Estudo Fenomenológico Sobre Fotoprodução e Eletroprodução Difrativas de Dijatos a Altas Energias

Altem Nascimento Pontes

Tese apresentada ao Instituto de Física *Gleb Wataghin* para obtenção do título de Doutor em Física

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Roberto J. M. Covolan - UNICAMP (Orientador)Profa. Dra. Márcia Begalli - UFRJProf. Dr. Anderson Campos Fauth - UNICAMP

Prof. Dr. Márcio José Menon - UNICAMP

Prof. Dr. José Augusto Chinellato - UNICAMP

DRCC - IFGW - UNICAMP

Agosto de 2001

Resumo

Observações recentes realizadas no experimento HERA/DESY e no Tevatron têm provocado um renovado interesse pela difração hadrônica a altas energias. No presente trabalho é feita uma análise comparativa entre os dados experimentais de seções de choque diferenciais de fotoprodução e eletroprodução difrativas de dijatos, obtidos pelas Colaborações H1 e ZEUS no HERA, e um modelo fenomenológico baseado na teoria de pólos de Regge associada a elementos de Cromodinâmica Quântica perturbativa. O modelo em questão, baseado na abordagem de Ingelman-Schlein, incorpora a hipótese de fatorização entre o fator de fluxo e a função de estrutura do Pomeron. A esse modelo básico, são acrescentadas trocas de Reggeons secundários, exigidas pelos dados mais recentes de espalhamento inelástico profundo difrativo. Os cálculos de seção de choque realizados a partir desse esquema mostram uma concordância muito boa entre o modelo teórico e os dados experimentais quando se usa uma função de estrutura para o Pomeron constituída predominantemente de glúons.

Abstract

Recent observations at the HERA/DESY experiment and at the Tevatron brought about a renewed interest in hadronic diffraction at high energies. In the present work a comparative analysis is made among the experimental differential cross sections of diffractive photoproduction and electroproduction of dijets, obtained by the H1 and ZEUS Collaborations at HERA, and a phenomenological model based on Regge pole theory associated with elements of perturbative QCD. This model, which is based on the Ingelman-Schlein approach, incorporates the factorization hypothesis between the flux factor and the Pomeron structure function. Secondary Reggeon exchanges are added to this basic model since they are required by the newest diffractive deep inelastic scattering data. The cross sections obtained within this framework exhibit a very good agreement between the theoretical model and the experimental data when the Pomeron structure function employed in the calculations is predominantly constituted by gluons.

Agradecimentos

Este trabalho de Tese não foi um ato solitário. Ele contou com a colaboração de muitas pessoas ao longo de seu desenvolvimento. Foi com a ajuda de cada uma dessas pessoas que pude tornar viável esse projeto de Tese.

Inicialmente, gostaria de agradecer aos meus pais, Luiz e Francisca, que me proporcionaram uma atmosfera ideal durante esses anos difíceis, mas de muito aprendizado, de Doutorado.

Sou muito grato ao Prof. Dr. Roberto Covolan pela oportunidade que me deu de participar do Grupo de Teoria do Departamento de Raios Cósmicos e pela orientação dessa Tese de Doutorado.

Meus agradecimentos vão também a Profa. Dra. Carola Dobrigkeit Chinellato pelas minhas primeiras lições sobre física de partículas.

Gostaria de agradecer aos colegas José Montanha, Miriam Batista e Mara Soares pela inestimável ajuda que me dispensaram durante todo o decorrer desse trabalho de Tese.

Externo meus mais sinceros agradecimentos aos demais discentes do Grupo de Teoria: Luiz Américo, Vítor, Henrique, Célio e Pedro.

Sou grato ao Mário de Castro e Sérgio pela disponibilidade e presteza que me dispensaram diante dos problemas computacionais.

Agradecimentos vão também para as secretárias do Departamento: Sandra, Tereza e Mônica.

Agradeço também aos membros do Departamento de Física da Universidade Federal do Pará, em especial ao José Tadeu (falecido em 1997), Manoel Januário e Antônio Adelmo, e a Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES), pelo apoio financeiro, através do Programa Institucional de Capacitação de Docentes e Técnica (PICDT).

Conteúdo

1	Intr	trodução			
2	Difr	Difração hadrônica			
	2.1	Difração <i>soft</i>	6		
		2.1.1 Modelo de pólos de Regge	7		
	2.2	Difração hard	10		
		2.2.1 Modelo de Ingelman-Schlein	10		
3	Dad	los experimentais de difração no HERA	13		
	3.1	Espalhamento inelástico profundo difrativo	14		
		3.1.1 Variáveis cinemáticas	14		
		3.1.2 Seção de choque diferencial	17		
	3.2	Leading bárion	19		
	3.3	Fotoprodução difrativa no ZEUS	21		
		3.3.1 Cortes cinemáticos	21		
		3.3.2 Medidas de seções de choque de dijatos	23		

	3.4	Fotopi	odução difrativa no H1	27
		3.4.1	Domínios cinemáticos	27
		3.4.2	Dados de seções de choque diferenciais	29
	3.5	Eletro	produção difrativa no H1	32
		3.5.1	Condições experimentais	32
		3.5.2	Resultados de seções de choque	33
4	Fun	ção de	estrutura do Pomeron	36
	4.1	Funçã	o de estrutura do Pomeron	36
	4.2	Deterr	ninação da função de estrutura do Pomeron	37
		4.2.1	Procedimento de ajuste	38
		4.2.2	Procedimento de ajuste com interferência	42
5 Modelo fenomenológico para a fotoprodução e eletroproduçã de dijatos			nomenológico para a fotoprodução e eletroprodução difrativas	48
	5.1	Fotopi	codução difrativa de dijatos	48
		5.1.1	Seções de choque	49
		5.1.2	Seções de choque para a componente resolvida	50
		5.1.3	Elementos de matriz para a componente resolvida	52
		5.1.4	Seções de choque para a componente direta	52
		5.1.5	Elementos de matriz para a componente direta	54
	5.2	Eletro	produção difrativa de dijatos	54

		5.2.1	Seções de choque diferenciais para a componente resolvida $\ .\ .\ .$	55
		5.2.2	Seções de choque diferenciais para a componente direta $\ . \ . \ . \ .$	57
6	Foto	oprodu	ção difrativa de dijatos: resultados e discussões	58
	6.1	Compa	aração entre as funções de estrutura do fóton GRV92 e GRS99	58
	6.2	Compa	aração entre as seções de choque com interferência e sem interferência	65
	6.3	Contri	buição do Reggeon para o cálculo das seções de choque	71
	6.4	Result	ados finais de fotoprodução difrativa de dijatos	74
7	Elet	roproc	lução difrativa de dijatos: resultados e discussões	81
	7.1	Result	ados finais de eletroprodução difrativa de dijatos	81
8	Conclusões			87
Bi	Bibliografia			

Lista de Figuras

2.1	Modelo do Reggeon triplo	9
2.2	Modelo de Ingelman-Schlein: (a) um antipróton \bar{p} emite um Pomeron \mathbb{P} . (b) Pártons do Pomeron interagem com pártons do próton p , através de um espalhamento <i>hard</i> , dando origem a (c) produção de jatos J , visto no sistema de centro de massa do sistema $p\bar{p}$. Os jatos S são os espectadores [8].	11
3.1	(a) Variáveis cinemáticas para o DIS inclusivo, $ep \rightarrow eX$. (b) Variáveis cinemáticas para o DIS difrativo, $ep \rightarrow eXY$	15
3.2	Dados experimentais da função de estrutura difrativa $x_{\mathbb{P}} F_2^{D(3)}$ versus $x_{\mathbb{P}}$, para vários valores de β e Q^2 , medidos pela Colaboração H1 no HERA a partir do DIS <i>ep</i> difrativo. Os círculos pretos correspondem aos dados que pertencem à região de ressonâncias, $M_X < 2$ GeV [13]	18
3.3	Dados experimentais da função de estrutura de <i>leading</i> próton $F_2^{LP(3)}(z, x, Q^2)$ (círculos brancos) e função de estrutura de <i>leading</i> nêutron $F_2^{LN(3)}(z, x, Q^2)$ (círculos pretos) versus a variável de Feynman z [31]	20
3.4	Medidas de seções de choque diferencias de fotoprodução difrativa de dijatos obtidas pela Colaboração ZEUS para a reação $ep \rightarrow eXY$ [15]	26
3.5	Dados experimentais de seções de choque diferenciais de fotoprodução difrativa de dijatos obtidos pela Colaboração H1 para a reação $ep \rightarrow eXY$ [16].	31

- Gráfico dos dados de função de estrutura difrativa $x_{\mathbb{IP}}F_2^{D(3)}$ versus $x_{\mathbb{IP}}$, para 4.1 β e Q^2 fixos, com os resultados do ajuste. Nesse gráfico, os círculos pretos pertencem à região de ressonâncias, $M_X < 2$ GeV e foram excluídos do ajuste. Já os círculos brancos, que também não fizeram parte do ajuste, pertencem à região y > 0.45.... 40Gráfico dos dados de função de estrutura do *leading* próton $F_2^{LP(3)}$ versus 4.2 $z = 1 - x_{\mathbb{P}}$, para x e Q^2 fixos, com os resultados do ajuste. Os dados de função de estrutura do leading nêutron $F_2^{LN(3)}$ são também mostrados, junto com a predição que vem do produto do fator de fluxo do Píon vezes a função de estrutura do Píon, dada pela GRV do Píon em LO. 41 Gráfico dos dados de função de estrutura difrativa $x_{\mathbb{I\!P}} F_2^{D(3)}$ versus $x_{\mathbb{I\!P}}$, para 4.3 β e Q^2 fixos, com os resultados do ajuste. Nesse gráfico, os círculos pretos pertencem à região de ressonâncias, $M_X < 2$ GeV e foram excluídos do ajuste. Já os círculos brancos, que também não fizeram parte do ajuste, pertencem à região y > 0.45.... 44 Gráfico dos dados de função de estrutura do leading próton $F_2^{LP(3)}$ versus 4.4 $z = 1 - x_{\mathbb{P}}$, para x e Q^2 fixos, com os resultados do ajuste. Os dados de função de estrutura do *leading* nêutron $F_2^{LN(3)}$ são também mostrados,

- 5.1 (a) Componente direta do fóton para a produção difrativa de dijatos em LO. (b) Componente resolvida do fóton para a produção difrativa de dijatos em LO. Em ambos os processos a reação de espalhamento é $ep \rightarrow eXY$ [39]. 49
- 6.2 Gráficos dos dados da Colaboração ZEUS de seção de choque diferencial para a fotoprodução difrativa de dijatos $d\sigma/dE_T^{jet}$ versus E_T^{jet} , com os resultados do modelo. Nessas figuras a linha tracejada corresponde à componente resolvida do fóton e a traço-pontilhada à componente direta. A linha cheia é a soma das duas componentes resolvida e direta. (a) Componente resolvida do fóton calculada com GRV92. (b) Componente resolvida do fóton calculada com GRS99.

61

6.4	Gráficos dos dados da Colaboração H1 de seção de choque diferencial para a fotoprodução difrativa de dijatos $d\sigma/dP_T^{jet}$ versus P_T^{jet} , com os resultados do modelo. Nessas figuras a linha tracejada corresponde à componente re- solvida do fóton e a traço-pontilhada à componente direta. A linha cheia é a soma das duas componentes resolvida e direta. (a) Componente re- solvida do fóton calculada com GRV92. (b) Componente resolvida do fóton calculada com GRS99.	64
6.5	Gráficos dos dados da Colaboração ZEUS de seção de choque diferencial para a fotoprodução difrativa de dijatos $d\sigma/d\eta_{jet}$ versus η_{jet} , com os resul- tados do modelo. Nessas figuras a linha tracejada corresponde à compo- nente resolvida do fóton e a traço-pontilhada à componente direta. A linha cheia é a soma das duas componentes resolvida e direta. (a) Cálculo sem interferência. (b) Cálculo com interferência	66
6.6	Gráficos dos dados da Colaboração ZEUS de seção de choque diferencial para a fotoprodução difrativa de dijatos $d\sigma/dE_T^{jet}$ versus E_T^{jet} , com os re- sultados do modelo. Nessas figuras a linha tracejada corresponde à compo- nente resolvida do fóton e a traço-pontilhada à componente direta. A linha cheia é a soma das duas componentes resolvida e direta. (a) Cálculo sem interferência. (b) Cálculo com interferência	67
6.7	Gráficos dos dados da Colaboração H1 de seção de choque diferencial para a fotoprodução difrativa de dijatos $d\sigma/d\eta_{jet}$ versus η_{jet} , com os resultados do modelo. Nessas figuras a linha tracejada corresponde à componente re- solvida do fóton e a traço-pontilhada à componente direta. A linha cheia é a soma das duas componentes resolvida e direta. (a) Cálculo sem inter-	
	ferência. (b) Cálculo com interferência	69

- 6.9 Gráficos dos dados da Colaborações ZEUS e H1 de seções de choque diferenciais para a fotoprodução difrativa de dijatos dσ/dη_{jet} versus η_{jet}, com os resultados do modelo. Nessas figuras a linha tracejada corresponde à componente resolvida (contribuição do Pomeron mais Reggeon) do fóton e a traço-pontilhada à componente direta (contribuição do Pomeron mais Reggeon). A linha cheia é a soma das duas componentes resolvida e direta.
 (a) Dados da Colaboração ZEUS. (b) Dados da Colaboração H1. 72

6.12	Gráficos dos dados das Colaborações ZEUS e H1 de seções de choque difer- enciais para a fotoprodução difrativa de dijatos, na variável P_T^{jet} , com os resultados do modelo. Nessas figuras a linha tracejada corresponde à com- ponente resolvida do fóton, a traço-pontilhada à componente direta e a linha cheia é a soma das duas componentes. (a) Dados da Colaboração ZEUS. (b) Dados da Colaboração H1	76
6.13	Gráficos dos dados das Colaborações ZEUS e H1 de seções de choque difer- enciais para a fotoprodução difrativa de dijatos, nas variáveis β_{OBS} e $z_{\mathbb{P}}^{jets}$ (equivalentes), com os resultados do modelo. Nessas figuras a linha trace- jada corresponde à componente resolvida do fóton, a traço-pontilhada à componente direta e a linha cheia é a soma das duas componentes. (a) Dados da Colaboração ZEUS. (b) Dados da Colaboração H1	78
6.14	Gráficos dos dados das Colaborações ZEUS e H1 de seções de choque difer- enciais para a fotoprodução difrativa de dijatos, na variável x_{γ} , com os resultados do modelo. Nessas figuras a linha tracejada corresponde à com- ponente resolvida do fóton (a componente direta do fóton é igual a zero). (a) Dados da Colaboração ZEUS. (b) Dados da Colaboração H1	79
6.15	Gráficos dos dados da Colaboração ZEUS de seção de choque diferencial para a fotoprodução difrativa de dijatos, na variável W, com os resultados do modelo. Nessa figura a linha tracejada corresponde à componente resolvida do fóton, a traço-pontilhada à componente direta e a linha cheia é a soma das duas componentes	80
7.1	Gráficos dos dados da Colaboração H1 de seção de choque diferencial para o processo de eletroprodução difrativa de dijatos, $d\sigma/d \langle \eta \rangle_{jet}$ versus $\langle \eta \rangle_{jet}$, com os resultados do modelo. Nessa figura, a linha tracejada corresponde à componente resolvida do fóton, a traço-pontilhada à componente direta e a linha cheja é a soma das duas componentes	83
		00

7.2	Gráficos dos dados da Colaboração H1 de seção de choque diferencial para o	
	processo de eletroprodução difrativa de dijatos, $d\sigma/dP_T^{jet}$ versus P_T^{jet} , com	
	os resultados do modelo. Nessa figura, a linha tracejada corresponde à	
	componente resolvida do fóton, a traço-pontilhada à componente direta e a	
	linha cheia é a soma das duas componentes.	84
7.3	Gráficos dos dados da Colaboração H1 de seção de choque diferencial para	
	o processo de eletroprodução difrativa de dijatos, $d\sigma/dQ^2$ versus Q^2 , com	
	os resultados do modelo. Nessa figura, a linha tracejada corresponde à	
	componente resolvida do fóton, a traço-pontilhada à componente direta e a	
	linha cheia é a soma das duas componentes.	85
7.4	Gráficos dos dados da Colaboração H1 de seção de choque diferencial para	
	o processo de eletroprodução difrativa de dijatos, $d\sigma/dW$ versus W , com	
	os resultados do modelo. Nessa figura, a linha tracejada corresponde à	
	componente resolvida do fóton, a traço-pontilhada à componente direta e a	
	linha cheia é a soma das duas componentes.	86

Lista de Tabelas

3.1	Cortes cinemáticos dos dados experimentais de fotoprodução difrativa de dijatos obtidos pela Colaboração ZEUS para a reação $ep \rightarrow eXY$ [15]	24
3.2	Domínios cinemáticos dos dados de fotoprodução difrativa de dijatos obtidos pela Colaboração H1 para a reação $ep \rightarrow eXY$ [16]	29
3.3	Condições experimentais dos dados de eletroprodução difrativa de dijatos obtidos pela Colaboração H1 para a reação $ep \rightarrow eXY$ [17]	34
5.1	Elementos de matriz, em LO, para a componente resolvida do fóton, obtidos a partir da QCD perturbativa [40, 41].	53
5.2	Elementos de matriz, em LO, para a componente direta do fóton, calculados por meio da QCD perturbativa [40]	55

Capítulo 1

Introdução

Nos últimos anos, tem sido observado um interesse crescente pela física difrativa em altas energias. Isso tem-se dado pelo fluxo contínuo de novas publicações com dados experimentais medidos recentemente no DESY-HERA e no Fermilab-Tevatron e pela atividade teórica motivada por eles. Existem vários modelos que procuram descrever esses dados, com a intenção de investigar as diversas características dos processos difrativos ao nível partônico [1]. O presente trabalho de tese consiste exatamente em desenvolver um desses modelos com o intuito de aplicá-lo à descrição dos fenômenos de fotoprodução e eletroprodução difrativas.

