)$. Desta forma, o conteúdo de quarks do nucleon é determinado pelo conteúdo de quarks de valência e a contribuição dos quarks de mar:

$$u(x) = u_v(x) + u_s(x), \quad (1.28)$$

$$d(x) = d_v(x) + d_s(x) \quad (1.29)$$

$$u_s(x) = \bar{u}_s(x) = d_s(x) = \bar{d}_s(x) = s_s(x) = \bar{s}_s(x), \quad (1.30)$$

considerando simetria de mar. É conveniente expressar as distribuições de quarks em combinações de sabores. As distribuições singleto e não singleto são definidas como

$$q^S = \sum_i (q_i + \bar{q}_i), \quad (1.31)$$

$$q^{NS} = \sum_i (q_i - \bar{q}_i) = \sum_i q_v. \quad (1.32)$$

Finalmente, a função de estrutura do nucleon em termos das distribuições de quarks é dada por

$$F_2 = 2x \sum_i (q_i + \bar{q}_i) \quad (1.33)$$

1.4 Conclusão

Neste capítulo revisamos a física relevante no entendimento da estrutura do próton, com ênfase particular ao espalhamento profundamente inelástico e à Cromodinâmica Quântica. Mostramos o formalismo perturbativo utilizado para o estudo destes eventos, bem como uma introdução às funções de estrutura. No próximo capítulo apresentamos a descrição dos processos difrativos, enfatizando o modelo de Ingelman-Schlein, o qual estabelece a existência de uma partícula mediadora para estes tipos de processos, o Pomeron, como sendo composta por pártons.

Capítulo 2

Teoria de Regge

Este capítulo apresenta uma revisão sobre a Física Difrativa através da Teoria de Regge. Mostraremos a difração suave concentrando-se na descrição do espalhamento difrativo no formalismo de Regge e como tratar a fenomenologia das seções de choque total nesse formalismo. Esse estudo é importante para passarmos aos processos de difração dura, que serão estudados no Cap. 3.

2.1 As colisões hadrônicas e difração

O estudo das interações hádron-hádron é um dos temas centrais no desenvolvimento da física de partículas. Na ausência de alguma escala dura, ou seja, um tratamento apropriado para colisões com grande escala de momento, a QCD perturbativa não é aplicável e os modelos fenomenológicos, que têm sido frequentemente o instrumento no desenvolvimento da área, ainda fornecem as melhores descrições disponíveis. Uma descrição consistente dos dados de interações fortes envolvendo pequeno momento transferido é dada pela teoria de Regge [28, 29], na qual os processos de espalhamento são descritos em termos da troca de mésons virtuais. A interpretação no formalismo de Regge do espalhamento elástico em altas energias tem sido muito problemática, pois nenhum dos mésons conhecidos pode ser usado para descrever a seção de choque observada. A introdução de uma partícula de troca com os números quânticos do vácuo (ou seja, sem cor, sem carga, ...), conhecida como Pomeron, para descrever as seções de choque total, elástica e inelástica na região de pequenas massas, tem se mostrado muito satisfatória [30]. A observação em produção difrativa de jatos com alto momento transversal p_T [31] corroborou uma interpretação partônica do Pomeron.

Alguns processos consistentes com uma troca difrativa têm sido observados também em um amplo intervalo de Q^2 em HERA [32], e a cobertura cinemática presente nos detectores faz com que os estados finais produzidos sejam bem determinados. Para fótons reais ($Q^2 = 0$), a fotoprodução difrativa é relevante para a compreensão da interpretação hadrônica do fóton em altas energias no modelo de dominância de mésons vetoriais (VDM). Além disso, em eletroprodução difrativa a escala dura fornecida pela virtualidade do fóton facilita o estudo da estrutura profundamente inelástica da troca difrativa, provando a possível estrutura interna do Pomeron [32].

A Eq. (1.2) mostrou a dependência da constante de acoplamento forte, α_s , na principal escala em DIS: a virtualidade Q^2 . Em interações hádron-hádron, a escala apropriada para QCD é também definida pelo momento transferido. Em grande momento, correspondendo às interações duras, a constante de acoplamento é pequena, tornando a QCD susceptível aos cálculos em baixa ordem. Em pequeno momento, a constante de acoplamento torna-se grande, tal que uma expansão perturbativa não é mais apropriada. Neste regime não-perturbativo, a abordagem fenomenológica da teoria de Regge [29] fornece a melhor descrição das seções de choque hadrônicas.

Discutiremos a aplicação aos casos de seções de choque elástica, total e de dissociação difrativa, concentrando no caso específico do sistema γp , além de revisarmos brevemente recentes

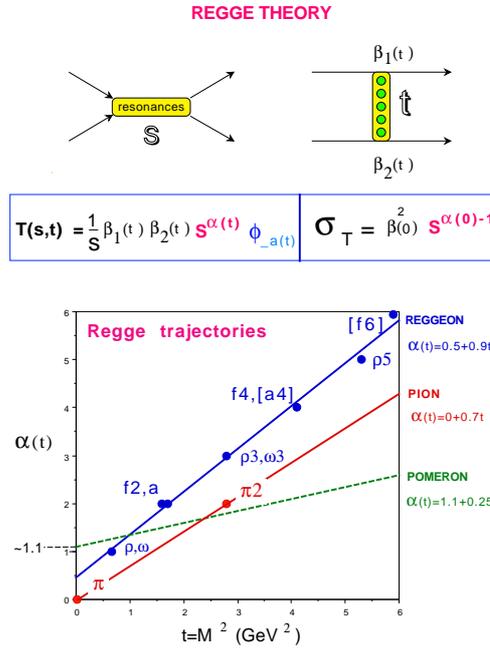


Fig. 2.1: O gráfico de Chew-Frautschi da trajetória das famílias do méson ρ , do pión e do Pomeron [33]. Acima está a representação das amplitudes e seções de choque nos canais s e t para um processo genérico [28].

análises da contribuição difrativa à função de estrutura do próton e da estrutura partônica do Pomeron. Estas quantidades serão utilizadas nos nossos resultados para produção difrativa dos capítulos posteriores.

2.1.1 A Teoria de Regge

A teoria de Regge é uma generalização de modelos tipo Yukawa [33]. Nela, é feita uma descrição completa da amplitude de espalhamento, somando as contribuições de todas as possíveis partículas trocadas durante o espalhamento, com os números quânticos apropriados. Tais partículas podem ser consideradas como excitações do momento angular no mais baixo estado ligado, tal que o momento angular e o quadrado da massa das partículas interagentes estão diretamente relacionados por uma trajetória de Regge [29]. Em geral, encontra-se que a trajetória, $\alpha(t)$, pode ser considerada linear no espaço dos valores de spin-massa. A linearidade das trajetórias pode ser qualitativamente entendida em termos de QCD se os mésons são considerados um par de quarks sem massa conectados por glúons. Então a trajetória no canal t pode ser escrita como (veja Fig. 2.1) [33]

$$\alpha(t) = \alpha(0) + \alpha' t, \tag{2.1}$$

onde $\alpha(0)$ é denominado o coeficiente linear da trajetória (intercept) e α' é o seu correspondente coeficiente angular, a inclinação (slope). Como um exemplo, a trajetória para a qual o méson ρ é o mais baixo estado ligado é mostrada na Fig. (2.1). Os mésons que obedecem essa trajetória são chamados de Reggeons, sendo alguns deles os mésons ρ , f_2 , ω_3 , entre outros.

Amplitudes no canal t podem ser calculadas por decomposição em ondas parciais de diferentes

momentos angulares,

$$\mathcal{A}(s, t) \simeq \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \mathcal{A}_l(t) P_l(\cos \theta), \quad (2.2)$$

onde $\mathcal{A}_l(t)$ é a amplitude para a l -ésima onda parcial e $P_l(\cos \theta)$ é a polinomial de Legendre para momento angular l . A amplitude para descrever o canal s , onde $\cos \theta > 1$, da Eq. (2.2), pode ser considerada como uma soma sobre pólos, para cada onda parcial. Quando expressa em termos das trajetórias de Regge contribuindo ao espalhamento, o pólo na i -ésima onda parcial pode ser escrito como

$$\mathcal{A}_l(t) \simeq \frac{\beta(t)}{l - \alpha(t)}, \quad (2.3)$$

onde $\alpha(t)$ denota a trajetória trocada; a função resíduo, $\beta(t)$, descreve o acoplamento do pólo às partículas externas. No limite assintótico, onde $s \rightarrow \infty$ e $t/s \rightarrow 0$, a dependência dominante em s da contribuição à amplitude pela trajetória $\alpha(t)$, é dada por

$$\mathcal{A}(s, t) \sim \beta(t) \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha(t)}, \quad (2.4)$$

onde s_0 define a escala de energia onde s deve ser grande, tipicamente considerada da ordem de 1 GeV². Para um processo que é dominado pela troca de uma única trajetória, a seção de choque diferencial pode ser expressa como,

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim \frac{1}{s^2} |\mathcal{A}(s, t)|^2 = g(t) \left(\frac{s}{s_0} \right)^{2\alpha(t)-2}. \quad (2.5)$$

Apesar de ser um modelo essencialmente fenomenológico, sem nenhuma base teórica em QCD, a teoria de Regge é capaz de fornecer previsões precisas para as dependências em s e t para um amplo intervalo de interações hadrônicas em momento transferido pequeno e em muitas ordens de magnitude em s [33]. Considerando, por exemplo, a reação de troca de carga, $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$, e seu processo equivalente cruzado no canal t , $\pi^- \pi^0 \rightarrow \bar{p} n$, a trajetória dominante apropriada a estas amplitudes é a do méson ρ , que é mostrada no gráfico na Fig. (2.1). A trajetória linear construída através das ressonâncias no canal t extrapola bem os pontos de troca $t < 0$ em pequeno t , medida diretamente no processo do canal s . A seção de choque para $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ é bem descrita pela forma da Eq. (2.5) com $\alpha(t) = \alpha_\rho(t)$.

Usando a parametrização para pequeno t , apresentada na Eq. (2.1), a seção de choque no canal s , Eq. (2.5), pode ser expressa como [33],

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim g'(t) \left(\frac{s}{s_0} \right)^{2\alpha(0)-2} \left(\frac{s}{s_0} \right)^{2\alpha' t}. \quad (2.6)$$

Se a dependência em t dos acoplamentos do propagador da partícula de troca é pequena, então em grande s esta dependência deve ser dominada pelo fator final da expressão acima. Como t tem sinal negativo, α' deve ser positivo; $d\sigma/dt$ decresce rapidamente em grande s a partir de um máximo em $t = 0$. A teoria de Regge prediz, portanto, que quando a energia de centro de massa aumenta, o pico frontal ($t \rightarrow 0$) torna-se mais agudo, ou seja, sua largura encolhe. Uma interpretação física deste fato é que quando s cresce, mais e mais ondas parciais de momento angular maior contribuem ao processo de espalhamento. As polinomiais de Legendre que descrevem cada onda parcial têm variações mais rápidas com $\cos \theta$ quando o momento angular

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt} \sim \frac{1}{s^2} \left| \sum_X \left(\begin{array}{c} A \\ \swarrow \\ \text{---} \\ \searrow \\ B \end{array} \right) \right|^2 \sim \frac{1}{s^2} \left| \begin{array}{c} A \\ \swarrow \\ \text{---} \\ \searrow \\ B \end{array} \right|^2 \sim s^{2\alpha(t)-2}$$

Fig. 2.2: A representação diagramática geral para uma seção de choque elástica em termos de uma trajetória de Regge dominante (Pomeron), $\alpha(t)$, e sua interpretação física como uma soma no canal- t sobre estados intermediários, X .

crece e torna mais forte a dependência em t . O pico frontal deve tornar-se mais pronunciado quando a energia de centro de massa aumenta.

O encolhimento (*shrinkage*) nas seções de choque hadrônicas é um fenômeno bem observado experimentalmente [30]. A rápida variação da seção de choque em t com s fixo é bem descrita em pequeno t por uma parametrização experimental. A Eq. (2.6) pode ser expressa como,

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim g'(t) \left(\frac{s}{s_0} \right)^{2\alpha-2} e^{2\alpha' \ln\left(\frac{s}{s_0}\right)t}, \quad (2.7)$$

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim \left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{t=0} e^{B_{el}(s)t}. \quad (2.8)$$

onde B_{el} ($\sim 5 - 10$) é denominado parâmetro de declividade [33],

$$B_{el}(s) = b_0 + 2\alpha' \ln\left(\frac{s}{s_0}\right), \quad (2.9)$$

e descreve um encolhimento logarítmico do pico frontal. A Eq. (2.5) fornece a predição de Regge para as dependências em s e t de uma seção de choque hadrônica geral, em termos da trajetória dominante que contribui para a troca. Uma aplicação é o caso da seção de choque elástica, $AB \rightarrow AB$, o qual é um importante tópico para entendermos os espalhamentos difrativos.

2.1.2 O espalhamento difrativo

A Fig. (2.2) mostra a representação diagramática da trajetória dominante requerida para um processo elástico, em termos de uma soma coerente sobre os possíveis estados intermediários, X .

As seções de choque total e elástica estão relacionadas através do teorema óptico,

$$\sigma_{tot}^{AB} \sim \frac{1}{s} \text{Im}(\mathcal{A}_{el}^{AB})_{t=0} \sim s^{\alpha(0)-1}, \quad (2.10)$$

onde a última igualdade segue da Eq. (2.4), e do fato que a amplitude elástica é quase imaginária pura. Uma demonstração diagramática do teorema óptico pode ser visualizada na Fig. (2.3). A seção de choque total pode ser representada como a soma incoerente (ao quadrado) sobre um conjunto completo de estados finais, a qual está relacionada a amplitude elástica. A linha tracejada no diagrama, seguindo a segunda igualdade da Fig. (2.3), ilustra onde a amplitude elástica, procedendo através de um dado estado intermediário, X , deve ser cortada, no sentido de obter a amplitude original do primeiro diagrama. A igualdade final segue da mesma definição de trajetória como usada na Fig. (2.2).

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{1}{2s} \sum_{\mathbf{X}} \left| \begin{array}{c} \text{Diagram 1} \\ \text{Diagram 2} \end{array} \right|^2 = \frac{1}{2s} \sum_{\mathbf{X}} \begin{array}{c} \text{Diagram 3} \\ \text{Diagram 4} \end{array} \sim \frac{1}{s} \begin{array}{c} \text{Diagram 5} \\ \alpha(0) \end{array}$$

Fig. 2.3: A representação diagramática do teorema óptico. A dependência em s da seção de choque total está relacionada à amplitude elástica em $t = 0$.

Experimentalmente, surge uma característica clara, na qual as seções de choque total e elástica para colisões hádron-hádron apresentam um lento crescimento com \sqrt{s} em grande energia de centro de massa [30]. No formalismo de Regge, das Eqs. (2.5) e (2.10), isto requer que a trajetória dominante mediando o espalhamento elástico em altas energias tenha um coeficiente linear (intercepto) dado por,

$$\alpha(0) \sim 1 + \varepsilon, \quad (2.11)$$

com ε sendo pequeno e positivo. Entretanto, todas as trajetórias de mésons têm $\alpha(0) \leq 0.5$. Esta aparente contradição é resolvida pela introdução de uma trajetória do vácuo ou Pomeron, $\alpha_{\mathcal{P}}(t)$, para descrever seções de choque total e elástica em altas energias. Esta trajetória deve portar os números quânticos do vácuo, intermediando o espalhamento elástico e devendo ser acoplada da mesma maneira às partículas e antipartículas. Se o teorema de Pomeranchuk [29, 33] é satisfeito por todos os hádrons, A e B ,

$$\sigma(AB) \xrightarrow{s \rightarrow \infty} \sigma(\bar{A}B). \quad (2.12)$$

A parte $t < 0$ da trajetória do Pomeron é bem determinada em medidas de interações pp e $p\bar{p}$ e é geralmente considerada como tendo uma forma linear [33], similar a

$$\alpha_{\mathcal{P}}(t) = 1.085 + 0.25t. \quad (2.13)$$

Esta trajetória, chamada de trajetória do Pomeron em homenagem justamente a Pomeranchuk, difere de todas as outras trajetórias mesônicas, não apenas por seu coeficiente linear maior que a unidade, mas também porque as trajetórias de mésons têm coeficientes angulares universais $\alpha' \sim 1$. As interações descritas pela troca da trajetória de Pomeron são denominadas difrativas.

Se as seções de choque elásticas são descritas pela troca da trajetória Pomeron, então a seção de choque para o processo, $AB \rightarrow AB$, pode ser escrita através da Eq. (2.5) e correspondendo ao diagrama final da Fig. (2.2) como,

$$\frac{d\sigma_{\text{el}}^{AB}}{dt} = \frac{\beta_{A\mathcal{P}}^2(t)\beta_{B\mathcal{P}}^2(t)}{16\pi} s^{2\alpha_{\mathcal{P}}-2}, \quad (2.14)$$

onde $\beta_{i\mathcal{P}}$ é o valor do acoplamento do Pomeron às partículas externas, i . A Eq. (2.14) é válida no limite de Regge, onde $s \rightarrow \infty$ e $t/s \rightarrow 0$.

Na região de energia de centro de massa grande, a troca difrativa domina ambas seções de choque elástica e total. A seção de choque total, Eq. (2.10), é dada como no diagrama final da Fig. (2.3),

$$\sigma_{\text{tot}}^{AB} = \beta_{A\mathcal{P}}(0)\beta_{B\mathcal{P}}(0)s^{\alpha_{\mathcal{P}}-1}. \quad (2.15)$$

Apesar de que a introdução da trajetória do Pomeron seja uma ferramenta efetiva na descrição fenomenológica das seções de choque em grande energia de centro de massa, não foi verificada nenhuma ressonância associada ao Pomeron (ou seja, portando os números quânticos do vácuo).

2.1.3 A fenomenologia das seções de choque totais

A interpretação do espalhamento difrativo como sendo devido à troca de estados físicos no canal t implica o Pomeron ser considerado como uma entidade distinta, ou quase-hádron. A parte da amplitude expressando o propagador deve então fatorizar e o Pomeron deve ser considerado como um objeto universal a todas as formas de espalhamento hadrônico.

Donnachie e Landshoff [34] ajustaram a dependência em energia de centro de massa da seção de choque total para o espalhamento pp e $p\bar{p}$ de $\sqrt{s} \sim 5$ GeV a $\sqrt{s} \sim 2000$ GeV, usando uma simples soma de duas amplitudes de Regge: o Pomeron e a troca de um reggeon degenerado, introduzido na Fig.(2.1). O ajuste usado é

$$\sigma_{tot}(s) = A_{\mathbb{P}}s^{\alpha_{\mathbb{P}}(0)-1} + A_{\mathbb{R}}s^{\alpha_{\mathbb{R}}(0)-1}, \quad (2.16)$$

com as normalizações $A_{\mathbb{P}}$ e $A_{\mathbb{R}}$, e os coeficientes lineares das trajetórias $\alpha_{\mathbb{P}}$ e $\alpha_{\mathbb{R}}$ considerados como parâmetros livres. O teorema de Pomeranchuk é satisfeito mantendo $A_{\mathbb{P}}$ fixo nos casos pp e $p\bar{p}$. O resultado do ajuste é mostrado na Fig. (2.4), com os coeficientes lineares das trajetórias sendo

$$\alpha_{\mathbb{P}}(0) = 1.08, \quad (2.17)$$

$$\alpha_{\mathbb{R}}(0) = 0.55. \quad (2.18)$$

O crescimento da seção de choque total quando a trajetória do Pomeron domina, comporta-se aproximadamente como $s^{0.08}$. Assintoticamente, a unitariedade, na forma do limite de Froissart [35, 36], define que a seção de choque total não pode crescer mais rápido que $\sim \ln^2 s$. Geralmente, assume-se que o intercepto efetivo, $\alpha_{\mathbb{P}}(0)$, decresce muito lentamente com a energia devido a múltiplas trocas de Pomerons, tal que o limite de Froissart seja em última análise satisfeito.

Associando os valores acima para os interceptos, o ajuste é feito para dados em reações π^-p , π^+p e γp , com apenas as normalizações para Pomeron e o reggeon sendo parâmetros livres [34] (mostrados na Fig. (2.4)). Dos resultados para as amplitudes e interceptos extraídos através do ajuste, as seguintes conclusões podem ser obtidas:

- Todas as seções de choque hadrônicas podem ser descritas via o teorema óptico, sobre um grande intervalo em energia, com um modelo de Pomeron/reggeon universais. O reggeon tem o maior acoplamento com os hádrons e conseqüentemente domina em baixas energias de centro de massa. Entretanto, a contribuição reggeônica decresce aproximadamente como $s^{-1/2}$, tal que em grande energia de centro de massa, o termo pomerônico ($\sim s^{0.08}$) domina e a seção de choque inicia a crescer lentamente com s ;
- De acordo com o teorema de Pomeranchuk, em altas energias, os acoplamentos aos conjugados de carga são iguais, tal que $\sigma(pp) \xrightarrow{s \rightarrow \infty} \sigma(p\bar{p})$ e $\sigma(\pi^+p) \xrightarrow{s \rightarrow \infty} \sigma(\pi^-p)$;
- A razão das intensidades de troca de Pomeron entre πp e pp é aproximadamente 2:3, que é um exemplo da regra aditiva de quarks e indica que o acoplamento do Pomeron aos hádrons é proporcional ao número de quarks de valência. Evidências posteriores para o fato que o acoplamento do Pomeron depende no número de quarks tipo valência foram encontradas na análise de estados finais exclusivos produzidos difrativamente em colisões pp no ISR [33];

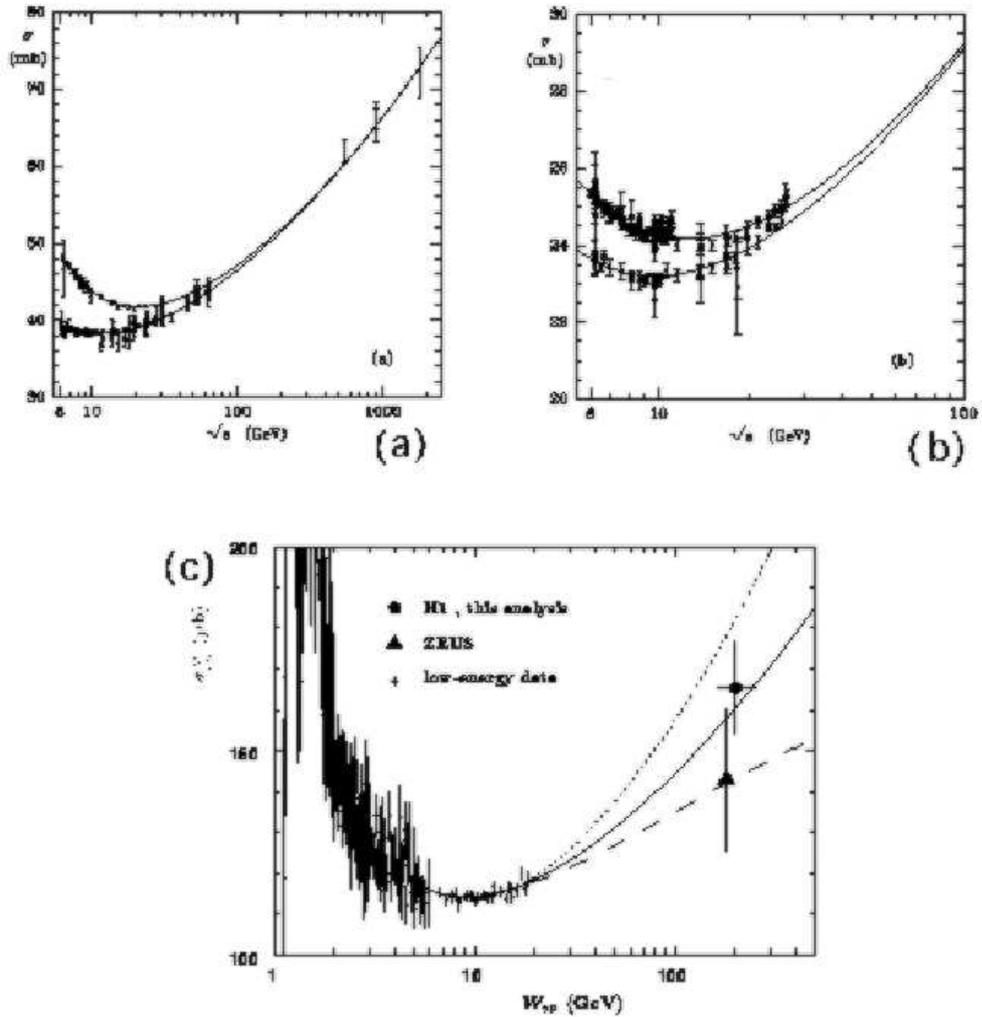


Fig. 2.4: Ajuste de Donnachie-Landshoff [34] à dependência em energia de centro de massa para: (a) espalhamento pp e $p\bar{p}$; (b) espalhamento π^+p e π^-p ; (c) espalhamento γp . Os dados são H1 (pontos) e Zeus (triângulos), sendo os demais obtidos em baixas energias.

- A seção de choque total γp é $\sim 1/200$ vezes a de πp , como predito pela dominância de mésons vetoriais (VDM) [37].

Com os dados de H1 e ZEUS em HERA (ver Fig. (2.4)) para seção de choque de fotoprodução, os modelos inspirados em Regge, como os de Donnachie-Landshoff e ALLM, são geralmente adequados para descrever as colisões γp [32]. A teoria de Regge oferece previsões, em termos das trajetórias, para a dinâmica da dissociação difrativa e dos processos inclusivos em geral. As reações inclusivas em altas energias da forma $AB \rightarrow CX$ devem escalar de uma forma análoga ao escalamento de Bjorken em um espalhamento profundamente inelástico, tal que as seções de choque devem ser funções dos momentos longitudinais e transversais da partícula, C , mas não da energia de centro de massa. Uma versão do teorema óptico para tais processos inclusivos foi proposto por Mueller [38], formalizando esta definição relacionando as reações inclusivas $AB \rightarrow CX$ ao processo teoricamente mais simples do espalhamento elástico de três corpos, $ABC \rightarrow ABC$.

Considerando que a amplitude $\mathcal{A}_{AB \rightarrow CX}$ retém sua forma analítica na troca da partícula

$$\begin{aligned}
 E_c \frac{d\sigma}{dp_c} &= \frac{1}{2s} \sum_X \left| \begin{array}{c} \text{A} \quad \text{C} \\ \text{B} \quad \text{X} \end{array} \right|^2 \\
 &= \frac{1}{2s} \sum_X \begin{array}{c} \text{A} \quad \text{C} \\ \text{B} \quad \text{X} \end{array} \begin{array}{c} \text{C} \quad \text{C} \\ \text{X} \end{array} \begin{array}{c} \text{A} \\ \text{B} \end{array} \\
 &= \frac{1}{2s} \sum_X \begin{array}{c} \text{A} \quad \bar{\text{C}} \\ \text{B} \end{array} \begin{array}{c} \bar{\text{C}} \\ \text{X} \end{array} \begin{array}{c} \bar{\text{C}} \\ \text{A} \\ \text{B} \end{array} \\
 &= \frac{1}{s} \text{Disc}_{M^2} \begin{array}{c} \bar{\text{C}} \\ \text{A} \\ \text{B} \end{array} \begin{array}{c} \bar{\text{C}} \\ \text{A} \\ \text{B} \end{array}
 \end{aligned}$$

Fig. 2.5: Representação do teorema óptico de Mueller [38], relacionando a seção de choque inclusiva para o processo $AB \rightarrow CX$ à amplitude elástica de três corpos, $ABC \rightarrow ABC$, passando através de um estado intermediário de massa M .

emitida, C , por uma partícula \bar{C} incidente com quadrimomento reverso, a região física de $AB \rightarrow CX$ pode ser descrita em termos da região não-física da seção de choque hipotética de três corpos $ABC \rightarrow X$.

$$\mathcal{A}_{AB \rightarrow CX}(p_C, X) = \mathcal{A}_{ABC \rightarrow X}(-p_C, X). \quad (2.19)$$

A versão de Mueller do teorema óptico relaciona então a seção de choque para $ABC \rightarrow X$ à amplitude elástica de três corpos de maneira similar à Eq. (2.10),

$$\sigma_{tot}(ABC \rightarrow X) \sim \frac{1}{s} \text{Im} \left(\mathcal{A}_{ABC \rightarrow ABC} \right)_{t=0}, \quad (2.20)$$

ou formalmente,

$$\frac{d^2\sigma_{AB \rightarrow CX}}{dM^2 dt} \simeq \frac{\pi}{s^2} \text{Disc}_{M^2} \left(\mathcal{A}_{ABC \rightarrow ABC} \right), \quad (2.21)$$

onde M é a massa do estado final inclusivo X , $M^2 = (A + B + \bar{C})^2$.

O termo Disc_{M^2} é a descontinuidade ao longo do corte em M^2 da amplitude elástica, conectando o estado intermediário através do qual a reação elástica procede, tendo massa M . O teorema óptico de Mueller é ilustrado na Fig. (2.5). Agora, vamos resumir os conceitos apresentados até o momento, enfocando o caso particular do espalhamento profundamente inelástico difrativo no formalismo de Regge.

2.2 Espalhamento profundamente inelástico difrativo no formalismo de Regge

Como vimos, o modelo de Regge permite descrever todos os tipos de dados de espalhamento hadrônico suave em altas energias: medidas de seções de choque total, elástica e diferencial

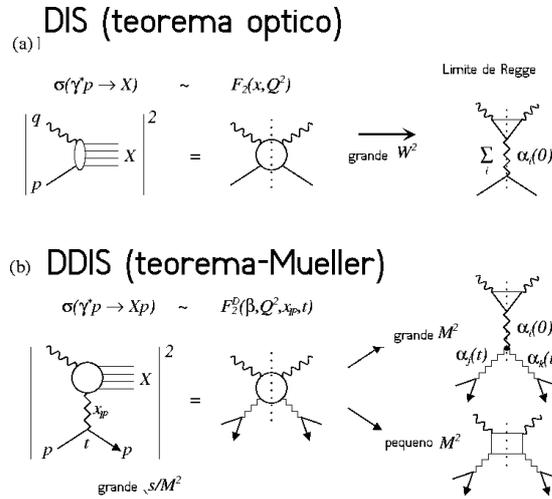


Fig. 2.6: As seções de choque DIS e DDIS expressas simbolicamente como funções de estrutura através do teorema óptico e sua generalização. Os limites de Regge são mostrados nos diagramas à direita (onde o fóton acopla-se por meio de uma configuração de quark). Uma soma sobre trocas de Regge permitidas aparece no diagrama (b), onde $\beta = Q^2 / (M^2 + Q^2)$.

[30], com exceção da seção de choque total para difração simples que discutiremos adiante. Neste modelo, o comportamento em altas energias da amplitude de espalhamento hadrônica em pequenos ângulos tem a seguinte forma:

$$\mathcal{A}(s, t) \sim \sum_R \beta(t) s^{\alpha_R(t)}, \quad (2.22)$$

A variável s é a energia de centro de massa e $-t$ é o quadrado do quadrimomento transferido.

Para aplicarmos esta abordagem aos DIS inclusivo e, mais especificamente à sua componente difrativa, fazemos uso novamente do teorema óptico, em conjunto com sua generalização por Mueller [38], simbolicamente mostrados na Fig. (2.6). O teorema óptico expressa as seções de choque totais em termos das partes imaginárias das amplitudes de espalhamento elásticas frontais de 2-corpos (ou 3-corpos), ou para ser mais preciso, às descontinuidades das amplitudes através dos cortes ao longo dos eixos W^2 (ou M^2), os quais são indicados pelas linhas pontilhadas na Fig. (2.6a) (ou (2.6b)). Os últimos diagramas mostram os vários limites de Regge para as funções de estrutura, onde o acoplamento ao fóton é dada por meio da linha de quark. No DIS, isto fornece para a região de pequeno x ,

$$F_2 \sim \sum_i \beta_i (W^2)^{\alpha_i(0)-1} \sim \sum_i \beta_i x^{1-\alpha_i(0)}, \quad (2.23)$$

No modelo de pártons, as contribuições de quarks de valência e mar a F_2 estão associadas com a troca de mésons e ao Pomeron, respectivamente. Para pequeno x ,

$$xq_V \sim x^{1-\alpha_R(0)} \sim x^{0.5}, \quad (2.24)$$

$$xq_S \sim x^{1-\alpha_P(0)} \sim x^{-0.08}, \quad (2.25)$$

Para um espalhamento profundamente inelástico difrativo (DDIS), $\gamma^*p \rightarrow Xp$, aplicamos a generalização de Mueller para o teorema óptico [38]. Para este caso difrativo, i.e. quando s/M^2 é grande, o teorema é mostrado graficamente pelos dois primeiros diagramas da Fig. (2.6b). A seção de choque é dada pela descontinuidade através do corte em M^2 da amplitude elástica (de três corpos) $\gamma^*p\bar{p}$, onde uma soma sobre os reggeons trocados é aplicada. A predição de Regge depende se M^2 é grande ou pequeno. Para pequeno M^2 , o diagrama de caixa de quarks fornece a principal contribuição ao espalhamento fóton-Pomeron.

Para $W^2 \gg M^2$ e $Q^2 \gg t$, DDIS é descrito pelos diagramas de triplo Regge (Fig. (2.6b)). Há duas contribuições: os diagramas de triplo-Pomeron $IP IP IP$ e o diagrama Pomeron-Pomeron-reggeon $IP IP IR$ (Fig. (2.6b)). A seção de choque DDIS então pode ser escrita como [38]

$$W^2 \frac{d\sigma_{\gamma^*p}^D}{dM^2 dt} = A_{IP}(t)(W^2)^{2\alpha_{IP}(t)-1}(M^2 + Q^2)^{\alpha_{IP}(0)-2\alpha_{IP}(t)} + A_{IR}(t)(W^2)^{2\alpha_{IP}(t)-1}(M^2 + Q^2)^{\alpha_{IR}(0)-2\alpha_{IP}(t)}, \quad (2.26)$$

onde as funções $A_{IP, IR}$ incorporam todos os acoplamentos.

No caso particular de grande M^2 , o triplo-Pomeron domina e a seção de choque torna-se

$$W^2 \frac{d\sigma_{\gamma^*p}^D}{dM^2 dt} = \frac{1}{16\pi^2} |g_{IP}(t)|^2 \left(\frac{W^2}{M^2 + Q^2} \right)^{2\alpha_{IP}(t)-1} g_{3IP}(t) g_{IP}(0) (M^2 + Q^2)^{\alpha_{IP}(0)-1}, \quad (2.27)$$

onde assume-se, por simplicidade, que o Pomeron acopla-se da mesma maneira ao próton e ao fóton virtual; g_{3IP} é o acoplamento de triplo-Pomeron. O espectro de massa da contribuição de triplo-Pomeron é dado por

$$\frac{d\sigma_{\gamma^*p}^D}{dM^2 dt} \sim \frac{1}{(Q^2 + M^2)^{\alpha_{IP}(0)}} \sim \frac{1}{(M^2)^{\alpha_{IP}(0)}}. \quad (2.28)$$

Como t é limitado e o acoplamento de triplo-Pomeron não depende fortemente de t , a aproximação $g_{3IP} \simeq g_{3IP}(0)$ é válida e, introduzindo a variável $x_{IP} = (M^2 + Q^2)/(W^2 + Q^2) \simeq M^2/W^2$ (lembrando que estamos considerando a região de grande M), a Eq. (2.27) pode ser reescrita como

$$\frac{d\sigma_{\gamma^*p}^D}{dx_{IP} dt} = f_{IP}(x_{IP}, t) \sigma_{\gamma^*IP}(M^2), \quad (2.29)$$

onde denomina-se fator de fluxo do Pomeron a função definida como

$$f_{IP}(x_{IP}, t) = \frac{1}{16\pi^2} |g_{IP}(t)|^2 x_{IP}^{1-2\alpha_{IP}(t)}, \quad (2.30)$$

e a seção de choque total do espalhamento γ^*IP é dada por

$$\sigma_{\gamma^*IP}(M^2) = g_{3IP}(0) g_{IP}(0) (M^2)^{\alpha_{IP}(0)-1}. \quad (2.31)$$

Uma vez que o Pomeron não é uma partícula real, a separação do fluxo e a seção de choque fóton-Pomeron é arbitrária, e a normalização do fluxo de Pomeron é então ambígua. Assumindo uma trajetória do Pomeron linear, $\alpha_{IP} = \alpha_{IP}(0) + \alpha'_{IP} t$, e comportamento exponencial para a dependência em t do acoplamento Pomeron, $g_{IP}(t) = g_{IP}(0) e^{b_0 t/2}$, podemos escrever o fluxo de Pomerons no próton como

$$f_{IP}(x_{IP}, t) = \frac{1}{16\pi^2} |g_{IP}(0)|^2 x_{IP}^{1-2\alpha_{IP}(0)} \exp \left[\left(b_0 + 2\alpha'_{IP} \ln \frac{1}{x_{IP}} \right) t \right]. \quad (2.32)$$

O coeficiente angular da distribuição em t na Eq. (2.32) e na Eq. (2.29) aumenta com $\ln(1/x_{\mathbb{P}})$, i.e. com $\ln W^2$.