O emprego do termo difração é derivado da óptica onde ele descreve a deflexão de um feixe de luz ao passar por um obstáculo cujas dimensões são comparáveis ao seu comprimento de onda. A expressão *difração* foi usada originalmente em física de altas energias na descrição de espalhamento elástico em pequenos ângulos, porque o comportamento da seção de choque diferencial elástica com o ângulo de espalhamento apresenta um padrão semelhante ao encontrado na difração da luz, com um pico de difração central e uma região de mínimo seguida de um máximo secundário [2].

Dados experimentais de espalhamento próton-próton medidos no ISR (Intersecting Storage Rings), nos anos 70, mostraram que a seção de choque cresce quando a energia aumenta. Pode-se atribuir a esse crescimento à troca de uma trajetória de Regge simples cujo intercepto, $\alpha_{\mathbb{P}}(0)$, é maior que 1 e que carrega os números quânticos do vácuo. Essa trajetória é denominada de Pomeron em homenagem a um estudioso desses fenômenos, I. Y. Pomeranchuk [3, 4].

Em virtude da associação da seção de choque total com a amplitude de espalhamento elástico via teorema óptico, a ocorrência de um evento difrativo pode ser entendida como estando associada à presença desse agente mediador denominado Pomeron. Várias das características do espalhamento elástico são observadas em processos de dissociação difrativa, que também ocorrem sem a troca de números quânticos [5]. Experimentalmente, a caracterização de um evento difrativo é vinculada à não produção de hádrons em certas regiões do espaço de fase. Essas regiões desprovidas de partículas produzidas são chamadas de *gaps* de rapidez [6].

Muitas propriedades da troca de Pomeron são bem conhecidas, porém sua natureza física ainda não está clara. Nesse sentido, muitos modelos têm sido propostos para a descrição do Pomeron. No contexto da teoria de pólos de Regge original, o Pomeron é tratado como um objeto desprovido de constituintes. A fenomenologia associada a esse modelo é não-perturbativa e envolve processos que ocorrem com pequena transferência de momento e as eventuais partículas produzidas apresentam baixo momento transversal (P_T) . Um aspecto importante desse modelo é que ele incorpora uma dependência explícita com a energia, porém não prevê uma forma funcional para a dependência em t, a qual deve ser obtida através dos dados experimentais [5].

Em 1970, Mueller [7] obteve o chamado teorema óptico generalizado que fornece a base para as predições do modelo de Regge para as distribuições inclusivas. Esse modelo é também conhecido como modelo do Reggeon triplo [5]. Baseado nesse modelo, Donnachie e Landshoff estabeleceram uma expressão para o fluxo de Pomeron, denominado aqui fator de fluxo padrão. Essa expressão descreve bem os dados em baixa energia, porém em altas energias a seção de choque difrativa torna-se maior que a seção de choque total, violando a unitaridade.

Não obstante esses problemas ligados à dependência com a energia, a fenomenologia baseada no formalismo de Regge-Mueller permite obter descrições bastante razoáveis de processos de dissociação difrativa *soft* em termos de seção de choque diferencial. Em 1985, Ingelman e Schlein [8] apresentaram uma extensão do conceito de difração hadrônica através de um modelo em que é sugerida a idéia de função de estrutura do Pomeron. Uma conseqüência desse modelo é que o Pomeron passa a ser visto como um objeto provido de uma estrutura partônica, cujos constituintes poderiam participar ativamente em uma interação, levando por exemplo à produção de jatos (esse é o processo discutido no trabalho original). Uma outra contribuição do modelo de Ingelman-Schlein (IS) corresponde à hipótese de fatorização. Por essa hipótese, a função de estrutura difrativa, $F_2^{D(4)}(x_{\mathbb{P}}, t, \beta, Q^2)$, pode ser escrita como o produto de um fator de fluxo dependente de $x_{\mathbb{P}}$ e t por uma função de estrutura do Pomeron, que é função de β e Q^2 .

Três anos mais tarde, a Colaboração UA8 [9], no CERN, detectou a ocorrência de jatos de grande momento transversal, em processos difrativos, evidenciando atividade partônica de uma presumível colisão Pomeron-próton e, com isso, o modelo de IS passou a ser largamente discutido e empregado na física difrativa de altas energias.

A hipótese de fatorização embutida no modelo de IS tem sido alvo de muitas discussões. A questão básica é que não há um claro consenso teórico sobre como o processo de troca de um singleto de cor pode ser entendido dentro do contexto da QCD [10]. Os primeiros dados experimentais de função de estrutura difrativa, $F_2^{D(3)}(x_{\mathbb{P}}, \beta, Q^2)$, medidos pelas Colaborações H1 [11] e ZEUS [12] no HERA através de espalhamento *ep* difrativo, mostraram uma nítida separação entre as variáveis $x_{\mathbb{P}}$ e (β, Q^2) , parecendo confirmar a hipótese de fatorização associada ao modelo de Ingelman-Schlein.

Contudo, em 1997, a Colaboração H1 [13] apresentou novas medidas de função de estrutura difrativa obtidas através de espalhamento elétron-próton difrativo no HERA. Esses novos dados mostram que a dependência de $F_2^{D(3)}$ com $x_{\mathbb{P}}$ varia com β , demonstrando que uma fatorização simples de $F_2^{D(3)}$, com um fator de fluxo independente de $\beta \in Q^2$, não é válida. Para contornar esse problema de quebra de fatorização, surgiram propostas de incorporar a presença de troca de um Reggeon secundário, além do Pomeron. Isso será objeto de discussão no presente trabalho.

Um outro aspecto ligado a esses novos processos é que reações difrativas no HERA e no Tevatron apresentam resultados muito diferentes entre si. As Colaborações CDF e D0, que atuam no Tevatron, medem cerca de 1% de eventos difrativos enquanto que no HERA esse valor chega a 10%. A análise dos dados do HERA conduzem a um Pomeron constituído essencialmente de glúons e uma função de estrutura *hard* é favorecida. Por outro lado, os dados da Colaboração D0 são descritos por uma combinação de funções de estrutura *soft* e *hard*. A Colaboração CDF foi capaz de fazer, pela primeira vez, uma medida direta da função de estrutura difrativa do antipróton, permitindo uma comparação direta com os dados do HERA. Os dados mostram uma grande discrepância tanto na forma quanto na normalização, o que aponta para uma não universalidade da função de estrutura do Pomeron [14].

Vários desses aspectos fenomenológicos são tratados nesse trabalho de tese, em que é feito um estudo dos processos de fotoprodução e eletroprodução difrativos levando à produção de dois jatos. Os dados experimentais de seções de choque diferenciais foram obtidos pelas Colaborações ZEUS [15] e H1 [16, 17] no HERA. O modelo utilizado para tratar esses dados contempla elementos da fenomenologia de Regge e da QCD. Uma fatorização à la Ingelman-Schlein é empregada na análise da função de estrutura difrativa, mas outras contribuições além da troca de Pomeron são admitidas. Os valores de x de Bjorken medidos nesses experimentos estão dentro de um intervalo cuja evolução obedece às equações de Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi (DGLAP) [18], não necessitando portanto se recorrer à equação de difusão de Balitsky-Fadin-Kuraev-Lipatov (BFKL) [19]. Esse aspecto é particularmente evidente quando se analisa a dependência com Q^2 dos dados de eletroprodução, ao final desse trabalho.

O trabalho de tese aqui apresentado representa o aprofundamento e detalhamento das investigações preliminares apresentadas em [20]. Ele está organizado da seguinte forma. No Capítulo 2, descreve-se o processo de difração hadrônica, enquanto que no Capítulo 3, são apresentados os dados experimentais medidos pelas Colaborações H1 e ZEUS no HERA. No Capítulo 4, é apresentado um procedimento para a determinação da função de estrutura do Pomeron e no Capítulo 5, é descrita a formulação de um modelo fenomenológico para descrever os processos de fotoprodução e eletroprodução difrativos de dijatos. Nos Capítulos 6 e 7, são apresentados os resultados desse modelo fenomenológico para os processos de fotoprodução e eletroprodução difrativos, respectivamente. Por fim, no Capítulo 8, são apresentadas as conclusões oriundas desse trabalho.

Capítulo 2

Difração hadrônica

Nesse capítulo apresenta-se os principais conceitos referentes aos processos de difração *soft* e *hard*. No caso da difração *soft*, faz-se uma descrição dos principais aspectos do modelo de pólos de Regge. No processo de difração *hard*, apresenta-se o modelo de Ingelman-Schlein.

2.1 Difração soft

No processo de difração *soft*, uma (dissociação difrativa simples) ou ambas (dissociação difrativa dupla) as partículas interagentes são excitadas e, em seguida, dissociam-se em novas partículas, sem que haja troca de números quânticos [5]. Esses processos ocorrem geralmente com pequenas transferências de momento e podem ser razoavelmente bem descritos pelo modelo de pólos de Regge, cujos principais elementos são apresentados a seguir. São apresentados também o teorema óptico generalizado de Mueller e o fator de fluxo.

2.1.1 Modelo de pólos de Regge

O modelo de Regge originou-se na teoria de potencial¹ e na equação de Schrödinger com o momento angular l, complexo. Esse modelo tem sido amplamente utilizado na descrição dos principais aspectos das interações hadrônicas *soft* e, mais recentemente, tem sido também aplicado à descrição fenomenológica do processo de espalhamento inelástico profundo.

No modelo de pólos de Regge, a amplitude de espalhamento hádron-próton, ao nível de Born, para trocas simples de Reggeons assume a forma

$$A_{i}(s,t) = C_{i}^{h} C_{i}^{p} F_{i}^{h}(t) F_{i}^{p}(t) \eta(t) \left(\frac{s}{s_{0}}\right)^{\alpha_{i}(t)}$$
(2.1)

onde *i* representa o Reggeon trocado, C_i é a constante de acoplamento do Reggeon *i* com o hádron *h*, $F_i^{h,p}(t)$ é o fator de forma do vértice correspondente, $\alpha_i(t) = \alpha_i^0 + \alpha'_i t$ são as trajetórias de Regge e $\eta(t)$ representa o termo de assinatura: para as trajetórias com assinatura par $\eta(t) = -e^{-i\frac{\pi}{2}\alpha_i(t)}$ e para as de assinatura ímpar $\eta(t) = ie^{-i\frac{\pi}{2}\alpha_i(t)}$.

Nesse contexto, a seção de choque diferencial para espalhamento elástico hadrônico é proporcional ao quadrado da amplitude, isto é

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt} = \frac{\pi}{s^2} |A(s,t)|^2.$$
 (2.2)

Através do teorema óptico pode-se relacionar a seção de choque total com a parte imaginária da amplitude de espalhamento para t = 0 de tal forma que

$$\sigma_{tot}^{hp} = \frac{4\pi}{s} ImA(s, t=0).$$
(2.3)

Uma das grandes vantagens do modelo de pólos de Regge é que ele incorpora uma dependência explícita da seção de choque total com a energia de tal forma que

$$\sigma_{tot} \propto s^{\alpha(0)-1},\tag{2.4}$$

¹De fato, a história começou por Regge e seus colaboradores no final dos anos 50 quando eles se perguntavam se e em que condições se poderia considerar a amplitude de onda parcial A(l, t) não apenas como função analítica do quadri-momento transferido t mas também como função do momento angular l. [21].

onde $\alpha(0) = 1 + \epsilon$, para a contribuição predominante.

Por outro lado, o modelo não prevê uma forma funcional para a dependência com t, que deve ser obtida via dados experimentais. Um grande problema desse modelo fenomenológico é que o comportamento assintótico da seção de choque total é do tipo s^{ϵ} , em claro desacordo com o limite de Froissart².

Modelo do Reggeon triplo

Mueller [7] obteve uma generalização do teorema óptico que fornece a base para as predições do modelo de Regge das distribuições inclusivas. A Fig. 2.1 mostra um esquema para a derivação do teorema óptico generalizado de Mueller. Nesse esquema, (a) escreve-se a seção de choque como o quadrado da amplitude de espalhamento para a reação inclusiva $a_1b \rightarrow a_2X$. Em seguida, (b) é obtido considerando-se que a seção de choque deve contemplar todas as possibilidades de trocas de Reggeons \mathbb{R}_i . Por fim, (c) a principal característica desse modelo é associar ao vértice inferior, desconhecido, a troca de mais um Reggeon, \mathbb{R}_k , dando origem ao acoplamento do Reggeon triplo.

A fenomenologia de pólos de Regge associada ao teorema de Mueller, prediz uma seção de choque invariante para a reação inclusiva $a_1b \rightarrow a_2X$, em $M^2 \rightarrow \infty$ e pequenos valores de t, como sendo [24]

$$s\frac{d\sigma}{dtdM^2} = \frac{\pi}{s} \sum_{i,j} C^i_{a_1\bar{a_2}}(t) \ \eta_i(t) \ C^j_{a_1\bar{a_2}}(t) \ \eta^*_j(t) \times s^{\alpha_i(t) + \alpha_j(t)} \ Im \ A_{ib \to jb}(M^2, t), \tag{2.5}$$

onde M^2/s é a fração de momento do próton carregada pelo Pomeron $(x_{\mathbb{P}})$, $C^i_{a_1\bar{a_2}}(t)$ é definido como o produto da constante de acoplamento pelo fator de forma e a soma é sobre todos os Reggeons trocados.

Na Eq. (2.5), para grandes valores de M^2 , a parte imaginária da amplitude de espalhamento, $A_{ib \to jb}$, é expressa por

$$Im \ A_{ib\to jb}(M^2, t) = C_{b\bar{b}}^k(0) \ Im \ \eta_k(0) \ g_{ij}^k(t) \ (M^2)^{\alpha_k(0) - \alpha_i(t) - \alpha_j(t)},$$
(2.6)

²Froissart [22] e Martin [23] mostraram que, quando $s \to \infty$, a seção de choque total deve satisfazer $\sigma_{tot} \leq C_0 \ln^2 s$, onde o coeficiente $C_0 \propto \frac{1}{m_{\pi}^2}$.

Figura 2.1: Modelo do Reggeon triplo.

onde $g_{ij}^k(t)$ é o acoplamento Reggeon triplo.

Usando a definição usual para a seção de choque Reggeon-hádron [24]

$$\sigma_{ib}^k(M^2, t) = C_{b\bar{b}}^k(0) \ Im \ \eta_k(0) \ g_{ij}^k(t) \ (M^2)^{\alpha_k(0)-1}$$
(2.7)

e a Eq. (2.6) pode-se reescrever a Eq. (2.5) para uma interação difrativa $pp \rightarrow pX$, levandose em conta somente a contribuição do Pomeron, de tal forma que

$$E\frac{d^{3}\sigma}{d\mathbf{p}^{3}} = \frac{1}{\pi}\frac{d^{2}\sigma}{dtdx_{\mathbb{P}}} = f_{\mathbb{P}}(x_{\mathbb{P}}, t) \times \sigma_{\mathbb{P}p}(sx_{\mathbb{P}}), \qquad (2.8)$$

onde $f_{\mathbb{P}}(x_{\mathbb{P}},t)$ é o fator de fluxo do Pomeron proposto por Donnachie-Landshoff [1],

$$f_{\mathbb{P}}(x_{\mathbb{P}},t) = \frac{9\beta_0^2}{4\pi^2} [F_1(t)]^2 x_{\mathbb{P}}^{1-2\alpha(t)}.$$
(2.9)

Na equação acima $\beta_0^2 = 2.43 \ GeV^{-2}$ corresponde ao termo de acoplamento Pomeron-próton no vértice quase-elástico, a trajetória do Pomeron é expressa por $\alpha(t) = 1 + \epsilon + \alpha' t$, com $\epsilon = 0.104, \alpha' = 0.25 \ GeV^{-2}$ e $F_1(t)$ é o fator de forma de Dirac, dado por

$$F_1(t) = \left(\frac{4m_p^2 - 2.79t}{4m_p^2 - t}\right) \frac{1}{\left(1 - \frac{t}{0.71}\right)^2},$$
(2.10)

em que m_p é a massa do próton.