Usando a variável $\beta = Q^2/(M^2 + Q^2) \simeq Q^2/M^2$ (para grande M^2), a Eq. (2.29) torna-se

$$\frac{d\sigma_{\gamma^* \mathbb{P}}^D}{dx_{\mathbb{P}} dt} = f_{\mathbb{P}}(x_{\mathbb{P}}, t) \sigma_{\gamma^* \mathbb{P}}(\beta, Q^2), \quad (2.33)$$

onde a seção de choque $\gamma^* \mathbb{P}$ assume a forma

$$\sigma_{\gamma^* \mathbb{P}}(\beta, Q^2) = A_{\mathbb{P}}(Q^2) \beta^{1-\alpha_{\mathbb{P}}(0)}, \quad (2.34)$$

válida em pequeno β . Notamos que a dependência em Q^2 , que foi incluída em $A_{\mathbb{P}}(Q^2)$, é em última análise irrelevante no contexto da teoria de Regge. Nesta teoria, a virtualidade do fóton é um parâmetro fixo (uma massa) e não se pode prever como a seção de choque depende em Q^2 . O que a teoria de Regge prediz é o comportamento em β de $\sigma_{\gamma^* \mathbb{P}}$ para Q^2 fixo.

Uma característica interessante da Eq. (2.33) é a fatorização entre a dependência em $x_{\mathbb{P}}$ daquela em β , denominada fatorização de Regge. Esta é uma predição importante da teoria de Regge. O comportamento em $x_{\mathbb{P}}$, i.e. em W^2 , é completamente determinado pelo fator de fluxo. Usando $\alpha_{\mathbb{P}}(0) = 1 + \varepsilon$, a seção de choque difrativa comporta-se como

$$\left. \frac{d\sigma_{\gamma^* \mathbb{P}}^D}{dx_{\mathbb{P}} dt} \right|_{t=0} \sim \frac{1}{x_{\mathbb{P}}^{1+2\varepsilon}}. \quad (2.35)$$

Em termos da função de estrutura difrativa $F_2^{D(3)}$ [32],

$$F_2^{D(3)} = f_{\mathbb{P}}(x_{\mathbb{P}}, t) F_2^{\mathbb{P}}(\beta, Q^2), \quad (2.36)$$

onde a correspondente função de estrutura do Pomeron pode ser definida como [32]

$$F_2^{\mathbb{P}}(\beta, Q^2) = \frac{Q^2}{4\pi\alpha_{\text{em}}} \sigma_{\gamma^* \mathbb{P}}(\beta, Q^2). \quad (2.37)$$

A predição da teoria de Regge para a dependência em β para $F_2^{\mathbb{P}}$ é que em pequeno β , onde a contribuição de triplo-Pomeron é dominante, esta deveria se comportar como

$$F_2^{\mathbb{P}}(\beta, Q^2) \sim \beta^{1-\alpha_{\mathbb{P}}(0)}. \quad (2.38)$$

Sendo a massa invariante do sistema X não excessivamente grande, i.e. β não é muito pequeno, então neste caso o diagrama $\mathbb{P} \mathbb{P} \mathbb{R}$ representado na Fig. (2.6b) pode tornar-se importante. De acordo com Eq. (2.26), este produz um espectro de massa (com $\alpha_{\mathbb{R}} = 1/2$),

$$\left. \frac{d\sigma_{\gamma^* \mathbb{P}}^D}{dx_{\mathbb{P}} dt} \right|_{t=0} \sim \left(\frac{1}{M^2 + Q^2} \right)^{\frac{3}{2}}. \quad (2.39)$$

A fórmula de fatorização, Eq. (2.33), ainda é válida, mas sendo que neste caso a seção de choque $\gamma^* \mathbb{P}$ tem duas contribuições:

$$\sigma_{\gamma^* \mathbb{P}}(\beta, Q^2) = A_{\mathbb{P}}(Q^2) \beta^{1-\alpha_{\mathbb{P}}(0)} + A_{\mathbb{R}}(Q^2) \beta^{1-\alpha_{\mathbb{R}}(0)}. \quad (2.40)$$

Voltando à função de estrutura difrativa $F_2^{D(3)}$, a Eq. (2.36) é integrada sobre t , e na forma fatorizada é dada por

$$F_2^{D(3)}(x_{\mathbb{P}}, \beta, Q^2) = \tilde{f}_{\mathbb{P}}(x_{\mathbb{P}}) F_2^{\mathbb{P}}(\beta, Q^2), \quad (2.41)$$

onde $\tilde{f}_{\mathbb{P}}$ é o fluxo de Pomeron integrado sobre t ,

$$\tilde{f}_{\mathbb{P}}(x_{\mathbb{P}}) = \int_0^\infty d|t| f_{\mathbb{P}}(x_{\mathbb{P}}, t). \quad (2.42)$$

Usando Eq. (2.32), o fluxo pode ser escrito como [32],

$$\tilde{f}_{\mathbb{P}}(x_{\mathbb{P}}) \sim \frac{1}{b_0 + 2\alpha'_{\mathbb{P}} \ln \frac{1}{x_{\mathbb{P}}}} x_{\mathbb{P}}^{1-2\alpha_{\mathbb{P}}(0)}. \quad (2.43)$$

Em medidas práticas, a integração em t na Eq. (2.42) tem um intervalo limitado devido às limitações dos experimentos [32].

Em geral, introduz-se uma estrutura partônica para F_2^D , apesar das possíveis inconsistências conceituais de pensar o Pomeron como sendo uma partícula constituída por quarks e glúons. Em ordem dominante, a função de estrutura do Pomeron é escrita como uma superposição de distribuições de quarks e antiquarks no Pomeron,

$$F_2^{\mathbb{P}}(\beta, Q^2) = \sum_{q, \bar{q}} e_q^2 \beta q^{\mathbb{P}}(\beta, Q^2). \quad (2.44)$$

A variável β é interpretada como a fração de momento do Pomeron portada por seus constituintes partônicos e $q^{\mathbb{P}}(\beta, Q^2)$ é a probabilidade de encontrar dentro do Pomeron um quark q com fração de momento β . Devemos enfatizar que esta interpretação só tem sentido apenas se pudermos especificar sem ambiguidade a probabilidade de encontrar um Pomeron no próton (fluxo do Pomeron) e assumirmos que o Pomeron seja uma partícula com estrutura. Como tal não se pode afirmar, a representação acima pode apenas ser tomada como uma abordagem puramente fenomenológica.

O fator de fluxo $f_{\mathbb{P}/p}(x_{\mathbb{P}}, t)$ tem sido parametrizado em vários modelos fatorizáveis. Além desses modelos, a normalização, os múltiplos espalhamentos de Pomerons e as funções de estrutura são alguns aspectos relevantes a serem considerados para a descrição dos processos difrativos.

Donnachie e Landshoff [39], usando teoria de Regge e um fator de forma elástico para o próton, propuseram que

$$f_{\mathbb{P}/p}(x_{\mathbb{P}}, t) = \left(\frac{31.5}{4\pi^2}\right) \left(\frac{4m_p^2 - 2.8t}{4m_p^2 - t}\right) \left(\frac{1}{x_{\mathbb{P}}}\right)^{2\alpha_{\mathbb{P}}(t)-1}, \quad (2.45)$$

onde a trajetória do Pomeron é

$$\alpha_{\mathbb{P}}(t) = \alpha_{\mathbb{P}}(0) + \alpha'_{\mathbb{P}} t = 1 + \epsilon + 0.25t. \quad (2.46)$$

O parâmetro $\epsilon = 0.085$ fornece o coeficiente linear do Pomeron determinado através dos ajustes aos dados em $p\bar{p}$. Ingelman e Schlein [40] obtiveram o fator de fluxo usando ajustes aos dados de CERN SPS $p\bar{p}$ em $\sqrt{s} = 540$ GeV para determinar a dependência em t e $x_{\mathbb{P}}$, e a teoria de Regge apenas para a normalização aos dados. A parametrização tem a seguinte forma,

$$f_{\mathbb{P}/p}(x_{\mathbb{P}}, t) = 3.4 \left(e^{5.6t} + 0.04e^{2t} \right) \frac{1}{x_{\mathbb{P}}}. \quad (2.47)$$

Esse será o modelo considerado em nossos cálculos. Nossa proposta é introduzir neste modelo o fator de correção de múltiplos espalhamentos de Pomerons, que será explicado a seguir.

A grande discrepância entre os modelos de Regge e os dados do Tevatron para a seção de choque total de dissociação simples pode ser entendida devido a grandes correções de múltiplos

espalhamentos à troca de Pomeron, não levadas em consideração nos modelos de Regge. Por exemplo, para o caso de produção dos bósons W^\pm em energias de Tevatron ($\sqrt{s} = 1.96$ TeV), a razão difrativa obtida apenas com o modelo IS é de aproximadamente 7%, estando muito acima do que verificado experimentalmente, que é uma razão de $0.89 \pm 0.25\%$ [2, 41]. Tais efeitos foram estudados na Ref. [42], usando o modelo eikonal, onde as correções são normalizadas aos dados de alta energia do Tevatron, mas ainda subestimando os dados do acelerador Intersecting Storage Rings (ISR), no CERN. A discordância com os dados é devido à normalização dos efeitos a partir dos dados de mais alta energia e da desconsideração da contribuição reggeônica.

Em relação à função de estrutura, a representação partônica mais simples do Pomeron é aquela em que sua estrutura de valência consiste de uma combinação singlete de cor como um par quark-antiquark, ou um par de glúons [43, 44]; os mecanismos de produção de pares QCD subsequentemente produzem uma mistura de quarks e glúons em baixo β . O grande momento transferido, Q^2 , fornece uma escala dura para a interação Pomeron-fóton. Assim uma interpretação em QCD perturbativa da função $F_2^{IP}(\beta, Q^2)$, a função de estrutura do Pomeron, pode ser aplicável. Em analogia com o próton, pode-se escrever a função de estrutura do Pomeron em termos de funções de densidade de pártons, $f_i(\beta, Q^2)$, como

$$F_2^{IP}(\beta, Q^2) = \beta \sum_i e_i^2 f_i(\beta, Q^2). \quad (2.48)$$

A analogia pode ser extrapolada e usada para determinar se o Pomeron considerado com constituintes partônicos obedece à regra de soma de momento:

$$\sum_i \int_0^1 \beta f_i(\beta) d\beta = 1, \quad (2.49)$$

onde β é a fração de momento do Pomeron portata pelos pártons constituintes.

2.3 Conclusão

Neste capítulo foi feita uma revisão sobre a Física Difrativa para o processo DIS difrativo (DDIS) considerando o formalismo de Regge e tratando a fenomenologia das seções de choque totais. Após essa revisão sobre os principais modelos de Regge aplicados ao espalhamento profundamente inelástico difrativo, iremos estudar os processos de difração para colisões hadrônicas. É importante ressaltar que outros modelos como os encontrados nas referências [45, 46, 47] também podem ser aplicados para descrever processos difrativos. Porém, o tratamento de cada modelo é diferente, e não convém suas explicações para o objetivo desta Tese, mas fica o ressalvo para que futuras análises com tais modelos possam ser feitas para estimar qual deles descreve os dados.

No próximo capítulo, estudaremos os processos de dissociação hadrônica difrativa (modelo IS), além de sintetizar as características da probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez, dando destaque para os modelos utilizados nesse trabalho. Enfatizamos os aspectos a serem empregados nos Caps. 4, 5, 6 e 7, discutindo o modelo de Ingelman-Schlein, bem como a função de estrutura do Pomeron e as correções de múltiplos espalhamentos de Pomerons, através da probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez, a qual será empregada no cálculo das seções de choque difrativas e também das respectivas taxas de produção difrativas para quarkonia, quarks pesados e bóson de Higgs.

Capítulo 3

Processos difrativos em colisões hadrônicas

Este capítulo apresenta uma revisão sobre a difração dura (escala típica maior que 1 GeV), onde discutiremos o modelo de Ingelman-Schlein, e apresentaremos a função de estrutura do Pomeron, além de uma síntese sobre a probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez. Destacamos dois modelos que serão empregados nos resultados apresentados (Modelo GLM e Modelo KKMR), onde iremos comparar os resultados da aplicação destes modelos ao modelo de Ingelman-Schlein. Esta revisão serve como base para o estudo da produção de quarkonia (J/ψ e Υ), de quarks pesados ($c\bar{c}$ e $b\bar{b}$) e de Higgs no LHC, cujos resultados serão apresentados nos capítulos 4, 5, 6 e 7 respectivamente.

3.1 Difração em colisões hadrônicas

O estudo das interações hádron-hádron com grande momento transferido é atualmente um dos temas centrais no desenvolvimento da física de partículas. Na ausência de alguma escala dura, a QCD perturbativa não é aplicável e os modelos fenomenológicos ainda fornecem as melhores descrições disponíveis. Uma descrição consistente dos dados de interações fortes envolvendo pequeno momentum transferido é oferecida pela teoria de Regge [28, 29], onde os processos de espalhamento são supostos ocorrerem em termos da troca de mésons virtuais. A interpretação no formalismo de Regge do espalhamento difrativo em altas energias não tem sido satisfatória, pois nenhum dos mésons conhecidos pode ser usado para descrever a seção de choque observada. A introdução de uma partícula de troca com os números quânticos do vácuo (ou seja, sem cor, sem carga, ...), conhecida como Pomeron, para descrever as seções de choque total, elástica e inelástica na região de pequenas massas, tem se mostrado muito satisfatória [2, 30, 41]. A observação em produção difrativa de jatos com alto momentum transversal $p_T > 1$ GeV [31] corroborou uma interpretação do Pomeron como constituído por pártons, apesar das distribuições correspondentes não terem sido determinadas com precisão.

Partindo do ponto onde a difração é caracterizada pela troca de um estado singlete no canal- t dentro de processos hadrônicos, temos que alguns processos difrativos podem ocorrer. Os principais são mostrados na Fig. 3.1. Nela, estão os diagramas (coluna da esquerda) para os seguintes processos: espalhamento elástico (primeira fila); difração simples (segunda fila); difração dupla (terceira fila); Troca Dupla de Pomerons (quarta fila) e Troca de Múltiplos Pomerons (quinta fila). Na coluna central, encontramos uma representação esquemática destes processos, e na coluna direita estão os chamados "lego-plots" em 2D, os quais mostram como os processos ocorrem em termos da variável pseudo-rapidez (η), a qual é dada por $\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}$, onde θ é o ângulo de espalhamento das partículas geradas no processo de interação.

Em um processo elástico, os hádrons que estão colidindo apenas alteram seus momentos,

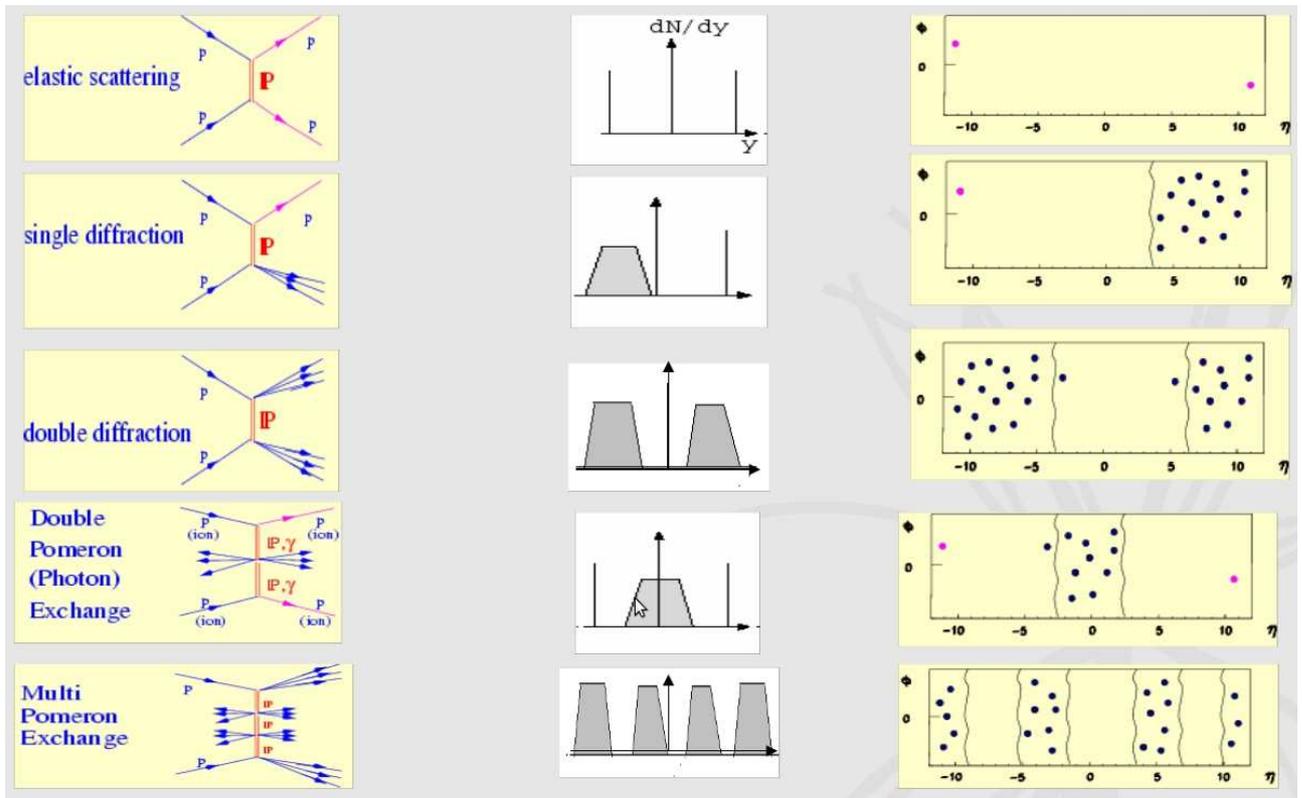


Fig. 3.1: Diagramas para processos difrativos (esquerda), representação destes processos do ponto de vista experimental (centro) e plots para cada processo em função da variável pseudo-rapidez.

permanecendo intactos no final da interação. Para o caso de difração simples, um Pomeron é trocado entre os hádrons, sendo emitido por um deles e, durante a interação, quebrando o hádron pelo qual ele não foi emitido, gerando assim um determinado estado X , enquanto o hádron que emitiu o Pomeron permanece intacto, alterando apenas seu momento. Na difração dupla, dois Pomerons são emitidos, e estes Pomerons quebram os hádrons, gerando dois diferentes estados X . A situação é similar para o caso da Troca Dupla de Pomerons, onde a diferença está no fato que os Pomerons interagem gerando um estado X , enquanto os hádrons apenas trocam momenta. Por fim, o espalhamento de múltiplos Pomerons quebra tanto os hádrons como os Pomerons interagentes, gerando uma quantidade grande de partículas remanescentes.

Para descrever esses tipos de processos, as tentativas anteriores baseavam-se em fenomenologia de Regge, onde o Pomeron é considerado como o pólo de Regge dominante com uma trajetória independente do processo bem definida e única [33]. A trajetória do Pomeron, além das trajetórias secundárias, permite ajustar todo tipo de dados hadrônicos [34], formando a estrutura básica da fenomenologia de Regge. De acordo com as análises prévias, sugere-se que a difração pode ser descrita em termos de diagramas de triplo Regge, sem a mudança das trajetórias ou acoplamento de hádrons. Os únicos parâmetros livres foram os acoplamentos dos Reggeons entre eles mesmos. Entretanto, resultados de Tevatron [48, 49] indicaram que esta representação simples não se mantém em energias muito altas. A extrapolação da seção de choque medida no acelerador CERN Sp \bar{p} S ao intervalo de energia do Tevatron superestima os dados.

Até o início dos anos 80, a difração hadrônica era conhecida apenas em regime suave (baixas energias). Então, a pergunta intrigante que se colocou foi: pode haver difração acompanhando também interações duras?

Em 1985, o modelo de Ingelman-Schlein [40] propôs a possibilidade de haver difração em regime duro. Nesse caso, há uma etapa que antecede a interação partônica, na qual um dos hádrons emite um Pomeron, e é o Pomeron que irá interagir com o outro hádron, através de seus constituintes. Esse é o caso de difração simples da segunda linha da Fig. (3.1). Assim, o modelo consiste em descrever a interação difrativa dura em duas etapas distintas: (1) emissão de um Pomeron pelo hádron; (2) interação dos pártons desse Pomeron com os pártons do outro hádron.

3.2 Modelo de Ingelman-Schlein

Como estudaremos as interações difrativas duras, uma apresentação em detalhes da teoria de pólos de Regge aplicada às interações suaves (aquelas nas quais não há indícios de atividade partônica), está além do objetivo dessa tese. Assim, iremos considerar o modelo de Ingelman-Schlein apresentado na seção anterior para descrever os processos de difração dura, sendo a base fenomenológica deste trabalho. Este modelo trata a difração dura como uma reação mediada pela troca de um Pomeron, que deriva da teoria de Regge. Apresentamos, então, uma breve introdução a essa fenomenologia, realçando o papel do Pomeron como agente mediador das interações difrativas.

Um exemplo simples para a aplicação do Modelo de Ingelman-Schlein é o caso do espalhamento profundamente inelástico difrativo, mostrado na Fig. 3.2. Nela, temos que um Pomeron (P) é emitido pelo próton com fração de momento x_P e então, pártons constituintes desse Pomeron, com fração de momento β , interagem com o fóton formando estados hadrônicos com massas M_X e M_y . Duas características se sobressaem nesse evento: a presença de uma lacuna na rapidez e o elétron apenas modificando seu momento. Além disso, não temos troca de cor no processo, nem troca de carga, o que caracteriza o Pomeron como sendo uma partícula virtual carregando os números quânticos do vácuo.

Se para o processo de espalhamento profundamente inelástico citado no capítulo 1, a descrição era feita em apenas três variáveis (x , Q^2 e W), no processo difrativo temos as mesmas três variáveis adicionadas de duas novas componentes pertencentes ao Pomeron, as quais foram citadas anteriormente, e que são x_P e β , e cujas definições são dadas por

$$x_P = \frac{(P - P') \cdot q}{P \cdot q} = \frac{M^2 + Q^2 - t}{W^2 + Q^2 - m_N^2} \approx \frac{M^2 + Q^2}{W^2 + Q^2} = 1 - x_F = \frac{M_X^2}{s} \quad (3.1)$$

$$\beta = \frac{Q^2}{2q \cdot (P - P')} = \frac{Q^2}{M^2 + Q^2 - t} \approx \frac{Q^2}{M^2 + Q^2} = \frac{x}{x_P} \quad (3.2)$$

onde x_F é a variável de Feynmann, definida como $x_F = \frac{|p'_z|}{p_z}$, M^2 é a massa invariante do sistema X e m_N é a massa do nucleon. Sob esta ótica, o Pomeron comporta-se como uma partícula, interagindo fortemente e por isso mesmo dotada de função de estrutura, hipótese não contemplada nos processos suaves. Assim a função de estrutura do Pomeron é denotada por $f_P(\beta, Q^2)$.

Desta forma, em analogia com o espalhamento profundamente inelástico, podemos escrever a seção de choque em termos das funções $F_1^{D(4)}$ e $F_2^{D(4)}$, onde o número 4 está relacionado à dependência de variáveis dessas funções, que no caso são dependentes em x , Q^2 , x_P e t . Introduzindo as funções de estrutura transversais e longitudinais, as quais são definidas como $F_L^{D(4)} = F_2^{D(4)} - 2xF_1^{D(4)}$ e $F_T^{D(4)} = 2xF_1^{D(4)}$, podemos então escrever a seção de choque para o

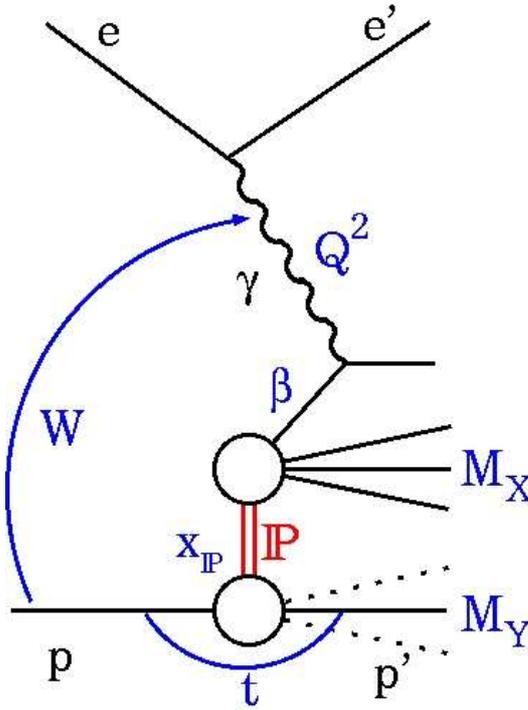


Fig. 3.2: Representação esquemática do modelo de Ingelman-Schlein em um processo de espalhamento elétron-próton profundamente inelástico difrativo. (ver texto)

caso de um espalhamento elétron-próton em termos de $F_T^{(D4)}$ e $F_L^{(D4)}$. Assim,

$$\frac{d\sigma_{\gamma^*p}^D}{dx dQ^2 dx_P dt} = \frac{4\pi\alpha_{em}^2}{xQ^4} \left\{ 1 - y + \frac{y^2}{2[1 + R^{D(4)}(x, Q^2, x_P, t)]} \right\} F_2^{D(4)}(x, Q^2, x_P, t), \quad (3.3)$$

onde $R^{D(4)} = \frac{F_L^{D(4)}}{F_T^{D(4)}}$ é a razão longitudinal-transversa.

Após o modelo de Ingelman-Schlein ter sido proposto, a probabilidade de emissão do Pomeron no vértice hadrônico foi associada a uma função do tipo $g(x_P, t)$, denominada fator de fluxo. Então, a seção de choque para produção difrativa dura num processo pp é dada por

$$\frac{d^2\sigma_{jj}}{dt dM_X^2} = \frac{d^2\sigma_{sd}}{dt dM_X^2} \frac{\sigma_{pP \rightarrow jj}}{\sigma_{pP \rightarrow X}} \quad (3.4)$$

A parte dura, descrita pela QCD está contida em $\sigma_{pP \rightarrow jj}$, enquanto que a parte suave, que é a remanescente na Eq. (3.4), será identificada como o fator de fluxo de pomerons.

O modelo porém deixou alguns pontos cruciais em aberto, principalmente o que devemos usar para a função de estrutura e o fator de fluxo do Pomeron.

Embora as ideias que constituem o modelo fossem bastante simples e ainda faltassem respostas para algumas questões, ele foi extremamente relevante (e tem sido até os dias de hoje) no desenvolvimento da difração dura. Isso porque esse modelo ousou propor a descrição de um fenômeno antes mesmo de haver qualquer evidência experimental de que ele pudesse ocorrer. E tornou-se ainda mais importante três anos depois, quando a colaboração UA8 [50] divulgou a descoberta experimental dos primeiros jatos produzidos difrativamente em processos $p\bar{p}$, no *CERN SPS-collider*.

Porém, a interpretação partônica do Pomeron cometia ao mesmo tempo um acerto, já que confirmava a existência de difração dura, e um erro, pois a previsão quantitativa estava errada.

Na verdade, UA8 detectou cerca de sete vezes menos dijetos em eventos difrativos do que havia sido previsto. Vale notar, porém, que em 1985, as informações que se tinha a respeito da função de estrutura e do fator de fluxo do Pomeron eram bastante escassas, de modo que a escolha dos autores foi: (a) para o fator de fluxo, um ajuste aos dados [50]; (b) para a função de estrutura do Pomeron, duas hipóteses foram consideradas, sendo em ambas o Pomeron constituído apenas por glúons. Em um caso, apenas dois glúons dividindo igual fração de momento, $xG(x) = 6x(1-x)$ e em outro caso um Pomeron composto de muitos glúons, $xG(x) = 6(1-x)^5$.

Então, como poderia ser corrigido o modelo de Ingelman-Schlein de forma a descrever corretamente os dados na região de grande momentum transferido? Um aspecto relevante é que este modelo não considera o espalhamento múltiplo do Pomeron, que ocorre principalmente quando estamos trabalhando na região de grandes energias ($\sqrt{s} > 1$ TeV). A aplicação dessas correções a ideia original de Ingelman e Schlein poderá ajudar na descrição teórica dos dados, e é esta proposta principal desse trabalho.

3.3 Correções de múltiplos espalhamentos de Pomerons

A investigação de processos difrativos em altas energias fornece importante informação sobre a estrutura dos hádrons e seus mecanismos de interação. Os processos difrativos duros, tais como a produção difrativa de W e de jatos, permite o estudo do balanço da dinâmica de curta e longas distâncias dentro da QCD. A existência de uma escala dura dá a normalização do termo correspondente ao diagrama de Born do processo, ou seja, aquele para o processo de dissociação difrativa simples (troca de apenas um Pomeron). Estes processos são caracterizados pela existência de uma grande lacuna na rapidez, representado pela troca do Pomeron.

No cálculo de Regge no canal t , efeitos de unitarização são descritos pelos diagramas da troca de múltiplos-Pomerons. Tais diagramas levam a uma forte violação tanto da fatorização de Regge e de fatorização dura, as quais são válidas apenas para os diagramas de Born. Há algum tempo, estudos teóricos têm revelado que esta fatorização não se mantém necessariamente para os processos de produção difrativa. A supressão da seção de choque de Born para a troca de um único Pomeron devido às contribuições de múltiplos Pomerons depende, em geral, do processo QCD duro particular. Nas energias do Tevatron, $\sqrt{s} = 1.96$ TeV, a supressão está no intervalo entre 0.05–0.2 [42, 51, 52, 53]. O cálculo deste efeito dá um entendimento quantitativo [51] da supressão observada experimentalmente da seção de choque da produção simples de jatos no Tevatron [54] quando comparados às predições baseadas nos resultados de DESY-HERA[55]. A comparação faz uso das distribuições partônicas do Pomeron determinadas dos dados de HERA. Estas densidades partônicas têm alguma incerteza (especialmente para o conteúdo gluônico do Pomeron).

Atualmente, os processos difrativos estão atraindo muita atenção como uma maneira de estender os programas de pesquisa nos colidores de prótons, incluindo novos estudos de física além do modelo padrão. Portanto, o tratamento correto dos efeitos de unitarização (screening) é crucial para a robustez das predições teóricas das seções de choque para estes processos. Este tratamento pode ser feito através da probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez.

3.3.1 A probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez

O estudo da probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez ¹ é atualmente um objeto de intenso interesse teórico e experimental. Sua importância está no fato de que análises sistemáticas

¹ Em inglês, Gap Survival Probability - GSP

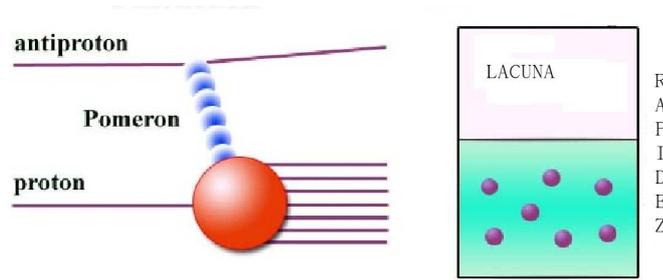


Fig. 3.3: Gráfico para o processo $p\bar{p}$ de difração simples (esquerda), onde um Pomeron é emitido pelo antipróton, interagindo com o próton, e a lacuna de rapidez vista no experimento (direita).

da lacuna de rapidez abrem a possibilidade de extrair nova física dos processos de difração dura [56]. Nas energias do Tevatron, aproximadamente 10 % de σ_{tot} são descritos por processos difrativos [54]. Uma determinação consistente do fator de sobrevivência $\langle |S|^2 \rangle$ permite reduzir a incerteza teórica na taxa de eventos de produção central de bósons (como Higgs, por exemplo) com lacunas de rapidez [42, 57]. $\langle |S|^2 \rangle$ relaciona a taxa do cálculo teórico de uma grande lacuna de rapidez f_{LAC} com as taxas medidas F_{LAC} , $f_{LAC} = \langle |S|^2 \rangle F_{LAC}$, onde

$$\langle |S|^2 \rangle = \langle |S_{rad}(\Delta y = |y_1 - y_2|)^2 \rangle < |S_{espec}(s)|^2 \rangle, \quad (3.5)$$

e $\langle |S_{rad}(\Delta y)|^2 \rangle$ pode ser calculado usando QCD perturbativa (associada com a radiação de freamento) e $\langle |S_{espec}(s)|^2 \rangle$ possui natureza não perturbativa (associada com os pártons espectadores).

Essas lacunas são definidas como regiões em rapidez com baixa multiplicidade de partículas produzidas. Um exemplo de lacuna de rapidez pode ser visto nas Fig. (3.3). A observação dessas lacunas pode servir como uma assinatura para a produção de sistemas singletos de cor através da fusão de bósons eletrofracos.

Os efeitos da troca de múltiplos Pomerons são, em geral, estimados através do chamado fator de probabilidade de sobrevivência da lacunas de rapidez. Este fator é importante porque as lacunas na rapidez podem ser preenchidas por partículas secundárias geradas por processos de reespalhamento. O efeito pode ser descrito em termos de correções de unitariedade ou absorção. O termo probabilidade de sobrevivência foi introduzido por Bjorken [16, 58], que estimou a probabilidade usando a definição

$$\langle |S|^2 \rangle = \frac{\int |\mathcal{A}(s, b)|^2 \exp[-\Omega(b)] d^2b}{\int |\mathcal{A}(s, b)|^2 d^2b}, \quad (3.6)$$

onde $\mathcal{A}(s, b)$ é a amplitude, no espaço de parâmetro de impacto b , do processo particular de interesse na energia de centro de massa \sqrt{s} . A quantidade Ω é a opacidade, ou densidade óptica, da interação dos hádrons incidentes, $i[1 - \exp(-\Omega/2)]$ é a amplitude de espalhamento elástica usual no espaço de parâmetro de impacto e onde $\Omega/2$ é frequentemente chamada de Eikonal. Mais precisamente, devemos usar o termo fator de supressão de um processo duro em QCD acompanhado por uma lacuna de rapidez, ao contrário de probabilidade de sobrevivência. Ele depende não apenas da probabilidade de sobrevivência do estado inicial, mas é sensível à distribuição espacial de pártons nos hádrons incidentes e, portanto, da dinâmica de toda a parte difrativa da matriz de espalhamento. É importante chamar a atenção que o fator S^2 não é universal, mas depende do subprocesso QCD duro e também das suas configurações cinemáticas.

Especificamente, o fator depende da natureza da troca singlete de cor que gera a lacuna e das distribuições partônicas dos pártons constituintes do próton no espaço de parâmetro de impacto.

Para estimar o fator $\langle |S|^2 \rangle$, deve-se fazer uso de modelos hadrônicos que incluam canais difrativos. Em geral, isto deve ser feito com extensões simples do modelo eikonal de um canal. Um modelo de dois canais difrativos é suficiente para descrever as características dominantes dos processos de espalhamento difrativos duros.

A generalização para dois canais difrativos da Eq. (3.6) leva a seguinte expressão,

$$\langle |S|^2 \rangle = \frac{\int |\mathcal{A}_{\text{val}}|^2 \exp[-\Omega_{\text{val}}(s, b)] + |\mathcal{A}_{\text{mar}}|^2 \exp[-\Omega_{\text{mar}}(s, b)] d^2b}{\int (|\mathcal{A}_{\text{val}}|^2 + |\mathcal{A}_{\text{mar}}|^2) d^2b}, \quad (3.7)$$

onde $\mathcal{A}_{\text{val(mar)}}$ são as amplitudes de probabilidade no espaço de parâmetro de impacto dos processos difrativos duros correspondentes aos quarks de valência e de mar (e glúons), respectivamente. As funções Ω_i podem ser parametrizadas como,

$$\Omega_i = K_i \frac{(g_{pp}^{\mathbb{P}})^2 (s/s_0)^\Delta}{4\pi B(s)} e^{-\frac{b^2}{4B(s)}}, \quad (3.8)$$

com $i = \text{val, mar}$, e onde a inclinação da amplitude do Pomeron é $B(s) = \frac{1}{2}B_0 + \alpha'(s/s_0)$, com $s_0 = 1 \text{ GeV}^2$. De maneira consistente com o modelo de dois canais difrativos, onde o parâmetro $\gamma(s, b)$ determina a razão das transições inelásticas pelas elásticas, tem-se que $K_{\text{mar, val}} = 1 \pm \gamma$ (com $\gamma = 0.4$). Os outros parâmetros são determinados pela descrição global das seções de choque total, diferencial elástica e de difração suave usando o modelo de dois canais difrativos.

Modelos mais sofisticados para o cálculo do fator de probabilidade de sobrevivência de lacunas usam mais canais difrativos. Por exemplo, o modelo de três canais inclui produção difrativa simples e dupla, bem como reespalhamento elástico [42]. O preço pago pela inclusão de mais um canal é a dificuldade analítica na determinação do fator $\langle |S|^2 \rangle$, tratável apenas numericamente. Entretanto, a observação mais interessante é que os fatores de supressão são dependentes dos valores das frações de momento x_i , carregadas pelos pártons nos hádrons incidentes, tendo implicações diretas sobre os processos difrativos em geral. A seguir, apresentamos o formalismo empregado para os modelos de probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez utilizados neste trabalho

3.3.2 Modelo KMR - Khoze, Martin, Ryskin

O modelo KMR [56] calcula a probabilidade de sobrevivência $\langle |S|^2 \rangle$ considerando que a inclinação $2b$ do Pomeron não é fixa [59]. Utilizando três diferentes valores para $2b$ das seções de choque difrativas inclusivas, os autores consideram: (i) $2b = 4 \text{ GeV}^{-2}$, de acordo com a parametrização do vértice Pomeron-próton; (ii) $2b = 5.5 \text{ GeV}^{-2}$, que corresponde a inclinação do fator de forma eletromagnético do próton, e (iii) $2b = B/2$, que é a inclinação elástica para a energia correspondente. Neste caso, os autores constroem um modelo para o Pomeron que tenta enfatizar os efeitos mais importantes do Pomeron, os quais são: (i) unitariedade do canal- s e uma pequena massa M_X de um estado intermediário por meio da aproximação de uma eikonal de dois canais (usando uma efetiva pequena massa de excitação do próton N^*), (ii) alta massa M_X para as dissociações simples e dupla, (iii) singularidade mais próxima do canal- t , que é o enlace (loop) de dois píons.