Na Eq. (2.8), $\sigma_{\mathbb{P}p}$ representa a seção de choque Pomeron-próton, que é escrita como

$$\sigma_{\mathbf{P}\mathbf{p}}(sx_{\mathbf{P}}) = \beta_0 g_{\mathbf{P}}(s \ x_{\mathbf{P}})^{\epsilon}. \tag{2.11}$$

onde $g_{\mathbb{P}}$ é acoplamento do Pomeron triplo determinado a partir da análise de dados experimentais.

Admitindo-se que, ao invés de apenas uma, existem duas contribuições sendo $i \neq j$, da Eq. (2.5) obtém-se

$$s\frac{d\sigma}{dtdM^2} = \frac{\pi}{s} \sum_{i,j} C^i_{pp}(t) \ C^j_{pp}(t) \ \left(\frac{s}{M^2}\right)^{\alpha_i(t) + \alpha_j(t)} \ C^k_{pp}(0) \ g^k_{ij}(t) \ (M^2)^{\alpha_k(0)} \ \cos[\phi_i(t) - \phi_j(t)],$$
(2.12)

onde $\phi_i(t) - \phi_j(t) = (\pi/2) [\alpha_i(t) - \alpha_j(t)]$. Contribuições desse tipo correspondem aos chamados termos de interferência, cujo papel em *Deep Inelastic Scattering* diffrativo será discutido mais adiante.

2.2 Difração hard

Em geral, considera-se que a ocorrência de um evento difrativo esteja sempre associada à presença de um agente mediador denominado Pomeron. Eventos difrativos hard são caracterizados pela evidência de espalhamento hard envolvendo quarks e glúons e levando à produção de partículas com grande momento transversal (P_T). Dentre os principais processos difrativos hard já foram estudadas reações envolvendo espalhamento inelástico profundo, produção de jatos e produção de sabores pesados [25].

Nesta seção apresenta-se alguns elementos fundamentais do modelo de Ingelman-Schlein.

2.2.1 Modelo de Ingelman-Schlein

Em 1985, Ingelman e Schlein [8] publicaram um trabalho intitulado *Estrutura de jatos em espalhamento difrativo em grandes massas*. Nesse trabalho, é sugerido o conceito de função

Figura 2.2: Modelo de Ingelman-Schlein: (a) um antipróton \bar{p} emite um Pomeron \mathbb{P} . (b) Pártons do Pomeron interagem com pártons do próton p, através de um espalhamento hard, dando origem a (c) produção de jatos J, visto no sistema de centro de massa do sistema $p\bar{p}$. Os jatos S são os espectadores [8].

de estrutura do Pomeron, pelo qual o Pomeron pode também ser visto como um objeto que tem constituintes. O modelo de Ingelman-Schlein assume, conforme a Fig. 2.2, que a seção de choque para a produção difrativa de dois jatos, da reação hadrônica $p\bar{p} \rightarrow \bar{p}X$, pode ser expressa através de uma forma fatorizada: (a) um antipróton \bar{p} emite um Pomeron \mathbb{P}^3 , em seguida, (b) pártons do Pomeron interagem com pártons do próton dando origem a produção de jatos.

Nesse modelo, a seção de choque diferencial para a produção difrativa de dois jatos, é escrita como

$$\frac{d^2 \sigma_{jj}}{dt dx_{\mathbf{P}}} = \frac{d^2 \sigma_{sd}}{dt dx_{\mathbf{P}}} \frac{\sigma_{\mathbf{P}\mathbf{p}\to\mathbf{j}\mathbf{j}}}{\sigma_{\mathbf{P}\mathbf{p}\to\mathbf{x}}}$$
(2.13)

onde $\sigma_{\mathbb{P}p \to jj}$ é a seção de choque Pomeron-próton para a produção de dois jatos e $\sigma_{\mathbb{P}p \to X}$ é a seção de choque total Pomeron-próton para a produção do estado hadrônico X.

A partir do modelo de Ingelman-Schlein, define-se o fator de fluxo do Pomeron, $f(x_{\mathbb{P}}, t)$,

 $^{^3 {\}rm Ingelman}$ e Schlein assumem em seu modelo que o Pomeron tem uma subestrutura constituída essencialmente de glúons.

 $\operatorname{como}\,\operatorname{sendo}\,$

$$f(x_{\mathbb{P}}, t) = \frac{1}{\sigma_{\mathbb{P}p \to \mathbf{X}}} \frac{d^2 \sigma_{sd}}{dt dx_{\mathbb{P}}}.$$
(2.14)

De posse desse resultado, podemos reescrever a Eq. (2.13) de tal forma que

$$\frac{d^2\sigma_{jj}}{dtdx_{\mathbf{P}}} = f(x_{\mathbf{P}}, t)\sigma_{\mathbf{P}\mathbf{p}\to\mathbf{j}\mathbf{j}}.$$
(2.15)

Portanto, de acordo com o modelo de Ingelman-Schlein⁴, a seção de choque pode ser fatorizada como o produto do fator de fluxo do Pomeron vezes a seção de choque partônica para a produção de jatos.

Os primeiros resultados de difração *hard* foram obtidos pela colaboração UA8 [9] no CERN, usando reações $pp e p\bar{p}$, e pelas colaborações H1 [26] e ZEUS [27] no HERA, usando interações ep. Mais recentemente, as colaborações CDF [28] e D0 [29] no Tevatron, também obtiveram dados experimentais de difração *hard* em interações $p\bar{p}$ [30].

Esse conceito de difração *hard* esboçado acima é aplicado no presente trabalho para o estudo de fotoprodução e eletroprodução difrativos.

 $^{^4{\}rm O}$ modelo de Ingelman-Schlein apresenta duas grandes contribuições ao estudo da difração hard: a primeira delas, corresponde a hipótese de fatorização e, a segunda, ao conceito de função de estrutura do Pomeron.

Capítulo 3

Dados experimentais de difração no HERA

Nesse capítulo, faz-se uma apresentação dos resultados experimentais utilizados ao longo desse trabalho de tese. Para fixar a função de estrutura do Pomeron, utiliza-se uma combinação de dados de função de estrutura difrativa $F_2^{D(3)}$, medidos pela Colaboração H1 [13], juntamente com dados de função de estrutura em experimento de *leading* próton $F_2^{LP(3)}$ e *leading* nêutron $F_2^{LN(3)}$, também medidos pela Colaboração H1 [31]. Esses dados serão utilizados no próximo capítulo para a obtenção da função de estrutura do Pomeron. Com respeito à produção de jatos, em 1998, a Colaboração ZEUS [15] apresentou uma série de dados experimentais referentes às seções de choque diferenciais de fotoprodução difrativa de dijatos, obtidos durante o ano de 1994 no HERA. No ano seguinte, 1999, a Colaboração H1 [16] também disponibilizou seus resultados experimentais de seções de choque obtidos em 1994. Finalmente, num trabalho recente [17], a Colaboração H1 apresentou dados de eletroprodução difrativa de dijatos obtidos em 1997. Esses trabalhos todos são descritos na seqüência.

3.1 Espalhamento inelástico profundo difrativo

Existe a possibilidade de um processo tipicamente *hard*, como o espalhamento inelástico profundo, entre um lépton e um hádron, vir a ocorrer também em regime difrativo. Nessa seção, vamos tratar desses processos, começando pelas variáveis cinemáticas e, em seguida, trata-se da seção de choque diferencial.

3.1.1 Variáveis cinemáticas

A Fig. 3.1a apresenta as variáveis cinemáticas para o DIS (deep inelastic scattering) inclusivo, enquanto que, a Fig. 3.1b mostra um evento inelástico difrativo, do tipo lépton-hádron. Nesse último processo, o elétron¹ incidente e(k) emite um fóton γ^* . Por sua vez, o próton também incidente p(P) emite um Pomeron $\mathbb{P}(P - P')$. Em seguida, o Pomeron e o fóton virtuais interagem, através do subprocesso, $\gamma^*\mathbb{P} \to X$. O processo resultante torna-se então

$$e(k) + p(P) \to e'(k') + Y(P') + X(M_X),$$
 (3.1)

onde as letras entre parênteses (k, P, k', P') representam os quadrimomentos das partículas interagentes.

Com isso, podemos descrever as principais variáveis cinemáticas empregadas no estudo do DIS inclusivo (ver Fig. 3.1a)

$$s = (P+k)^2$$
 (3.2)

onde s é o quadrado da energia no sistema de centro de massa da reação ep. É conveniente também introduzirmos a variável Q^2 que é o quadrado do quadrimomento do fóton virtual e pode ser expresso como,

$$Q^{2} = -q^{2} = -(k - k')^{2}.$$
(3.3)

Temos também o invariante W^2 que é o quadrado da energia no sistema de centro de massa do sistema $\gamma^* p$,

$$W^2 = (P+q)^2. (3.4)$$

 $^{^{1}}$ Ao longo desse trabalho, a palavra elétron será usada como um termo genérico para designar elétrons e pósitrons.



Figura 3.1: (a) Variáveis cinemáticas para o DIS inclusivo, $ep \rightarrow eX$. (b) Variáveis cinemáticas para o DIS difrativo, $ep \rightarrow eXY$.

Desprezando-se a massa das partículas envolvidas na reação, as Eqs. (3.2) e (3.4) tornam-se

$$s \simeq 2P.k, \quad W \simeq 2P.q.$$
 (3.5)

Com isso, podemos introduzir as variáveis de scaling

$$y = \frac{P.q}{P.k}, \quad x = \frac{Q^2}{2P.q},$$
 (3.6)

onde y representa a inelasticidade do lépton espalhado e x a fração de momento do próton carregada pelos seus pártons constituintes ou variável de Bjorken.

Podemos reescrever as Eqs. (3.5) e (3.6) de tal forma que

$$Q^2 = sxy, \quad W^2 = Q^2 \frac{1-x}{x},$$
 (3.7)

essas equações demonstram que $Q_{max}^2 = s$ e que pequenos valores de x implicam num aumento de W.

No caso do espalhamento inelástico profundo difrativo (DIS difrativo) apresentado na Fig. 3.1b, em que há a presença de um *gap* de rapidez entre o sistema hadrônico X e o sistema bariônico Y, podemos também definir as variáveis $x_{\mathbb{P}} \in \beta$. Elas podem ser expressas como

$$x_{\mathbb{P}} = \frac{(P - P').q}{P.q} = \frac{M_X^2 + Q^2 - t}{W^2 + Q^2 - m_p^2} \simeq \frac{M_X^2 + Q^2}{W^2 + Q^2}$$
(3.8)

е

$$\beta = \frac{Q^2}{2(P - P').q} = \frac{Q^2}{M_X^2 + Q^2 - t} \simeq \frac{Q^2}{M_X^2 + Q^2},$$
(3.9)

em que $x_{\mathbb{P}}$ é a fração de momento do próton carregada pelo Pomeron e β é a fração de momento do Pomeron carregada pelos pártons constituintes. $t = (P - P')^2$ é o quadrado do quadrimomento carregado pelo Pomeron e M_X é a massa invariante do sistema hadrônico X produzido difrativamente. A partir das Eqs. (3.8) e (3.9) podemos ter

$$\beta = \frac{x}{x_{\mathbb{P}}}.$$
(3.10)

Definidas as variáveis cinemáticas para o DIS difrativo, apresenta-se, a seguir, a seção de choque diferencial para esse processo.

3.1.2 Seção de choque diferencial

A forma mais geral, para a seção de choque diferencial, para uma dissociação difrativa simples [32, 33] é

$$\frac{d^4 \sigma^D_{ep \to e'YX}}{dx_{\mathbb{P}} dt d\beta dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{\beta Q^4} \left\{ [1 + (1 - y)^2] F_2^{D(4)}(x_{\mathbb{P}}, t, \beta, Q^2) - y^2 F_L^{D(4)}(x_{\mathbb{P}}, t, \beta, Q^2) \right\}$$
(3.11)

onde o superescrito (4) é para indicar que a função de estrutura depende de quatro variáveis independentes e α é a constante de estrutura fina.

A contribuição da função de estrutura longitudinal $F_L^{D(4)}(x_{\mathbb{P}}, t, \beta, Q^2)$ é freqüentemente desprezada devido aos dados experimentais serem medidos para pequenos valores de y. Além disso, geralmente as medidas de função de estrutura são integradas em t,

$$F_2^{D(3)}(x_{\mathbb{P}},\beta,Q^2) = \int dt F_2^{D(4)}(x_{\mathbb{P}},t,\beta,Q^2), \qquad (3.12)$$

o que torna a função de estrutura difrativa $F_2^{D(3)}(x_{\mathbb{P}},\beta,Q^2)$ dependente apenas de três variáveis. A partir desses resultados a Eq. (3.11) torna-se

$$\frac{d^3 \sigma^D}{dx_{\mathbb{P}} d\beta dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{\beta Q^4} [1 + (1 - y)^2] F_2^{D(3)}(x_{\mathbb{P}}, \beta, Q^2).$$
(3.13)

Assim, determinamos uma forma funcional para a seção de choque diferencial em termos da função de estrutura difrativa.

A Colaboração H1 [13] apresentou recentemente dados experimentais de função de estrutura difrativa, $F_2^{D(3)}(x_{\mathbb{P}}, \beta, Q^2)$, medidos através de espalhamento *ep* difrativo. Os dados foram obtidos para a região cinemática

A Fig. 3.2 apresenta esses dados experimentais em termos do produto $x_{\mathbb{P}} F_2^{D(3)}(x_{\mathbb{P}}, \beta, Q^2)$ versus $x_{\mathbb{P}}$. Nessa figura, os círculos pretos correspondem aos dados que pertencem à região de ressonâncias, $M_X < 2$ GeV.



Figura 3.2: Dados experimentais da função de estrutura difrativa $x_{\mathbb{P}} F_2^{D(3)}$ versus $x_{\mathbb{P}}$, para vários valores de $\beta \in Q^2$, medidos pela Colaboração H1 no HERA a partir do DIS *ep* difrativo. Os círculos pretos correspondem aos dados que pertencem à região de ressonâncias, $M_X < 2 \text{ GeV}$ [13].

Cabe notar que, se esses dados fossem resultantes de processos envolvendo troca de Pomeron somente, o comportamento esperado seria do tipo $x_{\mathbb{P}}F_2^{D(3)} \propto x_{\mathbb{P}}^{-\bar{\epsilon}}$, onde $\bar{\epsilon}$ seria reminiscente de um intercepto efetivo, integrado em t. Esse comportamento não deveria depender de $\beta \in Q^2$.

Contudo, o que se observa é que a dependência da função de estrutura difrativa $F_2^{D(3)}$ com $x_{\mathbb{P}}$ varia com β , o que demonstra uma quebra de fatorização entre o fator de fluxo do Pomeron $f(x_{\mathbb{P}})$ e a função de estrutura do Pomeron $F_2^{\mathbb{P}}(\beta, Q^2)$. Mais adiante, esse problema será contornado pela inclusão de trocas de Reggeons secundários.

3.2 Leading bárion

A Colaboração H1 [31] mediu dados experimentais de função de estrutura em processos para os quais é observado um *leading* próton, $F_2^{LP(3)}(z, x, Q^2)$, ou um *leading* nêutron, $F_2^{LN(3)}(z, x, Q^2)$. Esses dados de *leading* bárion pertencem à região cinemática

Na Fig. 3.3 são apresentados esses dados experimentais. Os círculos brancos correspondem aos dados de *leading* próton, enquanto os círculos pretos representam os dados de *leading* nêutron. Nessa figura, a variável z corresponde a variável de Feynman de tal forma que

$$\beta = \frac{x}{\xi} = \frac{x}{1-z},\tag{3.14}$$

onde ξ é a fração de momento carregada pelo mediador (\mathbb{P} , \mathbb{R} , π).

Os dados apresentados nas Figs. 3.2 e 3.3 serão utilizados para estabelecer a função de estrutura do Pomeron.