Em interações fortes suaves de altas energias lida-se com duas diferentes escalas hadrônicas. Uma é dada pela massa do pión e controla a periferia do próton - a então chamada nuvem de píons - referindo-se ao (iii). Devido à natureza pseudo-Goldstone do pión, esta escala (m_π) é

pequena [56]. Por alguma razão, a troca de píons não é a parte mais importante da amplitude de interação. Para pequenas distâncias, a interação é controlada por uma escala representativa das massas de outros hádrons de aproximadamente 1 GeV. Anselm e Gribov [59] argumentaram que o Pomeron é construído por componentes de escala grandes e pequenas, que podem ser descritas por um simples polo com trajetória $\alpha_{\mathcal{P}}(t) = \alpha(0) + \alpha' t$. A outra componente, inserções de laços de píons, geradas pela unitariedade do canal- t , pode ser tratada como uma correção. Elas são necessárias para descrever a região de grande b_t . Seguindo Anselm e Gribov [59], encontra-se que as correções do enlace de píons modificam a trajetória do Pomeron, gerando uma forma não linear

$$\alpha_{\mathcal{P}}(t) = \alpha(0) + \alpha'(t) - \frac{\beta_{\pi}^2 m_{\pi}^2}{32\pi^3} h\left(\frac{4m_{\pi}^2}{|t|}\right), \quad (3.9)$$

onde

$$h(\tau) = \frac{4}{\tau} F_{\pi}^2(t) [2\tau - (1 + \tau)^{3/2} \ln\left(\frac{\sqrt{1 + \tau} + 1}{\sqrt{1 + \tau} - 1}\right) + \ln\frac{m^2}{m_{\pi}^2}], \quad (3.10)$$

com $\tau = 4m_{\pi}^2/|t|$ e $m = 1$ GeV. O coeficiente β_{π}^2 especifica a seção de choque total $\pi\pi$, e o fator de forma do vértice pión-Pomeron é dada por $F_{\pi}(t)$. O coeficiente $\beta_{\pi}^2 m_{\pi}^2/32\pi^3$ na Eq. (3.9) é pequeno, devido a pequena escala de m_{π} e a dependência de $h(\tau)$ é não linear. Isto gera um importante efeito na inclinação $B(t)$, dado por

$$B(t) = \frac{d(\ln d\sigma_{el}/dt)}{dt} \quad (3.11)$$

\sqrt{s} [GeV]	$\langle S ^2 \rangle_{DGM1}$	$\langle S ^2 \rangle_{DGM2}$	$\langle S ^2 \rangle_{BH}$	$\langle S ^2 \rangle_{GLM1}$	$\langle S ^2 \rangle_{KMR}$
63	45.4±8.4	50.9±9.3	37.5±0.9	-	-
546	34.2±8.1	39.4±8.9	26.8±0.5	-	26.0
630	33.4±8.1	38.6±8.9	26.0±0.5	-	-
1800	27.6±7.8	32.6±8.8	20.8±0.3	32.6	21.0
14000	18.2±7.0	22.8±8.3	12.6±0.06	-	15.0
16000	17.7±6.9	22.6±8.2	-	22.1	-

Tab. 3.1: Probabilidade de sobrevivência $\langle |S|^2 \rangle$ (em %) para colisões pp em diferentes modelos da literatura.

A expressão (3.10) é renormalizada [59], sendo que

$$h(\tau) = h_{\pi}(\tau) - h_{\pi}(0) \quad (3.12)$$

onde $h_{\pi}(\tau)$ denota a contribuição completa do loop de píons. O valor de $h_{\pi}(0)$ é determinado pela região de t que é controlada pela escala m . Isto leva a uma diminuição de cerca de 0.1 no intercepto do pólo, $\alpha(0)$, dependendo da inclinação exata do fator de forma do pión. Por isto, os autores consideram diferentes valores para $2b$, afim de tentar encontrar qual o valor mais apropriado.

Mostramos então alguns valores de $\langle |S|^2 \rangle$ para estes modelos e também para outros existentes na literatura (tabela 3.2). Os valores são dados para diferentes energias dos aceleradores

[53, 56]. Os valores considerados serão explicados para cada processo estudado neste trabalho, mostrados nos capítulos seguintes. O modelo KKMR é uma evolução do modelo KMR[51], calculando $\langle |S|^2 \rangle$ para colisões $p\bar{p}$ (pp) e englobando a inserção de laços de píons na trajetória do Pomeron, uma eikonal em dois canais que incorpora cortes no Pomeron gerados pela unitariedade elástica, e a dissociação difrativa de estados de grande massa, dando uma boa descrição dos dados para as seções de choque diferencial elástica e total para Tevatron. O pólo efetivo do Pomeron é dado por $\alpha_P^{eff}(t) = 1,08 + 0,25t$. Consideramos o modelo KKMR pelo fato de que, já que este modelo prevê o menor valor de $\langle |S|^2$ em comparação aos demais, ele deve ser o mais adequado para o que é previsto na literatura em colisões difrativas no LHC, onde espera-se que este valor seja muito pequeno.

3.3.3 Modelo GLM - Gotsman, Levin, Maor

O modelo GLM (Gotsman, Levin, Maor) é um modelo eikonal originalmente concebido para explicar a dependência em energia para seções de choque difrativas macias. Este modelo utiliza a observação da unitarização no canal-s. Uma amplitude de troca similar ao do modelo de Donnachie-Landshoff é empregada na forma $\alpha_P(0) = 1 + \Delta > 0$, o que torna o modelo simples de ser tratado, já que a aproximação eikonal com uma Gaussiana central corresponde a um declive exponencial de $\frac{d\sigma_{el}}{dt}$, o qual pode ser calculado analiticamente.

A eikonal de Donnachie-Landshoff é uma expressão dependente do parâmetro de impacto b , ou seja, $\Omega(s, b)$ é dada por

$$\Omega(s, b) = \nu(s)\Gamma^S(s, b), \quad (3.13)$$

onde

$$\begin{aligned} \nu(s) &= \sigma(s_0) \left(\frac{s}{s_0} \right)^\Delta, \\ R^2(s) &= 4R_0^2 + 4\alpha'_P \ln \left(\frac{s}{s_0} \right), \end{aligned} \quad (3.14)$$

e com a função perfil macio dada por

$$\Gamma^S(s, b) = \frac{1}{\pi R^2(s)} e^{-\frac{b^2}{R^2(s)}}, \quad (3.15)$$

além de considerar a normalização $\int d^2b \Gamma^S(s, b) = 1$.

Este modelo eikonal simplifica o cálculo do fator de probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez associado com re-espalhamentos macios de pártons espectadores. Definindo [42]

$$a_H(s) = \frac{R^2(s)}{R^{H^2}(s)} > 1, \quad (3.16)$$

onde R^{H^2} corresponde ao raio da parte dura, que é constante, temos que $a_H(s)$ irá crescer logaritmicamente com s . Assim, $\langle |S|^2 \rangle$ pode ser calculado analiticamente através da escolha de um determinado perfil Gaussiano, ou seja,

$$\langle |S|^2 \rangle = \frac{a_H(s)\gamma[a_H(s), \nu(s)]}{[\nu(s)]^{a_H(s)}}, \quad (3.17)$$

onde $\gamma(a, \nu)$ denota a função gama incompleta de Euler, $\gamma(a, x) = \int_0^x x^{a-1} e^{-x} dz$.

Este é o processo de cálculo para o modelo construído apenas em relação à um canal. No modelo de três canais, as seções de choque difrativas nos canais i e k são calculadas usando o teorema óptico para multi-partículas. Assim, temos as novas definições [42]

$$\Omega_{i,k}^{H^2} = \nu_{i,k}^H(s)^2 \Gamma_{i,k}^H(b), \quad (3.18)$$

onde

$$\nu_{i,k}^H = \sigma_{i,k}^{H^0} \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\Delta_H}. \quad (3.19)$$

Assim como para o caso de um único canal, assume-se que $\Gamma_{i,k}^H(b)$ é uma Gaussiana na forma

$$\Gamma_{i,k}^H(b) = \frac{2}{\pi R_{i,k}^2} e^{-\frac{2b^2}{R_{i,k}^2}}. \quad (3.20)$$

Estes são os dois modelos que iremos aplicar nos capítulos seguintes. Para completarmos nossas ferramentas para o cálculo das seções de choque difrativas e as respectivas razões difrativas, necessitamos ainda conhecer sobre a função de estrutura do Pomeron e o fator de fluxo do Pomeron que será considerado.

3.4 Função de estrutura do Pomeron - parametrização experimental

Um importante aspecto a ser considerado é o que é utilizado para a função de estrutura do Pomeron e o fator de fluxo. Neste trabalho, utilizamos a função de estrutura do Pomeron proposta pela parametrização experimental H1 [60]. Os autores determinam as funções de distribuição partônicas e suas incertezas a partir de uma análise em próxima ordem dominante (next-to-leading order) da equação DGLAP, com a seção de choque dependendo de Q^2 e β . Nos seus resultados, a distribuição de glúons carrega uma fração integrada de 70% do momento trocado no intervalo de Q^2 estudado. Para determinar as funções de estrutura difrativa (DPDFs), as seções de choque foram ajustadas para a região de $\beta \leq 0.8$. Outros cortes experimentais são $M_X > 2 \text{ GeV}$ e a região $Q^2 < 8.5 \text{ GeV}^2$ é excluída, pois enquanto a distribuição de quarks é praticamente constante em qualquer intervalo de Q^2 (com algumas incertezas), a distribuição de glúons para $z \leq 0.5$ aumenta sistematicamente com a variação de Q^2 no intervalo de 3.5 GeV^2 e 8.5 GeV^2 , mudando cerca de 40% no seu total. Acima de 8.5 GeV^2 não existe evidência de variação na densidade de glúons, e portanto, esta região foi descartada.

As DPDFs são modeladas em termos de uma distribuição singlete de quarks leves $\Sigma(z)$, consistindo de quarks e anti-quarks u , d , e s com $u = d = s = \bar{u} = \bar{d} = \bar{s}$, e a distribuição de glúons $g(z)$, onde z é a fração de momento longitudinal do párton entrando no subprocesso duro com relação à troca difrativa, com $z = \beta$ para processos de baixas ordens em modelos quark-pártion e $0 < \beta < z$ para processos de altas ordens. As distribuições singletos de quarks e glúons são parametrizadas para Q_0^2 usando uma aproximação similar aplicada as densidades partônicas do hádron [61, 62], com a forma geral

$$z f_i(z, Q_0^2) = A_i z^{B_i} (1-z)^{C_i} \quad (3.21)$$

onde $i = q, g$. Essas, são multiplicadas por um termo $e^{-\frac{0.01}{1-z}}$ para garantir que se anulem em $z = 1$, o qual é exigido para encontrar a solução das equações de evolução. Os parâmetros C_q e

Parâmetro[GeV]	Valor
$\alpha'_{\mathcal{P}}$	0.06(+0.19 – 0.08) GeV ⁻²
$B_{\mathcal{P}}$	5.5(+2.0 – 0.7) GeV ⁻²
$\alpha_{\mathcal{R}}(0)$	0.50 ± 0.10
$\alpha'_{\mathcal{R}}$	0.3(+0.8 – 0.3) GeV ⁻²
$B_{\mathcal{R}}$	1.6(–1.8 + 0.4) GeV ⁻²
m_c	1.4 ± 0.2 GeV-
m_b	4.5 ± 0.5 GeV
$\alpha_s^{(5)}(M_Z^2)$	0.118 ± 0.002

Tab. 3.2: Valores dos parâmetros fixos e incertezas, usados pelos ajustes de QCD para a função de estrutura do Pomeron proposta pela Colaboração H1 [60].

C_g podem ser negativos ou positivos, o que só irá alternar o termo do argumento na exponencial, não influenciando na qualidade do ajuste ou nas DPDFs extraídas no intervalo medido. Alguns valores destes parâmetros são mostrados na Tab. (3.2).

A dependência em $x_{\mathcal{P}}$ é parametrizada usando um fator de fluxo motivado pela teoria de Regge,

$$f_{\mathcal{P}/p}(x_{\mathcal{P}}, t) = A_{\mathcal{P}} \frac{e^{B_{\mathcal{P}}t}}{x_{\mathcal{P}}^{2\alpha_{\mathcal{P}}(t)-1}}, \quad (3.22)$$

onde a trajetória do Pomeron é assumida como sendo linear, $\alpha_{\mathcal{P}}(t) = \alpha_{\mathcal{P}}(0) + \alpha'_{\mathcal{P}}t$, e os parâmetros $B_{\mathcal{P}}$ e $\alpha'_{\mathcal{P}}$ e suas incertezas são obtidas dos ajustes para os dados de H1 FPS.

Seguindo a convenção de [63], o valor do parâmetro de normalização $A_{\mathcal{P}}$ é escolhido para que $x_{\mathcal{P}} \int_{t_{cut}}^{t_{min}} f_{\mathcal{P}/p} dt = 1$ e $x_{\mathcal{P}} = 0.003$, onde $|t_{min}| \approx m_p^2 x_p^2 / (1 - x_{\mathcal{P}})$ é o valor mínimo de $|t|$ acessível cinematicamente, m_p é a massa do próton e $|t_{cut}| = 1.0 \text{ GeV}^2$ é o limite da medida. Para obter uma boa descrição dos dados, o fator sub-dominante \mathcal{R} é incluído, o qual é a trajetória mais baixa do intercepto do Pomeron e contribui significativamente somente para pequeno β e grande $x_{\mathcal{P}}$. Como em [63], esta contribuição é considerada para fatorizar da mesma forma que o termo do Pomeron, e então

$$f_i^D(x, Q^2, x_{\mathcal{P}}, t) = f_{\mathcal{P}/p}(x_{\mathcal{P}}, t) f_i(\beta, Q^2) + n_{\mathcal{R}} f_{\mathcal{R}/p}(x_{\mathcal{P}}, t) f_i^{\mathcal{R}}(\beta, Q^2). \quad (3.23)$$

O fator de fluxo $f_{\mathcal{R}/p}$ é dado por (3.22), normalizado por meio do parâmetro $A_{\mathcal{R}}$ da mesma forma do Pomeron e com os parâmetros $\alpha_{\mathcal{R}}(0)$, $\alpha'_{\mathcal{R}}(0)$ e $B_{\mathcal{R}}$ fixos, obtidos a partir de medidas de H1. As densidades partônicas $f_i^{\mathcal{R}}$ da troca sub-dominantes são consideradas de uma parametrização derivada dos ajustes da função de estrutura do pión [64].

Os parâmetros livres do ajuste são A , B e C , os quais determinam a distribuição singleto de quarks e glúons (Eq. 3.21), junto com $\alpha_{\mathcal{P}}(0)$, o qual controla a dependência de $x_{\mathcal{P}}$ e $n_{\mathcal{R}}$, que controla a normalização da contribuição de troca sub-dominante. Esta função de estrutura é a que foi utilizada para os resultados que serão mostrados nos capítulos seguintes.

3.5 Conclusão

Neste capítulo foi feita uma revisão sobre os processos de dissociação hadrônica difrativa (modelo IS), além de sintetizar as características da probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez,

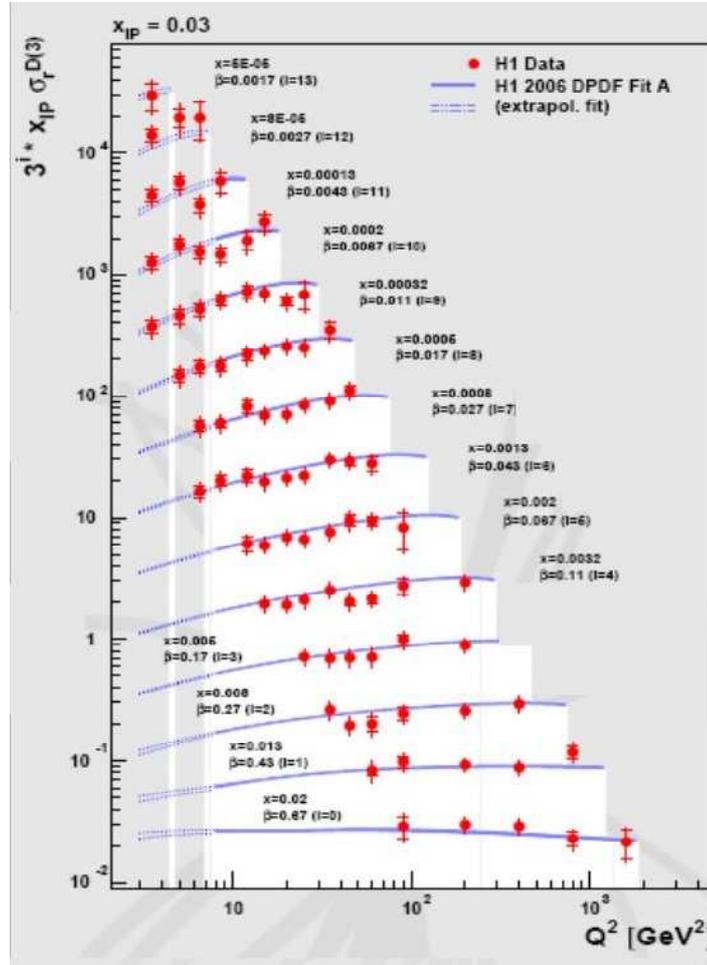


Fig. 3.4: Comparação da parametrização H1 com dados de Hera [60] para diferentes valores de x_P e β em função da virtualidade Q^2 .

dando destaque para os modelos utilizados nesse trabalho. Enfatizamos os aspectos a serem empregados nos Caps. 4, 5, 6 e 7, discutindo o modelo de Ingelman-Schlein, bem como a função de estrutura do Pomeron e as correções de múltiplos espalhamentos de Pomerons, através da probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez, a qual será empregada no cálculo das seções de choque difrativas e também das respectivas taxas de produção difrativas para quarkonia, quarks pesados e bóson de Higgs.

Nos próximos capítulos, empregaremos então o que aqui foi tratado, considerando o Modelo de Ingelman-Schlein para os processos difrativos tendo, como correção para a difração dura, a aplicação da probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez, além da parametrização para função de estrutura e fator de fluxo do Pomeron advinda da Colaboração H1. Assim, faremos estimativas para as seções de choque diferenciais, bem como as respectivas taxas de produção difrativa, para a produção das partículas citadas em colisões com energias de LHC.

Começaremos então com a produção difrativa de quarkonium + fóton, onde estimamos a produção de $J/\psi + \gamma$ e $\Upsilon + \gamma$ para colisões hadrônicas com energias de $\sqrt{14}$ TeV.

Capítulo 4

Hadroprodução de quarkonium em associação com fótons diretos

Neste capítulo apresentamos a teoria não-relativística da Cromodinâmica Quântica (NRQCD), a qual é a base para o estudo da produção dos quarkonia J/ψ e Υ em associação com fótons diretos. Com a aplicação do modelo de Ingelman-Schlein e os demais temas tratados no capítulo 2, mostraremos as previsões obtidas para as taxas de produção difrativa de $J/\psi + \gamma$ e $\Upsilon + \gamma$. Este é o primeiro trabalho na literatura a abordar a produção difrativa dos estados citados através do modelo de Ingelman-Schlein com correções de múltiplos espalhamentos de Pomerons, para energias do LHC, e foi publicado em [5].

4.1 Formalismo Não-Relativístico da Cromodinâmica Quântica

Começamos apresentando as seções de choque inclusiva e difrativa para a produção de um quarkonium + fóton em colisões hadrônicas (próton-próton). Um quarkonium é um méson sem sabor, constituído por um quark e seu próprio antiquark, usualmente referindo-se a charmonium (formados por quarks charm) e bottomonium (formados por quarks bottom). A descoberta do primeiro charmonium foi feita independentemente por dois grupos de pesquisa, um no Stanford Linear Accelerator Center (SLAC), sob a orientação de Burton Richter, e outro no Brookhaven National Laboratory, pelo grupo de Samuel Ting. Ambos anunciaram suas descobertas no dia 11 de novembro de 1974, implicando em mudanças na física de partículas, o que ficou conhecido como a Revolução de Novembro, dando para Richter e Ting o prêmio Nobel em Física de 1976 [65]. A partícula descoberta recebeu o nome de J/ψ , devido ao rastro produzido por seu decaimento, como visto na Fig. (4.1.a.)

Iremos tratar primeiramente do processo de hadroprodução do $J/\psi + \gamma$. Para isto, começamos com o caso inclusivo, onde consideramos o formalismo da fatorização da Cromodinâmica Quântica Não-Relativística (NRQCD), com o modelo de Ingelman-Schlein [40], apresentado no Capítulo anterior (Seção 2,3). No caso difrativo, os efeitos de absorção pelas correções de múltiplos espalhamentos de Pomerons serão empregadas através da probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez apresentada na Seção 2.4 ¹.

Os mésons J/ψ são produzidos com fração de momentum longitudinal pequena, com predomínio, em altas energias, da fusão de glúons sobre os processos de aniquilação de quarks $q\bar{q}$ ou fusão quark-glúon gq . Assim, o processo a ser estudado será (Fig. 4.1.b)

$$g + g \rightarrow J/\psi + \gamma + g. \quad (4.1)$$

¹ Ressaltando que o mesmo procedimento irá ser adotado para este e os capítulos seguintes

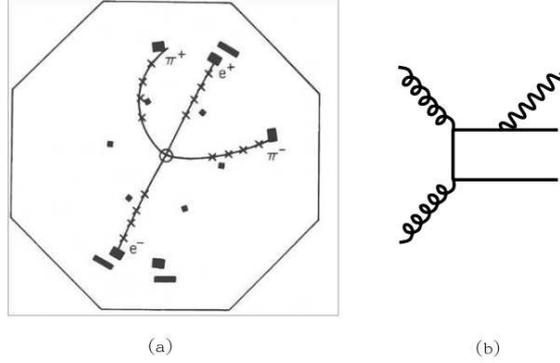


Fig. 4.1: (a) Decaimento primário da partícula J/ψ , o qual levou a sua descoberta. (b) Um dos possíveis diagramas do processo $g + g \rightarrow J/\psi + \gamma + g$.

O sinal correspondente é a produção de um J/ψ e um fóton (γ) isolado, produzidos em direções diferentes, com momentum transversal similar. Em ordem dominante (LO), a seção de choque é obtida pela convolução da seção de choque partônica, $d\hat{\sigma}/d\hat{t}$, com a função de distribuição de glúons no próton, $g_p(x, \mu_F)$, onde μ_F é a escala de fatorização [66]. No formalismo NRQCD, aspectos não-perturbativos da produção de quarkonium são descritos em termos de uma expansão em potências de v , a qual é a velocidade relativa do par $q\bar{q}$ no quarkonium.

Para obter a distribuição em termos do momentum transversal p_T do quarkonium no processo da Eq. (4.1), a seção de choque diferencial é expressa como

$$\frac{d^2\sigma_{\text{inc}}}{dydp_T} = \int dx_1 g_p(x_1, \mu_F^2) g_p(x_2, \mu_F^2) \frac{4x_1 x_2 p_T}{2x_1 - \bar{x}_T e^y} \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}, \quad (4.2)$$

onde $\bar{x}_T = 2m_T/\sqrt{s}$, \sqrt{s} sendo a energia de centro de massa do sistema pp , $m_T = \sqrt{p_T^2 + m_\psi^2}$ é a massa transversal do estado $J/\psi + \gamma$ e y sendo a rapidez do J/ψ com massa m_ψ . As variáveis x_1 e x_2 são as frações de momentum dos glúons, com $M^2/s \leq x_1 < 1$ (M é a massa invariante do sistema $J/\psi + \gamma$), e x_2 podendo ser escrita como

$$x_2 = \frac{x_1 \bar{x}_T e^{-y} - 2\tau}{2x_1 - \bar{x}_T e^y}, \quad \text{com } \tau = \frac{m_\psi^2}{s}. \quad (4.3)$$

A seção de choque para a produção de um estado quarkonium H pelo formalismo da NRQCD é escrita como $\sigma(H) = \sum_n c_n \langle 0 | O_n^H | 0 \rangle$, onde os coeficientes c_n são calculados em teoria perturbativa. $\langle 0 | O_n^H | 0 \rangle$ são os elementos de matriz dos operadores da NRQCD, escritos na forma

$$\langle 0 | O_n^H | 0 \rangle = \sum_X \sum_\lambda \langle 0 | \kappa_n^\dagger | H(\lambda) + X \rangle \langle H(\lambda) + X | \kappa_n | 0 \rangle, \quad (4.4)$$

com κ sendo um bilinear no campo dos quarks pesados que cria o par $q\bar{q}$ e define cor e momentum angular. Sendo a notação em que os elementos de matriz são dados por $\langle O_{(1,8)}^H(2S+1L_J) \rangle$, o momentum angular quântico em distâncias curtas é dado pela notação espectroscópica, e os subscriptos referem-se à configuração de cor do par $q\bar{q}$: 1 para o estado singlete e 8 para o octeto.

Portanto, a seção de choque diferencial partônica para a hadroprodução $J/\psi + \gamma$ é dada pela soma de estados singletos e octetos, na forma [67, 68]

$$\frac{d\sigma}{dt}(g + g \rightarrow J/\psi + \gamma) = \sigma_0 \left[\frac{10}{9} \left(\frac{s^2 s_1^2 + t^2 t_1^2 + u^2 u_1^2}{s_1^2 t_1^2 u_1^2} \right) \langle O_8^{J/\psi}(3S_1) \rangle \right]$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{16}{27} \left(\frac{s^2 s_1^2 + t^2 t_1^2 + u^2 u_1^2}{s_1^2 t_1^2 u_1^2} \right) \langle O_1^{J/\psi}(^3S_1) \rangle + \frac{3}{2} \frac{tu}{s s_1^2 m_c^2} \langle O_8^{J/\psi}(^3S_1) \rangle \\
 & + \left. \frac{3}{2} \frac{1}{s s_1^2 m_c^4} \left(2s(2m_c)^2 + 3tu - \frac{4tu(2m_c)^2}{s_1} \right) \langle O_8^{J/\psi}(^1P_0) \rangle \right], \quad (4.5)
 \end{aligned}$$

onde $\sigma_0 = \frac{\pi^2 e_c^2 \alpha_s^2 m_c}{s^2}$, com $m_c = 1.5$ GeV, $e_c = 2/3$ e $s_1 = \hat{s} - 4m_c^2$, $t_1 = \hat{t} - 4m_c^2$, e $u_1 = \hat{u} - 4m_c^2$, com \hat{s} , \hat{t} e \hat{u} sendo as variáveis de Mandelstam, escritas como

$$\hat{s} = x_1 x_2 s, \quad \hat{t} = m_\psi^2 - x_2 \sqrt{s} m_T e^y, \quad \hat{u} = m_\psi^2 - x_1 \sqrt{s} m_T e^{-y}.$$

Usamos a escala de acoplamento variável, $\alpha_s(\mu_R)$, com $\Lambda_{QCD} = 0,2$ GeV e $n_f = 4$. As escalas de renormalização e fatorização para o acoplamento forte e para o cálculo das PDFs são $\mu_F^2 = \mu_R^2 = (p_T^2 + m_\psi^2)/4$. Os valores numéricos para os elementos de matriz utilizados neste trabalho são, em unidades de GeV³, $\langle O_1^{J/\psi}(^3S_1) \rangle = 1.16$, $\langle O_8^{J/\psi}(^3S_1) \rangle = 1.19 \times 10^{-2}$, $\langle O_8^{J/\psi}(^1S_0) \rangle = \langle O_8^{J/\psi}(^1P_0) \rangle / m_c^2 = 0.01$ [69].

Na produção $\Upsilon + \gamma$, consideram-se as expressões (4.2-4.5), substituindo a massa do charm pela massa do bottom ($m_b = 4.7$ GeV), e a carga do charm pela carga do bottom ($e_b = -1/3$), bem como a massa de J/ψ pela massa de Υ ($m_\Upsilon = 9.4$ GeV) e os elementos de matriz correspondentes [70], $\langle O_1^\Upsilon(^3S_1) \rangle = 10.9$, $\langle O_8^\Upsilon(^3S_1) \rangle = 0.02$, $\langle O_8^\Upsilon(^1S_0) \rangle = 0.136$ e $\langle O_8^\Upsilon(^1P_0) \rangle = 0$.

Considerando agora a seção de choque difrativa, a partir do modelo de Ingelman-Schlein, temos que a produção de quarkonium será dada segundo as etapas citadas na Seção 2.3, tendo $J/\psi + \gamma$ (ou $\Upsilon + \gamma$) produzido no estado final. A seção de choque diferencial pode ser expressa como

$$\frac{d^2 \sigma_{SD}}{dy dp_T} = \int_{x_P^{min}}^{x_P^{max}} dx_P \int_{\frac{M^2}{sx_P}}^1 dx_1 \int_{-1}^0 dt f_{P/p}(x_P, t) g_P(x_1, \mu_F^2) g_p(x_2, \mu_F^2) \frac{4x_1 x_P x_2 p_T}{2x_1 x_P - \bar{x}_T e^y} \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} \quad (4.6)$$

onde x_P é a fração de momentum do próton carregada pelo Pomeron, M é a massa do quark, t é o quadri-momentum transferido do próton, x_1 é a fração de momentum dos glúons dentro do Pomeron e x_2 é a fração de momentum dos glúons dentro do outro próton. $f_{P/p}(x_P, t)$ é o fator de fluxo do Pomeron, o qual pode ser escrito como $f_{P/p}(x_P, t) \propto x_P^{1-2\alpha(t)} F^2(t)$. Consideramos para nossos cálculos o fator de fluxo vindo da Colaboração H1 [60] (Seção 2.5). A variável x_2 e as correspondentes variáveis de Mandelstam são escritas como

$$x_2 = \frac{x_1 x_P \bar{x}_T e^{-y-2\tau}}{2x_1 x_P - \bar{x}_T e^y}, \quad (4.7)$$

$$\hat{s} = x_1 x_2 x_P s, \quad \hat{t} = m_\psi^2 - x_2 \sqrt{s} m_T e^y, \quad \hat{u} = m_\psi^2 - x_1 x_P \sqrt{s} m_T e^{-y}. \quad (4.8)$$

Nos cálculos aqui apresentados, os cortes para a integração em x_P são $x_P^{min} \leq x_P \leq 0,05$, onde $x_P^{min} = \frac{\bar{x}_T e^y - 2\tau}{\bar{x}_T e^{-y-2}}$. Finalmente, consideramos a supressão da seção de choque difrativa pelos efeitos de múltiplos espalhamentos (correções de absorção), através da probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez $\langle |S|^2 \rangle$ mostrada na seção 2.4. Escolhemos o valor do modelo KKMR [51], o qual é um modelo de dois canais, com $\langle |S|^2 \rangle = 0,06$ para colisões de difração simples no LHC. Em modelos de apenas um canal, este fator varia entre 0.081 - 0.086, como discutido em [71]. Concentrando-se na dependência de canais, o modelo de um canal considera somente espalhamentos elásticos, enquanto o de múltiplos canais considera também re-espalhamentos inelásticos. A justificativa para esta escolha é justamente por este ser o menor valor encontrado atualmente na literatura, gerando assim a menor predição possível para a seção de choque difrativa e a respectiva taxa de produção.

4.2 Resultados

Apresentamos agora nossas estimativas para a hadroprodução de quarkonium + fóton para energias de LHC ($\sqrt{14}$ TeV) em colisões próton-próton [5]. Na esquerda da figura (4.2) temos os resultados numéricos para a seção de choque inclusiva (linha superior sólida) para produção de $J/\psi + \gamma$ em função do momentum transversal, Eq. (4.2), usando a PDF MRST [72]. Os resultados numéricos incluem as contribuições singleto e octeto para o processo de produção. A fração de ramificação em diléptons é considerada na região central de rapidez $|y| \leq 1$, onde esta taxa possui um valor maior. A ordem de magnitude não é pequena, sendo em unidades de nanobarns². É importante verificar que o valor absoluto da seção de choque inclusiva é fortemente dependente da massa do quark, dos elementos de matriz NRQCD e da escala de fatorização [73, 74]. A seção de choque difrativa (sem as correções absorptivas) é mostrada nas linhas inferiores. As estimativas são apresentadas usando dois diferentes conjuntos de distribuições difrativas de glúons determinados experimentalmente. O resultado para a parametrização com o FIT A está representado pela linha ponto-tracejada, enquanto que o FIT B é dado pela linha tracejada. O valor absoluto da seção de choque difrativa é fracamente dependente das incertezas das distribuições gluônicas, sendo um pouco mais relevante para pequeno p_T no caso do charmonium.

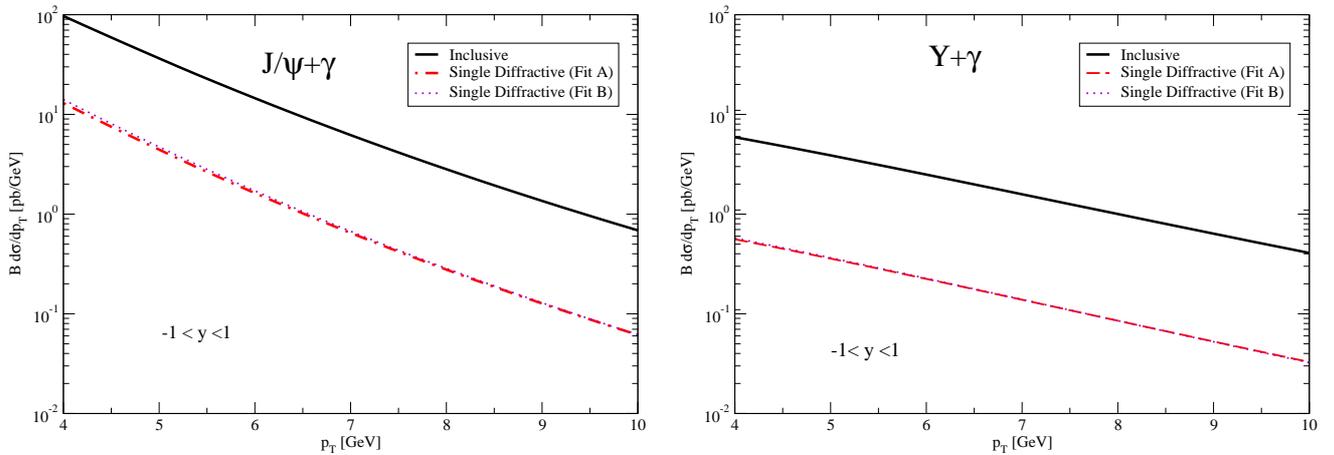


Fig. 4.2: As seções de choque inclusiva (linha sólida superior) e difrativa (linhas inferiores) para a hadroprodução de $J/\Psi + \gamma$ (esquerda) e $\Upsilon + \gamma$, como função de p_T para a energia de $\sqrt{s} = 14$ TeV em colisões próton-próton no LHC. A seção de choque difrativa é calculada considerando dois conjuntos de distribuições difrativas de glúons (FIT A e FIT B). Somente a região central, $|y| \leq 1$, é considerada.

Análise similar foi realizada para a produção de $\Upsilon + \gamma$ no LHC, o que é mostrado no lado direito da Fig. (4.2), onde as seções de choque inclusiva e difrativa são calculadas para a produção deste estado final como função de p_T . As seções de choque são em ordem de magnitude menores do que o caso J/ψ , o que é compreendido ao analisarmos as dependências nas cargas e massas dos quarks, $\sigma_\psi/\sigma_\Upsilon \propto (e_c^2/e_b^2)[m_b^2/m_c^2] = 4[m_b^2/m_c^2]$. Como mencionado, a seção de choque não é sensivelmente alterada pela a distribuição de glúons no Pomeron e portanto, a dependência nos ajustes (FIT A ou FIT B) praticamente inexistente. As estimativas para a produção difrativa de $\Upsilon + \gamma$ são as primeiras na literatura, e conseqüentemente, o primeiro trabalho original deste doutorado.

² 1 nb = 10^{-37} m²

Os principais resultados aparecem na Tabela 4.1, onde a predição para a taxa difrativa como função de p_T é mostrada, considerando o FIT A para as PDFs difrativas. Como complemento, mostram-se as estimativas para a hadroprodução inclusiva e difrativa de charmonium e bottomonium no regime de LHC. O momento transversal é apresentado no intervalo de $4 \leq p_T \leq 10$ GeV para a região central de rapidez $|y| < 1$. Considerando-se a região de saída do detector ($|y| > 2$), a taxa será muito pequena [75]. Contudo, para a região central, encontramos uma taxa difrativa um pouco maior em comparação com [75]. Duas razões podem ser consideradas: a primeira delas é que utilizamos uma escala de fatorização diferente ($\mu_F = \sqrt{p_T^2 + m_\psi^2}$ em Ref. [75], $\mu_F = \sqrt{p_T^2 + m_\psi^2}/4$ em nosso trabalho) e no caso difrativo, consideramos as correções de absorção ao invés de um fluxo de Pomeron renormalizado [76]. Os autores de Ref. [75] também desprezam a evolução em Q^2 da densidade de glúons no Pomeron, o que não é consistente do ponto de vista teórico, já que as distribuições de glúons em sua maioria consideram a evolução em virtualidade. Este último fato pode explicar a dependência em p_T que aparece em nossas estimativas para as taxas difrativas, sendo esta mais fraca na Ref. [75].

p_T [GeV]	4	5	6	7	8	9	10
$\frac{d\sigma_{\text{inc}}}{dp_T} (J/\Psi)$	97.04	36.46	14.54	6.21	2.82	1.36	0.68
$\frac{d\sigma_{\text{SD}}}{dp_T} (J/\Psi)$	0.78	0.26	0.10	0.04	0.017	0.008	0.0036
R_{SD} [%]	0.8	0.71	0.69	0.64	0.6	0.59	0.53
$\frac{d\sigma_{\text{inc}}}{dp_T} (\Upsilon)$	5.91	3.88	2.49	1.58	1.00	0.64	0.41
$\frac{d\sigma_{\text{SD}}}{dp_T} (\Upsilon)$	0.036	0.022	0.013	0.008	0.0054	0.003	0.0018
R_{SD} [%]	0.6	0.56	0.53	0.51	0.54	0.47	0.44

Tab. 4.1: Seções de choque inclusiva e de difração simples em unidades de picobarns para o intervalo $4 \leq p_T \leq 10$ GeV na região central de rapidez ($|y| \leq 1$). As correspondentes taxas difrativas, R_{SD} , são apresentadas considerando o valor do modelo KKMR para as correções absorptivas em energias de LHC, $\langle |S|^2 \rangle = 0,06$.

4.3 Conclusão

Neste capítulo apresentamos os resultados para a taxa de produção difrativa de $J/\psi + \gamma$ e $\Upsilon + \gamma$ para o LHC em colisões pp , bem como estimativas para as seções de choque diferencial inclusiva e difrativa em função do momentum transversal do quarkonium, discutindo as principais incertezas teóricas. As correspondentes razões difrativas foram calculadas usando o modelo de Ingelman-Schlein e correções de absorção, além de uma recente parametrização para o fator de fluxo e a função de estrutura do Pomeron. Verificamos que as taxas difrativas (R_{SD}) não são muito sensíveis com relação a qual quarkonium está sendo estudado, mas são sensíveis para o valor das correções de absorção. As taxas difrativas encontradas para $J/\psi + \gamma$ são da ordem de $R_{\text{SD}} = 0,8 - 0,5\%$ no intervalo de $4 \leq p_T \leq 10$ GeV, e $R_{\text{SD}} = 0,6 - 0,4\%$ no mesmo intervalo para $\Upsilon + \gamma$. O conhecimento sobre a Física Difrativa empregado neste capítulo estará também presente nos próximos capítulos, onde serão apresentados predições de produção difrativa para outros estados finais, que são possíveis de serem verificados no LHC. Assim, nosso próximo estudo será a produção de quarks pesados no LHC, destacando as taxas de produção desses quarks tanto para colisões hadrônicas (próton-próton), apresentadas no capítulo 4, quanto nucleares (chumbo-chumbo e cálcio-cálcio), apresentadas no capítulo 5.

Capítulo 5

Produção difrativa de quarks pesados no LHC

Apresentaremos os resultados para a produção difrativa de quarks pesados em colisões hadrônicas para energias de LHC. A mesma análise feita anteriormente será aqui empregada, ou seja, modelo IS, parametrização H1 para o fator de fluxo e a função de estrutura do Pomeron e a aplicação das correções de múltiplos espalhamentos na seção de choque difrativa, com o estado final sendo pares de quarks pesados ($c\bar{c}$ ou $b\bar{b}$). A originalidade deste trabalho é a aplicação desta metodologia para obtenção de previsões para as seções de choque inclusiva e difrativa próxima ordem dominante (NLO) para processos de difração simples e para a Troca Dupla de Pomerons para energias de LHC. Neste capítulo, mostramos as equações necessárias para o cálculo do processo de produção hadrônica de quarks pesados e os resultados, os quais foram publicados em [6] e [7].

5.1 Teoria da produção de quarks pesados em colisões hadrônicas

5.1.1 Produção de quarks pesados em Ordem Dominante (LO)

Introduzimos a teoria de produção inclusiva de quarks pesados ($Q\bar{Q}$) em colisões hadrônicas com energias de centro-de-massa, \sqrt{s} . Em Ordem Dominante (LO), temos que dois processos são possíveis na Teoria de Perturbação: aniquilação de quarks ($q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}$) e fusão de glúons ($gg \rightarrow Q\bar{Q}$). As seções de choque partônicas para esses dois casos são dadas por [77]:

$$\hat{\sigma}(q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}) = \sigma_0 \left(\frac{V}{N^2} \right) (2 + \rho) \quad (5.1)$$

$$\hat{\sigma}(gg \rightarrow Q\bar{Q}) = \sigma_0 \left(\frac{1}{NV} \right) \left[3\mathcal{L}(\beta)\xi_0 + 2(V-2)(1+\rho) + \rho(6\rho - N^2) \right] \quad (5.2)$$

$$\hat{\sigma}(gq \rightarrow Q\bar{Q}) = \hat{\sigma}(g\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}) = 0 \quad (5.3)$$

onde $\sigma_0 = \frac{\alpha_s^2}{m^2} \frac{\pi\beta}{24} \rho$, $\mathcal{L}(\beta) = \frac{1}{\beta} \log \left(\frac{1+\beta}{1-\beta} \right) - 2$ e $\xi_0 = \rho^2 + 2V(\rho+1)$. $\beta = \sqrt{1-\rho}$. Temos que $\rho = \frac{4m^2}{\hat{s}}$ e $\hat{s} = (p_1 + p_2)^2$, onde p_1 e p_2 são os momentos dos pártons envolvidos no processo e m é a massa do quark. $V = N^2 - 1$ é a dimensão do grupo de gauge $SU(3)$.

Para qualquer ordem, as seções de choque acima podem ser expressas em termos de funções de escalamento adimensionais $f_{ij}^{k,l}$, as quais dependem apenas da variável ρ [78],

$$\hat{\sigma}_{ij}(\hat{s}, m_Q^2, \mu_F^2, \mu_R^2) = \frac{\alpha_s^2(\mu_R)}{m_Q^2} \sum_{k=0}^{\infty} [4\pi\alpha_s(\mu_R)]^k \sum_{l=0}^k f_{ij}^{(k,l)}(\rho) \ln^l \left(\frac{\mu_F^2}{m_Q^2} \right), \quad (5.4)$$

com m_Q sendo a massa do quark pesado e μ_R (μ_F) a escala de renormalização (fatorização). A seção de choque hadrônica total é calculada como uma expansão em potências de α_s , sendo obtida pela convolução da seção de choque partônica com as distribuições partônicas dos hádrons iniciais [77],

$$\sigma_{h_1 h_2}(s, m_Q^2) = \sum_{i,j} \int_{\rho}^1 dx_1 \int_{\frac{\rho}{x_1}}^1 dx_2 f_i^{h_1}(x_1, \mu_F^2) f_j^{h_2}(x_2, \mu_F^2) \hat{\sigma}_{ij}(\hat{s}, m_Q^2, \mu_F^2, \mu_R^2), \quad (5.5)$$

onde a soma $i, j = q, \bar{q}, g$ é sobre todos os pártons, x_1 e x_2 são as frações de momento dos hádrons portada pelos pártons. As distribuições de pártons $f_i^p(x_i, \mu)$ são calculadas para uma escala de fatorização considerada igual à escala de renormalização nos cálculos aqui realizados.

Em altas energias, sabe-se que existe um domínio do processo gg para a produção de quarks pesados (charm e bottom) [79]. Assim, desconsideramos o processo de aniquilação de quarks, e iremos trabalhar apenas com o processo de fusão de glúons. Porém, quando em altas energias, outros fatores devem ser adicionados a Eq. (5.3), já que a possibilidade de emissão de glúons para pequeno- x têm uma importante contribuição. Portanto, é necessário trabalhar com essa equação em Próxima Ordem Dominante (NLO).

5.1.2 Produção de quarks pesados em Próxima Ordem Dominante

Em altas energias, como no LHC, subprocessos como

$$g + g \rightarrow Q + \bar{Q} + g, \quad (5.6)$$

são muito relevantes. Assim, a Eq. (5.5), em LO, acaba não descrevendo corretamente os dados na região de pequeno- x . Considerando os subprocessos das Eqs. (5.1, 5.2 e 5.3), temos que a seção de choque partônica passa a ser trabalhada em Próxima Ordem Dominante (NLO). De forma geral, ela pode ser escrita como

$$\hat{\sigma}_{ij}(\hat{s}, m^2, \mu^2) = \frac{\alpha_S^2(\mu^2)}{m^2} f_{ij} \left(\rho, \frac{\mu^2}{m^2} \right), \quad (5.7)$$

As funções f_{ij} são adimensionais, com i e j especificando os pártons (no caso, glúons), e tendo a seguinte expansão perturbativa [80]

$$f_{gg}(\rho, \mu^2/m^2) = f_{gg}^{(0)}(\rho) + g^2(\mu^2) \left[f_{gg}^{(1)}(\rho) + \bar{f}_{gg}^{(1)}(\rho) \ln(\mu^2/m^2) \right] + O(g^4). \quad (5.8)$$

A constante de acoplamento α_S é determinada pelo grupo de renormalização [80],

$$\begin{aligned} \frac{d\alpha_S(\mu^2)}{d \ln(\mu^2)} &= -b_0 \alpha_S^2 - b_1 \alpha_S^3 + O(\alpha_S^4), & \alpha_S &= \frac{g^2}{4\pi}, \\ b_0 &= \frac{33 - 2n_{1f}}{12\pi}, & b_1 &= \frac{153 - 19n_{1f}}{24\pi^2} \end{aligned} \quad (5.9)$$

onde n_{1f} é o número de sabores dos quarks. A função $f_{gg}^{(0)}$ é definida como

$$f_{gg}^{(0)}(\rho) = \frac{\pi\beta\rho}{192} \left[\frac{1}{\beta}(\rho^2 + 16\rho + 16) \ln \left(\frac{1+\beta}{1-\beta} \right) - 28 - 31\rho \right], \quad (5.10)$$

onde, juntamente com Eq. (5.6), obtemos facilmente a expressão para a seção de choque partônica em LO [Eq. (5.3)]. Já a função $\bar{f}_{gg}^{(1)}(\rho)$ é escrita como

$$\begin{aligned} \bar{f}_{gg}^{(1)}(\rho) = & \frac{1}{8\pi^2} \left[\left\{ 2\rho(59\rho^2 + 198\rho - 288) \ln\left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right) + 12\rho(\rho^2 + 16\rho + 16)h_2(\beta) \right. \right. \\ & \left. \left. - 6\rho(\rho^2 - 16\rho + 32)h_1(\beta) - \frac{4}{15}\beta(7449\rho^2 - 3328\rho + 724) \right\} + 12f_{gg}^{(0)}(\rho) \ln\left(\frac{\rho}{4\beta^2}\right) \right], \end{aligned} \quad (5.11)$$

onde as funções auxiliares h_1 e h_2 são dadas por [80]

$$\begin{aligned} h_1(\beta) &= \ln^2\left(\frac{1+\beta}{2}\right) - \ln^2\left(\frac{1-\beta}{2}\right) + 2Li_2\left(\frac{1+\beta}{2}\right) - 2Li_2\left(\frac{1-\beta}{2}\right), \\ h_2(\beta) &= Li_2\left(\frac{2\beta}{1+\beta}\right) - Li_2\left(\frac{-2\beta}{1-\beta}\right), \\ Li_2(x) &= -\int_0^x \frac{dz}{z} \ln(1-z). \end{aligned} \quad (5.12)$$

$f_{gg}^{(1)}$ pode ser obtida através de um cálculo completo em $O(\alpha_s^3)$. Usaremos aqui o resultado numericamente integrado por [80], e que possui resultados idênticos do que o cálculo completo, com um erro de menos de 1%. Assim, essa função é dada por

$$\begin{aligned} f_{gg}^{(1)} &= \frac{7}{1536\pi} \left[12\beta \ln^2(8\beta^2) - \frac{366}{7}\beta \ln(8\beta^2) + \frac{11}{42}\pi^2 \right] + \beta \left[a_0 + \beta^2(a_1 \ln(8\beta^2) + a_2) \right. \\ &+ a_3\beta^4 \ln(8\beta^2) + \rho^2(a_4 \ln \rho + a_5 \ln^2 \rho) + \rho(a_6 \ln \rho + a_7 \ln^2 \rho) \left. \right] \\ &+ (n_{1f} - 4) \frac{\rho^2}{1024\pi} \left[\ln\left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right) - 2\beta \right], \end{aligned} \quad (5.13)$$

onde os coeficientes para ajustes são [80] $a_0 = 0,108068$, $a_1 = -0,114997$, $a_2 = 0,0428630$, $a_3 = 0,131429$, $a_4 = 0,0438768$, $a_5 = -0,0760996$, $a_6 = -0,165878$, $a_7 = -0,158246$.

Vamos agora explicar como ocorre o processo difrativo para produção de quarks pesados, começando primeiramente com o caso de difração simples.

5.2 Produção difrativa de quarks pesados

5.2.1 Processo de difração simples

Para os cálculos aqui realizados, consideramos a mesma teoria utilizada no Cap. 3 (modelo de Ingelman-Schlein, correções de absorção e a função de estrutura e fator de fluxo do Pomeron fornecido pela Colaboração H1). De forma geral, a seção de choque para um processo de difração simples do tipo $p + p \rightarrow p + Q\bar{Q} + X$ no modelo IS é dada por

$$\frac{d\sigma^{\text{SD}}(hh \rightarrow h + Q\bar{Q} + X)}{dx_{\mathbb{P}}^{(i)} d|t_i|} = f_{\mathbb{P}/i}(x_{\mathbb{P}}^{(i)}, |t_i|) \times \sigma(\mathbb{P} + h \rightarrow Q\bar{Q} + X),$$

onde $x_{\mathbb{P}}$ é definida como $x_{\mathbb{P}}^{(i)} = s^{(j)}/s_{ij}$, com $\sqrt{s^{(j)}}$ sendo a energia de centro de massa do sistema Pomeron-hádron j e $\sqrt{s_{ij}} = \sqrt{s}$ é a energia de centro de massa do sistema hádron- i -hádron- j ; t_i é o momento transferido no vértice do hádron i .

Para obter a expressão correspondente a um processo difrativo, assume-se que um dos hádrons (h_1) emite um Pomeron cujos pártons irão interagir com pártons do outro hádron (h_2). Desta forma, temos a distribuição de pártons no Pomeron, $\beta f_{a/P}(\beta, \mu^2)$, e a taxa de emissão de Pomerons pelo hádron, $f_{P/h}(x_P, t)$, que é o fator de fluxo. Assim, a seção de choque diferencial para um processo de difração simples de quarks pesados é dada por

$$\begin{aligned} \sigma_{h_1 h_2}^{\text{SD}}(s, m_Q^2) &= \sum_{i,j=q\bar{q},g} \int_{\rho}^1 dx_1 \int_{\rho/x_1}^1 dx_2 \\ &\times \int_{x_1}^{x_P^{\text{max}}} \frac{dx_P^{(1)}}{x_P^{(1)}} \bar{f}_{P/h_1}(x_P^{(1)}) f_{i/P}\left(\frac{x_1}{x_P^{(1)}}, \mu^2\right) f_{j/h_2}(x_2, \mu^2) \hat{\sigma}_{ij}(\hat{s}, m_Q^2, \mu^2) + (1 \Leftrightarrow 2). \end{aligned} \quad (5.14)$$

A seção de choque partônica σ_{ij} é dada pelas expressões (5.3 - LO) e (5.7 - NLO). Para o caso LO, consideramos para a função de estrutura do próton a parametrização MRST 2001, enquanto que para o caso NLO, consideramos para a mesma função de estrutura a parametrização MRST 2001 NLO. Já a função de glúons no Pomeron foi considerada da Colaboração H1, a qual é originalmente construída em NLO. Mostraremos agora como calcular a seção de choque para um processo de Troca Dupla de Pomerons.

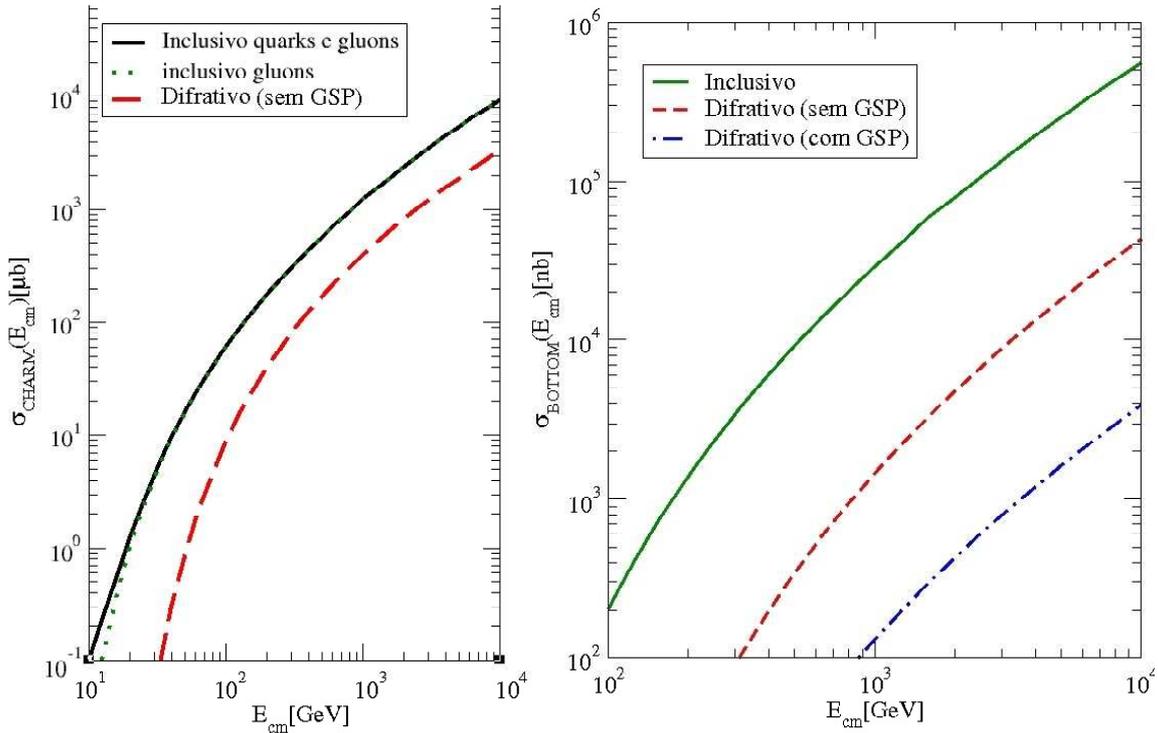


Fig. 5.1: Seções de choque de produção inclusiva e difrativa de charm (painel esquerdo) e bottom (painel direito) como função da energia de centro de massa E_{cm} . O gráfico de charm compara as previsões para fusão de glúons e aniquilação de quarks, enquanto o gráfico de bottom mostra a supressão da seção de choque difrativa com o uso das correções de absorção (GSP).

5.2.2 Processo de Troca Dupla de Pomerons

Para obter a expressão correspondente para um processo de Troca Dupla de Pomerons, consideramos uma aproximação em relação ao caso de difração simples. Assim, temos que ambos os hádrons que estão colidindo podem ser detectados no estado final. Uma reação típica será $p + p \rightarrow p + Q\bar{Q} + X + p$, e os eventos de Troca Dupla de Pomerons serão caracterizados por dois hádrons espalhados quasi-elasticamente com lacunas de rapidez entre eles e com sabores pesados produzidos centralmente. A seção de choque para Troca Dupla de Pomerons inclusiva pode ser escrita como

$$\frac{d\sigma(pp \rightarrow pp + Q\bar{Q} + X)}{dx_{\mathbb{P}}^{(1)} dx_{\mathbb{P}}^{(2)} d|t_1| d|t_2|} = f_{\mathbb{P}/p}(x_{\mathbb{P}}^{(1)}, |t_1) f_{\mathbb{P}/p}(x_{\mathbb{P}}^{(2)}, |t_2) \sum_{i,j=q,g} \sigma(\mathbb{P} + \mathbb{P} \rightarrow Q\bar{Q} + X), \quad (5.15)$$

onde a seção de choque Pomeron-Pomeron é dada por

$$\sigma(\mathbb{P} + \mathbb{P} \rightarrow Q\bar{Q} + X) = \int \int dx_1 dx_2 \hat{\sigma}_{ij}(\hat{s}, m_Q^2, \mu^2) f_{i/\mathbb{P}}(\beta_1, \mu^2) f_{j/\mathbb{P}}(\beta_2, \mu^2), \quad (5.16)$$

com $f_{i/\mathbb{P}}(\beta, \mu^2)$ sendo as funções de distribuição partônicas do Pomeron (DPDFs) calculadas para a fração de momentum do parton $\beta_a = x_a/x_{\mathbb{P}}^a$ ($a = 1, 2$) e escala de evolução μ^2 .

Como anteriormente, iremos corrigir a Eqs. (5.15) e (5.15) através da supressão da seção de choque pelos efeitos dos múltiplos espalhamentos de Pomerons. Isto é feito através da probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez, $\langle |S|^2 \rangle$, onde consideramos o modelo KKMR pela mesma justificativa do capítulo anterior, com valores de $\langle |S|^2 \rangle = 0.045$ para energias de Tevatron ($\sqrt{s} = 1.96$ TeV) e $\langle |S|^2 \rangle = 0.026$ para energias de LHV ($\sqrt{s} = 14$ TeV).

Uma extensão para o caso nuclear é possível de ser feita apenas com o conhecimento das seções de choque inclusiva e difrativa, como discutido no capítulo seguinte.

5.3 Resultados

Iremos então mostrar os resultados para as seções de choque inclusiva e difrativa em processos hadrônicos. Na Fig. (5.1), temos as seções de choque de produção inclusiva e difrativa de charm (painel esquerdo) e bottom (painel direito) como função da energia de centro de massa E_{cm} , onde o gráfico de charm compara as previsões para fusão de glúons (linha completa) e aniquilação de quarks (linha pontilhada), mostrando que a contribuição de quarks é relevante apenas para baixas energias. No gráfico de bottom, verificamos a importância do uso das correções de absorção (linha ponto-tracejada) na seção de choque difrativa σ_{diff} (linha tracejada), já que a previsão para σ_{diff} sem GSP é aproximadamente uma ordem de grandeza maior do que considerando estas correções, afetando diretamente na taxa de produção de quarks pesados.

Na Fig. (5.2), mostramos a comparação entre as previsões para as seções de choque inclusiva em Ordem Dominante (linha inferior) e Próxima Ordem Dominante (linha superior), onde considera-se as parametrizações MRST 2001 LO e MRST 2001 NLO respectivamente. Como já era previsto [81], temos um aumento significativo na estimativa em Próxima Ordem Dominante, com é aproximadamente 1.5 maior do que a seção de choque em Ordem Dominante na região de energias do LHC ($\sqrt{s} = 14$ TeV), devido ao fato da inclusão dos termos de interações de glúons. Portanto, o cálculo das taxas de produção de quarks pesados em altas energias deve ser considerado em Próxima Ordem Dominante.

Os resultados para a seção de choque inclusiva, difrativa e a razão para produção de pares de charm e bottom em NLO, considerando ou não o uso de $\langle |S|^2 \rangle$ estão apresentados na Tab. (5.1). O valor utilizado para $\langle |S|^2 \rangle = 0,06$ vem do modelo KKMR, mostrado no Capítulo 2.

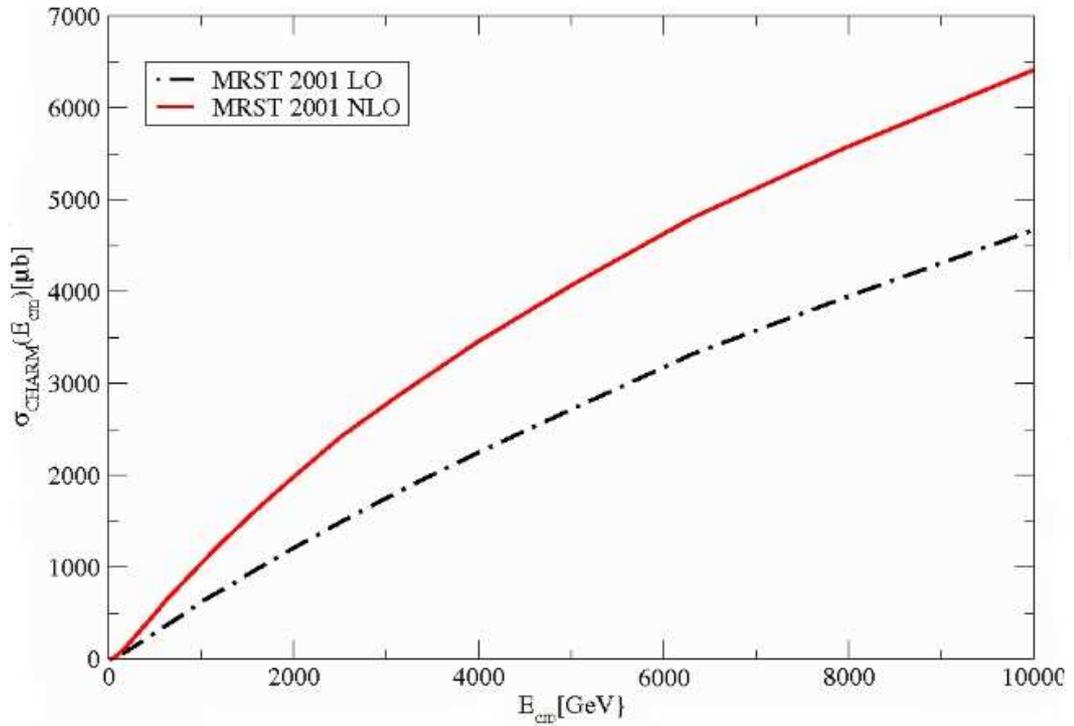


Fig. 5.2: Comparação entre previsões para seção de choque em Ordem Dominante (linha inferior) e Próxima Ordem Dominante (linha superior) como função da energia de centro de massa E_{cm} usando PDF MRST 2001 LO e NLO respectivamente.

Quarks	$\sigma_{inc}[\mu b]$	$\sigma_{diff}[\mu b]$	$\sigma_{GSP}[\mu b]$	$R_{diff}\%$	$R_{GSP}\%$
$c\bar{c}$	7811	2979	178	38	2.3
$b\bar{b}$	393	110	7	28	1.7

Tab. 5.1: Seção de choque inclusiva (σ_{inc}), difrativa (σ_{diff}), difrativa com correções de absorção (σ_{GSP}) e as razões difrativas R_{diff} e R_{GSP} para as respectivas seções de choque de difração simples para produção de pares de charm e bottom em colisões hadrônicas no LHC.

Como visto, a seção de choque difrativa, bem como a taxa de produção, é fortemente suprimida com a aplicação das correções de absorção.

Já para o caso de Troca Dupla de Pomerons, temos que os resultados para as seções de choque inclusiva e difrativa para a produção de quarks pesados, bem como as razões difrativas, são mostrados na Tab. (5.2). O valor considerado para a probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez também é dado pelo modelo KKMR, porém para o processo de difração central, e cujo valor é de $\langle |S|^2 \rangle = 0.026$ para energia de $\sqrt{s} = 14$ TeV no LHC. As funções de distribuição partônica difrativas (DPDFs) considerada é aquela advinda da Colaboração H1 [60], onde os cálculos apresentados consideram o FIT A, sem discrepância relevante com o FIT B. A principal incerteza teórica nas razões difrativas está no fator de probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez, enquanto as incertezas associadas às escalas de renormalização e fatorização, bem como as distribuições partônicas e as massas dos quarks, acabam não sendo consideradas por se cancelarem quando efetuadas as razões. Os resultados aqui mostrados são consistentes com um resultado anterior, realizado em [82, 83], onde o valor de $\langle |S|^2 \rangle = 0.04$ foi considerado e as

seções de choque foram calculadas em Ordem Dominante.

É muito importante discutir as incertezas em nossas estimativas. A principal incerteza teórica está na escala de fatorização/renormalização e também nas funções de estrutura difrativas. A dependência na escala é mais forte para o caso do charm, e estável para o caso do bottom. Verificamos que as seções de choque são fracamente dependentes da escolha para distribuição de glúons na função de estrutura do Pomeron (seja FIT A ou FIT B). Os resultados apresentados consideram o FIT B. Assim, temos que a seção de choque difrativa para Troca Dupla de Pomerons, com correções ao modelo Ingelman-Schlein, é da ordem de $13 \mu b$ para o charm, e muito menor (53 nb) para o caso do bottom, refletindo diretamente nas razões, já que o valor para o caso de charm é de 0.17% , enquanto apenas 0.01% de todos os eventos podem ser associados à produção de bottom pela Troca Dupla de Pomerons.

Quarks	$\sigma_{inc}[\mu b]$	$\sigma_{DPE}[\mu b]$	$R_{diff}\%$
$c\bar{c}$	7811	13.6	0.17
$b\bar{b}$	393	0.053	0.01

Tab. 5.2: Seção de choque inclusiva (σ_{inc}) e difrativa para Troca Dupla de Pomerons com correções de absorção (σ_{DPE}) e a respectiva razão difrativa R_{diff} para produção de pares de charm e bottom em colisões hadrônicas no LHC.

5.4 Conclusão

Neste capítulo, mostramos outra aplicação do processo difrativo, produzindo pares de quarks pesados ($Q\bar{Q}$) charm e bottom. Os resultados foram obtidos utilizando-se a Próxima Ordem Dominante (NLO). Comparamos os resultados em NLO com previsões para Ordem Dominante, e encontramos uma estimativa para as seções de choque NLO que é um fator aproximado de 1.5 maior do que o previsto para o caso em Ordem Dominante (LO), considerando a energia de $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ para o LHC. Nossas estimativas foram realizadas considerando-se o modelo Ingelman-Schlein com correções de múltiplos espalhamentos de Pomerons para a produção de quarks pesados (charm e bottom) em eventos de difração simples e Troca Dupla de Pomerons. Destacamos os valores obtidos para as taxas de produção difrativa, onde encontramos: para a produção difrativa simples de $c\bar{c}$, $R_{diff}\%(R_{GSP}\%) = 38(2.3)$; para $b\bar{b}$, $R_{diff}\%(R_{GSP}\%) = 28(1.7)$. Para a Troca Dupla de Pomerons temos que, somente com a aplicação das correções, $R_{diff}\% = 0.17(0.01)$ para charm (bottom). As estimativas para os processos de difração simples indicam a importância da aplicação do fator de probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez no cálculo das seções de choque e taxas difrativas, já que temos uma sensível diminuição para os valores preditos sem esta aplicação, sendo os valores para R_{GSP} em acordo com o que é previsto para o LHC [81]. Em comparação dos processos de difração simples e Troca Dupla de Pomerons, os resultados obtidos mostram claramente o domínio dos eventos de difração simples, e em ambos, a produção de quarks charm é esperada por ser mais significativa.

No próximo capítulo, aplicamos a mesma fenomenologia, porém para colisões nucleares, trabalhando com difração coerente (C) e incoerente (IC), onde ainda não existem modelos que calculam $\langle |S|^2 \rangle$ nuclear. Consideramos as energias de colisões nucleares previstas para LHC, $\sqrt{s} = 6,3 \text{ TeV}$ (Ca-Ca) e $\sqrt{s} = 5,5 \text{ TeV}$ (Pb-Pb), e faremos estimativas para comparar distintos canais de produção, considerando o modelo de Ingelman-Schlein e também o modelo de Bialas-Landshoff.

Capítulo 6

Produção difrativa de quarks pesados em colisões nucleares

Neste capítulo apresentamos os resultados para a produção difrativa de quarks pesados em colisões nucleares para energias de LHC. Um dos principais aspectos a ser tratado é justamente o fato de não existir na literatura um estudo sobre o valor definitivo da probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez em colisões nucleares, e tão pouco estimativas para o mesmo. Consideramos dois tipos de eventos: difração simples e difração pela Troca Dupla de Pomerons, aplicando a probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez da forma como será descrita no capítulo. Além disso, apresentamos comparações entre alguns possíveis canais de detecção para quarks pesados. A proposta e as estimativas para seções de choque difrativas e taxas de produção difrativas aqui apresentadas para os processos nucleares de difração simples e Troca Dupla de Pomerons são originais na literatura, e foram publicadas em [6] e [7].

6.1 Produção de quarks pesados em colisões nucleares

Os processos difrativos em colisões nucleares podem ocorrer de duas formas: coerente ou incoerente. Em um processo de difração simples coerente, temos que o núcleo irá emitir um Pomeron, enquanto que no incoerente, um dos nucleons do núcleo irá emitir o Pomeron. De forma geral [84], uma produção hadrônica difrativa coerente é um processo do tipo $A+A \rightarrow X+A+GLR+A$, onde GLR é a lacuna de rapidez. Este tipo de processo é importante para verificar a dinâmica de pequeno- x da matéria nuclear [85], exibindo uma forte dependência na energia e no número atômico do processo inclusivo correspondente. Já a produção hadrônica difrativa incoerente é aquela onde $A+A \rightarrow X+A+GLR+A^*$, onde A^* é um núcleo excitado que subsequentemente decai em sistemas de prótons, nêutrons e subprodutos nucleares, medindo então flutuações do campo de cor nuclear.

No LHC, quarks pesados são produzidos em grandes quantidades, sendo, como visto no capítulo anterior, uma ferramenta importante para os estudos de física da QCD perturbativa e para o entendimento de outros tipos de processos (*background*). Neste trabalho, nos focamos em estimar as seções de choque inclusivas para eventos de difração simples e de Troca Dupla de Pomerons (DPE) para a produção de quarks pesados em colisões nucleares no LHC. Iremos nos focar nos casos coerente e incoerente para o processo de difração simples e somente no coerente para o de Troca Dupla de Pomerons. O processo incoerente também pode ocorrer no caso de Troca Dupla de Pomerons, mas as estimativas para o mesmo são muito pequenas em relação ao coerente que sua detecção é praticamente inviável, tornando o cálculo dessas estimativas apenas um exercício matemático.

De forma geral, esses tipos de processos são de interesse para o experimento ALICE [86], já que este experimento está pronto para realizar análises desse tipo pois irá explorar canais

hadrônicos, elétrons e múons, tendo uma grande cobertura em rapidez e também acesso à região de pequeno p_T . Portanto, ele apresenta um excelente rastreador (*tracking*) bem como identificadores de partículas complementares, como o Time-Projection Chamber (TPC), Transition Radiation Detector (TRD) e Time Of Flight (TOF). A produção de charm pode ser medida usando canais hadrônicos exclusivos, como por exemplo $D^0 \rightarrow K\pi$ ou usando canais leptônicos semi-exclusivos, como por exemplo $c \rightarrow l + X$. Em especial, a capacidade de rastreamento para momenta transversos muito pequenos em conjunção com uma excelente identificação da partícula pelo ALICE torna este experimento um dos mais promissores no programa de física difrativa e reações eletromagnéticas na atualidade.

Estamos considerando o processo de fatorização difrativa, onde a seção de choque é a convolução das funções de distribuição partônicas e as correspondentes funções de distribuição difrativas, em uma forma similar ao feito nos capítulos anteriores. As correções de múltiplos espalhamentos serão introduzidas de forma a gerar estimativas e também a estimular o cálculo das mesmas para correções nucleares, e finalmente, efeitos nucleares para colisões núcleo-núcleo e predições com outras aproximações disponíveis na literatura também serão consideradas.

Apresentamos então como calcular as seções de choque para o caso de difração simples em colisões nucleares.

6.1.1 Produção inclusiva de quarks pesados no processo de difração simples em colisões nucleares

Para a produção de quarks pesados em colisões núcleo-núcleo, os processos incoerente e coerente podem ocorrer. No segundo caso, temos que $A + A \rightarrow A + Q\bar{Q} + X + A$, com um dos núcleos emitindo um Pomeron e pártons desse Pomeron interagindo com pártons do outro núcleo. Para o processo incoerente, temos $A + A \rightarrow A^* + Q\bar{Q} + X + A^{(*)}$, ou seja, um (ou ambos) núcleos estarão em um estado excitado, o qual é representado por A^* , que subseqüentemente decai em um sistema de prótons, nêutrons ou restos nucleares.

As seções de choque inclusiva e difrativa no processo de difração simples em um espalhamento coerente podem ser calculadas modificando-se a seção de choque difrativa a partir do fator de forma da função de estrutura do próton, onde um fator de forma nuclear [87] é introduzido e parametrizado como [88]

$$F(t) \approx \exp(R_A^2 t/6), \quad (6.1)$$

com R_A sendo o raio do núcleo A ($R_A = r_0 A^{1/3}$, $r_0 = 1,2 \text{ fm}$)¹.

Já a dependência em A para o espalhamento incoerente permite escrever a seção de choque difrativa como [89]

$$\sigma_{A_{diff}} \approx A^2 \sigma_{N_{diff}}, \quad (6.2)$$

onde $\alpha = 0,8$ para um processo de difração simples e $\sigma_{N_{diff}}$ é a seção de choque difrativa dada por Eq. (5.5).