Figura 3.3: Dados experimentais da função de estrutura de *leading* próton $F_2^{LP(3)}(z, x, Q^2)$ (círculos brancos) e função de estrutura de *leading* nêutron $F_2^{LN(3)}(z, x, Q^2)$ (círculos pretos) versus a variável de Feynman z [31].

3.3 Fotoprodução difrativa no ZEUS

A Colaboração ZEUS [15] fez um estudo de fotoprodução difrativa de dijatos através da colisão de elétrons com energia $E_e = 27.5$ GeV com prótons de energia $E_p = 820$ GeV. No sistema de centro de massa (c.m.s) a energia correspondente é de $\sqrt{s} = 300$ GeV. Devido a essa assimetria entre as energias do elétron e próton, a pseudorapidez no c.m.s, $\eta^{c.m.s}$, está relacionada à pseudorapidez no sistema de laboratório, η^{lab} , através da relação

$$\eta^{c.m.s} = \eta^{lab} + \frac{1}{2} \ln(\frac{E_e^{lab}}{E_p^{lab}}).$$
(3.15)

3.3.1 Cortes cinemáticos

A reação semi-inclusiva para esse processo de espalhamento é $ep \rightarrow eXY$, onde o evento difrativo é caracterizado pela presença de um gap de rapidez entre o sistema X e o sistema bariônico de pequena massa Y. Nesse estudo, a Colaboração ZEUS seleciona um gap de rapidez através da pseudorapidez máxima, η_{max}^{cal} (onde o índice cal refere-se ao calorímetro), de um agrupamento de partículas na direção forward cuja energia exceda 400 MeV. Os dados contêm uma contribuição extra estimada em $(31 \pm 13)\%$ associada a efeitos de dissociação difrativa dupla, isso porque, a massa $M_Y < 4$ GeV é significativamente maior que a massa do próton. A fotoprodução é caracterizada por um quadrimomento transferido Q^2 menor que 4 GeV².

A amostra de eventos de pseudorapidez do jato, η^{jet} , pertence ao intervalo $-1.5 < \eta^{jet} < 1$. Isso significa que os detectores cobrem uma região, em termos de ângulo θ , que vai de 40 a 154 graus. Esse resultado indica que os detectores foram posicionados numa região mais central o que possibilita a detecção de jatos com grandes momentos transversais.

No sistema de centro de massa de $\gamma^* p$ a energia W está restrita ao intervalo cinemático 134 < W < 277 GeV. Essa energia não pode ser medida diretamente, visto que ela está associada à interação de um fóton virtual, ou flutuação desse num par quark-antiquark, com um Pomeron emitido pelo próton, por isso, essa energia é estimada usando o método de Jacquet-Blondel [34],

$$W_{JB} = \sqrt{2E_p(E - P_Z)},$$
 (3.16)

onde E é a energia total, $E = \sum_i E_i$, e P_Z é a componente Z do vetor $\vec{P} = \sum_i E_i \vec{r_i}$. E_i é a energia de uma célula i do calorímetro e $\vec{r_i}$ é um vetor unitário ao longo da linha de junção do vértice reconstruído e o centro geométrico da célula i. Segundo a Colaboração ZEUS, ocorrem perdas de energia no calorímetro e na linha do feixe, isso faz com que a energia medida pelo método de Jacquet-Blondel, W_{JB} , subestime o verdadeiro valor de Wem aproximadamente 13%. Através do método Monte Carlo o valor reconstruído de W_{JB} é corrigido.

Nesse experimento, o próton não é medido no estado final, sendo assim, existe uma certa imprecisão na medida de t, porém $|t| < 1 \text{ GeV}^2$. A fração de momento do próton carregada pelo Pomeron, $x_{\mathbb{P}}$, no vértice quase-elástico, varia entre 0.001 a 0.03 o que mostra que o próton, emerge da reação, com pelo menos 97% do seu momento inicial, ou seja, o desvio sofrido pelo próton, em relação à direção do feixe, é bastante pequeno o que dificulta sobremaneira sua medição. Para reconstruir esses valores fez-se uso da seguinte fórmula

$$x_{\mathbb{P}}^{cal} = \frac{E^2 - P_X^2 - P_Y^2 - P_Z^2}{W_{JB}^2},$$
(3.17)

onde P_X e P_Y são componentes do vetor \vec{P} .

A energia transversal dos jatos medida corresponde a $E_T^{jet} > 6$ GeV. Esse valor é reconstruído através das células de energia do calorímetro, $E_{T,cal}^{jet}$, que subestima o valor real da energia E_T^{jet} em cerca de 16%. Contudo, por intermédio de Monte Carlo, o problema é corrigido. Essa correção é reconstruída por meio de fatores multiplicativos $C\left(E_{T,cal}^{jet},\eta_{cal}^{jet}\right)$. Assim, aplicando-se esse fator a energia $E_{T,cal}^{jet}$, é reconstruído o verdadeiro valor de E_T^{jet} , de tal forma que

$$E_T^{jet} = C\left(E_{T,cal}^{jet}, \eta_{cal}^{jet}\right) \times E_{T,cal}^{jet}.$$
(3.18)

Aqui, η_{cal}^{jet} é a pseudorapidez do jato associada as células do calorímetro.

A fração de momento do fóton carregada pelos pártons constituintes, x_{γ}^{OBS} (pártons esses que surgem quando o fóton flutua num par quark-antiquark) é estimada em $x_{\gamma}^{OBS} >$
0.2. Esse valor é obtido por reconstrução por meio da expressão

$$x_{\gamma,cal}^{OBS} = 2E_p \frac{\sum_{jets} E_{T,cal}^{jet} e^{-\eta_{cal}^{jet}}}{W_{LB}^2}.$$
(3.19)

Por sua vez, a fração de momento do Pomeron carregada pelos seus pártons, β^{OBS} , foi reconstruída para valores maiores que 0.4. Para reconstruí-la utilizou-se a equação

$$\beta_{cal}^{OBS} = \frac{\sum_{jets} E_{T,cal}^{jet} e^{-\eta_{cal}^{jet}}}{2x_p^{cal} E_p}.$$
(3.20)

De acordo com o experimento ZEUS, as expressões (3.19) e (3.20), apresentam várias incertezas, em relação a energia medida no calorímetro, que se cancelam. A colaboração também afirma que não há grandes desvios sistemáticos entre $x_{\gamma,cal}^{OBS}$ e β_{cal}^{OBS} com respeito a x_{γ}^{OBS} e β^{OBS} . Nesse sentido, é possível aproximar-se $\left(x_{\gamma,cal}^{OBS} \approx x_{\gamma}^{OBS}\right)$ e $\left(\beta_{cal}^{OBS} \approx \beta^{OBS}\right)$.

A Tabela 3.1 apresenta os principais cortes cinemáticos associados a esse experimento.

3.3.2 Medidas de seções de choque de dijatos

A Colaboração ZEUS mediu um grande número de eventos de fotoprodução difrativa de dijatos relacionados às seções de choque diferenciais correspondentes às variáveis: η^{jet} , E_T^{jet} , β^{OBS} , x_{γ}^{OBS} e W. A seguir, faremos uma breve discussão a respeito desses dados, mostrando suas principais características e regiões de validade.

Os dados experimentais de seções de choque diferenciais, referentes à pseudorapidez do jato, $d\sigma/d\eta^{jet}$, mostrados na Fig. 3.4a, foram medidos no intervalo de η^{jet} que vai de -1.5 a 1. Podemos notar nessa figura que existe um pico próximo a região central $\eta^{jet} \approx 0$, que corresponde a $\theta \approx 90^{\circ}$. Isso mostra que, nessa região, existe produção acentuada de jatos difrativos. A medida em que nos afastamos da região central, observamos que a distribuição de dados tende a tornar-se mais espraiada, indicando uma redução na atividade de produção de jatos nessas regiões.

Na variável E_T^{jet} , o experimento ZEUS, mediu a seção de choque $d\sigma/dE_T^{jet}$, na região de 6 < E_T < 14 GeV. A Fig.3.4b apresenta esses dados e, a partir dela, podemos notar

Fotoprodução Difrativa da Colaboração ZEUS

 $\begin{array}{l} 134 < W < 277 \ {\rm GeV} \\ 0.001 < x_{\mathbb{P}} < 0.03 \\ 0.2 < y < 0.85 \\ -1.5 < \eta^{jet} < 1 \\ E_T^{jet} > 6 \ {\rm GeV} \\ M_Y \leq 4 \ {\rm GeV} \\ Q^2 \leq 4 \ {\rm GeV}^2 \\ |t| < 1 \ {\rm GeV}^2 \\ \sqrt{s} = 300 \ {\rm GeV} \\ x_{\gamma}^{OBS} > 0.2 \\ \beta^{OBS} > 0.4 \end{array}$

Tabela 3.1: Cortes cinemáticos dos dados experimentais de fotoprodução difrativa de dijatos obtidos pela Colaboração ZEUS para a reação $ep \rightarrow eXY$ [15].

que a seção de choque diferencial diminui com o aumento de E_T^{jet} . E essa queda é bastante acentuada visto que para um acréscimo em E_T^{jet} de cerca de 6 GeV, ocorre um decréscimo em $d\sigma/dE_T^{jet}$ de aproximadamente 98%, em termos do valor inicial.

Os dados de seção de choque $d\sigma/d\beta^{OBS}$, para $0.4 < \beta^{OBS} < 1$, são apresentados na Fig.3.4c. De acordo com essa figura, a seção de choque cresce com o aumento de β^{OBS} . Esse fato mostra que quanto mais *hard* for o Pomeron e, conseqüentemente, maior a fração de momento β^{OBS} , maior será a contribuição desse Pomeron para a seção de choque.

A Fig.3.4d apresenta os dados de seção de choque diferencial $d\sigma/dx_{\gamma}^{OBS}$, em termos de x_{γ}^{OBS} , para $0.2 < x_{\gamma}^{OBS} < 1$. A amostra de dados mostra que ocorre um crescimento acentuado da seção de choque com x_{γ}^{OBS} . Para grandes valores de x_{γ}^{OBS} observa-se a presença de um pico. Esse comportamento está ligado a presença das duas componentes do fóton²: a componente direta e a resolvida. A componente direta, que diz respeito a

 $^{^2 \}mathrm{Esse}$ aspecto será discutido mais detalhadamente nos capítulos finais em que são apresentados os resultados da presente análise.

interação do fóton com o Pomeron, é responsável pela região de grandes valores de x_{γ}^{OBS} , enquanto a resolvida é resultado da interação de pártons provenientes do fóton com pártons do Pomeron e está associada ao comportamento de $d\sigma/dx_{\gamma}^{OBS}$ para pequenos valores de x_{γ}^{OBS} .

A seção de choque diferencial $d\sigma/dW$, em termos da energia W, no sistema $\gamma^* p$, foi medida no intervalo 134 < W < 177 GeV, conforme mostra a Fig.3.4e. A amostra de eventos de dijatos para essa variável apresenta um crescimento da seção de choque com respeito a W. Porém, para grandes valores de W, a função apresenta um comportamento *flat.* A estatística referente a esses dados é baixa (somente quatro pontos), o que torna difícil prever o real comportamento de $d\sigma/dW$ em altas energias, W.



Figura 3.4: Medidas de seções de choque diferencias de fotoprodução difrativa de dijatos obtidas pela Colaboração ZEUS para a reação $ep \rightarrow eXY$ [15].

3.4 Fotoprodução difrativa no H1

A fotoprodução difrativa de dijatos foi estudada pela Colaboração H1 [16], pertencente ao HERA/DESY, através da reação $ep \rightarrow eXY$. Assim como no caso das medidas do ZEUS, nesse experimento o elétron, com energia $E_e = 27.5$ GeV, interage com prótons de energia $E_p = 820$ GeV. No sistema de centro de massa do sistema ep a energia é dada por $\sqrt{s} \approx \sqrt{4E_eE_p} = 300$ GeV. O estado final hadrônico X contém dois jatos e está separado do sistema bariônico Y, predominantemente um próton, por uma grande região de pseudorapidez.

3.4.1 Domínios cinemáticos

Os dados experimentais colhidos pela Colaboração H1 apresentam cortes cinemáticos para as diversas seções de choque diferenciais medidas estendidos para regiões não cobertas pelo experimento ZEUS. Por tudo isso, esses dados são de suma importância para uma melhor descrição do fenômeno de fotoprodução difrativa de dijatos.

O quadrimomento transferido Q^2 , medido pela Colaboração H1, pertence a região $Q^2 < 0.01 \text{ GeV}^2$. Ele foi reconstruído através da fórmula

$$Q^{2} = 4E_{e}E_{e}^{'}\cos^{2}\left(\frac{\theta_{e}}{2}\right),\qquad(3.21)$$

onde E'_e e θ_e são respectivamente, a energia e o ângulo polar de espalhamento do elétron, tomando-se como referência para o eixo z, a direção e sentido do feixe de prótons no sistema de centro de massa.

Por definição, o processo de fotoprodução apresenta a virtualidade do fóton $Q^2 = 0$. Comparando o valor dessa virtualidade medida pela Colaboração H1 ($Q^2 < 0.01 \text{ GeV}^2$) com aquele obtido pela ZEUS, $Q^2 \leq 4 \text{ GeV}^2$, poderíamos ser levados a concluir que os fótons da Colaboração H1 são muito mais reais que os da ZEUS. Cabe, contudo, esclarecer que a Colaboração ZEUS informa que o valor mediano da virtualidade em suas medidas é $Q^2 \approx 10^{-3} \text{ GeV}^2$, o que torna ambos os experimentos praticamente equivalentes sob esse ponto de vista. Já a variável y situa-se no intervalo 0.25 < y < 0.7. Esse valor foi medido através de reconstrução por intermédio da expressão

$$y = 1 - \frac{E'_e}{E_e} \sin^2\left(\frac{\theta_e}{2}\right). \tag{3.22}$$

A massa invariante M_X , relativa ao sistema X, é reconstruída de acordo com

$$M_X^2 = \left(\sum_i E_i\right)^2 - \left(\sum_i \vec{P}_i\right)^2.$$
(3.23)

Por sua vez, a energia W é determinada por intermédio de

$$W = \sqrt{\frac{s}{2E_e}(E - P_Z)}.$$
(3.24)

Tendo reconstruído as variáveis $Q^2,\;M_X^2$ e W^2 é possível determinar $x_{\mathbb{P}}$ através da equação

$$x_{\mathbb{P}} = \frac{M_X^2 + Q^2 - t}{W^2 + Q^2 - m_p^2} \approx \frac{M_X^2 + Q^2}{W^2 + Q^2},$$
(3.25)

onde desprezou-se a massa do próton, m_p , e o quadrimomento transferido t. O valor medido foi de $x_{\mathbb{P}} < 0.05$.

Além dessas variáveis, outras podem ser reconstruídas. Entre elas estão $x_{\gamma}^{jet} e z_{x_{\mathbb{P}}}^{jet}$. Elas foram medidas nas regiões $x_{\gamma}^{jet} > 0.2$ e $z_{x_{\mathbb{P}}}^{jet} > 0.2$. Essas grandezas foram reconstruídas de acordo com as seguintes equações

$$x_{\gamma}^{jet} = \frac{\sum_{jet} (E_i - P_{Z,i})}{\sum_{X} (E_i - P_{Z,i})}, \qquad (3.26)$$

$$z_{xp}^{jet} = \frac{\sum_{jet} (E_i + P_{Z,i})}{\sum_X (E_i + P_{Z,i})}.$$
(3.27)

Nessas expressões E_i é a energia do hádron e $P_{Z,i}$ é o momento longitudinal calculado no sistema de laboratório. A variável $z_{x_p}^{jet}$ corresponde a β .

Na Tabela 3.2 são apresentadas todas as variáveis medidas pela Colaboração H1 assim como os seus domínios cinemáticos. Fotoprodução Difrativa da Colaboração H1

 $\begin{array}{l} 0.25 < y < 0.7 \\ -1 < \eta_{lab}^{jet} < 2 \\ P_T^{jet} > 5 \; \mathrm{GeV} \\ x_{\mathrm{I\!P}} < 0.05 \\ M_Y < 1.6 \; \mathrm{GeV} \\ Q^2 < 0.01 \; \mathrm{GeV^2} \\ |t| < 1 \; \mathrm{GeV^2} \\ \sqrt{s} = 300 \; \mathrm{GeV} \\ x_{\gamma}^{jet} > 0.2 \\ z_{x_{\mathrm{I\!P}}}^{jet} > 0.2 \end{array}$

Tabela 3.2: Domínios cinemáticos dos dados de fotoprodução difrativa de dijatos obtidos pela Colaboração H1 para a reação $ep \rightarrow eXY$ [16].