A seção de choque inclusiva também é modificada para o caso nuclear, assumindo a seguinte forma:

$$\sigma_A = A^2 \sigma_N \quad (6.3)$$

com σ_N sendo dada por Eq. (5.5).

¹ Em unidades naturais, $\hbar = c = 1$, $1 \text{ fm} = 5,07 \text{ GeV}^{-1}$

A taxa difrativa para o processo coerente (R_C) é dada pela razão entre a seção de choque hadrônica difrativa (Eq. 5.5) e a seção de choque hadrônica inclusiva, enquanto que para o caso incoerente, a razão R_I é dada por

$$R_I = \frac{A^{2\alpha} \sigma_{N_{diff}}}{A^2 \sigma_{N_{inc}}} \quad (6.4)$$

As colisões nucleares consideradas são Cálcio-Cálcio (Ca-Ca) e Chumbo-Chumbo (Pb-Pb), com energias de centro de massa $\sqrt{s_{Ca-Ca}} = 6.3$ TeV e $\sqrt{s_{Pb-Pb}} = 5.5$ TeV. Os resultados obtidos para as seções de choque difrativas e as taxas de produção difrativas em colisões nucleares foram calculadas em Próxima Ordem Dominante tanto para o processo de difração simples quanto para o processo da Troca Dupla de Pomerons.

6.1.2 Produção inclusiva de quarks pesados no processo de Troca Dupla de Pomerons em colisões nucleares

Vamos agora apresentar as principais equações para o cálculo das seções de choque difrativa inclusiva para a produção de quarks pesados em colisões nucleares em altas energias. No caso inclusivo, este processo é descrito através de pártons dos dois prótons que interagem entre si para produzir o par de quarks pesados, ou seja, $p + p \rightarrow Q\bar{Q} + X$, com energia de centro de massa \sqrt{s} . Para energia de LHC, o processo de fusão de glúons domina perante a aniquilação de quarks $q\bar{q}$ ou espalhamento quark-glúon qg . As seções de choque foram mostradas no capítulo 4, e são obtidas pela convolução da seção de choque partônica com a função de distribuição de pártons (PDF), com a seção de choque partônica dada pela Eq. (5.3 - Ordem Dominante) e (5.7), e a seção de choque total dada por Eq. (5.5).

Para processos difrativos, estamos considerando o processo de fatorização difrativa dura, onde a estrutura do Pomeron é provada. Uma aproximação similar ao caso de difração simples pode ser aplicada para o caso da Troca Dupla de Pomerons, onde ambos os hádrons que estão colidindo podem, em princípio, ser detectados no estado final. Assim, uma típica reação será $p + p \rightarrow p + Q\bar{Q} + X + p$, e os eventos de troca dupla de Pomerons serão caracterizados por dois hádrons que espalham-se com lacunas de rapidez entre eles e a produção central de sabores pesados. A seção de choque DPE diferencial inclusiva pode ser escrita como

$$\frac{d\sigma(pp \rightarrow pp + Q\bar{Q} + X)}{dx(1)_{\mathbb{P}} dx_{\mathbb{P}}^{(2)} d|t_1| d|t_2|} = f_{\mathbb{P}/p}(x_{\mathbb{P}}^{(1)}, |t_1|) f_{\mathbb{P}/p}(x_{\mathbb{P}}^{(2)}, |t_2|) \sum_{i,j=qg} \sigma(\mathbb{P} + \mathbb{P} \rightarrow Q\bar{Q} + X), \quad (6.5)$$

onde a seção de choque Pomeron-Pomeron é dada por

$$\sigma(\mathbb{P} + \mathbb{P} \rightarrow Q\bar{Q} + X) = \int \int dx_1 dx_2 \hat{\sigma}_{ij}(\hat{s}, m_Q^2, \mu^2) f_{i/\mathbb{P}}(\beta_1, \mu^2) f_{j/\mathbb{P}}(\beta_2, \mu^2), \quad (6.6)$$

com $f_{i/\mathbb{P}}(\beta, \mu^2)$ sendo as funções de distribuição difrativas (DPDFs) calculadas para o párton com fração de momentum $\beta_a = x_a/x_{\mathbb{P}}^a$ ($a = 1, 2$) e escala de evolução μ^2 .

A Eq. (6.5) será corrigida considerando-se a supressão da seção de choque difrativa pelos múltiplos espalhamentos de Pomerons (correções de absorção), através da probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez. Os valores considerados para o caso da troca dupla de Pomerons em colisões hádron-hádron são $S^2 = 0.032$ (0.031) para $\sqrt{s} = 5.5$ (6.3) TeV, os quais são obtidos usando uma interpolação paramétrica para o fator de probabilidade de sobrevivência do modelo KMR [51] na forma $S^2 = 1/[b + \ln(\sqrt{s/s_0})]$, com $a = 0.126$, $b = -4.688$ e $s_0 = 1$ GeV².

Incoerente	CaCa ($c\bar{c}$)	PbPb ($c\bar{c}$)	CaCa ($b\bar{b}$)	PbPb ($b\bar{b}$)
σ_{inc}/A^2	1.94 mb	1.68 mb	0.04 mb	0.03 mb
$\sigma_{\text{inc}}^{\text{abs}}$	186 – 0.003 mb	4356 – 0.07 mb	$3.78 – 6.3 \times 10^{-5}$ mb	85 – 0.001 mb
$R_{\text{inc}}[\%]$	40	38	20	19
$R_{\text{inc}}^{\text{abs}}[\%]$	$2.4 – 4 \times 10^{-5}$	$2.28 – 3.8 \times 10^{-5}$	$1.2 – 2 \times 10^{-5}$	$1.14 – 1.9 \times 10^{-5}$

Tab. 6.1: Seção de choque incoerente para eventos de difração simples em colisões nucleares de Cálcio e Chumbo sem correções de absorção. As seções de choque incluindo correções de absorção ($\sigma_{\text{inc}}^{\text{abs}}$) e as razões difrativas são também apresentadas.

Esta equação interpola entre os valores de probabilidade de sobrevivência para difração central (CD) em colisões próton-próton de 4.5% para Tevatron e 2.6% para LHC.

Finalmente, para analisar a dependência da seção de choque em termos do modelo, iremos considerar outra aproximação para a produção difrativa inclusiva de quarks pesados, através da aproximação de Bialas-Landshoff [90, 91]. Os cálculos que seguem concentram o processo inclusivo central, onde a radiação QCD acompanhando o objeto produzido é permitida. Não estamos incluindo os fatores de sobrevivência de Sudakov $T(\kappa, \mu)$, os quais são necessários para processos centrais exclusivos [92]. A seção de choque será obtida por

$$\sigma_{PP}(BL) = \frac{1}{2s(2\pi)^8} \int |\bar{M}_{fi}|^2 [F(t_1)F(t_2)]^2 dPH, \quad (6.7)$$

onde $F(t)$ é o fator de forma do nucleon aproximado como $F(t) = \exp(bt)$, com o parâmetro $b = 2 \text{ GeV}^{-2}$. O fator diferencial espaço-fase dPH tem a forma

$$\begin{aligned} dPH &= d^4k_1 \delta(k_1^2) d^4k_2 \delta(k_2^2) d^4r_1 \delta(r_1^2 - m_Q^2) d^4r_2 \delta(r_2^2 - m_Q^2) \Theta(k_1^0) \Theta(k_2^0) \Theta(r_1^0) \Theta(r_2^0) \\ &\times \delta^{(4)}(p_1 + p_2 - k_1 - k_2 - r_1 - r_2), \end{aligned} \quad (6.8)$$

onde m_Q é a massa dos quarks produzidos.

Seguindo a Ref. [93], o uso da parametrização de Sudakov para o momenta é dado por

$$\begin{aligned} Q &= \frac{x}{s} p_1 + \frac{y}{s} p_2 + v, & r_2 &= x_Q p_1 + y_Q p_2 + v_Q, \\ k_1 &= x_1 p_1 + \frac{y_1}{s} p_2 + v_1, & k_2 &= \frac{x_2}{s} p_1 + y_2 p_2 + v_2, \end{aligned}$$

onde v, v_1, v_2 e v_Q são quadri-vetores bi-dimensionais descrevendo as componentes transversais dos momenta. Os momenta dos prótons que entram (saem) são p_1, p_2 (k_1, k_2) e o momentum para um quark (antiquark) produzido é r_2 (r_1), enquanto o momentum para um dos glúons trocados será Q . O quadrado do elemento de matriz invariante com média sobre os spins iniciais e somado sobre os spins finais é dado por [93]

$$|\bar{M}_{fi}|^2 = \frac{x_1 y_2 H}{(sx_Q y_Q)^2 (\delta_1 \delta_2)^{1+2\epsilon} \delta_1^{2\alpha' t_1} \delta_2^{2\alpha' t_2}} \left(1 - \frac{4m_Q^2}{s \delta_1 \delta_2} \right) \exp[2\beta(t_1 + t_2)]. \quad (6.9)$$

Na expressão acima, $\delta_1 = 1 - x_1$, $\delta_2 = 1 - y_2$, $t_1 = -\bar{v}_1^2$ e $t_2 = -\bar{v}_2^2$. O fator $\exp[2\beta(t_1 + t_2)]$ considera os efeitos da dependência do momentum transferido do propagador de glúon não perturbativo, com $\beta = 1 \text{ GeV}^{-2}$. A normalização total pode ser expressa como

$$H = S_{\text{gap}}^2 \times 2s \left[\frac{4\pi m_Q (G^2 D_0)^3 \mu^4}{9(2\pi)^2} \right]^2 \left(\frac{\alpha_s}{\alpha_0} \right)^2, \quad (6.10)$$

Coerente	CaCa ($c\bar{c}$)	PbPb ($c\bar{c}$)	CaCa ($b\bar{b}$)	PbPb ($b\bar{b}$)
σ_{coh}/A^2	2.9 mb	3.7 mb	0.05 mb	0.06 mb
$\sigma_{\text{coh}}^{\text{abs}}$	$277 - 5 \times 10^{-3}$ mb	$9686 - 0.16$ mb	$5.2 - 8.6 \times 10^{-5}$ mb	$156 - 0.003$ mb
$R_{\text{coh}}[\%]$	60	86	27	35
$R_{\text{coh}}^{\text{abs}}[\%]$	$3.6 - 6 \times 10^{-5}$	$5.2 - 8.6 \times 10^{-5}$	$1.6 - 2.7 \times 10^{-5}$	$2.1 - 3.5 \times 10^{-5}$

Tab. 6.2: Seção de choque coerente para eventos de difração simples em colisões nucleares de Cálcio e Chumbo sem correções de absorção. As seções de choque incluindo correções de absorção ($\sigma_{\text{coh}}^{\text{abs}}$) e as razões difrativas são também apresentadas.

onde α_s é a constante de acoplamento perturbativo (dependendo da escala dura) e α_0 (suposto ser independente da escala dura) é a constante de acoplamento não-perturbativa. Nos cálculos, usamos os parâmetros [93] $\epsilon = 0.08$, $\alpha' = 0.25 \text{ GeV}^{-2}$, $\mu = 1.1 \text{ GeV}$ e $G^2 D_0 = 30 \text{ GeV}^{-1} \mu^{-1}$. A trajetória do Pomeron é $\alpha_P(t) = 1 + \epsilon + \alpha't$

Consideramos $k_{\text{min}} = 0$ para o valor mínimo do momentum transverso de um quark. Para a constante de acoplamento forte, usamos $\alpha_s = 0.2$ (0.17) para charm (bottom). Uma determinação indireta para α_0 foi encontrada em Ref. [94] usando dados para díjetos centrais inclusivo no Tevatron. Assim, $S_{\text{gap}}^2(\sqrt{s} = 2 \text{ TeV})/\alpha_0^2 = 0.6$, onde S_{gap}^2 é o valor de probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez, para a qual estamos considerando o modelo KKMR, cujo valor é de $S_{\text{gap}}^2 = 0.045$ para processos de difração central na energia de Tevatron, e assim, obtém-se $\alpha_0^2 = 0,075$.

6.2 Resultados

Vamos então mostrar os resultados para a produção difrativa nuclear de quarks pesados, começando primeiramente com o caso de difração simples. Para fazer os cálculos para os casos coerente e incoerente, acabamos encontrando um problema. Segundo a definição de $\langle |S|^2 \rangle$, o valor final depende do processo de interesse [42]. Mas, na literatura atual, não encontra-se disponível nenhum valor para $\langle |S|^2 \rangle$ em difração simples nuclear. Estimativas para produção central de Higgs em colisões pA e AA indicam que o valor de $\langle |S|^2 \rangle$ é da ordem de 10^{-6} [95]. Assim, como motivação, calculamos as seções de choque inclusiva, difrativa e a taxa de produção $Q\bar{Q}$ para dois valores de $\langle |S|^2 \rangle$ em colisões nucleares: o dado pelo modelo KKMR e uma estimativa de 1×10^{-6} , bem como sem o uso das correções. Os resultados em Próxima Ordem Dominante são mostrados nas Tabs. (6.1) e (6.2) para colisões incoerente (IC) e coerente (C) com Cálcio (Ca - $A = 40$) e Chumbo (Pb - $A = 208$) em energias de LHC ($\sqrt{s_{Ca-Ca}} = 6.3 \text{ TeV}$ e $\sqrt{s_{Pb-Pb}} = 5.5 \text{ TeV}$), onde as razões foram obtidas através da Eq. (6.4) e $R_C = \frac{\sigma_C}{\sigma_A}$, com valores de σ_A mostrados na Tab. (6.3). Nossos resultados para as seções de choque em colisões Pb-Pb são similares aos de [96].

Como visto, existe uma forte dependência com o valor de $\langle |S|^2 \rangle$ utilizado. Mesmo obtendo taxas pequenas para as razões, os valores de seção de choque difrativa são em ordens de grandeza possíveis de serem medidas (nb). Além disso, em [97] é feita uma predição para produção duplo-difrativa sem correções de absorção. Nós encontramos que a seção de choque de difração simples é uma ordem de grandeza acima da encontrada por [97].

Concentrando-se agora em cada uma das tabelas, temos que na Tab. (6.1), a seção de choque incluindo correções de absorção, $\sigma_{\text{inc}}^{\text{abs}}$, é mostrada como uma banda: o valor superior é obtido considerando o valor de probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez $\langle |S|^2 \rangle_{pp}(\sqrt{s} = 14$

TeV) = 0.06 e o valor inferior corresponde à $\langle |S|^2 \rangle_{AA} \approx 10^{-6}$ [95]. A seção de choque incoerente incluindo as correções de absorção para a produção de charm em colisões PbPb possui magnitude de algumas dezenas de micro-barns no limite inferior, o que é um sinal possível de ser visualizado experimentalmente. Para o bottom, a situação é similar, com o limite inferior na ordem de $1 \mu\text{b}$.

As taxas difrativas são também apresentadas: R_{inc} compreende as razões sem considerar o fator de absorção (a banda é similar para o caso da seção de choque difrativa). As razões sem as correções de absorção são quase iguais às razões difrativas para o caso próton-próton mostradas no Capítulo anterior. A razão para isto está no fato da dependência em A da seção de choque incoerente, ou seja, $\sigma_{inc}^{abs} \propto A^2 \sigma_{pp}^{SD}$. A razão é muito pequena, mas ainda assim, maior que o caso da produção duplo difrativa, como veremos a seguir.

Já a seção de choque coerente e as razões são apresentadas na Tab. 6.2, usando a mesma notação que para o caso incoerente. Percebe-se que a seção de choque para o caso coerente é maior do que a incoerente, por quase um fator 2 para as colisões PbPb. Esta diferença é diretamente transferida para as razões difrativas. Isso ocorre por que a dependência em A para a seção de choque coerente é $\sigma_{coh} \propto A^\alpha \sigma_{pp}^{SD}$, onde $\alpha = 7/3$. A seção de choque coerente incluindo as correções de absorção para o caso do charm em colisões PbPb possui valor próximo a $200 \mu\text{b}$ no limite inferior, o que ainda é esperançoso, e para bottom, da ordem de $3 \mu\text{b}$.

	Ca-Ca ($c\bar{c}$)	Pb-Pb ($c\bar{c}$)	Ca-Ca ($b\bar{b}$)	Pb-Pb ($b\bar{b}$)
$\sigma_A[\text{mb}]$	7680.7	188165.16	315.85	7340.23

Tab. 6.3: Valores para seção de choque inclusiva (σ_A) para produção de pares de charm e bottom em colisões Cálcio-Cálcio (Ca-Ca) e Chumbo-Chumbo (Pb-Pb) no LHC.

Comentando um pouco mais sobre as dependências nucleares (dependência em A) para os casos coerente e incoerente, temos que ressaltar alguns pontos. Para o caso incoerente, consideramos a aproximação de impulso, onde um Pomeron é emitido de um dos nucleons que estão dentro de um dos núcleos participantes da colisão. Este Pomeron então interage com o núcleo remanescente. Considerando que não existe sombreamento nuclear, temos que $\sigma_{inc}^{AA} \propto A^2 \sigma_{pp}^{SD}$. Se considerarmos colisões pA , o Pomeron irá interagir com um próton e então $\sigma_{inc}^{pA} \propto A \sigma_{pp}^{SD}$. No caso coerente, a dependência em A surge do fluxo do Pomeron para um núcleo, $f_{P/A}(x_P, t) \propto A^2 |F_A(t)|^2$, considerando que o Pomeron é emitido pelo núcleo como anteriormente. Após integrar sobre t , tem-se que $\bar{f}_{P/A}(x_P) \propto A^2/R_A^2$, com $R_A^2 = 1.44A^{2/3} \text{ fm}^2$. Supondo que não exista sombreamento gluônico no núcleo remanescente, temos $\sigma_{coh}^{AA} \propto A^{7/3} \sigma_{pp}^{SD}$. Usando o mesmo argumento, verifica-se que em colisões pA iremos encontrar $\sigma_{coh}^{pA} \propto A^{4/3} \sigma_{pp}^{SD}$, onde a dependência em A vem apenas do fluxo de Pomeron integrado. Além disso, verificamos um aumento de fator $A^{1/3}$ da seção de choque difrativa coerente com relação à incoerente em colisões AA . Este fato explica os valores distintos verificados na Tab. (6.2), comparados com a Tab. (6.1).

Vamos agora apresentar os resultados para a produção inclusiva e difrativa de quarks pesados em colisões nucleares, porém com a Troca Dupla de Pomerons. Assim como para o caso de difração simples, uma análise tratando o uso das correções de absorção ainda não havia sido feita para colisões nucleares, tornando nossa proposta original dentro do campo de Física de Partículas de Altas Energias. Para o caso da Troca Dupla de Pomeron, calculamos as seções de choque utilizando o modelo de Ingelman-Schlein com correções e também a aproximação de Bialas-Landshoff. Desta forma, nos preocupamos em verificar a dependência das seções de choque em relação aos modelos considerados. De forma geral, percebemos que a aproximação partônica para o Pomeron irá produzir seções de choque com valores superiores aos da aproximação de Bialas-Landshoff. O principal fator está na dependência em energia de ambos os modelos.

Nossos resultados são mostrados na Tab. (6.4) para colisões coerentes. A correspondente razão difrativa é obtida a partir de

$$R_{coh}^{DPE}(\sqrt{s}) = \frac{\sigma_{AA}^{DPE}(\sqrt{s})}{\sigma_{AA}^{inc}(\sqrt{s})} \times 100\%, \quad (6.11)$$

onde σ_{AA}^{inc} é dada pela seção de choque de hadroprodução na Eq. (5.5). Na Tab. (6.4), a seção de choque coerente é apresentada para Cálcio e Chumbo. Comparando os modelos de Ingelman-Schlein (valor a esquerda) e Bialas-Landshoff (valor a direita), encontramos uma grande diferença entre as previsões de ambos os modelos para o caso da produção de charm, diminuindo para o caso do bottom, o que pode ser explicado justamente pela dependência no valor da massa. Além disso, nosso cálculo está consistente com um resultado anterior [97], onde os fatores de absorção não são considerados e que prediz $\sigma^{DPE} = 0.003 - 1.4 \mu\text{b}$ para o bottom em colisões PbPb. O efeito nuclear é proporcional a $A^{1/3}$.

	CaCa [$c\bar{c}$]	PbPb [$c\bar{c}$]	CaCa [$b\bar{b}$]	PbPb [$b\bar{b}$]
$\sigma_{AA}^{DPE} (\mu\text{b})$	22.8 – 2.8	31.1 – 4.2	0.25 – 0.14	0.32 – 0.2
$R_{coh}^{DPE} (\%)$	3 – 0.4×10^{-4}	2 – 0.2×10^{-4}	8 – 4×10^{-5}	4 – 3×10^{-6}

Tab. 6.4: Seção de choque difrativa coerente para eventos de difração central em colisões CaCa e PbPb. O primeiro valor corresponde a aproximação partônica do Pomeron (modelo IS) e o segundo ao modelo de Bialas-Landshoff. As razões difrativas também são apresentadas.

A correção de sombreamento nuclear é uma importante incerteza teórica nesse ponto, e por isso, a comparação dos diferentes modelos torna-se relevante. Uma possível alternativa é considerar o formalismo de Muller e Schramm [98] para a produção de mésons (e Higgs) na Troca Dupla de Pomerons. Neste caso, a seção de choque para a produção de partículas através da troca de dois Pomerons é escrita como

$$\sigma_{AA}^{PP} = \int \int dx_1 dx_2 f_{\mathcal{P}}(x_1) f_{\mathcal{P}}(x_2) \sigma_{\mathcal{P}\mathcal{P}}(s_{\mathcal{P}\mathcal{P}}), \quad (6.12)$$

onde $f_{\mathcal{P}}(x)$ é a função de distribuição que descreve a probabilidade de encontrar um Pomeron no núcleo com fração de energia x e $\sigma_{\mathcal{P}\mathcal{P}}(s_{\mathcal{P}\mathcal{P}})$ é a seção de choque do subprocesso com o quadrado da energia sendo $s_{\mathcal{P}\mathcal{P}}$. Foi mostrado em [98] que a função $f_{\mathcal{P}}$, integrada sobre o momentum transferido t , pode ser escrita como

$$f_{\mathcal{P}}(x) = \left(\frac{3A\beta_0 Q_0^2}{2\pi} \right)^2 \frac{1}{x} \left(\frac{s'}{m_p^2} \right)^{2\epsilon} \exp\left(-\frac{x^2 M_A^2}{Q_0^2} \right), \quad (6.13)$$

com os parâmetros do Pomeron macio $\epsilon = 0.085$ e $\beta_0 = 1.8 \text{ GeV}^{-1}$. Assumindo uma expressão Gaussiana para o fator de forma nuclear no espaço de parâmetro de impacto, tem-se $Q_0 = 60 \text{ MeV}$. As constantes m_p e M_A são respectivamente a massa do próton e do núcleo.

A seção de choque diferencial no espaço do parâmetro de impacto é dada por

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \sigma_{AA}^{PP \rightarrow X}}{d^2 b} &= \left(\frac{3A\beta_0 Q_0^2}{2\pi^2} \right)^4 \int \int \frac{dx_1}{x_1} \frac{dx_2}{x_2} (2\pi b^2 Q_0^4) \exp\left[-\frac{M_A^2}{Q_0^2} (x_1^2 + x_2^2) \right] \\ &\times \exp\left(-\frac{b^2 Q_0^2}{2} \right) \left(\frac{x_1 x_2 s^2}{m_p^4} \right)^{2\epsilon} \sigma_{AA}^{PP \rightarrow X}(x_1 x_2 s). \end{aligned} \quad (6.14)$$

Para calcular a seção de choque para o subprocesso $IP \rightarrow X$, os autores na Ref. [98] utilizam o modelo para Pomeron de Donnachie-Landshoff. Neste, assume-se que o Pomeron acopla-se com os quarks como um fóton isoescalar, o que significa que a seção de choque de um subprocesso pode ser obtida por pequenas modificações na seção de choque para $\gamma\gamma \rightarrow X$. Desta forma, o acoplamento quark-Pomeron β_0 deve ser substituído por $\bar{\beta}_0(Q^2) = \beta_0 \mu_0^2 / (\mu_0^2 + Q^2)$, onde $\mu_0^2 = 1.2 \text{ GeV}^2$ é uma escala de massa característica do Pomeron, que no nosso caso para a produção de quarks pesados $Q = m_Q$. Portanto, o processo $IP \rightarrow X$ é totalmente similar ao que ocorre com os fótons a menos da troca apropriada de alguns fatores. A seção de choque $\sigma(IP \rightarrow Q\bar{Q})$ é obtida considerando-se a seção de choque $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow Q\bar{Q})$ mudando-se o quadrado da constante de estrutura fina, α^2 , por $9\bar{\beta}_0^4/(16\pi^2)$.

A correspondente seção de choque para Troca Dupla de Pomerons é dada por

$$\sigma(IP \rightarrow Q\bar{Q}) = \sigma_0 \left[\left(1 + \frac{4m_Q^2}{s} - \frac{8m_Q^4}{\hat{s}^2} \right) \ln \frac{1+\omega}{1-\omega} - \omega \left(1 + \frac{4m_Q^2}{\hat{s}} \right) \right], \quad (6.15)$$

onde $\sigma_0 = 27e_Q^2 \bar{\beta}_0^4 / (4\pi)$ e $\omega = \sqrt{1 - (4m_Q^2/\hat{s})}$. Integrando sobre o parâmetro de impacto, encontramos as seguintes seções de choque: 0.12 mb para charme e 0.8 nb para bottom em colisões PbPb para LHC. Isto está consistente com as seções de choque para produção de mésons η em Troca Dupla de Pomerons feita pela Ref. [99], o qual fornece 0.76 mb e 0.81 nb para η_c e η_b respectivamente. Corrigindo as seções de choque com a aplicação da probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez, obtemos $\sigma_{AA}^{IP}(c\bar{c}) = 3.8 \mu\text{b}$ e $\sigma_{AA}^{IP}(b\bar{b}) = 0.02 \text{ nb}$. A forte supressão para o caso do bottom vem do modelo para o acoplamento quark-Pomeron, produzindo uma supressão proporcional a $(\mu_0^2 + m_c^2)^4 / (\mu_0^2 + m_b^2)^4 \approx 7 \times 10^{-4}$ e também a supressão devido as distintas cargas dos quarks $e_b^4/e_c^4 = 1/16$. Para o caso do charme, o modelo de Muller e Schramm produz um resultado similar ao modelo de Bialas-Landshoff, enquanto para o caso do bottom a seção de choque produzida é bem menor. Um resumo dos resultados obtidos pelos modelos Ingelman-Schlein (IS) e Bialas-Landshoff (BL) para a produção de quarks pesados é mostrados na Tab. 6.5, onde podemos ver o predomínio do modelo IS em relação ao modelo BL.

Quark pesado	IP (IS) (μb)	IP (BL) (μb)
$c\bar{c}$	32.5	4.2
$b\bar{b}$	0.32	0.2

Tab. 6.5: Comparação das seções de choque total para Troca Dupla de Pomerons nos modelos Ingelman-Schlein (IS) e Bialas-Landshoff (BL) para a produção central de charme e bottom em colisões PbPb no LHC

6.3 Conclusão

Neste capítulo, estendemos o caso de produção difrativa de quarks pesados, mostrado no capítulo anterior em colisões hadrônicas, agora para colisões nucleares no LHC, com ênfase nos eventos de difração simples e de Difração Central. Realizamos estimativas para as seções de choque e razões difrativas em colisões nucleares envolvendo Cálcio-Cálcio e Chumbo-Chumbo, com energias de $\sqrt{s} = 6.3 \text{ TeV}$ e $\sqrt{s} = 5.5 \text{ TeV}$ respectivamente. As seções de choque foram calculadas em Ordem Seguinte à Dominante (NLO), utilizando o modelo IS e estimativas para correções de absorção, já que não existe na literatura um valor calculado para a probabilidade de sobrevivência da

lacuna de rapidez $\langle |S|^2 \rangle$ em termos de colisões de íons pesados. A função de estrutura do Pomeron considerada é aquela da Colaboração H1.

No caso de difração simples, trabalhamos com processos coerente e incoerente. As seções de choque obtidas por nossa proposta estão em uma ordem de grandeza que podem ser investigadas experimentalmente. Investigamos as incertezas teóricas das correções de múltiplas interações para o caso nuclear, o que se torna um interessante referencial como primeiro estudo a explorar essa situação dentro da Física de Partículas de Altas Energias. Nossos principais resultados no caso de difração simples foram estimativas para colisões AA , onde obtivemos $\sigma_{PbPb}^{SD} = 1.17(0.02)$ mb para charm (bottom). Além disso, também estimamos o fator de supressão em difração coerente na ordem de $S_A = 7 \times 10^{-6}$ para a produção de quarks pesados em colisões PbPb. O fator correspondente para o processo incoerente será uma ordem de magnitude maior, o que irá compensar o aumento paramétrico por um fator $A^{1/3}$ da seção de choque coerente em relação ao incoerente em ambas colisões pA e AA .

Para o caso de difração central, também encontramos seções de choque possíveis de serem verificadas experimentalmente. O método adotado foi o mesmo que para o caso de difração simples. Os principais resultados são as estimativas para colisões PbPb, onde obtivemos $\sigma_{PbPb}^{DPE} = 32.5(0.32) \mu b$ para charm (bottom). Isto comprova a importância de se calcular o valor de $\langle |S|^2 \rangle$ em colisões nucleares, já que foi possível verificar que mesmo valores muito pequenos de $\langle |S|^2 \rangle \approx 10^{-7}$ permitem encontrar seções de choque difrativas possíveis de serem analisadas nos experimentos. Portanto, é fundamental o cálculo de $\langle |S|^2 \rangle$ para difração simples e central em colisões nucleares, já que a incerteza é relevante para os valores obtidos.

No próximo Capítulo, apresentaremos as investigações realizadas para a produção difrativa do bóson de Higgs em colisões hadrônicas para diferentes energias do LHC, adotando o mesmo procedimento dos capítulos 3, 4 e 5. As estimativas de produção difrativa do bóson de Higgs serão consideradas apenas para processos de difração simples.

Capítulo 7

Produção difrativa do bósons de Higgs

Neste capítulo apresentamos os resultados obtidos para a produção do bóson de Higgs em processos de difração simples, considerando o mesmo formalismo adotado nos capítulos anteriores. As taxas de produção difrativa serão mostradas para os seguintes valores de energia: $\sqrt{s} = 7$ TeV, $\sqrt{s} = 8$ TeV e $\sqrt{s} = 14$ TeV, sendo estes os valores atuais e previstos para o LHC (CERN). As estimativas de seção de choque e razão difrativa em Próxima Ordem Dominante produzidas por este trabalho, considerando o Modelo de Ingelman-Schlein com correções de múltiplos espalhamentos para o processo de difração simples em energias de LHC considerando os cortes de CDF e D0 são originais na literatura, e foram publicados em [8].

7.1 O bóson de Higgs

Um dos estudos mais importantes e cujos resultados são os mais aguardados dos últimos anos na física de partículas é a busca pelo bóson de Higgs. De uma forma geral, a importância de se encontrar o bóson de Higgs está diretamente ligada ao fato da verificação de como surgem as massas das partículas elementares (léptons e quarks), explicando por exemplo por que o fóton (mediador da interação eletromagnética) não possui massa, enquanto os bósons W e Z (mediadores da interação eletrofraca) possuem uma massa superior a 80 GeV.

O bóson de Higgs é um bóson escalar, ou seja, possui spin 0, sendo um componente quântico do campo de Higgs. Em um espaço vazio, o valor esperado do vácuo para o campo de Higgs é diferente de zero, com um valor de aproximadamente 246 GeV [100]. Isto exerce um papel fundamental na natureza, já que esse campo, com esse valor esperado, é o responsável por gerar a massa para cada partícula que se acoplar ao campo de Higgs, incluindo o próprio bóson de Higgs. Isto é explicado através de uma quebra espontânea da simetria de calibre eletrofraca, a qual ficou conhecida como Mecanismo de Higgs [101]¹.

No modelo padrão, o campo de Higgs consiste de duas componentes neutras e duas componentes carregadas. As componentes carregadas e uma componente neutra são bósons que quebram espontaneamente a simetria, os chamados bósons de Goldstone [102], os quais atuam como componentes longitudinais das polarizações dos bósons W^\pm e Z^0 . A componente neutra remanescente corresponde ao bóson de Higgs, o qual sendo um bóson escalar possui spin 0 (nenhum momentum angular intrínseco), além de ser sua própria antipartícula.

O Modelo Padrão não prediz a massa do bóson de Higgs, porém, estudos recentes [103] surgidos da combinação de dados das colaborações CDF e D0 (ambas no Tevatron) nos últimos anos, excluíram as regiões de massa de Higgs $158 \leq M_H \leq 175$ GeV. Junto com os cortes de LEP [104], os quais indicam a não existência do bóson de Higgs para massas menores que $M_H \leq 114.40$ GeV, temos dois intervalos distintos onde o bóson de Higgs pode ser encontrado: o

¹ Para uma revisão detalhada sobre o mecanismo de Higgs e o bóson de Higgs, ver [46]

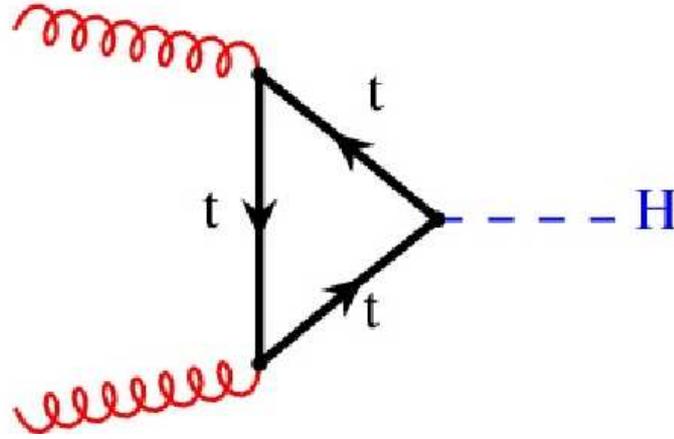


Fig. 7.1: Diagrama genérico para o processo do mecanismo de fusão de glúons $gg \rightarrow H$ para a produção do bóson de Higgs em Ordem Dominante (LO)

primeiro, para massas superiores a 175 GeV, e o segundo, para massas entre $114.4 < M_H < 158$ GeV, sendo este intervalo o mais aceito pelos especialistas para a provável massa do bóson de Higgs. O diagrama para produção de Higgs a partir da fusão de glúons pode ser conferido em Fig. (7.1).

Existe grande expectativa de que o bóson de Higgs seja descoberto no colisor LHC. A busca por esse bóson se tornou ainda maior a partir de março de 2010, quando o LHC entrou em funcionamento com energia de centro de massa de 7 TeV.

Informações que auxiliem na busca do bóson de Higgs e também previsões para entender como essa partícula comporta-se na natureza são relevantes e fundamentais para a física atual, e um dos assuntos de principal interesse do ponto de vista teórico e experimental é justamente a produção difrativa deste bóson. Assim, nosso objetivo é fornecer valores para as seções de choque difrativas simples, bem como as respectivas taxas de produção difrativa, para o bóson de Higgs em energias do colisor LHC, aproveitando para comparar dois diferentes modelos para o valor da probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez existentes na literatura, os quais foram apresentados no Cap. 2. Vamos primeiramente apresentar como o bóson de Higgs pode ser encontrado a partir da fusão de glúons, mostrando a seção de choque inclusiva para o processo $p + p \rightarrow gg \rightarrow$ e posteriormente, estendermos para o caso difrativo.