3.4.2 Dados de seções de choque diferenciais

Os dados experimentais de seções de choque obtidos pela experimento H1 durante o *run* de 1994, são apresentados em termos de η_{lab}^{jet} , p_T^{jet} , $z_{x_{\mathbb{P}}}^{jet}$ e x_{γ}^{jet} . Na Fig.3.5 os gráficos de seções de choque são mostrados em termos dessas variáveis. Lá, os erros estatísticos e sistemáticos estão somados em quadratura.

A Fig.3.5a mostra a seção de choque diferencial, $d\sigma/d\eta_{lab}^{jet}$, em termos de η_{lab}^{jet} , medida na região $-1 < \eta_{lab}^{jet} < 2$. Nesse gráfico, observamos um pico próximo a região central, $\eta_{lab}^{jet} = 0$. Esse comportamento já tinha se mostrado presente nos dados da Colaboração ZEUS e, está associado, como vimos anteriormente, à produção de uma grande quantidade de jatos na região central.

Dados de seção de choque em termos do momento transversal, $d\sigma/dP_T^{jet}$, foram medidas pela Colaboração H1 no intervalo que vai de 5 < P_T^{jet} < 13 GeV, conforme mostra a Fig.3.5b. Comparativamente aos dados da Colaboração ZEUS, o perfil dos dados da

Colaboração H1 apontam para uma queda ligeiramente mais suave.

Os resultados experimentais apresentados pela Colaboração H1 a cerca da seção de choque diferencial, $d\sigma/dz_{x_{\mathbb{P}}}^{jet}$, foram medidos no intervalo de $0.2 < z_{x_{\mathbb{P}}}^{jet} < 1$, como indica a Fig.3.5c. Os dados experimentais apontam para uma diminuição da seção com o aumento de $z_{x_{\mathbb{P}}}^{jet}$. Ao compararmos esses dados com aqueles medidos pela Colaboração ZEUS em β , veremos que a curva dos dados da Colaboração ZEUS cresce com β , enquanto o perfil dos dados da Colaboração H1 faz exatamente o contrário, ou seja, diminui com o crescimento de $z_{x_{\mathbb{P}}}^{jet}$. Essa constatação é de certa maneira curiosa pois ambas as grandezas β e $z_{x_{\mathbb{P}}}^{jet}$ foram medidas para o mesmo processo que é a fotoprodução e representam exatamente a mesma fração de momento que é a carregada pelos pártons constituintes do Pomeron.

Os dados de seção de choque $d\sigma/dx_{\gamma}^{jet}$, apresentados pela Colaboração H1, correspondem a região $0.2 < x_{\gamma}^{jet} < 1$. Esses dados experimentais apresentam um perfil de crescimento da seção de choque em x_{γ}^{jet} semelhante àquele produzido pela Colaboração ZEUS, até $x_{\gamma}^{jet} \approx 0.7$. A partir deste valor a Colaboração H1 mediu mais um dado e este valor indica que a seção de choque diferencial deve cair com x_{γ}^{jet} . Por outro lado, a Colaboração ZEUS mediu também apenas um ponto após o valor de $x_{\gamma}^{jet} \approx 0.7$ e constatou exatamente o contrário da Colaboração H1, que a seção de choque deve continuar crescendo com x_{γ}^{jet} .

Uma possível explicação para essas pequenas discrepâncias pode estar nos diferentes cortes experimentais aplicados a ambos os experimentos e numa maior abrangência destes cortes por parte da Colaboração H1. Para que se tenha uma noção maior deste fato vejamos o seguinte exemplo: a Colaboração ZEUS mede $x_{\mathbb{P}}$ para uma região menor que 0.03, já a H1 faz essa medida na região de $x_{\mathbb{P}} < 0.05$. Com isso, os dados da Colaboração H1 cobrem uma região maior de $x_{\mathbb{P}}$.



Figura 3.5: Dados experimentais de seções de choque diferenciais de fotoprodução difrativa de dijatos obtidos pela Colaboração H1 para a reação $ep \rightarrow eXY$ [16].

3.5 Eletroprodução difrativa no H1

Dados experimentais de eletroprodução difrativa de dijatos foram medidos pela Colaboração H1 [17], no HERA, através da reação $ep \rightarrow eXY$. Os dados foram obtidos usando eventos em que o próton perde uma pequena fração de seu momento inicial e sai sem ser detectado, o que faz com que esta Colaboração meça o gap de rapidez entre o sistema hadrônico X, que contém os dois jatos, e o sistema bariônico Y.

3.5.1 Condições experimentais

A virtualidade do fóton, Q^2 , e a rapidez do elétron, y, foram medidos através da energia E'_e e do ângulo de espalhamento do elétron θ'_e , para as respectivas regiões $E'_e > 8$ GeV e $156^o < \theta'_e < 176^o$, de tal forma que,

$$Q^2 = 4E_e E'_e \cos^2\left(\frac{\theta_e}{2}\right),\tag{3.28}$$

е

$$y = 1 - \frac{E'_e}{E_e} \sin^2\left(\frac{\theta_e}{2}\right). \tag{3.29}$$

Os eventos de espalhamento inelástico profundo difrativo para a produção de dijatos foram selecionados no intervalo de $4 < Q^2 < 80 \text{ GeV}^2$ e 0.1 < y < 0.7.

As energias nos sistemas ep e $\gamma^* p$ são respectivamente, \sqrt{s} e W. Elas podem ser reconstruídas de acordo com as seguintes expressões

$$s = (K+P)^2 \approx \frac{Q^2}{xy},$$
 (3.30)

$$W^2 = (q+P)^2 \approx ys - Q^2.$$
 (3.31)

Onde $\sqrt{s} = 300 \text{ GeV}$ e a energia W pertence a região 90 < W < 260 GeV.

A reconstrução da massa invariante do sistema hadrônico, M_X , se faz por intermédio da já conhecida fórmula

$$M_X^2 = \left(\sum_i E_i\right)^2 - \left(\sum_i \vec{P}_i\right)^2, \qquad (3.32)$$

que foi utilizada por esta colaboração na análise dos dados de fotoprodução. Sendo assim, é possível determinar $x_{\mathbb{P}} \in \beta$ por

$$x_{\mathbb{P}} = \frac{M_X^2 + Q^2}{W^2 + Q^2} \tag{3.33}$$

е

$$\beta = \frac{Q^2}{M_X^2 + Q^2},\tag{3.34}$$

onde $x_{\mathbb{P}} < 0.05$.

Nesse experimento, a Colaboração H1 mede a pseudorapidez do jato no referencial de laboratório, η_{jet}^{lab} , no intervalo que vai de -1 até 2.2, correspondente no referencial de centro de massa hadrônico à pseudorapidez obtida na região $-3 < \eta_{jet}^* < 0$. O valor médio da pseudorapidez dos jatos é dado por

$$\langle \eta \rangle_{jet}^{lab} = \frac{1}{2} \left(\eta_{jet1}^{lab} + \eta_{jet2}^{lab} \right), \qquad (3.35)$$

enquanto o momento tranversal do jato é reconstruído através da seguinte expressão

$$P_{T,jet}^* = \frac{1}{2} \left(P_{T,jet1}^* + P_{T,jet2}^* \right).$$
(3.36)

A Colaboração H1 mediu $P_{T,jet}^*$ para uma região maior que 4 GeV.

Uma síntese das principais grandezas cinemáticas empregadas nesse estudo, assim como, seus respectivos cortes experimentais, é apresentada na Tabela 3.3.

3.5.2 Resultados de seções de choque

A Colaboração H1 fez medidas de seções de choque diferenciais de produção difrativa de dijatos através do espalhamento inelástico profundo de um elétron com um próton. As seções de choque correspondem as seguintes grandezas: $\langle \eta \rangle_{jet}^{lab}, P_{T,jet}^*, W \in Q^2$.

A Fig.3.6a apresenta os dados experimentais de seção de choque diferencial na variável $\langle \eta \rangle_{jet}^{lab}$. Nessa figura, a seção de choque referente a pseudorapidez média do jato, $d\sigma/d \langle \eta \rangle_{jet}^{lab}$, foi medida no intervalo que vai de -1 a 1.5. Os dados apresentam uma boa estatística e um pico na região central.

Eletroprodução Difrativa da Colaboração H1

 $\begin{array}{l} 4 < Q^2 < 80 \ {\rm GeV}^2 \\ 90 < W < 260 \ {\rm GeV} \\ 0.1 < y < 0.7 \\ -3 < \eta_{jet}^* < 0 \\ P_{T,jet}^* > 4 \ {\rm GeV} \\ |t| < 1 \ {\rm GeV}^2 \\ M_Y < 1.6 \ {\rm GeV} \\ x_{\rm IP} < 0.05 \\ \sqrt{s} = 300 \ {\rm GeV} \end{array}$

Tabela 3.3: Condições experimentais dos dados de eletroprodução difrativa de dijatos obtidos pela Colaboração H1 para a reação $ep \rightarrow eXY$ [17].

A seção de choque diferencial em termos do momento transversal médio dos jatos, $d\sigma/dP_{T,jet}^*$, foi medida no intervalo de $4 < P_{T,jet}^* < 14$ GeV, conforme mostra a Fig.3.6b. Os dados indicam uma queda da seção de choque com $P_{T,jet}^*$.

Dados experimentais de seção de choque em termos da massa invariante no sistema gama-próton, $d\sigma/dW$, foram determinados na região 90 < W < 260 GeV. Esses dados apontam para um crescimento da seção de choque com relação a W até W = 152.5 GeV. A partir desse ponto, $d\sigma/dW$ tende a decrescer com o aumento de W, como indica a Fig.3.6c.

Por fim, a Fig.3.6d apresenta as medidas feitas pela Colaboração H1 sobre a seção de choque diferencial para a produção difrativa de dijatos em termos da virtualidade do fóton, $d\sigma/dQ^2$. Os dados mostram que esta seção de choque diminui com o aumento de Q^2 .



Figura 3.6: Seções de choque diferencias de eletroprodução difrativa de dijatos medidas pela Colaboração H1 através da reação $ep \rightarrow eXY$ [17].

Capítulo 4

Função de estrutura do Pomeron

Apresenta-se a seguir o procedimento utilizado para a determinação da função de estrutura do Pomeron a partir dos dados do HERA. Para a determinação da função de estrutura do Pomeron serão utilizados dois esquemas para o ajuste, um com termo de interferência e outro sem.

4.1 Função de estrutura do Pomeron

Com base na hipótese de fatorização de Ingelman-Schlein aplicada ao DIS difrativo, podese redefinir a função de estrutura difrativa de tal forma que

$$F_2^{D(3)}(x_{\mathbb{P}},\beta,Q^2) = g(x_{\mathbb{P}})F_2^{\mathbb{P}}(\beta,Q^2), \qquad (4.1)$$

onde $F_2^{\mathbb{P}}(\beta, Q^2)$ é a função de estrutura do Pomeron e $g(x_{\mathbb{P}})$ é a integral do fator de fluxo do Pomeron,

$$g(x_{\mathbb{P}}) = \int_{t=-\infty}^{0} f(x_{\mathbb{P}}, t) dt.$$

$$(4.2)$$

A função de estrutura do Pomeron pode ser determinada a partir dos dados experimentais assumindo [20] que

$$F_2^{\mathbb{P}}(\beta, Q^2) = \sum_{i=u,d,s} e_i^2 \beta[q_i(\beta, Q^2) + \bar{q}_i(\beta, Q^2)] = \frac{2}{9} \beta \sum(\beta, Q^2), \qquad (4.3)$$

onde $\beta \sum(\beta, Q^2) = \sum_{i=u,d,s} [q_i(\beta, Q^2) + \bar{q}_i(\beta, Q^2)]$ representa uma função singleto de quarks que evolui com Q^2 de acordo com as equações de Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi (DGLAP) [18].

Para se fazer a evolução utiliza-se o QCDNUM [35] que é um programa que evolui numericamente distribuições de pártons usando as equações de evolução DGLAP em *Leading Order* (LO) e *Next to Leading Order* (NLO). A partir das distribuições evoluídas é calculada a função de estrutura do Pomeron.

4.2 Determinação da função de estrutura do Pomeron

Para descrevermos os dados combinados de função de estrutura difrativa $F_2^{D(3)}(x_{\mathbb{P}}, \beta, Q^2)$ e de *leading* bárion $F_2^{LB}(z, x, Q^2)$ e, por conseguinte, fixarmos a função de estrutura do Pomeron, assumimos que ambas as funções de estrutura podem ser descritas através de três contribuições que provêm do Pomeron, Reggeon e Píon, estabelecendo uma expressão única para a função de estrutura semi-inclusiva $F_2^{SI(3)}$

$$F_2^{SI(3)}(x_{\mathbb{P}},\beta,Q^2) = f_{\mathbb{P}}(x_{\mathbb{P}}) \ F_2^{\mathbb{P}}(\beta,Q^2) + f_{\mathbb{R}}(x_{\mathbb{P}}) \ F_2^{\mathbb{R}}(\beta,Q^2) + f_{\pi}(x_{\mathbb{P}}) \ F_2^{\pi}(\beta,Q^2).$$
(4.4)

Na expressão anterior, a contribuição do Reggeon foi introduzida para dar conta da quebra de fatorização presente nos dados de $F_2^{D(3)}$, enquanto que a contribuição do Píon foi introduzida para descrever os dados de *leading* bárion.

Nessa equação os fatores de fluxo do Pomeron, Reggeon e Píon são dados por

$$f_{\mathbf{P}}(x_{\mathbf{P}}) = N_{\mathbf{P}} x_{\mathbf{P}}^{1-2\alpha_{\mathbf{P}}(0)} \int_{t_0}^{t_{min}} F_1^2(t) x_{\mathbf{P}}^{-2\alpha'_{\mathbf{P}}t} dt, \qquad (4.5)$$

$$f_{\mathbb{R}}(x_{\mathbb{P}}) = N_{\mathbb{R}} x_{\mathbb{P}}^{1-2\alpha_{\mathbb{R}}(0)} \int_{t_0}^{t_{min}} e^{B_{\mathbb{R}}t} x_{\mathbb{P}}^{-2\alpha'_{\mathbb{R}}t} dt, \qquad (4.6)$$

$$f_{\pi}(x_{\mathbb{P}},t) = \frac{g_{pp}}{4\pi} \frac{1}{4\pi} \frac{|t|}{(t-0.02)^2} x_{\mathbb{P}}^{1-2\alpha_{\pi}(t)}, \qquad (4.7)$$

onde o fator de forma de Dirac $F_1(t)$ é expresso por

$$F_1(t) = \left(\frac{4m_p^2 - 2.79 \ t}{4m_p^2 - t}\right) \left(\frac{1}{1 - t/0.71}\right)^2.$$
(4.8)

Os demais parâmetros relativos à dependência em t são $\alpha'_{\mathbb{P}} = 0.25 \text{ GeV}^{-2}$, $\alpha'_{\mathbb{R}} = 0.90 \text{ GeV}^{-2}$, $B_{\mathbb{R}} = 2.00 \text{ GeV}^{-2}$ e o acoplamento do Píon no vértice hadrônico é $g_{pp}/4\pi = 13.6$ [24].

Nessas equações $N_{\mathbb{P}}$ e $N_{\mathbb{R}}$ são, respectivamente, as normalizações do Pomeron e Reggeon, enquanto que, $\alpha_{\mathbb{P}}(0)$ é o intercepto do Pomeron e $\alpha_{\mathbb{R}}(0)$ é o do Reggeon. No caso do Píon, a trajetória é $\alpha_{\pi}(t) = 0.9(t - \rho^2)$ onde $\rho^2 = m_{\pi}^2$.

Para estabelecer a função de estrutura do Pomeron, $F_2^{\mathbb{P}}(\beta, Q^2)$, foram propostas as seguintes formas funcionais para as distribuições de quarks e glúons

$$\beta \Sigma(\beta, Q_0^2) = \left[a_1 + a_2 x + a_3 (2x^2 - 1)\right]^2 e^{\frac{0.01}{(x-1)}},\tag{4.9}$$

$$\beta g(\beta, Q_0^2) = \left[a_4 + a_5 x + a_6 (2x^2 - 1) \right]^2 e^{\frac{0.01}{(x-1)}}, \tag{4.10}$$

onde $x = 2\beta - 1$. Essas parametrizações são inspiradas nos polinômios de Chebyshev e foram utilizadas recentemente num estudo sobre medidas inclusivas no espalhamento ep difrativo feito pela Colaboração H1 no HERA [13].

Para as funções de estrutura do Reggeon $F_2^{\mathbb{R}}(\beta, Q^2)$ e Píon $F_2^{\pi}(\beta, Q^2)$, foi utilizada a parametrização obtida por Glück-Reya-Vogt (GRV) para o Píon, em LO, indicada na referência [36].

4.2.1 Procedimento de ajuste

Com base na Eq. (4.4), foi feito um ajuste combinado com os dados de função de estrutura difrativa e de *leading* bárion, obtendo-se para uma escala inicial $Q_0^2 = 2 \text{ GeV}^2$, os seguintes valores

$$a_1 = 0.10 \pm 0.03,$$
 $a_2 = 0.07 \pm 0.03,$ $a_3 = 0.15 \pm 0.03,$
 $a_4 = 1.14 \pm 0.05,$ $a_5 = 0.80 \pm 0.07,$ $a_6 = 0.29 \pm 0.09,$

onde os três primeiros parâmetros correspondem à distribuição de quarks e os demais à distribução de glúons, segundo as Eqs. (4.9) e (4.10). Na próxima seção, são apresentadas e discutidas figuras relativas a essas distribuições. Salienta-se, conforme apontado anteriormente, que nesse procedimento de ajuste foi utilizado um programa de evolução denominado QCDNUM [35], baseado nas equações DGLAP [18], acoplado à rotina de minimização de χ^2 MINUIT da CERNLIB. A partir desses valores pode-se fazer uma estimativa do percentual relativo de quarks e glúons da função de estrutura do Pomeron, na escala inicial, $Q_0^2 = 2 \text{ GeV}^2$, de tal forma que

percentual de quarks =
$$\frac{\int \beta \Sigma(\beta, Q_0^2) d\beta}{\int \beta \Sigma(\beta, Q_0^2) d\beta + \int \beta g(\beta, Q_0^2) d\beta} = 0.9\%,$$

percentual de glúons = $\frac{\int \beta g(\beta, Q_0^2) d\beta}{\int \beta \Sigma(\beta, Q_0^2) d\beta + \int \beta g(\beta, Q_0^2) d\beta} = 99.1\%.$

Devido a estudos anteriores realizados pela Colaboração H1 [13] e por Batista et al. [37] os interceptos do Pomeron e Reggeon foram mantidos fixos nesse ajuste e iguais a

$$\alpha_{\mathbb{IP}}(0) = 1.20, \qquad \alpha_{\mathbb{IR}}(0) = 0.68.$$

A normalização do Pomeron foi mantida fixa nesse ajuste e a do Reggeon foi deixada livre de tal forma que

$$N_{\mathbf{IP}} = 1, \qquad N_{\mathbf{IR}} = 2.05.$$

Nesse ajuste são utilizados 218 dados experimentais sendo que 170 correspondem aos dados de função de estrutura difrativa e 48 aos dados de função de estrutura de *leading* próton. Os dados de *leading* nêutron não foram utilizados no procedimento de ajuste para fixar a função de estrutura do Pomeron visto que o produto do fator de fluxo do Píon pela função de estrutura do Píon dá uma descrição razoável dos dados de *leading* nêutron¹. Com base no exposto, obteve-se um χ^2/ndf da ordem de

$$\chi^2/ndf = 268/211 \approx 1.27$$

Na Fig. 4.1, é apresentado o gráfico dos dados experimentais de função de estrutura difrativa $x_{\mathbb{P}}F_2^{D(3)}$ versus $x_{\mathbb{P}}$, para $\beta \in Q^2$ fixos, com o resultado do melhor ajuste. A Fig. 4.2

¹Embora a concordância com os dados nesse caso não seja perfeita, optou-se por deixar de fora do ajuste os parâmetros da contribuição piônica já que ambos, fator de fluxo e função de estrutura, são estabelecidos a partir de dados de outras reações [31, 38].

apresenta os dados de função de estrutura de *leading* próton $F_2^{LP(3)}$ versus $z = 1 - x_{\mathbb{P}}$, para $x \in Q^2$ fixos, com os resultados do ajuste. Os dados de função de estrutura de *leading* nêutron $F_2^{LN(3)}$ são também mostrados, junto com a predição da componente piônica.



Figura 4.1: Gráfico dos dados de função de estrutura difrativa $x_{\mathbb{P}}F_2^{D(3)}$ versus $x_{\mathbb{P}}$, para $\beta \in Q^2$ fixos, com os resultados do ajuste. Nesse gráfico, os círculos pretos pertencem à região de ressonâncias, $M_X < 2$ GeV e foram excluídos do ajuste. Já os círculos brancos, que também não fizeram parte do ajuste, pertencem à região y > 0.45.



Figura 4.2: Gráfico dos dados de função de estrutura do *leading* próton $F_2^{LP(3)}$ versus $z = 1 - x_{\mathbb{P}}$, para $x \in Q^2$ fixos, com os resultados do ajuste. Os dados de função de estrutura do *leading* nêutron $F_2^{LN(3)}$ são também mostrados, junto com a predição que vem do produto do fator de fluxo do Píon vezes a função de estrutura do Píon, dada pela GRV do Píon em LO.

Com base nessas figuras verifica-se que o modelo descreve razoavelmente bem tanto os dados de função de estrutura difrativa quanto os dados de *leading* bárion, embora sejam um tanto dispersos nesse último caso.

4.2.2 Procedimento de ajuste com interferência

O modelo de Ingelman-Schlein permite que, além das trocas do tipo \mathbb{PPP} e \mathbb{RR} , tenhamos também trocas cruzadas tais como \mathbb{PR} e \mathbb{RP} , que denominamos de termos de interferência. Nesse sentido, repetiu-se o procedimento de ajuste, mas levando em consideração o fator de interferência entre as trocas de Pomeron e Reggeon (outros possíveis termos de interferência foram desconsiderados). Para isso, a Eq. (4.4) foi reescrita como

$$F_{2}^{SI(3)}(x_{\mathbb{P}},\beta,Q^{2}) = f_{\mathbb{P}}(x_{\mathbb{P}}) F_{2}^{\mathbb{P}}(\beta,Q^{2}) + f_{\mathbb{R}}(x_{\mathbb{P}}) F_{2}^{\mathbb{R}}(\beta,Q^{2}) + 2I f^{I}(x_{\mathbb{P}}) \sqrt{F_{2}^{\mathbb{P}}(\beta,Q^{2})F_{2}^{\mathbb{R}}(\beta,Q^{2})} + f_{\pi}(x_{\mathbb{P}}) F_{2}^{\pi}(\beta,Q^{2}), \qquad (4.11)$$

onde I = 1 representa interferência máxima. Nessa expressão, $f^{I}(x_{\mathbb{P}})$ é o fluxo de interferência, dado por

$$f^{I}(x_{\mathbb{P}}) = \int_{t_{0}}^{t_{min}} \cos\left(\frac{\pi}{2} [\alpha_{\mathbb{P}}(t) - \alpha_{\mathbb{R}}(t)]\right) \frac{F_{1}(t)e^{B_{\mathbb{R}}t/2}}{x_{\mathbb{P}}^{\alpha_{\mathbb{P}}(t) + \alpha_{\mathbb{R}}(t) - 1}} dt,$$
(4.12)

onde as trajetórias do Pomeron e Reggeon são dadas respectivamente da seguinte forma,

$$\alpha_{\mathbb{P}}(t) = \alpha_{\mathbb{P}}(0) + \alpha'_{\mathbb{P}}t, \qquad \alpha_{\mathbb{R}}(t) = \alpha_{\mathbb{R}}(0) + \alpha'_{\mathbb{R}}t$$
(4.13)

e o termo em co-seno provém das assinaturas.

Todo o procedimento realizado aqui é análogo ao caso anterior em que se determinou a função de estrutura do Pomeron, através de ajuste, sem o termo de interferência. Assim sendo, obteve-se os seguintes parâmetros para as distribuições de quarks e glúons

$$a_1 = 0.08 \pm 0.02,$$
 $a_2 = 0.22 \pm 0.02,$ $a_3 = -0.05 \pm 0.01,$
 $a_4 = 0.82 \pm 0.07,$ $a_5 = 0.52 \pm 0.15,$ $a_6 = -0.10 \pm 0.01.$

Os interceptos do Pomeron e Reggeon que foram mantidos fixos no ajuste, como no caso anterior, são

$$\alpha_{\mathbb{P}}(0) = 1.20, \qquad \alpha_{\mathbb{R}}(0) = 0.68.$$

A normalização do Pomeron $N_{\mathbb{P}}$, mantida fixa, e a normalização Reggeon $N_{\mathbb{R}}$, que é um parâmetro livre no ajuste, são dadas por

$$N_{\mathbf{IP}} = 1, \qquad N_{\mathbf{IR}} = 1.37.$$

Nesse novo procedimento de ajuste, que leva em consideração o termo de interferência entre o Pomeron e o Reggeon, o χ^2/ndf obtido foi de

$$\chi^2/ndf = 238/211 \approx 1.13.$$

Na Fig. 4.3 apresentamos o gráfico dos dados experimentais da função de estrutura difrativa $x_{\mathbb{P}} F_2^{D(3)}$ versus $x_{\mathbb{P}}$, para $\beta \in Q^2$ fixos, com o resultado do melhor ajuste, levando em consideração o termo de interferência entre as trocas de Pomeron e Reggeon. A Fig. 4.4 apresenta os dados de função de estrutura de *leading* próton $F_2^{LP(3)}$ versus $z = 1 - x_{\mathbb{P}}$, para $x \in Q^2$ fixos, com os resultados do ajuste. Os dados de função de estrutura de *leading* nêutron $F_2^{LN(3)}$ são também mostrados, junto com a predição que vem do produto do fator de fluxo do Píon pela função de estrutura do Píon, dada pela GRV do Píon em LO [36].

A Fig. 4.5 apresenta as curvas das distribuições de quarks obtidas com o termo de interferência e sem o termo de interferência. Já a Fig. 4.6 apresenta as curvas das distribuições de quarks e glúons obtidas com o termo de interferência e sem o mesmo. Nessas figuras, para as distribuições de quarks $F(\beta)$ corresponde à função singleto $\Sigma(\beta, Q_0^2)$ e no caso dos glúons $F(\beta)$ é a distribuição de glúons $g(\beta, Q_0^2)$. Por intermédio desse resultado pode-se fazer uma estimativa da fração de quarks e glúons da função de estrutura do Pomeron na escala inicial, o que nos leva a

> percentual de quarks = 3.4 %, percentual de glúons = 96.6 %.



Figura 4.3: Gráfico dos dados de função de estrutura difrativa $x_{\mathbb{P}}F_2^{D(3)}$ versus $x_{\mathbb{P}}$, para $\beta \in Q^2$ fixos, com os resultados do ajuste. Nesse gráfico, os círculos pretos pertencem à região de ressonâncias, $M_X < 2$ GeV e foram excluídos do ajuste. Já os círculos brancos, que também não fizeram parte do ajuste, pertencem à região y > 0.45.



Figura 4.4: Gráfico dos dados de função de estrutura do *leading* próton $F_2^{LP(3)}$ versus $z = 1 - x_{\mathbb{P}}$, para x e Q^2 fixos, com os resultados do ajuste. Os dados de função de estrutura do *leading* nêutron $F_2^{LN(3)}$ são também mostrados, junto com a predição que vem do produto do fator de fluxo do Píon pela função de estrutura do Píon, dada pela GRV do Píon em LO.



Figura 4.5: Gráfico das distribuições de quarks $\beta F(\beta)$ versus β , obtidas com o termo de interferência e sem o mesmo.



Figura 4.6: Gráfico das distribuições de quarks e glúons $\beta F(\beta)$ versus β , obtidas com o termo de interferência e sem o mesmo.

Esses resultados mostram que o ajuste utilizando o termo de interferência descreve bem os dados experimentais de função de estrutura difrativa e *leading* próton. Mais do que isso, o χ^2/ndf obtido nesse caso foi melhor que aquele obtido sem o termo de interferência. Assim sendo, obteve-se duas parametrizações para a função de estrutura do Pomeron: uma que não considera o termo de interferência e outra que incorpora essa possibilidade. Nos Capítulos 6 e 7, calculam-se as seções de choque e, com isso, verifica-se qual o efeito desse termo de interferência.

Esse é um aspecto particularmente importante pois a Colaboração H1 já realizou um estudo semelhante ao apresentado acima (ajustes com e sem interferência), obtendo resultados igualmente bons. O comentário que eles fazem a esse respeito é o seguinte [13]: Since fits B (sem interferência) and C (com interferência) both give a good description of the data and have similar² χ^2/ndf it is not possible to determine, with the present data, whether or not interference plays a significant role in DIS colour singlet exchange cross sections. Further precision measurements at high values of $x_{\mathbb{P}}$ are needed to clarify this matter.

Os *fits* aqui apresentados de certa forma contemplam essa possibilidade pois foram incluídos os dados de *leading* bárion. A confiar apenas nos resultados em termos de ajuste apresentados anteriormente, a conclusão seria que o termo de interferência é importante pois o χ^2/ndf obtido é significativamente menor. Contudo, conforme será mostrado adiante, os cálculos de seção de choque de fotoprodução difrativa apontam para uma conclusão diferente.

²A Colaboração H1 obtém $\chi^2/ndf = 120.7/121$ para o ajuste sem interferência e $\chi^2/ndf = 120.4/121$ para ajuste com interferência.

Capítulo 5

Modelo fenomenológico para a fotoprodução e eletroprodução difrativas de dijatos

Nesse capítulo apresenta-se o procedimento teórico utilizado no cálculo das seções de choque diferenciais dos processos de fotoprodução e eletroprodução difrativos para a produção de dijatos.

5.1 Fotoprodução difrativa de dijatos

O processo de fotoprodução difrativa de dijatos é aquele em que um elétron (ou pósitron) interage com um próton de acordo com a reação

$$e(K) + p(P) \to e'(K') + X(j_1 + j_2 + X') + Y(P').$$
 (5.1)

Esse processo de espalhamento é caracterizado: (a) pela presença de pelo menos dois jatos $(j_1 e j_2)$ no estado hadrônico final X e (b) pela virtualidade nula do fóton, $Q^2 \approx 0$.

Num processo difrativo como esse o próton é espalhado em pequenos ângulos, ou seja, o momento transferido para o próton é relativamente pequeno. Nesse processo há a ocorrência de um gap de rapidez entre o sistema hadrônico X e o sistema bariônico Y,

Figura 5.1: (a) Componente direta do fóton para a produção difrativa de dijatos em LO. (b) Componente resolvida do fóton para a produção difrativa de dijatos em LO. Em ambos os processos a reação de espalhamento é $ep \rightarrow eXY$ [39].

predominantemente um próton.

Se observarmos esse processo de fotoprodução através do sistema gama-próton, $\gamma^* p$, veremos que existem duas possibilidades desse fóton interagir com o Pomeron emitido pelo próton. Na primeira, apresentada na Fig. 5.1a, o fóton emitido pelo elétron acopla diretamente com pártons do Pomeron. Nessa situação, diz-se que a interação do fóton é de natureza direta. Já a segunda possibilidade, mostrada na Fig. 5.1b, ocorre quando o fóton flutua para um estado hadrônico cujos pártons interagem com os constituintes do Pomeron, levando ao que é chamado natureza resolvida do fóton. Veremos posteriormente que ambas as componentes são igualmente importantes no cálculo das seções de choque.

5.1.1 Seções de choque

A seção de choque para a interação elétron-próton para a produção de dois jatos pode ser calculada através do modelo a pártons [40, 41]

$$d\sigma = f_{a/e}(x_a, \mu^2) dx_a \ f_{b/p}(x_b, \mu^2) dx_b \ \left(\frac{d\hat{\sigma}_{ab\to cd}}{d\hat{t}}\right) d\hat{t},\tag{5.2}$$

onde $f_{a/e}(x_a, \mu^2)$ e $f_{b/p}(x_b, \mu^2)$ são as funções de distribuição, na escala de evolução μ , dos pártons a e b provenientes, em última análise, dos vértices do elétron e do próton, respectivamente. A fração de momento do párton a é x_a e do b é x_b . O termo $d\hat{\sigma}_{ab\to cd}/d\hat{t}$ corresponde às seções de choque elementares obtidas por intermédio da Cromodinâmica Quântica.

A contribuição que vem do vértice do elétron pode ser determinada por meio da seguinte expressão

$$x_a f_{a/e}(x_a, \mu^2) = \int dQ^2 \int dx_\gamma \int dy G(y, Q^2) x_\gamma f_{a/\gamma}(x_\gamma, \mu^2) \delta\left(x_\gamma - \frac{x_a}{y}\right), \qquad (5.3)$$

onde $f_{a/\gamma}(x_{\gamma}, \mu^2)$ é a função de estrutura do fóton, x_{γ} é a fração de momento do fóton carregada pelos pártons e $G(y, Q^2)$ é o fluxo de fótons dado pela Aproximação de Weizsäcker-Williams [42]

$$G(y) \equiv \int dQ^2 \ G(y, Q^2) \simeq \frac{\alpha}{2\pi y} \left\{ \left[1 + (1-y)^2 \right] \ln \frac{Q_{max}^2}{Q_{min}^2} - 2(1-y) \right\},$$
(5.4)

em que a constante de estrutura fina $\alpha = 1/137$, $Q_{min}^2 = m_e^2 y^2/(1-y)$ e Q_{max}^2 é obtido através do experimento.