7.2 Produção inclusiva do bóson de Higgs

Vamos então apresentar as principais fórmulas para a seção de choque de produção do bóson de Higgs em colisões próton-próton. Estamos considerando o processo de fusão de glúons $p + p \rightarrow gg \rightarrow H$, sendo este o processo dominante para produção do bóson de Higgs no regime de altas energias. [105, 106, 107]. O acoplamento de glúons para o bóson de Higgs é mediado por um laço triangular de quarks, tendo a contribuição dominante do quark Top. A seção de choque de produção do bóson de Higgs em ordem dominante (LO), Fig. (7.1) é dada por [108]

$$\sigma_{LO}(pp \rightarrow H + X) = \sigma_0 \tau_H \frac{d\mathcal{L}^{gg}}{d\tau_H}, \quad (7.1)$$

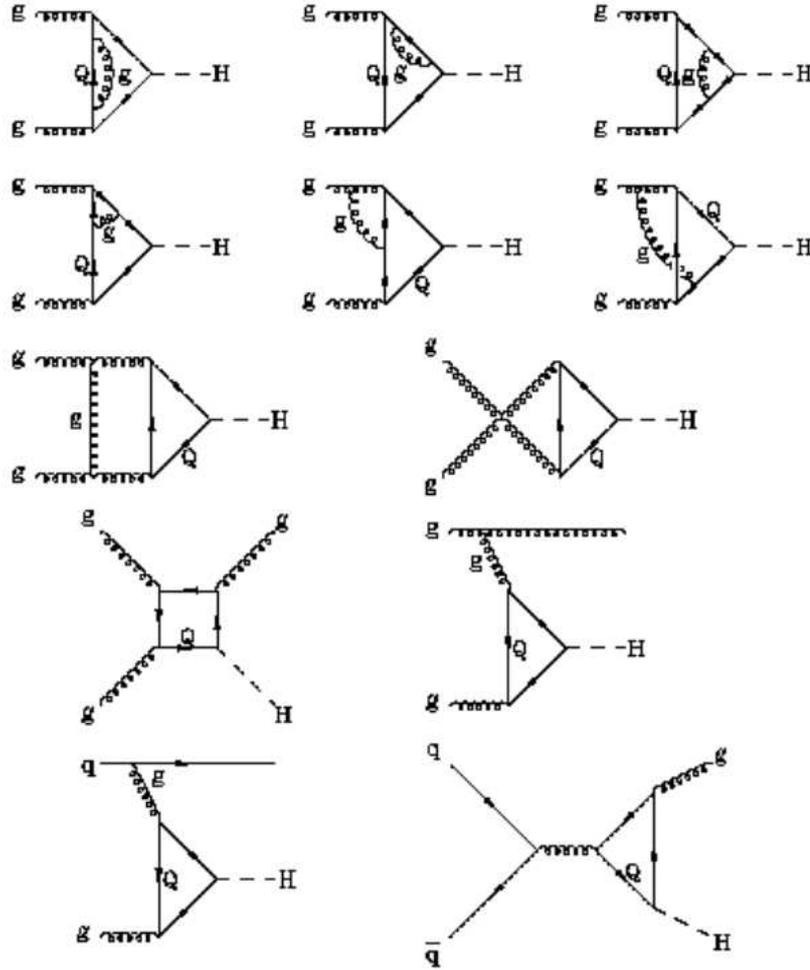


Fig. 7.2: Diagramas genéricos para o processo do mecanismo de fusão de glúons $gg \rightarrow H$ para a produção do bóson de Higgs com correções radiativas (NLO).

com $\tau_H = M_H^2/s$, sendo s o quadrado da energia invariante de colisão pp . A luminosidade glúon-glúon possui a seguinte forma

$$\frac{d\mathcal{L}^{gg}}{d\tau} = \int_{\tau}^1 \frac{dx}{x} g(x, M^2) g(\tau/x, M^2), \quad (7.2)$$

onde M é a escala de fatorização. Na Eq.(7.1), a função σ_0 é dada por

$$\sigma_0 = \frac{G_F \alpha_s^2(\mu^2)}{288\sqrt{2}\pi} \left| \frac{3}{4} \sum_q A_Q(\tau_Q) \right|^2, \quad (7.3)$$

onde $A_Q(\tau_Q) = \frac{2[\tau_Q + (\tau_Q - 1)f(\tau_Q)]}{\tau_Q^2}$, e $\tau_Q = M_H^2/4m_q^2$. Seguindo os cortes de CDF e D0, o único quark contribuinte para a região de massa atualmente permitida pelas regiões de exclusão é o quark Top. Assim, iremos considerar apenas a contribuição deste quark, e portanto, $m_q \equiv m_t = 172.5$ GeV, região esta chamada de limite de quarks pesados [108], e assumindo a aproximação $\tau_Q \leq 1$, a qual significa que estamos usando $f(\tau_Q) = \arcsin^2 \sqrt{\tau_Q}$. Os nossos cálculos considerando estes cortes de CDF e D0 para a massa do Higgs são os primeiros na literatura.

Porém, correções da Cromodinâmica Quântica em ordem seguinte à dominante (NLO) para o processo de fusão de glúon são necessárias. Essas contribuições, Fig. (7.2) correspondem aos

Massa (GeV)	$\sqrt{s} = 7$ TeV.	$\sqrt{s} = 8$ TeV	$\sqrt{s} = 14$ TeV
120	88.59(66.44)	119.70(90.11)	346.43(256.62)
140	58.69(44.02)	81.43(61.30)	248.75(184.26)
160	39.56(29.67)	56.07(42.21)	183.06(135.60)
180	27.60(20.70)	40.23(30.28)	134.46(99.60)
200	19.96(14.97)	29.10(21.90)	104.65(77.52)

Tab. 7.1: Estimativas para a seção de choque para produção de Higgs (fb) em Ordem seguinte à dominante. Os valores são mostrados para os modelos GLM (KKMR) e $M_H = \mu = M$.

processos $gg \rightarrow H(g)$, $gq \rightarrow Hq$ e $q\bar{q} \rightarrow Hg$ [108, 109], introduzindo assim correções virtuais e reais para a amplitude de espalhamento. Então, a seção de choque para a produção do bóson de Higgs em NLO é escrita como [108]

$$\sigma_{NLO}(pp \rightarrow H + X) = \sigma_0 \left[1 + \mathcal{C} \frac{\alpha_s(\mu^2)}{\pi} \right] \tau_H \frac{d\mathcal{L}^{gg}}{d\tau_H} + \Delta\sigma_{gg} + \Delta\sigma_{gq} + \Delta\sigma_{q\bar{q}}, \quad (7.4)$$

com a escala de renormalização em α_s e a escala de fatorização nas densidades partônicas tendo que ser fixadas apropriadamente. O coeficiente $\mathcal{C}(\tau_Q)$ denota as contribuições das correções de dois-laços virtuais, regularizadas pela parte singular infravermelha da seção de choque para a emissão de um glúon real, a qual é expressa por [108]

$$\mathcal{C}(\tau_Q) = \pi^2 + c(\tau_Q) + \left(\frac{11N_c - 2N_F}{6} \right) \log \frac{\mu^2}{M_H^2}, \quad (7.5)$$

onde π^2 refere-se a parte infravermelha e $c(\tau_Q)$ é uma função finita, cuja solução analítica é $c = 11/2$ para $\tau_Q = M_H^2/4m_q^2 \ll 1$ [110].

As funções $\Delta\sigma_{ij}$ são contribuições duras para a radiação de glúons no espalhamento de glúons e na aniquilação de quarks $q\bar{q}$, dependendo da escala de renormalização μ e da escala de fatorização M nas densidades partônicas. Estas contribuições podem ser expressas como [108]

$$\begin{aligned} \Delta\sigma_{gg} &= \int_{\tau_H}^1 d\tau \frac{d\mathcal{L}^{gg}}{d\tau} \frac{\alpha_s}{\pi} \sigma_0 \left\{ -\hat{\tau} P_{gg}(\hat{\tau}) \log \frac{M^2}{s} + d_{gg}(\hat{\tau}, \tau_Q) \right. \\ &\quad \left. + 12 \left[\left(\frac{\log(1 - \hat{\tau})}{1 - \hat{\tau}} \right)_+ - \hat{\tau} [2 - \hat{\tau}(1 - \hat{\tau})] \log(1 - \hat{\tau}) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (7.6)$$

$$\Delta\sigma_{gq} = \int_{\tau_H}^1 d\tau \sum_{q,\bar{q}} \frac{d\mathcal{L}^{gq}}{d\tau} \frac{\alpha_s}{\pi} \sigma_0 \left\{ d_{gq}(\hat{\tau}, \tau_Q) + \hat{\tau} P_{gq}(\hat{\tau}) \left[-\frac{1}{2} \log \frac{M^2}{\hat{s}} + \log(1 - \hat{\tau}) \right] \right\}, \quad (7.7)$$

$$\Delta\sigma_{q\bar{q}} = \int_{\tau_H}^1 d\tau \sum_q \frac{d\mathcal{L}^{q\bar{q}}}{d\tau} \frac{\alpha_s}{\pi} \sigma_0 d_{q\bar{q}}(\hat{\tau}, \tau_Q), \quad (7.8)$$

onde $\hat{\tau} = \tau_H/\tau$, e $P_{gg}(\hat{\tau})$ e $P_{gq}(\hat{\tau})$ são as funções Altarelli-Parisi Padrão [22]

$$P_{gg}(\hat{\tau}) = 6 \left\{ \left(\frac{1}{1 - \hat{\tau}} \right)_+ + \frac{1}{\hat{\tau}} - 2 + \hat{\tau}(1 - \hat{\tau}) \right\} + \frac{11N_c - 2N_F}{6} \delta(1 - \hat{\tau}), \quad (7.9)$$

$$P_{gq}(\hat{\tau}) = \frac{4}{3} \frac{1 + (1 - \hat{\tau})^2}{\hat{\tau}}. \quad (7.10)$$

F_+ refere-se às funções + usuais, com $F(\hat{\tau})_+ = F(\hat{\tau}) - \delta(1 - \hat{\tau}) \int_0^1 d\hat{\tau}' F(\hat{\tau}')$. Como consideramos apenas o limite de quarks pesados, as funções d_{ij} podem ser solucionadas analiticamente, resultando em um simples conjunto de expressões[108]

$$d_{gg}(\hat{\tau}, \tau_Q) = -\frac{11}{2}(1 - \hat{\tau})^3, \quad (7.11)$$

$$d_{gq}(\hat{\tau}, \tau_Q) = -1 + 2\hat{\tau} - \frac{\hat{\tau}^2}{3}, \quad (7.12)$$

$$d_{q\bar{q}}(\hat{\tau}, \tau_Q) = \frac{32}{27}(1 - \hat{\tau})^3. \quad (7.13)$$

A forma geral dessas expressões está apresentada no Apêndice B.

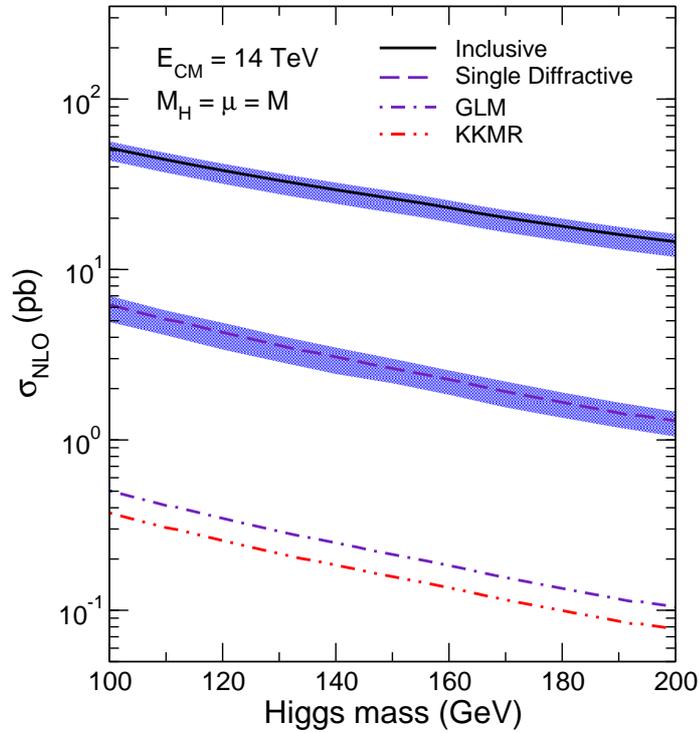


Fig. 7.3: Seções de choque de produção de bósons de Higgs nos processos inclusivo e de difração simples para energias do LHC. As curvas inferiores representam as previsões para a produção de difração simples usando dois diferentes modelos para GSP.

Finalmente, correções eletrofracas de dois laços [111, 112, 113], as quais aumentam a seção de choque total em aproximadamente 5% em comparação à seção de choque com correções QCD em ordem seguinte-a-seguinte dominante (NNLO), também serão incluídas. Desta forma, a seção de choque total calculada com as correções eletrofracas é dada por

$$\sigma_{\text{NLO+EW}} = \sigma_{\text{NLO}}(1 + \delta_{\text{EW}}). \quad (7.14)$$

A seção de choque para o processo inclusivo é mostrada nas Figs. (7.3), (7.4) e (7.5) para diferentes energias de LHC. As bandas ao redor dessas curvas expressam a variação das escalas de renormalização e fatorização no intervalo $0.5M_H < (\mu = M) < 4.0M_H$. Temos que especialmente para a energia de $\sqrt{s} = 14$ TeV, nossos resultados reproduzem aqueles obtidos por [108], onde o cálculo é similar ao nosso, apenas não incluindo as correções eletrofracas, o que não se repete para o caso da Ref. [114], onde a seção de choque para produção de Higgs foi calculada em NNLO.

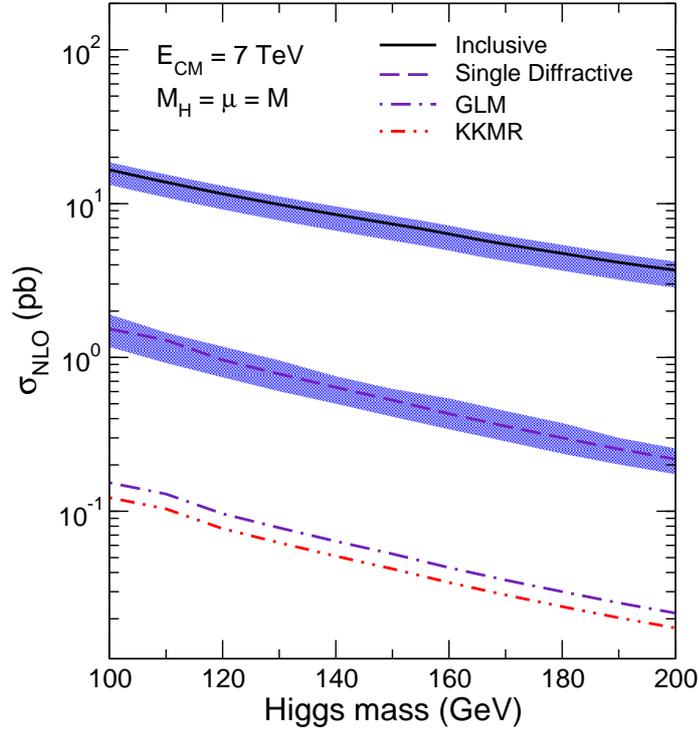


Fig. 7.4: Seções de choque de produção de bósons de Higgs nos processos inclusivo e de difração simples para energias do LHC. As curvas inferiores representam as previsões para a produção de difração simples usando dois diferentes modelos para GSP.

Vamos agora estender o processo inclusivo para o caso de difração simples considerando em ambos o modelo de Ingelman-Schlein.

7.3 Produção difrativa de Higgs

Estamos interessados nos processos de difração simples para a produção do bóson de Higgs no Modelo Padrão, considerando o formalismo de fatorização difrativa de onde utilizaremos a parametrização para a função de estrutura do Pomeron (DPDF) fornecida pela Colaboração H1[60]. As seções de choque difrativas computadas em NLO com as correções QCD e eletrofracas irão ser adicionadas do fator da probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez, onde iremos comparar previsões para dois distintos modelos, a saber o modelo KKMR e o modelo GLM, os quais foram apresentados no Cap. 2.

Os cálculos para processos difrativos foram realizados considerando o formalismo de Ingelman-Schlein para espalhamentos duros [40], conforme os Capítulos anteriores. Para o caso de difração simples em uma colisão próton-próton, considera-se que um dos prótons emite um Pomeron, e então, pártons dentro desse Pomeron interagem com pártons do outro próton, tendo então o bóson de Higgs no estado final. A luminosidade para este tipo de processo é dada por [8]

$$\begin{aligned} \frac{d\mathcal{L}_{\text{SD}}^{g_i}}{d\tau} &= \int_{\tau}^1 \frac{dx}{x} \int \frac{dx_{\mathbb{P}}}{x_{\mathbb{P}}} F_{i/\mathbb{P}/p} \left(x_{\mathbb{P}}, \frac{x}{x_{\mathbb{P}}}, M^2 \right) g(\tau/x, M^2) \\ &+ \int_{\tau}^1 \frac{dx}{x} \int \frac{dx_{\mathbb{P}}}{x_{\mathbb{P}}} g(x, M^2) F_{i/\mathbb{P}/p} \left(x_{\mathbb{P}}, \frac{\tau}{xx_{\mathbb{P}}}, M^2 \right), \end{aligned} \quad (7.15)$$

onde $g(x, M^2)$ é a função de distribuição de glúons dentro do próton, a qual consideramos a

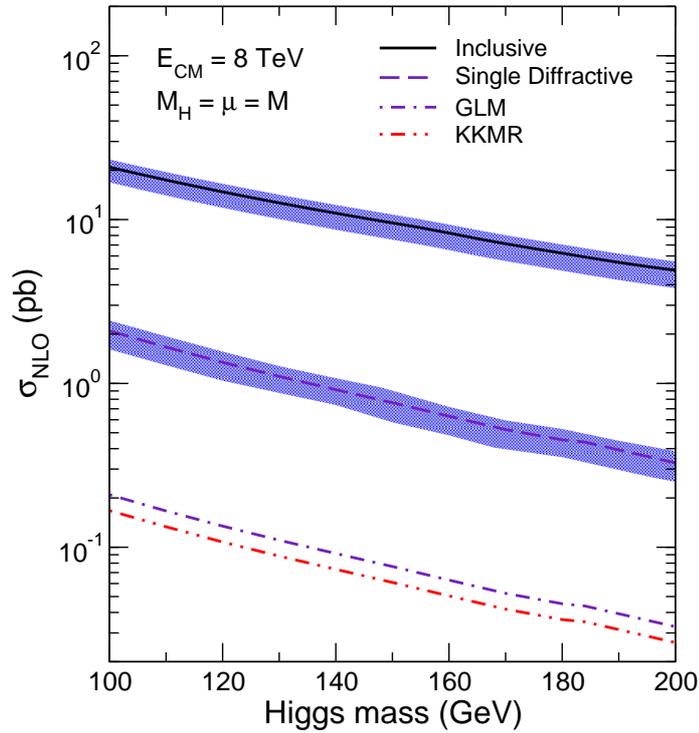


Fig. 7.5: Seções de choque de produção de bósons de Higgs nos processos inclusivo e de difração simples para energias do LHC. As curvas inferiores representam as previsões para a produção de difração simples usando dois diferentes modelos para GSP.

parametrização MSTW2008 em NLO [72]. A função de estrutura do Pomeron considerada é a advinda da colaboração H1, bem como o fator de fluxo do Pomeron.

Além disso, como os valores de probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez são em sua maioria calculados para o bóson de Higgs, torna-se fundamental a utilização do mesmo para comparar previsões de produção do mesmo. Os modelos considerados foram os modelos KKMR e GLM. Os valores utilizados são $\langle |S|^2 \rangle_{KKMR}^{SD} = 6\%$ e $\langle |S|^2 \rangle_{GLM}^{SD} = 8.1\%$ para energias de LHC. Infelizmente, estes modelos somente calculam o valor de probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez para o regime cinemático de Tevatron ou LHC, i. e., para $\sqrt{s} = 1.8$ TeV e $\sqrt{s} = 14$ TeV. Porém, uma extrapolação aceitável para o valor da probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez é possível de ser considerada, através da equação

$$\langle |S|^2 \rangle(\sqrt{s}) = \frac{a}{b + \ln \sqrt{s}}, \quad (7.16)$$

onde os parâmetros $a = 46.52(30.77)$ e $b = -3.80(-4.41)$ foram obtidos para os modelos GLM (KKMR) respectivamente. Os valores obtidos para $\langle |S|^2 \rangle$ foram $\sqrt{s} = 7$ TeV $-9.2(6.9)$, $\sqrt{s} = 8$ TeV $-8.9(6.7)$ e $\sqrt{s} = 14$ TeV $-8.1(6.0)$. Escolhemos esses modelos em particular para indicar a incerteza (dependência no modelo) dos efeitos de interação macia.

7.4 Resultados

Vamos então analisar os resultados obtidos para as seções de choque de produção difrativa simples do bóson de Higgs para energias de LHC, as quais apresentam como principal assinatura apenas uma lacuna de rapidez no estado final. Devido ao grande valor de ruído de fundo (*background*) nos processos de produção inclusiva, a produção difrativa pode ser uma alternativa para se detectar o

Razão difrativa (%)	$\sqrt{s} = 7$ TeV.	$\sqrt{s} = 8$ TeV	$\sqrt{s} = 14$ TeV
R_{SD}	8.31	9.10	11.21
R_{GLM}	0.76	0.81	0.90
R_{KKMR}	0.57	0.61	0.67

Tab. 7.2: *Estimativas para as razões difrativas em diferentes energias para massa do bóson de Higgs $M_H = 120$ GeV. A razão é predita para eventos de difração simples (R_{SD}) considerando dois diferentes modelos para o valor de GSP - ver texto - (R_{GLM} and R_{KKMR}), com $M_H = \mu = M$.*

bóson de Higgs em colisões hadrônicas, já que é possível prever uma razão sinal/background [52]. As seções de choque de produção difrativa simples são mostradas nas Figs. (7.3), (7.4) e (7.5), onde as curvas difrativas não consideram o fator de probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez (traço), para o modelo GLM (ponto-traço) e para o modelo KKMR (duplo-ponto-traço). Adicionalmente, alguns valores para seção de choque de produção são apresentados na Tab. 7.2 para determinadas massas do bóson de Higgs, mostrando especificamente os valores para a seção de choque com os valores adotados para a probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez. É possível perceber que, para altas energias, a seção de choque alcança valores na ordem de 100 fb, o que é uma promissora estimativa para detecção experimental do bóson de Higgs em processos de difração simples. Existem alguns projetos para ampliar o LHC com a finalidade de detectar o próton remanescente [115, 116, 117] ou de colocar detectores de chuveiros de partículas na saída do experimento [118, 119].

Contudo, uma análise mais detalhada destes resultados deve ser realizada para podermos estimar a taxa de eventos difrativos, e sendo assim, calculamos a taxa difrativa de produção de um bóson de Higgs com massa $M_H = 120$ GeV, a qual está apresentada na Tab. (7.2). Como esperado, as taxas são muito pequenas, e crescendo com o aumento da energia. De fato, estes valores mostram que os eventos de difração simples irão ter uma taxa muito pequena no regime cinemático do LHC, forçando então melhorias na implementação de detectores para poder medir as lacunas de rapidez.

Finalmente, apresentamos as distribuições de rapidez do bóson de Higgs para as energias citadas anteriormente, o que é feito na Fig. (7.6). Claramente estas distribuições são centrais, o que mostra que as contribuições para as distribuições de pártons no próton (PDF) e no Pomeron (DPDF) possuem um grande valor em rapidez central. Particularmente, como as frações de momentum do párton em um hádron dito A aumenta enquanto a do párton no hádron dito B (ou no Pomeron) diminuem uniformemente, temos uma grande contribuição para $y_H = 0$. Para valores intermediários de energia ($\sqrt{s} = 7$ ou 8 TeV), temos que as distribuições ainda são centrais, porém com alguns picos ao redor de $|y_H| = 2$, sendo que esses picos já são esperados para energias cada vez menores.

7.5 Conclusões

Neste capítulo apresentamos os resultados para produção difrativa do bóson de Higgs para valores de energia do colisor LHC, utilizando o formalismo de Ingelman-Schlein e correções de múltiplos espalhamentos de Pomerons (GSP), onde comparamos predições de dois diferentes modelos para o valor de probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez. Verificamos que a seção de

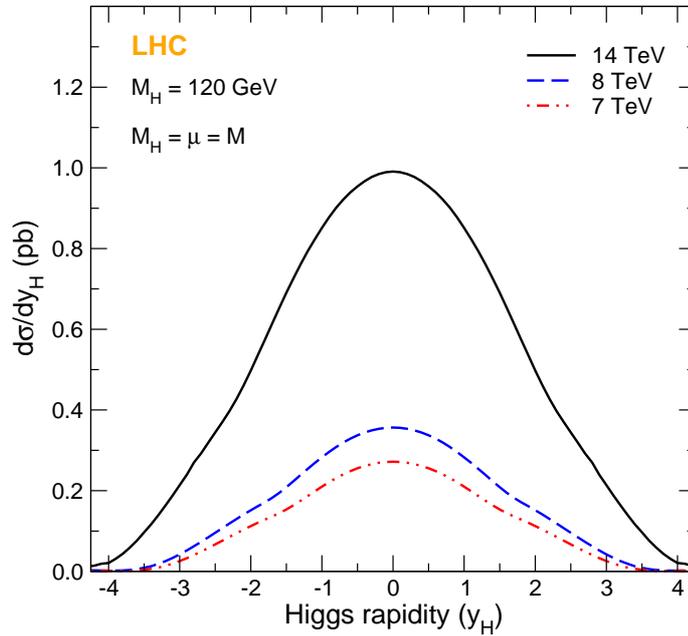


Fig. 7.6: Distribuição de rapidez (pb) em processos de difração simples do bóson de Higgs para energias de LHC (7, 8 e 14 TeV).

choque de produção do bóson de Higgs para energias de 7 e 8 TeV são muito pequenas (na ordem de fb). Porém, o aumento na energia irá permitir uma visualização da seção de choque na ordem de pb, o que é uma região onde espera-se poder ser visto o bóson de Higgs. Os resultados obtidos para as taxas de produção difrativas em diferentes energias do LHC, considerando dois distintos modelos para o fator de probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez foram: $R_{\text{GLM}} = 0.76/0.81/0.90$ e $R_{\text{KKMR}} = 0.57/0.61/0.67$ para as energias de $\sqrt{s} = 7/8/14$ TeV. Mostramos que a diferença na predição dos modelos de GSP não é significativa, mas, o modelo KKMR prevê seções de choque menores que o modelo GLM. Fica então a necessidade de dados para verificação de qual modelo é o apropriado, mas a certeza que a aplicação de ambos os modelos é fundamental para conseguirmos obter uma razão difrativa com valores aceitáveis, já que foi verificado neste trabalho que apenas a aplicação do modelo Ingelman-Schlein, sem correções, irá gerar razões difrativas na ordem de 10%, o que não está de acordo com o previsto na literatura.

Dessa forma, encerramos os estudos sobre a aplicação do fator de probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez ao Modelo Ingelman-Schlein em eventos de LHC, mostrando a importância dessa aplicação para diferentes estados que se queira detectar, como quarkonia, quarks pesados e bóson de Higgs. No próximo capítulo, apresentaremos as conclusões finais do trabalho de doutorado, bem como perspectivas para trabalhos futuros.

Conclusões e perspectivas

Nesse trabalho foram apresentados quatro diferentes estudos realizados durante o doutorado, os quais foram publicados em [5], [6], [7] e [8]. No capítulo 1, apresentamos uma revisão sobre a física de partículas, com ênfase no espalhamento profundamente inelástico e a teoria da Cromodinâmica Quântica. Vimos como podemos estudar a composição dos hádrons a partir das funções de distribuição partônicas, e também a importância da constante de acoplamento e das escalas de renormalização e fatorização. No capítulo 2, passamos pelo formalismo básico dos processos difrativos através da Teoria de Regge, uma das primeiras a descrever processos elásticos, e no capítulo 3, discutimos os tópicos aplicados para os estudos, cálculos e estimativas deste trabalho, que são exatamente o modelo de Ingelman-Schlein, a função de estrutura e o fator de fluxo do Pomeron e as correções de múltiplos Pomerons através da probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez. Estes tópicos foram utilizados nos cálculos apresentados nos capítulos 4, 5, 6 e 7, para produção difrativa de quarkonia, quarks pesados em colisões hadrônicas, quarks pesados em colisões nucleares e bóson de Higgs, respectivamente. O modelo de Ingelman-Schlein consiste de uma composição híbrida da teoria de polos de Regge com elementos de QCD perturbativa. A teoria de polos de Regge é utilizada para dar conta da parte não-perturbativa do processo, permitindo estabelecer o fator de fluxo de Pomerons. Tal procedimento porém não é livre de ambiguidades. Admitindo-se que o Pomeron possui uma estrutura partônica, a QCD perturbativa é utilizada para se computar os processos elementares relevantes para a produção de diversas partículas, dentre elas, as que foram utilizadas neste trabalho.

Para isso, utilizamos uma recente função de estrutura e fluxo do Pomeron advindas da colaboração H1, bem como valores de GSP dos modelos KKMR e GLM, onde comparações entre os modelos foram feitas para a produção de Higgs. Verificamos que é fundamental a introdução destas correções para o modelo de Ingelman-Schlein, já que as razões difrativas em todos os nossos cálculos para colisões hadrônicas foram sensivelmente suprimidas com a aplicação deste fator de correção, o que poderá ser comprovado no colisor LHC. Porém, quando trabalhamos em colisões nucleares, nos deparamos com o fato de que não existe na literatura cálculos para GSP em colisões envolvendo núcleos para o processo de difração simples. Apenas para produção de Higgs existe alguma predição. Então, como forma motivacional, calculamos a taxa de produção de quarks pesados para colisões nucleares (Cálcio e Chumbo) nas energias de $\sqrt{s} = 6.3$ TeV (Cálcio) e $\sqrt{s} = 5.5$ TeV (Chumbo), considerando um modelo de probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez para colisões hadrônicas e uma estimativa aproximada da literatura (não calculada) para colisões nucleares. Verificamos então que a taxa difrativa será muito pequena para as colisões nucleares, e que a seção de choque difrativa é diretamente proporcional ao valor de probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez empregado, e independentemente de qual seja o valor, ambos prevem uma seção de choque em uma região possível de ser medida. Portanto, é fundamental o cálculo do fator de probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez para colisões nucleares em processos de difração simples.

Temos como principal conclusão que o modelo de Ingelman-Schlein não permite obter uma descrição teórica unificada dos processos de produção difrativa para os dados de LHC. Porém,

com o uso de correções (no caso, a probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez), obtivemos um resultado mais de acordo com o esperado, o que corrobora a utilidade desse fator de correção para colisões difrativas altamente energéticas.

Em resumo, fizemos uma descrição de processos difrativos de produção de $J/\psi + \gamma$ e $\Upsilon + \gamma$ em colisões hadrônicas através do modelo de Ingelman-Schlein com correções de múltiplos espalhamentos de Pomerons, bem como quarks pesados ($c\bar{c}$ e $b\bar{b}$) em colisões hadrônicas e nucleares, com estes últimos em Próxima Ordem Dominante, além de estimativas para produção difrativa do bóson de Higgs em eventos de difração simples também em Próxima Ordem Dominante. Estes quatro estudos, considerando a produção difrativa destes observáveis através do Modelo de Ingelman-Schlein com a aplicação da probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez e utilizando a função de estrutura fornecida pela Colaboração H1, são contribuições originais na literatura. Dos resultados obtidos, primeiramente vamos nos concentrar nas estimativas previstas para as razões difrativas em colisões hadrônicas.

Para a produção de quarkonia, as seções de choque de produção inclusiva e difrativa de $J/\psi + \gamma$ e $\Upsilon + \gamma$ foram calculadas em função do momento transversal p_T do quarkonium, sendo esta uma possível forma de verificação experimental. As respectivas taxas difrativas estimadas são da ordem de $R_{SD}^{J/\psi} = 0,8 - 0,5\%$ e $R_{SD}^{\Upsilon} = 0,6 - 0,4\%$ no intervalo de $4 \leq p_T \leq 10$ GeV, onde estes valores para a contribuição difrativa de $J/\psi + \gamma$ e $\Upsilon + \gamma$ são possíveis de serem verificadas no experimento. No caso da produção de quarks pesados, onde foram estudados os processos de difração simples e Troca Dupla de Pomerons, os valores obtidos para as taxas de produção difrativa em eventos de difração simples foram: para $c\bar{c}$, $R_{diff}\%(R_{GSP}\%) = 38(2.3)$; para $b\bar{b}$, $R_{diff}\%(R_{GSP}\%) = 28(1.7)$. Já para a Troca Dupla de Pomerons temos que, somente com a aplicação das correções, $R_{diff}\% = 0.17(0.01)$ para charm (bottom). Percebe-se claramente a sensível diminuição das estimativas com a aplicação do fator de probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez no cálculo das seções de choque e taxas difrativas. Comparando os processos de difração simples e Troca Dupla de Pomerons, os resultados obtidos mostram claramente o domínio dos eventos de difração simples, e em ambos, a produção de quarks charm é esperada por ser mais significativa. Finalmente, para a produção difrativa do bóson de Higgs, fizemos estimativas para diferentes valores de energia para o LHC em colisões hadrônicas. Encontramos que, para energias de 14 TeV, a seção de choque prevista está na ordem de pb (por exemplo, para uma massa de 140 GeV, a seção de choque difrativa prevista é de 248.75 (184.26) para o modelo GLM (KKMR)), a qual é uma região onde espera-se poder ser visto o bóson de Higgs. Encontramos uma diferença não é significativa para a predição destes dois modelos para a probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez. Os resultados obtidos para as taxas de produção difrativas em diferentes energias do LHC, considerando ambos os modelos, foram: $R_{GLM} = 0.76/0.81/0.90$ e $R_{KKMR} = 0.57/0.61/0.67$ para as energias de $\sqrt{s} = 7/8/14$ TeV. Assim, temos que o modelo KKMR prevê seções de choque menores que as do modelo GLM, sendo então a tomada de dados necessária para verificar qual modelo é o apropriado, além de que verificarmos a importância da aplicação deste fator de correção para obter uma razão difrativa consistente com o esperado tanto do ponto de vista teórico quanto do ponto de vista experimental [117, 119].

Para o caso de produção difrativa de quarks pesados em colisões nucleares, os principais resultados obtidos para o caso de difração simples foram estimativas para as seções de choque de produção difrativa em colisões chumbo-chumbo (PbPb), onde obtivemos $\sigma_{PbPb}^{SD} = 1.17(0.02)$ mb para produção de charm (bottom), as quais estão em uma região possível de ser verificada experimentalmente, o que também ocorre para o caso de difração central, cujos principais resultados para colisões PbPb, onde obtivemos $\sigma_{PbPb}^{DPE} = 32.5(0.32)$ μ b para charm (bottom). Foi possível verificar que mesmo para valores muito pequenos de $\langle |S|^2 \rangle \approx 10^{-7}$, deve-se encontrar

seções de choque difrativas possíveis de serem analisadas nos experimentos de LHC. Portanto, é fundamental o cálculo teórico de $\langle |S|^2 \rangle$ para difração simples e central em colisões nucleares, já que a incerteza é relevante para os valores obtidos.

No geral, as estimativas geradas para a produção difrativa de quarkonia, quarks pesados e bóson de Higgs, revelam a existência de eventos difrativos para as energias de LHC seja em colisões hadrônicas quanto em colisões nucleares, gerando estimativas que servem como possível base para a comparação com os futuros dados a serem extraídos pelas colaborações do LHC, o que deverá ocorrer nos próximos anos.

Porém, o estudo de Física Difrativa possui um grande leque de tópicos a serem estudados. Análises com outras parametrizações para a função de estrutura do Pomeron, bem como a utilização do fator de fluxo do Pomeron renormalizado [30], podem contribuir para auxiliar na discriminação dos modelos apropriados para os cálculos de processos difrativos. Desta forma, o cálculo da produção de Higgs em colisões nucleares é um importante estudo que necessita ser feito.

Além disso, um dos principais aspectos é o cálculo da probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez ainda não estar bem definido na literatura. Se temos no mínimo dois modelos consolidados para processos hadrônicos, a inexistência de modelos para processos nucleares acaba dificultando cálculos plenamente confiáveis para estes tipos de eventos. Assim, uma proposta que necessariamente precisa ser investigada é como se comportam as questões que envolvem o cálculo das correções de múltiplos espalhamentos de Pomerons em colisões nucleares.

Apêndice A

DIS e funções de estrutura

Tensor hadrônico e leptônico

Consideremos o DIS lépton-próton

$$kp \rightarrow k'X \quad (\text{A.1})$$

representado em Fig.(1.1) em primeira ordem em QED, onde k' é o lépton espalhado e X representa o estado hadrônico final. Considerando que k é um lépton carregado, a interação ocorrerá através da troca de um fóton virtual.

O processo pode ser caracterizado da seguinte forma: um lépton de momento k emite um fóton de momento q e passa a ter um momento k' no estado final. O próton alvo, que porta momento p no estado inicial, transforma-se pela interação com o fóton virtual, no estado de muitas partículas X , com momento p_X e massa W . O vértice superior (vértice leptônico), é descrito completamente pela Eletrodinâmica Quântica (QED). O vértice inferior (vértice hadrônico), que descreve a transição entre o próton e o estado de muitas partículas, não é conhecido. O círculo para o vértice do próton indica nossa ignorância sobre a estrutura desse vértice.

A seção de choque diferencial para o processo é dada por

$$d\sigma = \frac{1}{|v_e - v_p|} \frac{m m'}{E E'} |\mathcal{M}|^2 \frac{dk'}{(2\pi)^3} \quad (\text{A.2})$$

A amplitude de espalhamento \mathcal{M} para o processo lépton-próton pode ser expressa por

$$\mathcal{M} = -i(2\pi)^4 \delta^4(p_X - p - q) 4\pi \alpha_{em} \bar{u}(k') \gamma^\mu u(k) \frac{1}{q^2} \langle X | J_h^{em} | p \rangle, \quad (\text{A.3})$$

onde α_{em} é a constante de acoplamento eletromagnética, $\bar{u}(k') \gamma^\mu u(k)$ é a corrente leptônica do vértice leptônico e $1/q^2$ é o propagador do fóton. O elemento de matriz $\langle X | J_h^{em} | p \rangle$ refere-se à corrente eletromagnética entre os estados p e X .

A.1 Obtenção do tensor leptônico

Considerando um espalhamento não polarizado e inclusivo, onde somente o elétron é observado no estado final, e as variáveis naturais $c = \hbar = 1$, teremos que a seção de choque diferencial inclusiva deste processo será dada por

$$d\sigma = \frac{2\alpha^2}{q^4 E} \mathcal{L}^{\nu\mu} W_{\nu\mu} \frac{dk'}{E'} \quad (\text{A.4})$$

onde

$$\mathcal{L}^{\nu\mu} = k^\nu k'^\mu + k^\mu k'^\nu - (k \cdot k') g^{\nu\mu}, \quad (\text{A.5})$$

é o tensor do vértice leptônico, adequadamente descrito pela QED, e

$$W_{\nu\mu} = \sum_X (2\pi)^3 \delta^4(p_X - p - q) \frac{E}{2M} \langle p | J_\nu^{em} | X \rangle \langle X | J_\mu^{em} | p \rangle \quad (\text{A.6})$$

é o tensor associado ao vértice hadrônico. Verifica-se que a seção de choque inclusiva é dada pela soma sobre as seções de choque para todos os possíveis estados hadrônicos finais, sem nenhuma seleção sobre um estado final particular.