De uma forma semelhante, a contribuição que vem do vértice do próton pode ser expressa da seguinte forma

$$x_b f_{b/p}(x_b, \mu^2) = \int dt \int d\beta \int dx_{\mathbb{P}} f(x_{\mathbb{P}}, t) \ \beta f_{b/\mathbb{P}}(\beta, \mu^2) \ \delta\left(\beta - \frac{x_b}{x_{\mathbb{P}}}\right).$$
(5.5)

Nessa expressão, $\beta f_{b/\mathbb{P}}(\beta, \mu^2)$ é a distribuição dos pártons $b \in \beta$ é a fração de momento desses pártons no Pomeron, $x_{\mathbb{P}}$ é a fração de momento perdida pelo próton e $\int dt f(x_{\mathbb{P}}, t) \equiv g(x_{\mathbb{P}})$ é a integral do fator de fluxo do Pomeron.

5.1.2 Seções de choque para a componente resolvida

Para que se possa compatibilizar as variáveis normalmente medidas experimentalmente com as até aqui apresentadas, é necessário fazer a seguinte transformação,

$$dx_a dx_b d\hat{t} \to 2E_T x_a x_b dE_T d\eta' d\eta \tag{5.6}$$

onde

$$x_a = yx_{\gamma} = \frac{E_T}{\sqrt{s}} \left(e^{\eta} + e^{\eta'} \right), \qquad (5.7)$$

е

$$x_b = \beta x_{\mathbb{P}} = \frac{E_T}{\sqrt{s}} \left(e^{-\eta} + e^{-\eta'} \right).$$
 (5.8)

Nas expressões acima, E_T e (η, η') representam a energia transversal e as variáveis de rapidez dos pártons resultantes dos processos elementares.

Utilizando-se essa transformação de variáveis e as Eqs. (5.3), (5.4) e (5.5), pode-se reescrever a Eq. (5.2) de tal forma que a seção de choque diferencial com respeito a pseudorapidez de um dos jatos, η , torna-se [43]

$$\frac{d\sigma}{d\eta} = \int dE_T^2 \int d\eta' \int dy G(y) \int dx_{\mathbb{P}} g(x_{\mathbb{P}}) \beta f_{\mathbb{P}/\mathfrak{b}}(\beta, \mu^2) x_{\gamma} f_{\gamma/a}(x_{\gamma}, \mu^2) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}.$$
 (5.9)

Na expressão acima, os limites são determinados por

$$\ln \frac{E_T}{\sqrt{s} - E_T e^{-\eta}} \le \eta' \le \ln \frac{\sqrt{s} - E_T e^{-\eta}}{E_T},$$
(5.10)

por

$$E_{Tmax} = \frac{\sqrt{s}}{e^{-\eta} + e^{\eta}} \tag{5.11}$$

e por outros vínculos experimentais.

A seção de choque diferencial em termos da energia transversal, E_T , pode ser determinada a partir desta equação,

$$\frac{d\sigma}{dE_T} = 2E_T \int d\eta \int d\eta' \int dy G(y) \int dx_{\mathbb{IP}} g(x_{\mathbb{IP}}) \beta f_{\mathbb{IP}/\mathfrak{b}}(\beta, \mu^2) x_{\gamma} f_{\gamma/a}(x_{\gamma}, \mu^2) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}.$$
 (5.12)

A fim de se calcular a seção de choque em termos da energia W, utiliza-se a relação $W = \sqrt{ys}$. Com essa mudança de variáveis e mantendo-se s constante, resulta

$$\frac{d\sigma}{dW} = \frac{2W}{s} G\left(\frac{W^2}{s}\right) \int d\eta \int dE_T^2 \int d\eta' \int dx_{\mathbb{P}} g(x_{\mathbb{P}}) \beta f_{\mathbb{P}/\mathfrak{b}}(\beta,\mu^2) x_{\gamma} f_{\gamma/a}(x_{\gamma},\mu^2) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}.$$
 (5.13)

Em termos da fração de momento do Pomeron carregada pelos pártons, β , a seção de choque diferencial pode ser escrita na seguinte forma a partir de transformações análogas às anteriores,

$$\frac{d\sigma}{d\beta} = \frac{1}{\beta} \int d\eta \int dE_T^2 \int d\eta' \int dy G(y) g(x_{\mathbb{P}}) \beta f_{\mathbb{P}/\mathfrak{b}}(\beta, \mu^2) x_{\gamma} f_{\gamma/a}(x_{\gamma}, \mu^2) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}.$$
 (5.14)

Uma outra seção de choque diferencial de interesse é a que corresponde à variável x_{γ} ,

$$\frac{d\sigma}{dx_{\gamma}} = \frac{1}{x_{\gamma}} \int d\eta \int dE_T^2 \int d\eta' y G(y) \int dx_{\mathbb{P}} g(x_{\mathbb{P}}) \beta f_{\mathbb{P}/\mathsf{b}}(\beta,\mu^2) x_{\gamma} f_{\gamma/a}(x_{\gamma},\mu^2) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}.$$
 (5.15)

Nessas equações os limites de integração são obtidos a partir dos cortes experimentais. A seguir apresentaremos os elementos de matriz utilizados no cálculo das seções de choque partônicas, $d\hat{\sigma}/d\hat{t}$.

5.1.3 Elementos de matriz para a componente resolvida

As seções de choque diferenciais párton-párton, $d\hat{\sigma}/d\hat{t}$, que contribuem para o processo de espalhamento, são determinadas a partir da QCD perturbativa por meio da seguinte expressão [41]

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(ab \to cd) = \frac{\pi\alpha_s^2}{\hat{s}^2} \left| \overline{M}(ab \to cd) \right|^2.$$
(5.16)

Nessa equação α_s é a constante de acoplamento forte e \overline{M} é a amplitude de espalhamento.

A constante de acoplamento α_s pode ser determinada em LO através da relação

$$\alpha_s(\mu^2) = \frac{4\pi}{\left(11 - \frac{2}{3}n_f\right)\ln\left(\frac{\mu^2}{\Lambda^2}\right)},\tag{5.17}$$

onde n_f é o número de sabores. A amplitude \overline{M} que contém toda a informação da dinâmica do processo de espalhamento é calculada através dos diagramas de Feynman dos subprocessos elementares obtidos a partir da QCD. A Tabela 5.1 apresenta os processos em LO que são utilizados no cálculo das seções de choque diferenciais para a componente resolvida do fóton. Na próxima seção, apresenta-se as seções de choque diferenciais correspondentes à componente direta.

5.1.4 Seções de choque para a componente direta

A componente direta é obtida pela substituição da função de estrutura do fóton pela expressão

$$f_{\gamma/a}(x_{\gamma},\mu^2) = \delta(1 - x_{\gamma}),$$
 (5.18)

Elementos de matriz para a componente resolvida do fóton

$$\begin{split} \left|\overline{M}(q_{i}q_{j} \to q_{i}q_{j})\right|^{2} &= \frac{4}{9} \left(\frac{\hat{s}^{2} + \hat{u}^{2}}{\hat{t}^{2}}\right) \\ \left|\overline{M}(q_{i}\bar{q}_{j} \to q_{i}\bar{q}_{j})\right|^{2} &= \frac{4}{9} \left(\frac{\hat{s}^{2} + \hat{u}^{2}}{\hat{t}^{2}}\right) \\ \left|\overline{M}(q_{i}q_{i} \to q_{i}q_{i})\right|^{2} &= \frac{4}{9} \left(\frac{\hat{s}^{2} + \hat{u}^{2}}{\hat{t}^{2}} + \frac{\hat{s}^{2} + \hat{t}^{2}}{\hat{u}^{2}}\right) - \frac{8}{27}\frac{\hat{s}^{2}}{\hat{u}\hat{t}} \\ \left|\overline{M}(q_{i}\bar{q}_{i} \to q_{j}\bar{q}_{j})\right|^{2} &= \frac{4}{9} \left(\frac{\hat{t}^{2} + \hat{u}^{2}}{\hat{s}^{2}}\right) \\ \left|\overline{M}(q_{i}\bar{q}_{i} \to q_{i}\bar{q}_{i})\right|^{2} &= \frac{4}{9} \left(\frac{\hat{s}^{2} + \hat{u}^{2}}{\hat{t}^{2}} + \frac{\hat{t}^{2} + \hat{u}^{2}}{\hat{s}^{2}}\right) - \frac{8}{27}\frac{\hat{u}^{2}}{\hat{s}\hat{t}} \\ \left|\overline{M}(q_{i}\bar{q}_{i} \to q_{g}\bar{q}_{i})\right|^{2} &= \frac{4}{9} \left(\frac{\hat{u}^{2} + \hat{t}^{2}}{\hat{u}\hat{t}}\right) - \frac{8}{3} \left(\frac{\hat{u}^{2} + \hat{t}^{2}}{\hat{s}^{2}}\right) \\ \left|\overline{M}(gg \to q_{i}\bar{q}_{i})\right|^{2} &= \frac{1}{6} \left(\frac{\hat{u}^{2} + \hat{t}^{2}}{\hat{u}\hat{t}}\right) - \frac{3}{8} \left(\frac{\hat{u}^{2} + \hat{t}^{2}}{\hat{s}^{2}}\right) \\ \left|\overline{M}(q_{i}g \to q_{i}g)\right|^{2} &= -\frac{4}{9} \left(\frac{\hat{u}^{2} + \hat{s}^{2}}{\hat{u}\hat{s}}\right) + \left(\frac{\hat{u}^{2} + \hat{s}^{2}}{\hat{t}^{2}}\right) \\ \left|\overline{M}(gg \to gg)\right|^{2} &= \frac{9}{2} \left(3 - \frac{\hat{u}\hat{t}}{\hat{s}^{2}} - \frac{\hat{u}\hat{s}}{\hat{t}^{2}} - \frac{\hat{s}\hat{t}}{\hat{u}^{2}}\right) \end{split}$$

Tabela 5.1: Elementos de matriz, em LO, para a componente resolvida do fóton, obtidos a partir da QCD perturbativa [40, 41].

nas seções de choque diferenciais da seção anterior. Uma conseqüência dessa relação é que, em LO, não há componente direta para $d\sigma/dx_{\gamma}$. Dessa maneira, as seções de choque em η , E_T , $W \in \beta$ tornam-se respectivamente,

$$\frac{d\sigma}{d\eta} = \int dE_T^2 \int d\eta' x_a G(x_a) \int dx_{\mathbf{P}} g(x_{\mathbf{P}}) \beta f_{\mathbf{P}/\mathbf{b}}(\beta, \mu^2) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}, \qquad (5.19)$$

$$\frac{d\sigma}{dE_T} = 2E_T \int d\eta \int d\eta' x_a \ G(x_a) \int dx_{\mathbb{P}} g(x_{\mathbb{P}}) \beta f_{\mathbb{P}/\mathfrak{b}}(\beta, \mu^2) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}, \qquad (5.20)$$

$$\frac{d\sigma}{dW} = \frac{W}{s} G\left(\frac{W^2}{s}\right) \int d\eta \int dE_T^2 \int dx_{\mathbf{IP}} g(x_{\mathbf{IP}}) \beta f_{\mathbf{IP}/\mathbf{b}}(\beta, \mu^2) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}, \qquad (5.21)$$

$$\frac{d\sigma}{d\beta} = \frac{1}{\beta} \int d\eta \int dE_T^2 \int d\eta' x_a G(x_a) g(x_{\mathbf{P}}) \beta f_{\mathbf{P}/\mathbf{b}}(\beta, \mu^2) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}.$$
(5.22)

O passo seguinte é verificar como ficam os elementos de matriz para o cálculo da componente direta do fóton.

5.1.5 Elementos de matriz para a componente direta

A interação direta do fóton emitido pelo elétron com os pártons provenientes do Pomeron ocorre, em LO, através de dois subprocessos elementares: (a) espalhamento QCD-Compton $\gamma q \rightarrow qg$ e (b) fusão bóson-glúon $\gamma g \rightarrow q\bar{q}$. Na Tabela 5.2 são apresentadas as seções de choque diferenciais correspondentes a esses processos elementares, calculados a partir da QCD perturbativa.

No cálculo das seções de choque para a fotoprodução difrativa de dijatos a escala de evolução usada é dada por $\mu^2 = E_T^2/4$.

5.2 Eletroprodução difrativa de dijatos

No processo de eletroprodução difrativa para a produção de dijatos, um elétron interage com um próton através da reação

$$e(K) + p(P) \rightarrow e'(K') + X(j_1 + j_2 + X') + Y(P').$$
 (5.23)

Elementos de matriz para a componente direta do fóton

$$\left|\overline{M}(\gamma q_i \to q_j g)\right|^2 = -\frac{\alpha e_q^2}{3\alpha_s} \left(\frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{s}\hat{u}}\right)$$
$$\left|\overline{M}(\gamma g \to q_i \bar{q}_i)\right|^2 = \frac{8\alpha e_q^2}{9\alpha_s} \left(\frac{\hat{t}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}\hat{u}}\right)$$

Tabela 5.2: Elementos de matriz, em LO, para a componente direta do fóton, calculados por meio da QCD perturbativa [40].

Essa reação de espalhamento é semelhante à de fotoprodução. O que diferencia esses processos é que em eletroprodução a virtualidade do fóton é diferente de zero, $Q^2 \neq 0$. Nesse espalhamento o fóton virtual também apresenta as componentes direta e resolvida.

O cálculo das seções de choque diferenciais é semelhante àquele empregado no caso da fotoprodução. O diferencial em eletroprodução está justamente na dependência explícita da seção de choque em relação à variável Q^2 .

5.2.1 Seções de choque diferenciais para a componente resolvida

A seguir, são apresentadas as seções de choque diferenciais para a eletroprodução difrativa de dijatos em termos de diferentes variáveis cinemáticas. Essas equações são determinadas por analogia com as expressões utilizadas no processo de fotoprodução. No caso da virtualidade do fóton, Q^2 , a seção de choque tem a forma,

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \int d\eta \int dP_T^{*2} \int d\eta' \int dy G(y, Q^2) \int dx_{\mathbb{P}} g(x_{\mathbb{P}}) \beta f_{\mathbb{P}/b}(\beta, \mu^2) x_{\gamma} f_{\gamma/a}(x_{\gamma}, \mu^2) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}.$$
 (5.24)

Já a seção de choque diferencial em termos do momento transversal médio, $d\sigma/dP_T^*$, pode ser escrita como,

$$\frac{d\sigma}{dP_T^*} = 2P_T^* \int dQ^2 \int d\eta \int d\eta' \int dy G(y, Q^2) \int dx_{\mathbb{P}} g(x_{\mathbb{P}}) \beta f_{\mathbb{P}/b}(\beta, \mu^2) x_{\gamma} f_{\gamma/a}(x_{\gamma}, \mu^2) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}.$$
(5.25)

As seções de choque diferenciais para a energia W, medida no sistema $\gamma^* p$, e para a pseudorapidez média dos jatos, $\langle \eta \rangle$, apresentam as seguintes expressões,

$$\frac{d\sigma}{dW} = \frac{2W}{s} G\left(\frac{W^2}{s}, Q^2\right) \int dQ^2 \int d\eta \int dP_T^{*2} \int d\eta' \int dx_{\mathbb{IP}} g(x_{\mathbb{IP}}) \beta f_{\mathbb{IP}/\mathfrak{b}}(\beta, \mu^2) x_{\gamma} f_{\gamma/a}(x_{\gamma}, \mu^2) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}},$$
(5.26)

е

$$\frac{d\sigma}{d\langle\eta\rangle} = \frac{1}{2} \int dQ^2 \int dP_T^{*2} \int d\eta^* \int dy G(y,Q^2) \int dx_{\mathbb{P}} g(x_{\mathbb{P}}) \beta f_{\mathbb{P}/b}(\beta,\mu^2) x_{\gamma} f_{\gamma/a}(x_{\gamma},\mu^2) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}.$$
(5.27)

Nessas equações aparecem duas novas variáveis de pseudorapidez associadas aos jatos difrativos: $\langle \eta \rangle \in \eta^*$. Elas são obtidas através das seguintes transformações,

$$\langle \eta \rangle = \frac{1}{2} \left(\eta + \eta' \right) \tag{5.28}$$

е

$$\eta^* = \frac{1}{2} \left(\eta - \eta' \right). \tag{5.29}$$

Nessas expressões aparecem também o fluxo de fótons, $G(y, Q^2)$. Note-se que agora, além da dependência com a rapidez y, o fluxo depende também da virtualidade do fóton, Q^2 . Pela referência [44], pode-se chegar a essa dependência, que resulta

$$G(y,Q^2) = \frac{\alpha}{2\pi} \left[\frac{2m_e^2 y}{Q^4} + \frac{1 + (1-y)^2}{yQ^2} \right],$$
(5.30)

onde m_e é a massa do elétron.