Para calcular os tensores, precisamos recordar algumas propriedades do estudo das matrizes de Dirac [19] e das matrizes γ , as quais são:

$$\bar{u} = u^\dagger \gamma^0 \quad (\text{A.7})$$

$$\gamma^{0\dagger} = \gamma^0 \quad (\text{A.8})$$

$$\gamma^{\mu\dagger} = \gamma^0 \gamma^\mu \gamma^0 \quad (\text{A.9})$$

$$(\gamma^0)^2 = \gamma_0 \quad (\text{A.10})$$

$$\not{A} = \gamma^\mu A_\mu \quad (\text{A.11})$$

$$[\bar{u}(k') \gamma^\nu u(k)]^\dagger = [\bar{u}(k) \gamma^\nu u(k')] \quad (\text{A.12})$$

$$\gamma_5 = i\gamma^0 \gamma^1 \gamma^2 \gamma^3. \quad (\text{A.13})$$

Usando estas propriedades, o tensor leptônico passa a ser descrito por

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{\mu\nu} &= \sum_{\text{spins}} [\bar{u}(k') \gamma^\mu u(k)] [\bar{u}(k) \gamma^\nu u(k')] \quad (\text{A.14}) \\ &= \sum_{s'} \bar{u}^{s'\alpha}(k') \gamma_{(\alpha\beta)}^\mu \sum_s u_\beta^{(s)}(k) \bar{u}_\gamma^{(s)}(k) \gamma_{(\gamma\xi)}^\nu u_\xi^{(s')}(k') \end{aligned}$$

Além disso, usando a seguinte relação para os spinores de Dirac,

$$\sum_s u_\alpha^{(s)}(p) \bar{u}_\beta^{(s)}(p) = \left(\frac{\not{p} + m}{2m} \right)_{\alpha\beta} \quad (\text{A.15})$$

temos que

$$\begin{aligned} \sum_s u_\beta^{(s)}(k) \bar{u}_\gamma^{(s)}(k) &= \left(\frac{\not{k} + m}{2m} \right)_{\beta\gamma} \quad (\text{A.16}) \\ \sum_{s'} u_\gamma^{(s')}(k') \bar{u}_\alpha^{(s')}(k') &= \left(\frac{\not{k}' + m}{2m} \right)_{\gamma\alpha}. \end{aligned}$$

Assim, a Eq. A.15 fica

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{\mu\nu} &= \sum_{s'} u_\xi^{(s')}(k') \bar{u}_\alpha^{(s')}(k') \gamma_{(\alpha\beta)}^\mu \sum_s u_\beta^{(s)}(k) \bar{u}_\gamma^{(s)}(k) \gamma_{(\gamma\xi)}^\nu \\ &= \left(\frac{\not{k}' + m}{2m} \right)_{\xi\alpha} \gamma_{(\alpha\beta)}^\mu \left(\frac{\not{k} + m}{2m} \right)_{\beta\gamma} \gamma_{(\gamma\xi)}^\nu \\ &= \frac{1}{4m^2} (\not{k}' + m)_{(\xi\alpha)} \gamma_{(\alpha\beta)}^\mu (\not{k} + m)_{(\beta\gamma)} \gamma_{(\gamma\xi)}^\nu \\ &= \left(\frac{\not{k}' + m}{2m} \right)_{(\xi\alpha)} \gamma_{(\alpha\beta)}^\mu \left(\frac{\not{k} + m}{2m} \right)_{\beta\gamma} \gamma_{(\gamma\xi)}^\nu. \quad (\text{A.17}) \end{aligned}$$

Usando a definição do traço, $(\frac{k'+m}{2m})_{\xi\alpha}\gamma_{(\alpha\beta)}^{\mu}(\frac{k+m}{2m})_{\beta\gamma}\gamma_{(\gamma\xi)}^{\nu} = Tr(\frac{k'+m}{2m}\gamma^{\mu}\frac{k+m}{2m}\gamma^{\nu})$ temos

$$\begin{aligned}\mathcal{L}^{\mu\nu} &= Tr(\frac{k'+m}{2m}\gamma^{\mu}\frac{k+m}{2m}\gamma^{\nu}) \\ &= \frac{1}{4m^2}Tr[(k'+m)\gamma^{\mu}(k+m)\gamma^{\nu}] \\ &= \frac{1}{4m^2}Tr(k'\gamma^{\mu}k\gamma^{\nu} + k'\gamma^{\mu}m\gamma^{\nu} + m\gamma^{\mu}k\gamma^{\nu} + m^2\gamma^{\mu}\gamma^{\nu}) \\ &= \frac{1}{4m^2}[Tr(k'\gamma^{\mu}k\gamma^{\nu}) + Tr(k'\gamma^{\mu}m\gamma^{\nu}) + Tr(m\gamma^{\mu}k\gamma^{\nu}) + Tr(m^2\gamma^{\mu}\gamma^{\nu})].\end{aligned}\quad (A.18)$$

Além disso, têm-se que

$$\begin{aligned}Tr[k'\gamma^{\mu}\gamma^{\nu}] &= Tr[\gamma^{\beta'}_{\beta}\gamma^{\mu}\gamma^{\nu}] = 0 \\ Tr[\gamma^{\beta}k'_{\beta}\gamma^{\mu}\gamma^{\nu}] &= k'_{\beta}Tr[\gamma^{\beta}\gamma^{\mu}\gamma^{\nu}] = 0\end{aligned}\quad (A.19)$$

$$Tr[\gamma^{\alpha}\gamma^{\beta}\dots\gamma^{\rho}\gamma^{\xi}] = 0(\text{odd} - \gamma) \quad (A.20)$$

$$Tr(m\gamma^{\mu}k\gamma^{\nu}) = mk_{\beta}Tr(\gamma^{\mu}\gamma^{\beta}\gamma^{\nu}) = 0 \quad (A.21)$$

$$Tr(\gamma^{\mu}\gamma^{\nu}) = \frac{1}{2}Tr(\gamma^{\mu}\gamma^{\nu}) + \frac{1}{2}(\gamma^{\nu}\gamma^{\mu}) \quad (A.22)$$

Considerando $Tr(AB) = Tr(BA)$ e $\{\gamma_{\mu}, \gamma^{\nu}\}$ sendo o anti-comutador da matriz $\gamma^{\mu}, \gamma^{\nu}$, têm-se que

$$2g^{\mu\nu} = \{\gamma^{\mu}, \gamma^{\nu}\} \quad (A.23)$$

$$\frac{1}{2}Tr\{\gamma^{\mu}, \gamma^{\nu}\} = \frac{1}{2}Tr(2g^{\mu\nu}) \quad (A.24)$$

$$Tr(g^{\mu\nu}) = 4. \quad (A.25)$$

Aplicando estas propriedades em (A.17), temos

$$\begin{aligned}\mathcal{L}^{\mu\nu} &= \frac{1}{4m^2}\{Tr(k'\gamma^{\mu}k\gamma^{\nu}) + m^2Tr(g^{\mu\nu})\} \\ &= \frac{1}{4m^2}\{Tr(k'\gamma^{\mu}k\gamma^{\nu}) + 4m^2g^{\mu\nu}\} \\ &= \frac{1}{4m^2}\{Tr[\gamma^{\alpha}k'_{\alpha}\gamma^{\mu}\gamma^{\beta}k_{\beta}\gamma^{\nu}] + 4m^2g^{\mu\nu}\} \\ &= \frac{1}{4m^2}\{k'_{\alpha}k_{\beta}Tr(\gamma^{\alpha}\gamma^{\mu}\gamma^{\beta}\gamma^{\nu}) + 4m^2g^{\mu\nu}\}\end{aligned}\quad (A.26)$$

Considerando $Tr(\gamma^{\alpha}\gamma^{\beta}\gamma^{\rho}\gamma^{\xi}) = 4(g^{\alpha\beta}g^{\rho\xi} - g^{\alpha\rho}g^{\beta\xi} + g^{\alpha\xi}g^{\beta\rho})$, obtemos

$$\begin{aligned}\mathcal{L}^{\mu\nu} &= \frac{1}{4m^2}\{k'_{\alpha}k_{\beta}[4(g^{\alpha\mu}g^{\beta\nu} - g^{\alpha\beta}g^{\mu\nu} + g^{\alpha\nu}g^{\mu\beta})] + 4m^2g^{\mu\nu}\} \\ \mathcal{L}^{\mu\nu} &= \frac{1}{4m^2}\{4k'_{\alpha}k_{\beta}g^{\alpha\mu}g^{\beta\nu} - 4k'_{\alpha}k_{\beta}g^{\alpha\beta}g^{\mu\nu} + 4k'_{\alpha}k_{\beta}g^{\alpha\nu}g^{\mu\beta} + 4m^2g^{\mu\nu}\} \\ &= \frac{1}{4m^2}\{4k'^{\mu}k^{\nu} - 4k'^{\beta}k_{\beta}g^{\mu\nu} + 4k'_{\nu}k_{\mu} + 4m^2g^{\mu\nu}\} \\ &= \frac{1}{m^2}\{k'^{\mu}k^{\nu} + k'^{\nu}k^{\mu} - g^{\mu\nu}(k' \cdot k) + m^2g^{\mu\nu}\} \\ &= \frac{1}{m^2}\{k'^{\mu}k^{\nu} + k'^{\nu}k^{\mu} - (k' \cdot k - m^2)g^{\mu\nu}\}.\end{aligned}$$

Desprezando a massa do elétron ($m \rightarrow 0$), obtemos finalmente o tensor leptônico

$$\mathcal{L}^{\mu\nu} \approx \frac{1}{m^2} \{k'^{\mu}k^{\nu} + k'^{\nu}k^{\mu} - (k' \cdot k)g^{\mu\nu}\}. \quad (\text{A.27})$$

A.2 Obtenção do tensor hadrônico

Sendo $W_{\mu\nu}$ simétrico e função dos vértices hadrônicos, a sua forma geral é construída por $g^{\mu\nu}$, p^{μ} e q^{μ} , onde todas elas são invariantes de Lorentz. Daí, têm-se que

$$W_{\mu\nu} = -W_1 g_{\mu\nu} + \frac{W_2}{M^2} p_{\mu} p_{\nu} + W_3 \left(\frac{p_{\mu} q_{\nu} + p_{\nu} q_{\mu}}{M^2} \right) + \frac{q_{\mu} q_{\nu}}{M^2} W_4 \quad (\text{A.28})$$

onde W_1 , W_2 , W_3 e W_4 são funções escalares, dependentes de (q^2, ν)

$$W_i = W_i(q^2, \nu). \quad (\text{A.29})$$

Usando a conservação da corrente no vértice hadrônico, $J^{\mu} J_{\mu} = 0 \rightarrow q^{\mu} \langle X | J_{\mu} | N \rangle = 0$ e $q^{\mu} W_{\mu\nu} = 0$, temos

$$-q^{\mu} g_{\mu\nu} W_1 + \frac{W_2}{M^2} q^{\mu} p_{\mu} p_{\nu} + \frac{W_3}{M^2} (q^{\mu} p_{\mu} q_{\nu} + q^{\mu} p_{\nu} q_{\mu}) + q^{\mu} q_{\mu} q_{\nu} \frac{W_4}{M^2} = 0 \quad (\text{A.30})$$

$$-q_{\nu} W_1 + \frac{W_2}{M^2} q \cdot p p_{\nu} + \frac{W_3}{M^2} (q \cdot p q_{\nu} + q^2 p_{\nu}) + \frac{q^2 \cdot q_{\nu}}{M^2} W_4 = 0. \quad (\text{A.31})$$

Para os coeficientes q_{ν}

$$-W_1 + \frac{q \cdot p}{M^2} W_3 + \frac{q^2}{M^2} W_4 = 0 \quad (\text{A.32})$$

e para os coeficientes p_{ν}

$$\frac{q \cdot p}{M^2} W_2 + \frac{q^2 W_3}{M^2} = 0. \quad (\text{A.33})$$

Portanto

$$W_3 = \frac{q \cdot p}{M^2} \frac{M^2}{q^2} W_2 = \frac{q \cdot p}{q^2} W_2 = -\frac{p \cdot q}{q^2} W_2 \quad (\text{A.34})$$

$$W_4 = \frac{M^2}{q^2} (W_1 - \frac{q \cdot p}{M^2} W_3) = \frac{M^2}{q^2} [W_1 - (-\frac{(p \cdot q)^2}{M^2 q^2} W_2)] \quad (\text{A.35})$$

$$= \frac{M^2}{q^2} [W_1 + \frac{(p \cdot q)^2}{M^2 q^2} W_2] \quad (\text{A.36})$$

$$W_4 = \frac{M^2}{q^2} W_1 + \frac{(p \cdot q)^2}{q^4} W_2. \quad (\text{A.37})$$

Com isso,

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu} &= -g_{\mu\nu} W_1 + \frac{p_{\mu} p_{\nu}}{M^2} W_2 \\ &+ \frac{p_{\mu} q_{\nu} + p_{\nu} q_{\mu}}{M^2} \left(-\frac{p \cdot q}{q^2} W_2 \right) + \frac{q_{\mu} q_{\nu}}{M^2} \left(\frac{M^2 W_1}{q^2} + \frac{(p \cdot q)^2}{q^4} W_2 \right) \\ &= (-g_{\mu\nu} W_1 + \frac{p_{\mu} p_{\nu}}{M^2} W_2 + \frac{p_{\mu} q_{\nu} (-q \cdot p)}{M^2 q^2} W_2 + \frac{p_{\nu} q_{\mu}}{M^2 q^2} (-p \cdot q) W_2 \\ &+ \frac{q_{\mu} q_{\nu}}{M^2 q^2} M^2 W_1 + \frac{q_{\mu} q_{\nu}}{M^2} \frac{(p \cdot q)^2}{q^4} W_2) \end{aligned} \quad (\text{A.38})$$

$$= (-g_{\mu\nu} + \frac{q_{\mu} q_{\nu}}{q^2}) W_1 + [p_{\mu} p_{\nu} + \frac{q_{\mu} q_{\nu}}{q^4} (p \cdot q)^2 - \frac{(p_{\mu} q_{\nu} + p_{\nu} q_{\mu})}{q^2} (p \cdot q)] \frac{W_2}{M^2}. \quad (\text{A.39})$$

Finalmente, temos o tensor hadrônico

$$W_{\mu\nu} = \left(-g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{q^2}\right)W_1(q^2, \nu) + \left(p^\mu - \frac{p \cdot q}{q^2}q^\mu\right)\left(p^\nu - \frac{p \cdot q}{q^2}q^\nu\right)\frac{W_2(q^2, \nu)}{M^2}. \quad (\text{A.40})$$

Apêndice B

Equações de Evolução DGLAP

B.0.1 As Equações de Evolução de Altarelli-Parisi

No que segue mostraremos como obter predições para as funções de estrutura em DIS através da QCD [37]. Calculamos explicitamente as contribuições de cada ordem no acoplamento oriundas dos diagramas de Feynman relevantes [21, 22, 23]. Voltamos ao caso ep .

No modelo de pártons para as funções de estrutura, temos que em ordem dominante, o único processo contribuindo é o espalhamento elástico fóton-quark representado na Fig. (B.1), $\gamma^*q \rightarrow q'$, e as funções de estrutura tomam a forma

$$2F_1(x, Q^2) = \frac{1}{x}F_2(x, Q^2) = \sum_q e_q^2 \int d\omega q(\omega)\delta(x - \omega) = \sum_q e_q^2 q(x), \quad (\text{B.1})$$

onde ω é a fração de momento carregada pelo párton espalhado e $q(\omega)$ é a distribuição de quarks. Podemos observar que as funções de estrutura dependem apenas de x , fato este conhecido como escalamento de Bjorken [13], o qual apresentamos na Fig. (B.2). Explicaremos agora como a presença de radiação de glúons determina a violação do escalamento de Bjorken. A próxima ordem em expansão perturbativa inclui a emissão de glúons, $\gamma^*(q) + q(P) \rightarrow q(p') + g(k)$, Fig. (B.3), e portanto agora devemos considerar o acoplamento dos glúons, sua polarização e os fatores de cor $SU(3)$. Quando as funções de estrutura do vértice hadrônico são extraídas, uma dependência em Q^2 é encontrada e é mais conveniente trabalhar em termos de densidades partônicas dependentes em Q^2 , $q(\omega, Q^2)$:

$$\frac{1}{x}F_2(x, Q^2) \equiv \sum_q e_q^2 q(x, Q^2). \quad (\text{B.2})$$

Agora, F_2 não é mais igual a $2xF_1$, e sua expressão, tomando em consideração os gráficos da Fig. (B.3), é escrita como [21, 22, 23],

$$\frac{1}{x}F_2(x, Q^2) = \sum_q \frac{e_q^2 \alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dz}{z} q\left(\frac{x}{z}\right) \int_0^{Q^2/z} d(-\hat{t}) \frac{4}{3} \left[\frac{1}{-\hat{t}} \frac{1+z^2}{1-z} - \frac{z^2(\hat{t} + 2Q^2)}{(1-z)Q^4} \right]. \quad (\text{B.3})$$

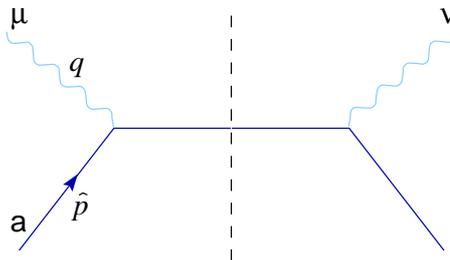


Fig. B.1: Diagrama representando o espalhamento $\gamma^*q \rightarrow q'$ em ordem de Born.

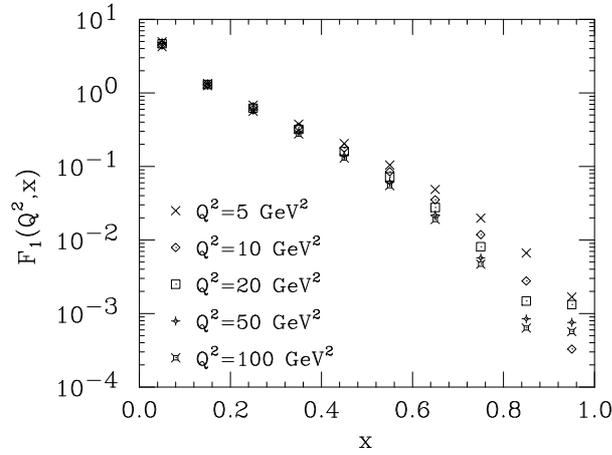


Fig. B.2: O escalamento da função de estrutura F_1 , obtida usando as distribuições partônicas do grupo $MRS(A)$ [35], como uma função da variável de Bjorken para um conjunto de valores de virtualidades Q^2 .

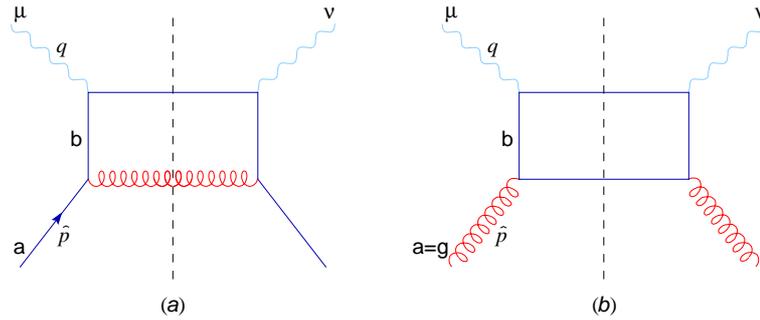


Fig. B.3: Exemplos de acoplamento quark-fóton (a) e glúon-fóton (b) em nível de um-laço (one-loop).

Introduzindo a variável z como

$$z = \frac{x}{\omega} = \frac{Q^2}{2p \cdot q} = \frac{Q^2}{\hat{s} + Q^2}, \quad (\text{B.4})$$

onde as variáveis denotadas com acento (variáveis de Mandelstan, \hat{s} e \hat{t}) indicam que estamos considerando um processo a nível partônico e x é a variável de Bjorken usual.

É importante notar que esta expressão tem dois tipos de singularidades. Há uma singularidade de infravermelho macia em $z = 1$, que corresponde à relação

$$\hat{s} = Q^2 \frac{1-z}{z} = 0 \quad (\text{B.5})$$

no limite físico com momento do glúon emitido $k = 0$. Estes tipos de singularidades surgem em teorias que contêm um campo de gauge sem massa, como o fóton na QED ou o glúon na QCD [120]. Ela será cancelada quando considerarmos contribuições das correções do vértice de um laço, mas por enquanto a regularizaremos com um corte em $z_{\text{soft}} < 1$. A outra singularidade corresponde à chamada singularidade de massa, ou colinear em \hat{t} , relacionada ao quark incidente emitindo um glúon colinear enquanto se mantém na camada de massa. Estas divergências têm lugar quando um campo de gauge não massivo acopla-se a outro campo sem massa, como no caso de quarks sem massa na QCD, ou como no caso de glúons em QCD através dos acoplamentos triplos ou quádruplos. As singularidades macias e colineares são geralmente chamadas

de divergências no infravermelho. Em qualquer processo observado há emissão de um número indefinido de fótons ou glúons suaves. Experimentalmente, o estado final de uma partícula carregada não pode ser completamente especificado porque há fótons suaves difíceis de detectar. Em QED, o teorema de Block-Nordsiek define que as divergências no infravermelho cancelam-se após a soma sobre todos os possíveis estados finais compatíveis com a detecção experimental [120]. Em QCD a situação é mais complicada devido ao efeito do vértice de três glúons. Entretanto, o teorema de Kinoshita-Lee-Nauenberg assegura a inexistência de divergências no infravermelho após a soma sobre estados iniciais e finais [120].

Voltando às divergências colineares, regularizaremos-as com outro corte $\hat{t} = -\mu_{\text{col}}^2$, que pode ser absorvido mais tarde na redefinição da distribuição de quarks inicial. Com todos estes procedimentos em mente e mantendo apenas os logaritmos dominantes $\ln Q^2/\mu_{\text{col}}^2$, obtém-se a seguinte expressão para a função de estrutura F_2 ,

$$\frac{1}{x}F_2(x, Q^2) = \sum_q \frac{e_q^2 \alpha_s}{2\pi} \int_x^{z_{\text{macio}}} q\left(\frac{x}{z}\right) P_{qq}(z) \ln\left(\frac{Q^2}{\mu_{\text{col}}^2}\right). \quad (\text{B.6})$$

No integrando há, em geral, termos não-logarítmicos, os quais podem ser absorvidos por $P_{qq}(z) \ln(\mu^2/\mu_{\text{col}}^2)$ se mudarmos o corte colinear para uma escala diferente μ . Entretanto, em grande Q^2 o efeito destes termos é suprimido. Fazemos uso desta liberdade de escolha da escala e definimos μ como a escala em que o acoplamento é definido, isto é, a equação acima fica

$$\frac{1}{x}F_2(x, Q^2) = \sum_q \frac{e_q^2 \alpha_s(\mu^2)}{2\pi} \int_x^{z_{\text{macio}}} q\left(\frac{x}{z}\right) P_{qq}(z) \ln\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right). \quad (\text{B.7})$$

Esta função é independente da prescrição de regularização e é universal para diferentes processos onde um quark emerge como um quark com radiação de um glúon. Uma derivação formal das funções de desdobramento e maiores discussões pode ser encontrada em Ref.[17].

O cancelamento de divergências macias é realizado usando regularização dimensional, introduzida por Giambiagi-Bollini (1964) [121] e Hooft-Veltman [122, 123], onde diagramas de Feynman são calculados em $4 - 2\varepsilon$ dimensões e as singularidades são extraídas como pólos em ε [120]. É necessário introduzir a interferência dos vértices de mais baixa ordem com o diagrama do vértice de glúon virtual e ainda as renormalizações das funções de onda dos quarks externos, Fig. (B.4). A soma do termo de Born e as contribuições de glúon virtual resulta em

$$\frac{1}{x}F_2(x, Q^2) = \sum_q e_q^2 \int_x^1 q\left(\frac{x}{z}\right) \left[\delta(1-z) + \frac{\alpha_s(\mu^2)}{2\pi} P_{qq}(z) \left[\ln\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right) - \frac{1}{\varepsilon} \right] + \alpha_s(\mu^2) f(z) \right]. \quad (\text{B.8})$$

Os termos finitos não-dominantes foram incluídos na função $f(z)$. As singularidades macias foram canceladas pelas correções virtuais, com a única consequência que a função de desdobramento ter sido modificada para remover sua singularidade original, isto é,

$$P_{qq}(z) = \frac{4}{3} \frac{1-z^2}{(1-z)_+} + 2\delta(1-z), \quad (\text{B.9})$$

onde a prescrição $+$ significa

$$\int_0^1 dz \frac{g(z)}{(1-z)_+} \equiv \int_0^1 dz \frac{g(z) - g(1)}{1-z}. \quad (\text{B.10})$$

As singularidades restantes são todas colineares e aparecem no termo ε^{-1} . Pode-se agora proceder à absorção destas singularidades colineares em uma redefinição da distribuição de quark básica

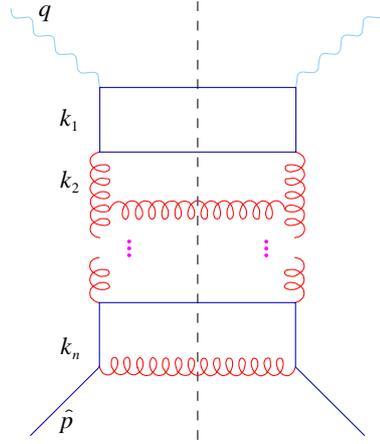


Fig. B.4: Diagrama tipo escada contribuindo ao DIS na aproximação de logaritmo dominante.

como [21, 22, 23],

$$q_{\mathcal{R}}(x) \equiv q(x) + \int_x^1 \frac{dz}{z} q\left(\frac{x}{z}\right) \left[\alpha_s(\mu^2) f(z) - \frac{\alpha_s(\mu^2)}{2\pi} P_{qq}(z) \frac{1}{z} \right]. \quad (\text{B.11})$$

Usando q para as distribuições renormalizadas, temos, combinando os resultados obtidos, a seguinte expressão para a função de estrutura F_2 ,

$$\frac{1}{x} F_2(x, Q^2) = \sum_q e_q^2 \int \frac{d\omega}{\omega} q(\omega) \left[\delta\left(1 - \frac{x}{\omega}\right) + \frac{\alpha_s(\mu^2)}{2\pi} P_{qq}\left(\frac{x}{\omega}\right) \ln\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right) \right]. \quad (\text{B.12})$$

Esta expressão sugere a redefinição da densidade de quark em grande Q^2 como [21, 22, 23],

$$\frac{1}{x} F_2(x, Q^2) = \sum_q e_q^2 q(x, Q^2) = \sum_q e_q^2 [q(x) + \delta q(x, Q^2)], \quad (\text{B.13})$$

com

$$\delta q(x, Q^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{2\pi} \ln\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right) \int \frac{d\omega}{\omega} q(\omega) P_{qq}\left(\frac{x}{\omega}\right). \quad (\text{B.14})$$

O efeito de mais altas ordens na expansão fornecerá a ressonância de termos da ordem $\propto [\alpha_s(\mu) \ln Q^2/\mu^2]^n$, os quais são os relevantes em grande Q^2 . Esta ressonância pode ser feita na forma de uma equação integro-diferencial derivada da Eq.(B.14),

$$\frac{\partial q(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\omega}{\omega} q(\omega, Q^2) P_{qq}\left(\frac{x}{\omega}\right) + \mathcal{O}(\alpha_s(\mu^2) \ln Q^2). \quad (\text{B.15})$$

Esta equação toma em consideração os diagramas escada da Fig. (B.4), ressonando as contribuições da emissão de n glúons colineares à distribuição de quarks.

Até agora tínhamos utilizado o acoplamento em escala de renormalização fixa μ^2 . Agora, usaremos $\alpha_s(Q^2)$, que é a forma correta quando adicionam-se as contribuições dos logaritmos dominantes advindos dos vértices e inserção de propagadores nos gráficos de escada. Portanto, para grande Q^2 ,

$$\frac{\partial q(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\omega}{\omega} q(\omega, Q^2) P_{qq}\left(\frac{x}{\omega}\right). \quad (\text{B.16})$$



Fig. B.5: Representação da função de desdobramento P_{qg} (a) e da função de desdobramento P_{gg} (b) .

Esta equação de evolução considera o caso do fóton absorvido por um quark originado de um quark inicial com fração de momento $\omega > x$. Para incluir a possibilidade deste quark ter sua origem em um glúon consideramos gráficos como o da Fig. (B.3-b) e seu respectivo canal cruzado, com a correspondente função de desdobramento glúon-quark sendo [21, 22, 23],

$$P_{qg}(z) = \frac{1}{2}[z^2 + (1-z)^2]. \quad (\text{B.17})$$

Esta função de desdobramento pode ser representada como na Fig. (B.5-a). A evolução para quarks então torna-se

$$\frac{\partial q_i(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\omega}{\omega} \left[q_i(\omega, Q^2) P_{qq} \left(\frac{x}{\omega} \right) + g(\omega, Q^2) P_{qg} \left(\frac{x}{\omega} \right) \right], \quad (\text{B.18})$$

onde a singularidade colinear ε^{-1} é absorvida na distribuição de glúon básica como no caso do quark. Esta evolução é válida para qualquer quark ou antiquark q_i sem massa.

A contribuição adicional das equações DGLAP [21, 22, 23], inclui a expressão correspondente à distribuição de glúons,

$$\frac{\partial g(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\omega}{\omega} \left[\sum_i q_i(\omega, Q^2) P_{gq} \left(\frac{x}{\omega} \right) + g(\omega, Q^2) P_{gg} \left(\frac{x}{\omega} \right) \right], \quad (\text{B.19})$$

com a soma para quarks e antiquarks; as funções desdobramento quark-glúon e glúon-glúon sendo [21, 22, 23],

$$P_{gq}(z) = \frac{4}{3} \frac{1 + (1-z)^2}{z}, \quad (\text{B.20})$$

$$P_{gg}(z) = 6 \left[\frac{z}{(1-z)_+} + \frac{1-z}{z} + z(1-z) + \left(\frac{11}{12} - \frac{n_f}{18} \right) \delta(1-z) \right], \quad (\text{B.21})$$

onde n_f é o número de sabores de quarks. A função de desdobramento P_{gq} descreve a probabilidade de um quark inicial emitir um glúon, enquanto que P_{gg} descreve a probabilidade de um glúon no estado inicial emitir um glúon, representada na Fig. (B.5-b). A derivação apresentada nesta seção é a de ordem dominante (LO) para o formalismo DGLAP. As funções desdobramento podem ser obtidas como uma expansão perturbativa em α_s ,

$$P_{ab}(x, Q^2) = P_{ab}^{LO}(x) + \alpha_s(Q^2) P_{ab}^{NLO}(x) + \dots \quad (\text{B.22})$$

A truncagem após os dois primeiros termos define a evolução DGLAP em próxima ordem dominante (NLO). Além da ordem dominante (LO) as funções de desdobramento dependem da escala

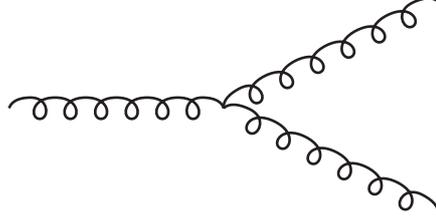


Fig. B.6: Representação da função de desdobramento P_{gg} .

de fatorização e a definição das distribuições partônicas não é mais única. Em próxima-ordem-dominante (NLO) a relação de Callan-Gross não é mais satisfeita e podemos definir a função de estrutura longitudinal,

$$F_L(x, Q^2) = \left(1 + \frac{4M^2 x^2}{Q^2}\right) F_2(x, Q^2) - 2xF_1(x, Q^2), \quad (\text{B.23})$$

com M sendo a massa do próton. A função F_L é igual à diferença $F_2 - 2xF_1$, no limite $Q^2 \rightarrow \infty$. $F_L \ll F_2$ é uma confirmação da propriedade de spin 1/2 dos quarks [18].

B.0.2 A Saturação Partônica

Para processos onde x é pequeno, mas Q^2 não é grande o suficiente para tornar a utilização da DGLAP válida, existe uma outra equação de evolução, a qual é chamada de equação BFKL¹ [24, 25, 26]. Esta equação considera a ramificação partônica no diagrama escada sendo fortemente ordenada em momentum longitudinal, sem ordenamento em escala transversa. Este formalismo é aplicável no limite onde $\alpha_s(Q^2) \ln\left(\frac{Q^2}{Q_0^2}\right) \ll \alpha_s(Q^2) \ln\left(\frac{1}{x}\right) < 1$ e ressoa os termos $[\alpha_s(Q^2) \ln\left(\frac{1}{x}\right)]^n$ na denominada aproximação de $\ln(1/x)$ dominante. A equação BFKL é originalmente expressa em termos da função de glúon não-integrada $\mathcal{F}(x, k^2)$, relacionada à densidade de glúon usual por $xg(x, Q^2) = \int_0^{Q^2} dk^2 \frac{\mathcal{F}(x, k^2)}{k^2}$ onde a função de glúon não-integrada fornece a probabilidade de encontrar um párton (glúon) com fração de momento x e momento transverso k no interior do nucleon.

Uma representação desta equação, é dada em LO por

$$\frac{\partial \mathcal{F}(x, k^2)}{\partial \ln(1/x)} = \frac{3\alpha_s}{\pi} \int_0^\infty dl^2 \frac{k^2}{l^2} \left(\frac{\mathcal{F}(x, l^2) - \mathcal{F}(x, k^2)}{|l^2 - k^2|} + \frac{\mathcal{F}(x, k^2)}{\sqrt{4l^4 + k^4}} \right). \quad (\text{B.24})$$

Na Fig. (B.7), temos um gráfico diagramático da evolução em energia (Equação BFKL) e em virtualidade (Equação DGLAP). A evolução em energia é vista a partir do $\log \frac{1}{x}$, enquanto a evolução em virtualidade é vista em Q^2 . Pode-se perceber que em ambas as evoluções, o número de distribuições partônicas aumenta, porém tornando-se mais denso na região de pequeno- x e mais diluído na região de alto Q^2 . O aumento na distribuição partônica irá aumentar a

¹ Balitsky-Fadin-Kuraev-Lipatov

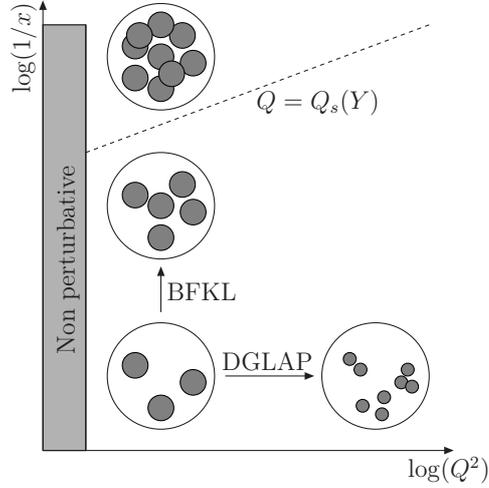


Fig. B.7: Representação diagramática da evolução em energia (Equação BFKL) e da evolução em virtualidade (Equação DGLAP). A linha $Q = Q_s(Y)$ é a escala de saturação, a partir da qual os efeitos de recombinação partônicos devem ser considerados.

seção de choque indefinidamente, o que não pode ocorrer, segundo o limite de Froissart, o qual estabelece que a seção de choque deve crescer aproximadamente com o logaritmo quadrado da energia ($\sigma \approx \ln^2 s$). Para que este limite seja obedecido, efeitos de recombinação dos pártons, mais especificamente dos glúons, devem ser considerados. A região onde estes efeitos tornam-se importantes é chamado de saturação partônica, e o limite para o uso destes efeitos é a chamada escala de saturação. Nem DGLAP nem BFKL consideram efeitos de recombinação. Isto foi feito com muita propriedade por Gribov-Levin-Ryskin (GLR [124]) e Ayala-Gay Ducati-Levin (AGL [125])

Quando o número de pártons no interior do próton é muito grande estes não podem ser considerados mais como campos livres, porque suas funções de onda iniciam a sobrepor-se e efeitos de recombinação devem ser levados em consideração. É esperado que a saturação partônica limite o crescimento das distribuições. Uma estimativa preliminar pode ser feita no regime onde este novo fenômeno deve aparecer. O vínculo de unitariedade faz com que a seção de choque para DIS tenda a um valor constante, corrigido por no máximo logaritmos da energia de centro de massa, $\sim \ln^2 s$, quando esta energia é assintoticamente grande [35, 36]. Este limite essencial corresponde ao tamanho do hádron. Em termos da função de estrutura F_2 podemos escrever,

$$\frac{1}{Q^2} F_2(x, Q^2) \simeq \frac{1}{Q^2} \alpha_s g(x, Q^2) \log \pi R^2, \quad (\text{B.25})$$

onde R é o raio do próton e faz-se uso do fato que a densidade de glúons é dominante em pequeno x . Esta condição é violada pelo formalismo DGLAP em pequenos valores de x . A razão é que esta equação não inclui a física de respalhamento ou recombinação partônicos. O efeito desta física é introduzir termos de mais alta ordem ² na fórmula de fatorização, Eq. (1.22). Estes efeitos são

² Em QCD a função de estrutura pode ser calculada através da Expansão de Produto de Operadores (OPE):

$$F_2(x, Q^2) = \sum_n \frac{C_n(x, Q^2)}{(Q^2)^n},$$

onde n é a ordem do operador correspondente. A contribuição para $n = 0$ é a de ordem dominante e F_2 terá dependência suave em Q^2 .

difíceis de implementar e alguns formalismos têm sido propostos para levá-los em consideração. Citaremos alguns deles resumidamente. Intuitivamente, podemos associar $xg(x, Q^2)$ ao número de glúons no nucleon, n_g , por unidade de rapidez, $y = \ln(1/x)$, com tamanho transversal da ordem $1/Q$. Na interação hádron-nucleon é o glúon virtual que testa a estrutura do nucleon, em analogia com o bóson eletrofraco em DIS. A seção de choque virtual glúon-nucleon é

$$\sigma_{g^*N}(x, Q^2) = \sigma_0 xg(x, Q^2) , \quad (\text{B.26})$$

onde $\sigma_0 = \sigma_{g^*g \rightarrow X} = Cte \frac{\alpha_s(Q^2)}{Q^2}$, é a seção de choque total do glúon virtual, com virtualidade Q^2 , e interação nucleon-glúon. Assumindo $\sigma_0 = \pi R_{HAD}^2$, então $\sigma_0 xg(x, Q^2)$ corresponde à área ocupada pelo glúon em um nucleon. Quando $x \rightarrow 0$, esta área transversal pode ser comparável, ou mesmo maior, que πR_{HAD}^2 , seguindo as previsões DGLAP para pequeno x . Chegando a este regime, os glúons podem iniciar a superpor-se espacialmente na direção transversal e interagir, não comportando-se mais como um parton livre. Estas interações devem suavizar, ou mesmo impedir, o intenso crescimento da seção de choque, fixando o limite πR_{HAD}^2 no regime de pequeno x . Introduzindo a função κ , com interpretação probabilística

$$\kappa = \sigma_0 \frac{xg(x, Q^2)}{\pi R^2} , \quad (\text{B.27})$$

é possível estimar em qual região cinemática podemos esperar modificações nas equações de evolução usuais. Então, para $\kappa \ll 1$, o sistema reduz-se ao caso onde a equação de evolução usual (linear) é aplicável, governada pelas cascatas partônicas individuais, sem interação entre as cascatas.

Quando $\kappa \approx \alpha_s$, partons de cascatas distintas iniciam a interagir devido à superposição espacial. Este regime cinemático específico associado ao início do mecanismo de recombinação foi primeiro estudado por Gribov, Levin e Ryskin (GLR) [124], propondo a introdução de termos não-lineares na equação de evolução. A região de $\kappa \rightarrow 1$ foi discutida posteriormente [125] e obteve desenvolvimento teórico considerável, também motivado pelos resultados de HERA e o grande interesse nos futuros dados em RHIC e LHC. Este é o regime cinemático que requer a dinâmica QCD para altas densidades partônicas. Apesar da constante de acoplamento α_s ser ainda pequena, permitindo em princípio o uso de métodos perturbativos, o sistema é tão denso que manifestações de efeitos não-lineares são esperadas, e estes devem ser considerados em um formalismo completo. A região de $\kappa \rightarrow 1$ corresponde a partons em um estado de não-equilíbrio e novos métodos devem ser introduzidos para tratar os fenômenos coletivos [124].

Apêndice C

Correções QCD para o processo $pp \rightarrow H$

Apresentamos aqui as expressões analíticas completas para as correções reais para o processo $pp \rightarrow H$ [108]. Iniciamos com as correções para os processos de produção e definindo as variáveis

$$\rho = \frac{m_H^2}{m_Q^2}, \quad S = \frac{\hat{s}}{m_Q^2}, \quad T = \frac{\hat{t}}{m_Q^2}, \quad U = \frac{\hat{u}}{m_Q^2} \quad (\text{C.1})$$

Sendo $\hat{\tau} = \tau_H/\tau$, temos que

$$\hat{s} = \frac{m_H^2}{\hat{\tau}}, \quad \hat{t} = -\hat{s}(1 - \hat{\tau})v, \quad \hat{u} = -\hat{s}(1 - \hat{\tau})(1 - v) \quad (\text{C.2})$$

$$\tau_Q = \frac{\rho}{4}, \quad \tau_s = \frac{S}{4}, \quad \tau_t = \frac{T}{4}, \quad \tau_u = \frac{U}{4} \quad (\text{C.3})$$

Os coeficientes $d_{q\bar{q}}$, d_{gq} e d_{gg} que aparecem nas correções QCD reais, 7.8 para a produção do bóson de Higgs podem ser expressas como [108]

$$\begin{aligned} d_{q\bar{q}}(\hat{\tau}, \tau_Q) &= \frac{2}{3 \left| \sum_Q F_0^\Phi(\tau_Q) \right|^2} (1 - \hat{\tau})^3 \left| \sum_Q \mathcal{A}_{qqg}^\Phi(S) \right|^2 \\ d_{gq}(\hat{\tau}, \tau_Q) &= \frac{2}{3} \hat{\tau}^2 + \frac{2}{3} \hat{\tau}^2 \int_0^1 \frac{dv}{v} \left\{ -1 - 2 \frac{1 - \hat{\tau}}{\hat{\tau}^2} \right. \\ &\quad \left. + \frac{1 + (1 - \hat{\tau})^2(1 - v)^2}{\hat{\tau}^2} \left| \frac{3}{2 \sum_Q F_0^\Phi(\tau_Q)} \sum_Q \mathcal{A}_{qqg}^\Phi(T) \right|^2 \right\} \\ d_{gg}(\hat{\tau}, \tau_Q) &= \frac{3}{1 - \hat{\tau}} \int_0^1 \frac{dv}{v} \left\{ \hat{\tau}^4 \frac{\mathcal{A}_{ggg}^\Phi(S, T, U)}{\left| \sum_Q F_0^\Phi(\tau_Q) \right|^2} - 1 - \hat{\tau}^4 - (1 - \hat{\tau})^4 \right\} \end{aligned} \quad (\text{C.4})$$

com

$$F_0^H(\tau) = \frac{3}{2} \tau^{-1} \left[1 + (1 - \tau^{-1})f(\tau) \right] \quad \text{and} \quad F_0^A(\tau) = \tau^{-1}f(\tau) \quad (\text{C.5})$$

As funções f e g são dadas por [108]

$$\begin{aligned} f(\tau) &= \begin{cases} \arcsin^2 \sqrt{\tau} & \tau \leq 1 \\ -\frac{1}{4} \left[\log \frac{\alpha_+}{\alpha_-} - i\pi \right]^2 & \tau > 1 \end{cases} \\ g(\tau) &= \begin{cases} \sqrt{\tau^{-1} - 1} \arcsin \sqrt{\tau} & \tau \leq 1 \\ \frac{\sqrt{1 - \tau^{-1}}}{2} \left[\log \frac{\alpha_+}{\alpha_-} - i\pi \right] & \tau > 1 \end{cases} \end{aligned} \quad (\text{C.6})$$

As amplitudes A_{qqg}^Φ e A_{ggg}^Φ podem ser representadas como [108]

$$\begin{aligned}\mathcal{A}_{qqg}^H(S) &= \frac{8}{S-\rho} \left\{ 1 - 2S \frac{g(\tau_s) - g(\tau_Q)}{S-\rho} - \left(1 + \frac{4}{S-\rho} \right) [f(\tau_s) - f(\tau_Q)] \right\} \\ \mathcal{A}_{qqg}^A(S) &= \frac{16}{3(S-\rho)} [f(\tau_s) - f(\tau_Q)]\end{aligned}$$

$$\mathcal{A}_{ggg}^\Phi(S, T, U) = |C_1^\Phi|^2 + |C_2^\Phi|^2 + |C_3^\Phi|^2 + |C_4^\Phi|^2 \quad (\text{C.7})$$

Assim, as funções C_i^Φ seguem de

$$C_2^\Phi(S, T, U) = -C_1^\Phi(T, S, U) \quad C_3^\Phi(S, T, U) = C_1^\Phi(U, T, S) \quad (\text{C.8})$$

$$C_i^\Phi = \sum_Q \frac{1}{2\rho^2} \sum_{j=1}^{12} P_{ij}^\Phi T_j \quad (\text{C.9})$$

Os coeficientes T_i são dados por [108]

$$\begin{aligned}T_1 &= 1, \quad T_2 = 2f(\tau_Q), \quad T_3 = 2f(\tau_s), \quad T_4 = 2f(\tau_t) \\ T_5 &= 2f(\tau_u), \quad T_6 = 2[1 - g(\tau_Q)], \quad T_7 = 2[1 - g(\tau_s)], \quad T_8 = 2[1 - g(\tau_t)] \\ T_9 &= 2[1 - g(\tau_u)], \quad T_{10} = J(S, T, U), \quad T_{11} = J(S, U, T), \quad T_{12} = J(T, S, U)\end{aligned} \quad (\text{C.10})$$

com

$$\begin{aligned}J(S, T, U) &= I_3(S, T, U, S) + I_3(S, T, U, U) - I_3(S, T, U, \rho) \\ I_3(S, T, U, X) &= \frac{1}{SU} \frac{2}{\beta_+ - \beta_-} \left\{ Li_2\left(\frac{\beta_-}{\beta_- - \alpha_-}\right) - Li_2\left(\frac{\beta_+}{\beta_+ - \alpha_+}\right) \right. \\ &\quad \left. + Li_2\left(\frac{\beta_-}{\beta_- - \alpha_+}\right) - Li_2\left(\frac{\beta_+}{\beta_+ - \alpha_-}\right) + \log\left(-\frac{\beta_+}{\beta_-}\right) \log\left(1 + \frac{XT}{SU}\right) \right\}\end{aligned} \quad (\text{C.11})$$

com $Li_2(x) = -\int_0^x \frac{dz}{z} \ln(1-z)$ e

$$\alpha_\pm = \frac{1}{2} \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{4}{X}} \right) \quad (\text{C.12})$$

$$\beta_\pm = \frac{1}{2} \left(1 \pm \sqrt{1 + \frac{4T}{SU}} \right) \quad (\text{C.13})$$

Os coeficientes P_{ij} para bóson de Higgs neutros com \mathcal{CP} -par são dados por [108]

$$P_{1,1} = -12 S \frac{UT - S^2}{(U+S)(T+S)}$$

$$\begin{aligned}P_{1,2} &= 3 \left\{ 4U^3T^3 + 8U^3T^2S + 4U^3TS^2 + 8U^2T^3S + 15U^2T^2S^2 + 4U^2T^2S \right. \\ &\quad \left. + 8U^2TS^3 + 8U^2TS^2 + U^2S^4 - 4U^2S^3 + 4UT^3S^2 + 8UT^2S^3 \right. \\ &\quad \left. + 8UT^2S^2 + 8UTS^4 + 16UTS^3 + 4US^5 - 8US^4 + T^2S^4 - 4T^2S^3 \right\}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& +4TS^5 - 8TS^4 + 3S^6 - 12S^5 \} \times \frac{1}{S(U+S)^2(T+S)^2} \\
P_{1,3} &= -3(S-4) \\
P_{1,4} &= -3 \frac{4U^3T + 8U^2TS - U^2S^2 + 4U^2S + 4UTS^2 + 8US^2 + S^4 - 4S^3}{S(U+S)^2} \\
P_{1,5} &= -3 \frac{4UT^3 + 8UT^2S + 4UTS^2 - T^2S^2 + 4T^2S + 8TS^2 + S^4 - 4S^3}{S(T+S)^2} \\
P_{1,6} &= -12 UT \frac{U^2T + 2U^2S + UT^2 + 4UTS + 5US^2 + 2T^2S + 5TS^2 + 4S^3}{(U+S)^2(T+S)^2} \\
P_{1,7} &= 0 & P_{1,8} &= 12 UT (U+2S)(U+S)^{-2} \\
P_{1,9} &= 12 UT (T+2S)(T+S)^{-2} & P_{1,10} &= 3 US (4-S)/2 \\
P_{1,11} &= 3 TS (4-S)/2 & P_{1,12} &= -3 UTS^{-1}(4UT - S^2 + 12S)/2 \\
P_{4,1} &= 12 \rho & P_{4,2} &= -9 (4-\rho) \\
P_{4,3} &= 3 (4-\rho) & P_{4,4} &= 3 (4-\rho) \\
P_{4,5} &= 3 (4-\rho) & P_{4,6} &= 0 \\
P_{4,7} &= 0 & P_{4,8} &= 0 \\
P_{4,9} &= 0 & P_{4,10} &= 3 US (4-\rho)/2 \\
P_{4,11} &= 3 TS (4-\rho)/2 & P_{4,12} &= 3 UT (4-\rho)/2
\end{aligned}$$

Similarmente, para bósons de Higgs neutros com \mathcal{CP} -ímpar,

$$\begin{aligned}
P_{1,1} &= 0 \\
P_{1,3} &= -2S \\
P_{1,6} &= 0 \\
P_{1,7} &= 0 \\
P_{1,9} &= 0 \\
P_{1,11} &= -TS^2 \\
P_{4,1} &= 0 \\
P_{4,3} &= -2\rho \\
P_{4,5} &= -2\rho \\
P_{4,7} &= 0 \\
P_{4,9} &= 0 \\
P_{4,11} &= -\rho TS \\
P_{1,2} &= -2S(UT - US - TS - 3S^2)(U+S)^{-1}(T+S)^{-1} \\
P_{1,4} &= 2S(U-S)(U+S)^{-1} \\
P_{1,5} &= 2S(T-S)(T+S)^{-1} \\
P_{1,8} &= 0 \\
P_{1,10} &= -US^2 \\
P_{1,12} &= STU \\
P_{4,2} &= 6\rho
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}P_{4,4} &= -2\rho P_{4,6} = 0 \\P_{4,8} &= 0 \\P_{4,10} &= -\rho US \\P_{4,12} &= -\rho UT\end{aligned}$$

Referências Bibliográficas

- [1] MACHADO, M. M. *Processos eletrofracos de corrente carregada em altas energias* Bra: Dissertação de Mestrado, UFRGS, 2007.
- [2] GAY DUCATI, M. B.; MACHADO, M. M.; MACHADO, M. V. T. Diffractive hadro-production of W and Z bosons at high energies, *Phys. Rev. D*, v. 75, p. 114013, July 2007.
- [3] LHC site, <http://lhc.web.cern.ch/lhc/>.
- [4] NAKAMURA, K. *et al.* Particle Physics Book. Institute of Physics Publishing, 2010.
- [5] GAY DUCATI, MACHADO, M. M.; M. B.; MACHADO, M. V. T. Diffractive quarkonium production in association with a photon at the LHC. *Phys. Lett. B*, v. 683, p. 150, 2010
- [6] GAY DUCATI, M. B.; MACHADO, M. M.; MACHADO, M. V. T. Estimate of the single diffractive heavy quark production in heavy ion collisions at the CERN-LHC *Phys. Rev. D*, v. 81, p. 054034, 2010.
- [7] GAY DUCATI, M. B.; MACHADO, M. M.; MACHADO, M. V. T. Charm and bottom production in inclusive double Pomeron exchange in heavy ion collisions at the LHC. *Phys. Rev. C*, v. 83, p. 014903, 2011.
- [8] GAY DUCATI, M. B.; MACHADO, M. M. ; SILVEIRA, G. G. Estimations for the Single Diffractive production of the Higgs boson at the Tevatron and the LHC *Phys. Rev. D*, v. 83, p. 074005, 2011.
- [9] CANAL, C. A.; GAY DUCATI, M. B.; SIMÕES, J. A. M. *Notes in deep inelastic scattering*. Strasbourg: Centre de Recherches Nucléaires, Université Louis Pasteur, 1979. 93p. (Séries des cours et conférences sur la physique des hautes énergies, 15).
- [10] GROSS, D. J.; WILCZEK, F. Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge Theories. *Phys. Rev. Lett.*, v. 30, p. 1343, 1973.
- [11] POLITZER, H. D. Reliable Perturbative Results for Strong Interactions?. *Phys. Rev. Lett.*, v. 30, p. 1346, 1973.
- [12] FEYNMAN, R. P. Very high-energy collisions of hadrons *Phys. Rev. Lett.*, v. 23, n. 2, p. 1415, 1969.
- [13] BJORKEN, J. D.; PASCHOS, E. A. Inelastic electron-proton and gamma-proton scattering and structure of nucleon. *Phys. Rev.*, New York, v. 185, n. 5, p. 1975-1982, Sept. 1969.

- [14] BARGER, V. D.; PHILLIPS, R. J. N.; Collider Physics, v. 71, Addison-Wesley, 1987.
- [15] KOGUT, J.; SUSSKIND, L. Scale-invariant parton model. *Phys. Rev. D*, New York, v. 9, n. 3, p.697-705, Feb. 1974.
- [16] BJORKEN, J.D. Rapidity gaps and jets as a new physics signature in very high energy hadron-hadron collision. *Phys. Rev. D*, v. 47, n. 1, p. 101-141, Jan. 1992.
- [17] GREINER, W.; SCHÄFER, A. *Quantum chromodynamics*. New York: Springer-Verlag, 1994.
- [18] ROBERTS, R. G. *The structure of the proton*. Cambridge: Cambridge University Press, 1990.
- [19] STERMAN, G. et al. Handbook of perturbative QCD. *Rev. Mod. Phys.*, v. 67, n. 1, p. 157-248, Jan. 1995.
- [20] COLLINS, J. C.; SOPER, D. E.; STERMAN, G. Factorization of hard processes in QCD. In: MULLER, A. H. (Ed.) *Perturbative quantum chromodynamics*. Singapore: World Scientific, 1989, p. 1-91.
- [21] DOKSHITZER, Y. L. Calculation of the structure functions for deep inelastic scattering and e^+e^- annihilation by perturbation theory in quantum chromodynamics. *Sov. Phys. JETP*, New York, v. 46, n. 4, p. 641-653, Oct. 1977.
- [22] ALTARELLI, G.; PARISI, G. Asymptotic freedom in parton language. *Nucl. Phys. B*, v. 126, n. 2, p. 298-318, Aug. 1977.
- [23] GRIBOV, V. N.; LIPATOV, L. N. Deep inelastic ep scattering in perturbation theory. *Sov. J. Nucl. Phys*, New York, v. 15, n. 4, p. 438-450, Oct. 1978.
- [24] KURAEV, E. A.; LIPATOV, L. N.; FADIN, V. S. Pomeron singularity in asymptotically free theories. *Phys. Lett. B*, v. 60, n. 1, p. 50-52, Dec. 1975.
- [25] KURAEV, E. A.; LIPATOV, L. N.; FADIN, V. S. Multiregge processes in the Yang-Mills theory. *Sov. Phys. JETP*, New York, v. 44, n. 3, p. 443-451, Sept. 1976.
- [26] BALITSKY, Y.; LIPATOV, L. N. Pomeron singularity in quantum chromodynamics. *Sov. J. Nucl. Phys.*, New York, v. 28, n. 6, p. 822-829, Dec. 1978.
- [27] FRIEDMAN, J.I. *et al.* Deep inelastic scattering comparisons with the quark model. *Rev. Mod. Phys.*, v. 63, n. 3, p. 615, 1991.
- [28] FORSHAW, J. R.; ROSS, D. A. *Quantum chromodynamics and the Pomeron*. Cambridge: Cambridge University Press, 1997.
- [29] COLLINS, P. B. *An introduction to Regge theory and high energy physics*. Cambridge: Cambridge University Press, 1977.
- [30] GOULIANOS, K. Diffractive interactions of hadrons at high energies. *Phys. Rep.*, v. 101, n. 3, p. 169-219, Dec. 1983.
- [31] BRANDT, A. et al. Evidence for a super-hard pomeron structure. *Phys. Lett. B*, v. 297, n. 3/4, p. 417-424, Dec. 1992.

- [32] De WOLF, E.A. Diffractive scattering. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, Bristol, v. 28, n. 5, p. 1023-1044, May 2002.
- [33] LEVIN, E. M. Everything about reggeons. Part I: Reggeons in soft interaction. Disponível em: <<http://xxx.if.usp.br/ps/hep-ph/9710546>>.
- [34] DONNACHIE, A.; LANDSHOFF, P. V. Total cross sections. *Phys. Lett. B*, v. 296, n. 1/2, p. 227-232, Dec. 1992.
- [35] MARTIN, A. *Scattering theory: unitarity, analyticity and crossing*. Berlin: Springer-Verlag, 1969. (Lecture notes in physics, 3)
- [36] FROISSART, M. Asymptotic behavior and subtractions in the Mandelstam representation. *Phys. Rev.*, New York, v. 123, n. 3, p. 1053-1057, Aug. 1961.
- [37] KLEIN, M. Structure functions in deep inelastic lepton-nucleon scattering. *Int. J. Mod. Phys. A*, Singapore, v. 15, p. 467-494, July 2000. Suppl. 1B.
- [38] MUELLER, A. H. O(2,1) analysis of single particle spectra at high-energy. *Phys. Rev. D*, New York, v. 2, n. 12, p. 2963-2968, Dec. 1970.
- [39] DONNACHIE, A.; LANDSHOFF, P. V. Dynamics of elastic scattering. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 267, n. 3/4, p. 690-701, Apr. 1986.
- [40] INGELMAN, G.; SCHLEIN, P.E. Jet Structure In High Mass Diffractive Scattering. *Phys. Lett. B*, v. 152, p. 256-260, 1985.
- [41] GAY DUCATI, M. B.; MACHADO, M. M.; MACHADO, M. V. T. Diffractive hadro-production of W and Z0 bosons at high energies. Proc. of VI International conference on perspectives in hadronic physics, v. 1056, p.178, Jul. 2008.
- [42] GOTSMAN, E.; LEVIN, E.; MAOR, U. Survival probability of large rapidity gaps in a three channel model. *Phys. Rev. D*, Melville, v. 60, p. 094011-094021, Oct. 1999.
- [43] LOW, F. E. A model of the bare pomeron. *Phys. Rev. D*, New York, v. 12, n. 1, p. 163-173, July 1975.
- [44] NUSSINOV, S. A perturbative recipe for quark gluons theories and some of its applications. *Phys. Rev. D*, New York, v. 14, n. 1, p. 246-257, July 1976.
- [45] KOPELIOVICH, B. Diffractive from DIS to Drell-Yan pair and heavy flavor production *Phys.Lett. B*447 (1999) 308-312 .
- [46] SILVEIRA, G. G. Fotoprodução do bóson de Higgs em Colisões Ultraperiféricas Tese de doutorado, 2011.
- [47] NIKOLAEV, N. N.; ZAKHAROV, B. G. Pomeron structure function and diffractive dissociation of virtual photons in perturbative QCD. *Z. Phys. C*, v. 53, n. 2, p. 331-345, Feb. 1992.
- [48] ABE, F. *et al*, CDF Collaboration. Observation of rapidity gaps in $\bar{p}p$ collisions at 1.8 TeV. *Phys. Rev. Lett.*, v. 74, n. 6, p. 855-859, Feb. 1995.

- [49] ABE, F. *et al* Observation of diffractive W-boson production at the Fermilab Tevatron. *Phys. Rev. Lett.*, v. 78, n. 14, p. 2698-2703, Feb. 1997.
- [50] UA8 Collaboration Evidence For Transverse Jets In High Mass Diffraction. *Phys. Lett. B*, v. 211, n. 1-2, p. 239-246, 1988.
- [51] KAIDALOV, A. B.; KHOZE, V.A.; MARTIN, A.D.; RYSKIN, M. G. Probabilities of rapidity gaps in high energy interactions. *Eur. Phys. J. C*, v. 21, p. 521-529, Aug. 2001.
- [52] KHOZE, V. A.; MARTIN, A. D.; RYSKIN, M. G. Soft diffraction at the LHC and properties of the Pomeron. *Nucl. Phys. (Proc. Suppl.) B*, v. 99, p. 213-216, 2001.
- [53] BLOCK, M. M.; HALZEN, F. Survival probability of large rapidity gaps in $\bar{p}p$, pp , γp and $\gamma\gamma$ collisions. *Phys. Rev. D*, Melville, v. 63, n. 11, p. 114004-114009, Apr. 2001.
- [54] CDF Collaboration: AFFOLDER, T. *et al.*. Diffractive dijets with a leading antiproton in $\bar{p}p$ collisions at $\sqrt{s} = 1800$ GeV. *Phys. Rev. Lett.*, Melville, v. 84, n. 22, p. 5043-5048, May 2000.
- [55] H1 Collaboration: AHMED, T. *et al.* First measurement of the deep-inelastic structure of proton diffraction. *Phys. Lett. B*, v. 348, n. 3, p. 681-695, Apr. 1995.
- [56] 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. 167-179, Oct. 2000.
- [57] GOTSMAN, E.; LEVIN, E.; MAOR, U. Energy dependence of the survival probability of large rapidity gaps. *Phys. Lett. B*, v. 438, n. 1, p. 229-234, Oct. 1998.
- [58] CHEHIME, H. *et al.* Deciphering 40 TeV rapidity gap physics with 2 TeV jet events. *Phys. Lett. B*, v. 286, n. 3, p. 397-402, Jul. 1992.
- [59] ANSELM, A. A.; GRIBOV, V. N. Zero pion mass limit in interaction at very high energies. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 40, n. 4, p. 487-490, July 1972.
- [60] AKTAS, A. *et al.* Measurement and QCD analysis of the diffractive deep inelastic scattering cross section at HERA. *Eur. Phys. J. C*, Berlin, v. 48, p.715-748, Oct. 2006.
- [61] BURAS, A.; GAEMERS, K. Simple parametrizations of parton distributions with q^2 dependence given by asymptotic freedom. *Nucl. Phys. B*, v. 132, p. 249-274, May 1977.
- [62] PUMPLIN, J.; STUMP, D.R.; HUSTON, J.; LAI, H.L.; NADOLSKY, P.; TUNG, W.K. New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis. *JHEP 0207*, v. 012, Aug. 2002.
- [63] ADLOFF, C. *et al.*. Inclusive measurement of diffractive deep-inelastic ep scattering. *Zeit. Phys. C*, Berlin, v. 76, n. 4, p. 613-629, Dec. 1997.
- [64] GLUCK, M.; REYA, E.; VOGT, A. Parton distributions for high energy collisions. *Zeit. Phys. C*, Berlin, v. 53, n. 1, p. 127-134, Mar. 1992.
- [65] "The Nobel Prize in Physics 1976". Nobelprize.org. http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1976/index.html

- [66] EPELE, L. N. ; CANAL, C. A. G. ; GAY DUCATI, M. B. . Nuclear Effects in J/ψ Hadroproduction. *Physics Letters. Section B, Holanda*, v. 226, n. 1, p. 167-173, 1989.
- [67] MEHEN, T. Testing quarkonium production with photoproduced $J/\psi + \gamma$. *Phys.Rev. D*, v. 55, p. 4338, 1997.
- [68] KIM, C. S.; LEE, J.; SONG, H. S. Color-octet contributions in the associated $J/\psi + \gamma$ hadroproduction. *Phys. Rev. D*, v. 55, p. 5429, 1997.
- [69] MALTONI, F. *et al.* Analysis of charmonium production at fixed-target experiments in the NRQCD approach. *Phys. Lett. B*, v. 638, p. 202, 2006.
- [70] BRAATEN, E.; FLEMING, S.; LEIBOVICH, A. K. Nonrelativistic QCD analysis of bottomonium production at the Fermilab Tevatron. *Phys. Rev. D*, v. 63, p. 094006, 2001.
- [71] GOTSMAN, E.; LEVIN, E.; MAOR, U.; NAFTALI, E.; PRYGARIN, A. Survival Probability of Large Rapidity Gaps. arXiv:0511060v1 [hep-ph], Prepared for the HERA and the LHC CERN/DESY workshop 2004/2005, Nov. 2005.
- [72] MARTIN, A. D. et al. NNLO global parton analysis. *Phys. Lett. B*, v. 531, n. 3/4, p. 216-224, Apr. 2002.
- [73] LI, R.; WANG, J. X. Next-to-leading-order QCD corrections to $J/\psi(\Upsilon)+\gamma$ production at the LHC *Phys. Lett. B*, v. 672, p. 51, 2009.
- [74] LANSBERG, J. P. Real next-to-next-to-leading-order QCD corrections to J/ψ and Υ hadroproduction in association with a photon. arXiv:0901.0477 [hep-ph], 2009.
- [75] XU, J. S.; PENG, H. A. Associated $J/\psi + \gamma$ diffractive production: The nature of the Pomeron and a test of hard diffractive factorization. *Phys. Rev. D*, v. 59, p. 014028, (1999).
- [76] GOULIANOS, K. Renormalization of hadronic diffraction and the structure of the Pomeron. *Phys. Lett. B* v. 358, 379-388 1995
- [77] MANGANO, M. L. Heavy-quark correlations in hadron collisions at next-to-leading order. *Nucl. Phys. B* v. 373, p. 295, 1992.
- [78] ALLABY, J. V. *et al.* Parametrization of proton structure functions. *Phys. Lett. B* v. 197, p. 281, 1987.
- [79] MACHADO, M. V. T. An estimation of single and double diffractive heavy flavour production in hadron-hadron colliders. *Phys. Rev. D*, v. 76, p. 054006, 2007.
- [80] NASON, P.; DAWSON, S.; ELLIS, R. K. The total cross section for the production of heavy quarks in hadronic collisions. *Nucl. Phys. B* v. 303, p. 607, 1988.
- [81] LOURENCO, C.; VOGT, R.; WOEHRI, H. K. Energy dependence of J/ψ absorption in proton-nucleus collisions. *JHEP 0902:014* , 2009.
- [82] MACIULA, R.; PASECHNIK, R.; SZCZUREK, A. Exclusive double-diffractive production of open charm in proton-proton and proton-antiproton collisions. *Phys. Lett. B* **685**, p. 165, 2010.

- [83] MACIULA, R.; PASECHNIK, R.; SZCZUREK, A. Exclusive $b\bar{b}$ pair production and irreducible background to the exclusive Higgs boson production. *Phys. Rev. D*, v. 82, p. 114011, 2010.
- [84] TUCHIN, K. Coherent and incoherent diffractive hadron production in pA collisions and gluon saturation. arXiv:0812.1519v2 [hep-ph] 2009.
- [85] LI, Y.; TUCHIN, K. Probing the low- x structure of nuclear matter with diffractive hadron production in pA collisions. *Phys. Rev. C* v. 78, p. 024905, 2008.
- [86] ALESSANDRO, B. *et al.* ALICE: Physics Performance Report, Volume II *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys* **32**, p. 1295, 2006.
- [87] SCHAFER, A.; NACHTMANN, O., SCHOPF, R. Production of Higgs particles in diffractive hadron-hadron collisions. *Phys. Lett. B* v. 249, p. 331, 1990.
- [88] CAPELLA, A.; SUKHATME, U.; TAN, C. I.; VAN, J. T. T. Dual parton model. *Phys. Rep.* v. 236, p. 225, 1994.
- [89] The LHC Study Group, *The Large Hadron Collider Accelerator Project*, CERN AC/93-03, 1993
- [90] LANDSHOFF, P. V.; NACHTMANN, O.; Vacuum structure and diffractive scattering *Z. Phys. C* **35**, p. 405, 1987.
- [91] BIALAS, A.; LANDSHOFF, P. V.; Higgs production in pp collisions by double-pomeron exchange *Phys. Lett. B* **256**, p. 540, 1991.
- [92] BRAUN, M. A.; PAJARES, C.; The criterion C in a parton model *Nucl. Phys. A* v. 532, p. 678, 1991.
- [93] BIALAS, A.; SZEREMETA, W.; Heavy quark production by double pomeron exchange *Phys. Lett. B* **296**, p. 191, 1992.
- [94] BZDAK, A. Exclusive Higgs and dijet production by double pomeron exchange. The CDF upper limits *Phys. Lett. B* **615**, p. 240, 2005.
- [95] LEVIN, E.; MILLER, J. Central exclusive diffractive Higgs boson production in hadron-nucleus and nucleus-nucleus collisions at the LHC arXiv:0801.3593v1, 2008.
- [96] GRELLI, A.; MISCHKE, A. Heavy flavour production at LHC arXiv:0909.4769v1, 2009.
- [97] AGABABYAN, N. M. *et al.* Coherent and non-coherent double diffractive production of $Q\bar{Q}$ -pairs in collisions of heavy ions at high energies. *Phys. Atom. Nucl.*, v. 62, p. 1572, 1999.
- [98] MÜLLER, B.; SCHRAMM, A. J.; Higgs boson production in peripheral heavy-ion collision *Nucl. Phys. A* v. 523, p. 677, 1991.
- [99] SCHRAMM, A. J.; REEVES, D. H. Production of η mesons in double Pomeron exchange *Phys. Rev. D* v. 55, p. 7312, 1997.

- [100] BENJAMIN, W.; QUIGG, C.; THACKER, H. B. Weak interactions at very high energies: The role of the Higgs-boson mass *Phys. Rev. D* v. 16, p. 1519, 1977.
- [101] HIGGS, P.; Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons *Phys. Rev. Lett.* **13**, p. 508, 1964.
- [102] GOLDSONE, J. *et al.* Broken Symmetries *Phys. Rev.* V. 127, P. 965, 1962.
- [103] TEVNPH Collaboration Combined CDF and D0 Upper Limits on Standard Model Higgs-Boson Production with up to 6.7 fb^{-1} of Data arXiv:1007.4587v1, 2010.
- [104] YAO, W. -M. *et al.* Searches for Higgs Bosons - "Review of Particle Physics" *Journal of Physics G* **33**, p. 1, 2006.
- [105] CARENA, M. S.; HABER, H. E.; Higgs Boson Theory and Phenomenology *Prog. Part. Nucl. Phys.*, v.5, p. 63, 2003.
- [106] HAHN, T. *et al.* SM and MSSM Higgs Boson Production Cross Sections at the Tevatron and the LHC arXiv:0607308, 2006.
- [107] DUPERRIN, A. Review of searches for Higgs bosons and beyond the standard model physics at the Tevatron *Eur. Phys. J.* **C59**, p. 297, 2009.
- [108] SPIRA, M. *et al.* Higgs boson production at the LHC *Nucl. Phys. B* v. 453, p. 17, 1995
- [109] DAWSON, S. Radiative corrections to Higgs boson production *Nucl. Phys. B* v. 359, p. 283, 1991.
- [110] GRAUDENS, D. *et al.* QCD corrections to Higgs-boson production at proton-proton colliders *Phys. Rev. Lett.*, v. 70, p. 1372, 1993.
- [111] ACTIS, S. *et al.* NNLO Computational Techniques: the Cases $H \rightarrow \gamma\gamma$ and $H \rightarrow gg$, *Nucl. Phys. B*, v. 811, p. 18, 2009.
- [112] ACTIS, S. *et al.* NLO Electroweak Corrections to Higgs Boson Production at Hadron Colliders *Phys. Lett. B*, v. B670, p. 12, 2008.
- [113] ACTIS, S. *et al.* Two-Loop Threshold Singularities, Unstable Particles and Complex Masses *Phys. Lett. B* v. 669, p. 62, 2008.
- [114] ERHAN, S. *et al.* Central Higgs Production at LHC from Single-Pomeron-Exchange arXiv-hep-ph/0312342.
- [115] ALBROW, M. G. *et al.* The FP420 R& D Project: Higgs and New Physics with forward protons at the LHC *JINST*, v. 4, p. T10001, 2009.
- [116] BONNET, L. *et al.* GASTOF: Ultra-fast ToF forward detector for exclusive processes at the LHC *Acta Phys. Polon. B*, v. 38, p. 477, 2007.
- [117] ROLAND, B. Forward Physics Capabilities of CMS with the CASTOR and ZDC detectors arXiv/hep-ph1008.0592, 2010.

-
- [118] ALBROW, M. G. *et al.* Forward Physics with Rapidity Gaps at the LHC *JINST*, v. 4, p. P10001, 2009.
- [119] LAMSA, J. W.; ORAVA, R. Central Diffraction at the LHCb *JINST*, v. 4, p. P11019, 2009.
- [120] MUTA, T. *Foundations of quantum chromodynamics: an introduction to perturbative methods in gauge theories.* 2. ed. Singapore: World Scientific, 1997.
- [121] BOLLINI, C. G; GIAMBIAGI, Non-Local Pseudo-Differential Operators, J. J. Nuov. Cim. 31, 550 (1964).
- [122] VELTMAN, M. Perturbation Theory and Relative Space, report UM-TH-94-12 (1994).
- [123] HOOFT, G. t, Lattice Regularization of Gauge Theories Without Loss of Chiral Symmetry Correction of formula in Appendix, and extra references added (1994).
- [124] GRIBOV, L. V.; LEVIN, E. M.; RYSKIN, M. G. Semihard processes on QCD. *Phys. Rep.*, v. 100, n. 1/2, p.1-150, Nov. 1983.
- [125] AYALA, A. L.; GAY DUCATI, M. B.; LEVIN, E. M. QCD evolution of the gluon density in a nucleus. *Nucl. Phys. B*, v. 493, n. 1/2, p. 305-353, May 1997.