As seções de choque diferenciais elementares, $d\hat{\sigma}/d\hat{t}$, para a componente resolvida, podem ser encontradas na Tabela 5.1.

5.2.2 Seções de choque diferenciais para a componente direta

As expressões para o cálculo das seções de choque diferenciais para a componente direta são dadas por

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \int d\eta \int dP_T^{*2} \int d\eta' x_a G(y, Q^2) \int dx_{\mathbf{IP}} g(x_{\mathbf{IP}}) \beta f_{\mathbf{IP}/\mathbf{b}}(\beta, \mu^2) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}, \qquad (5.31)$$

$$\frac{d\sigma}{dP_T^*} = 2P_T^* \int dQ^2 \int d\eta \int d\eta' x_a G(y, Q^2) \int dx_{\mathbf{P}} g(x_{\mathbf{P}}) \beta f_{\mathbf{P}/\mathbf{b}}(\beta, \mu^2) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}, \qquad (5.32)$$

$$\frac{d\sigma}{dW} = \frac{W}{s} G\left(\frac{W^2}{s}, Q^2\right) \int dQ^2 \int d\eta \int dP_T^{*2} \int dx_{\mathbb{P}} g(x_{\mathbb{P}}) \beta f_{\mathbb{P}/b}(\beta, \mu^2) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}, \quad (5.33)$$

$$\frac{d\sigma}{d\langle\eta\rangle} = \frac{1}{2} \int dQ^2 \int dP_T^{*2} \int d\eta^* x_a G(y, Q^2) \int dx_{\mathbb{P}} g(x_{\mathbb{P}}) \beta f_{\mathbb{P}/\mathfrak{b}}(\beta, \mu^2) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}.$$
 (5.34)

Essas equações, para a componente direta do fóton, também foram obtidas por analogia com as equações obtidas para o cálculo da fotoprodução difrativa de dijatos. Lembrando novamente, a diferença essencial é que nesse caso (eletroprodução), o fóton apresenta virtualidade diferente de zero. Na Tabela 5.2 são encontradas as seções de choque partônicas $d\hat{\sigma}/d\hat{t}$. No processo de eletroprodução difrativa a escala de evolução usada é $\mu^2 = Q^2 + P_T^2$.

Capítulo 6

Fotoprodução difrativa de dijatos: resultados e discussões

Iniciamos esse capítulo fazendo uma comparação entre as parametrizações das funções de estrutura do fóton Glück-Reya-Vogt (GRV92) [45] e Glück-Reya-Schienbein (GRS99) [46]. O objetivo é verificar qual dessas parametrizações descreve melhor os dados experimentais de fotoprodução difrativa de dijatos. Em seguida, calculamos seções de choque diferenciais utilizando as duas funções de estrutura do Pomeron obtidas no capítulo anterior: a obtida com o termo de interferência e a aquela obtida sem o termo de interferência. A partir dos resultados encontrados, escolhemos qual delas é a melhor para o cálculo definitivo das seções de choque diferenciais. O passo seguinte é apresentar um estudo sobre a contribuição do Reggeon para o cálculo das seções de choque. Por fim, apresentamos os resultados finais das seções de choque diferenciais para o processo de fotoprodução difrativa de dijatos.

6.1 Comparação entre as funções de estrutura do fóton GRV92 e GRS99

Iniciamos o nosso estudo fazendo uma comparação entre as funções de estrutura do fóton GRV92 e GRS99. Esse estudo visa fundamentalmente dar uma melhor descrição dos dados experimentais de fotoprodução difrativa de dijatos. A GRV92 é uma parametrização para
a função de estrutura do fóton que tem sido largamente utilizada desde o seu lançamento em 1992. Com o passar dos anos novos dados de função de estrutura do fóton foram medidos para valores de x de Bjorken cada vez menores. Nesse sentido, em 1999, uma nova parametrização para a função de estrutura do fóton foi apresentada (GRS99) com o objetivo de tratar também esses dados que apresentam pequenos valores para x de Bjorken.

Na Fig. 6.1, apresentamos os dados da Colaboração ZEUS de seção de choque diferencial para a fotoprodução difrativa de dijatos $d\sigma/d\eta_{jet}$ versus η_{jet} , com os resultados do modelo. Nessas figuras a linha tracejada corresponde à componente resolvida do fóton e a traço-pontilhada corresponde à componente direta. A linha cheia é a soma das duas componentes, resolvida e direta. Na Fig. 6.1a, a componente resolvida do fóton é calculada utiizando-se a parametrização GRV92, enquanto na Fig. 6.1b o cálculo dessa componente é feito com a parametrização de GRS99.

Por meio dessas figuras constata-se, antes de mais nada, que o modelo aqui apresentado e desenvolvido permite obter uma descrição bastante razoável dos dados experimentais. Nota-se também que ambas as parametrizações apresentam resultados equivalentes, embora para grandes valores de η_{jet} , a componente resolvida calculada com a parametrização GRS99 seja ligeiramente menor que aquela calculada com a GRV92 e, com isso, descreve um pouco melhor os dados experimentais nessa região. Nesses resultados apresentados inicialmente foi empregada apenas a função de estrutura do Pomeron obtida sem levar em conta interferência.

A Fig. 6.2 apresenta dados medidos pela Colaboração ZEUS de seção de choque diferencial para a fotoprodução difrativa de dijatos $d\sigma/dE_T^{jet}$ versus E_T^{jet} , com os resultados obtidos pelo nosso modelo fenomenológico. Aqui também a linha tracejada corresponde à componente resolvida do fóton e a traço-pontilhada à componente direta. A linha cheia é a soma das duas componentes resolvida e direta. Na Fig. 6.2a, a componente resolvida do fóton é calculada utiizando-se a parametrização GRV92, enquanto na Fig. 6.2b o cálculo dessa componente é feito com a parametrização de GRS99.

Nessas figuras constatamos novamente que o nosso modelo, que contempla elementos da QCD com fenomenologia de pólos de Regge, descreve bem os dados experimentais de fotoprodução difrativa medidos pela Colaboração ZEUS na variável E_T^{jet} . Verificamos



Figura 6.1: Gráficos dos dados da Colaboração ZEUS de seção de choque diferencial para a fotoprodução difrativa de dijatos $d\sigma/d\eta_{jet}$ versus η_{jet} , com os resultados do modelo. Nessas figuras a linha tracejada corresponde à componente resolvida do fóton e a traço-pontilhada à componente direta. A linha cheia é a soma das duas componentes resolvida e direta. (a) Componente resolvida do fóton calculada com GRV92. (b) Componente resolvida do fóton calculada com GRS99.



Figura 6.2: Gráficos dos dados da Colaboração ZEUS de seção de choque diferencial para a fotoprodução difrativa de dijatos $d\sigma/dE_T^{jet}$ versus E_T^{jet} , com os resultados do modelo. Nessas figuras a linha tracejada corresponde à componente resolvida do fóton e a traçopontilhada à componente direta. A linha cheia é a soma das duas componentes resolvida e direta. (a) Componente resolvida do fóton calculada com GRV92. (b) Componente resolvida do fóton calculada com GRS99.

também que nessa variável, E_T^{jet} , a diferença entre os cálculos realizados com a GRV92 e GRS99 é muito pequena.

Repetimos os cálculos anteriores para fazermos a comparação dos resultados provenientes do nosso modelo com os dados medidos pela Colaboração H1. Na Fig. 6.3 são apresentados os dados de seção de choque, na variável η_{jet} , juntamente com a previsão do modelo. Baseado nesses resultados verificamos que, para grandes valores de η_{jet} , os cálculos apresentam alguma dificuldade para descrever os dados, superestimando a seção de choque nessa região.

Foi feita uma última comparação, na variável P_T^{jet} , com o objetivo de determinar os resultados de fotoprodução para as funções de estrutura do fóton GRV92 e GRS99 e, em seguida, comparar esses resultados com os dados medidos pela Colaboração H1. Na Fig. 6.4 são apresentados os dados experimentais de seção de choque medidos por essa colaboração, com os resultados obtidos pelo modelo fenomenológico. Através dessas figuras observamos que ambas as parametrizações para a função de estrutura do fóton levam a uma descrição razoável dos dados experimentais.

Com base nesses resultados que, de uma maneira geral, dão uma boa descrição dos dados experimentais de fotoprodução difrativa de dijatos tanto da Colaboração H1 quanto da Colaboração ZEUS, verificamos que ambas as funções de estrutura do fóton levam a resultados igualmente bons. Por ser uma parametrização mais atual, ao longo do restante desse trabalho, utilizaremos a parametrização GRS99 para calcularmos a componente resolvida do fóton sempre que necessário.



Figura 6.3: Gráficos dos dados da Colaboração H1 de seção de choque diferencial para a fotoprodução difrativa de dijatos $d\sigma/d\eta_{jet}$ versus η_{jet} , com os resultados do modelo. Nessas figuras a linha tracejada corresponde à componente resolvida do fóton e a traço-pontilhada à componente direta. A linha cheia é a soma das duas componentes resolvida e direta. (a) Componente resolvida do fóton calculada com GRV92. (b) Componente resolvida do fóton calculada com GRS99.



Figura 6.4: Gráficos dos dados da Colaboração H1 de seção de choque diferencial para a fotoprodução difrativa de dijatos $d\sigma/dP_T^{jet}$ versus P_T^{jet} , com os resultados do modelo. Nessas figuras a linha tracejada corresponde à componente resolvida do fóton e a traçopontilhada à componente direta. A linha cheia é a soma das duas componentes resolvida e direta. (a) Componente resolvida do fóton calculada com GRV92. (b) Componente resolvida do fóton calculada com GRS99.

6.2 Comparação entre as seções de choque com interferência e sem interferência

No capítulo anterior obtivemos, por meio de ajuste de dados combinados de função de estrutura difrativa $F_2^{D(3)}$ e função de estrutura de *leading* bárion $F_2^{LB(3)}$, duas funções de estrutura para o Pomeron. A primeira foi obtida sem o termo de interferência entre as trocas de Pomeron e Reggeon. A segunda foi fixada com auxílio do termo de interferência. Em ambos os casos, as funções de estrutura para o Pomeron descrevem bem os dados experimentais de $F_2^{D(3)}$ e $F_2^{LB(3)}$, porém a função de estrutura do Pomeron calculada com o termo de interferência dá um χ^2/ndf melhor que aquela calculada sem o termo de interferência.

Nessa seção, apresentamos um estudo cujo objetivo principal é verificar qual o efeito dessas duas funções de estrutura do Pomeron no cálculo das seções de choque diferenciais para a fotoprodução difrativa de dijatos.

Na Fig. 6.5 são apresentadas as curvas para a componente resolvida (linha tracejada), direta (linha traço-pontilhada) e total (linha cheia) das seções de choque diferenciais na variável η_{jet} para fotoprodução difrativa de dijatos previstas pelo modelo fenomenológico, juntamente com os dados experimentais medidos pela Colaboração ZEUS. Na Fig. 6.5a, o cálculo é feito com uma função de estrutura para o Pomeron fixada sem a utilização do termo de interferência. Por sua vez, na Fig. 6.5b as curvas são calculadas com uma função de estrutura do Pomeron fixada com a utilização do termo de interferência.

Essas figuras mostram que a seção de choque calculada com a função de estrutura do Pomeron que incorpora o termo de interferência conduz a uma seção de choque diferencial subestimada em comparação com os dados experimentais.

Cálculos de seções de choque diferenciais foram realizados também em termos da variável E_T . Na Fig. 6.6a, o cálculo é realizado sem interferência. Por outro lado, as curvas presentes na Fig. 6.6b, foram calculadas com interferência. Por intermédio dessas figuras verificamos que as seções de choque calculadas com a função de estrutura do Pomeron com interferência estão bem abaixo dos dados experimentais.



Figura 6.5: Gráficos dos dados da Colaboração ZEUS de seção de choque diferencial para a fotoprodução difrativa de dijatos $d\sigma/d\eta_{jet}$ versus η_{jet} , com os resultados do modelo. Nessas figuras a linha tracejada corresponde à componente resolvida do fóton e a traço-pontilhada à componente direta. A linha cheia é a soma das duas componentes resolvida e direta. (a) Cálculo sem interferência. (b) Cálculo com interferência.



Figura 6.6: Gráficos dos dados da Colaboração ZEUS de seção de choque diferencial para a fotoprodução difrativa de dijatos $d\sigma/dE_T^{jet}$ versus E_T^{jet} , com os resultados do modelo. Nessas figuras a linha tracejada corresponde à componente resolvida do fóton e a traçopontilhada à componente direta. A linha cheia é a soma das duas componentes resolvida e direta. (a) Cálculo sem interferência. (b) Cálculo com interferência.

A Colaboração H1 também mediu dados de seções de choque diferencias para o processo de fotoprodução difrativa de dois jatos, na variável η_{jet} . Nas Figs. 6.7a e 6.7b, são mostradas as curvas obtidas através do modelo fenomenológico utilizando, respectivamente, as funções de estrutura do Pomeron sem interferência e com interferência.

Essa figura mostra que a seção de choque calculada sem a utilização do termo de interferência dá uma boa descrição dos dados experimentais, enquanto que a calculada com o termo de interferência novamente fica abaixo dos dados.

Dados de seção de choque diferencial, na variável P_T^{jet} , foram também medidos pela Colaboração H1. Os cálculos obtidos por meio do nosso modelo são apresentados nas Figs. 6.8a (sem interferência) e 6.8b (com interferência). Observando-se essas figuras percebe-se, mais uma vez, que o cálculo feito sem interferência descreve melhor os dados experimentais.

Com base nesses resultados verificamos que a introdução do fator de interferência entre os termos que descrevem o Pomeron e o Reggeon conduz a uma função de estrutura do Pomeron que, aplicada ao cálculo das seções de diferenciais para o processo de fotoprodução difrativa de dijatos, produz resultados sistematicamente abaixo dos dados experimentais. Esse fato pode ser explicado através da Fig. 4.6. Nessa figura, a distribuição de glúons é sempre preponderante diante da de quarks, sendo que glúons são os que mais contribuem para a produção de jatos. Porém, a distribução de glúons para o caso sem interferência é super hard e com um pico acentuado próximo a $\beta = 1$, enquanto que a distribuição para o caso com interferência apresenta um perfil hard, na escala inicial. À medida que essas distribuições evoluem, a distribuição que apresenta um perfil super hard (sem interferência) retém um maior número de glúons rápidos, produzindo mais jatos no estado final em comparação com a distribuição que apresenta um perfil hard (com interferência). Isso significa que o acoplamento triplo referente ao termo de interferência é muito pequeno frente aos demais, implicando que esse termo pode ser desprezado. O fato do χ^2/ndf ser menor para o caso com interferência deve ser tomado como um mero artefato de ajuste, sem maior significado do ponto de vista físico.

Com base no exposto acima, adota-se no restante do trabalho a função de estrutura do Pomeron obtida sem o termo de interferência.



Figura 6.7: Gráficos dos dados da Colaboração H1 de seção de choque diferencial para a fotoprodução difrativa de dijatos $d\sigma/d\eta_{jet}$ versus η_{jet} , com os resultados do modelo. Nessas figuras a linha tracejada corresponde à componente resolvida do fóton e a traço-pontilhada à componente direta. A linha cheia é a soma das duas componentes resolvida e direta. (a) Cálculo sem interferência. (b) Cálculo com interferência.



Figura 6.8: Gráficos dos dados da Colaboração H1 de seção de choque diferencial para a fotoprodução difrativa de dijatos $d\sigma/dP_T^{jet}$ versus P_T^{jet} , com os resultados do modelo. Nessas figuras a linha tracejada corresponde à componente resolvida do fóton e a traçopontilhada à componente direta. A linha cheia é a soma das duas componentes resolvida e direta. (a) Cálculo sem interferência. (b) Cálculo com interferência.

6.3 Contribuição do Reggeon para o cálculo das seções de choque

A contribuição do Reggeon secundário foi introduzida no modelo fenomenológico com a finalidade de descrever a quebra de fatorização presente nos dados da função de estrutura difrativa $F_2^{D(3)}$. A nossa intenção agora é verificar qual a influência desse Reggeon no cálculo das seções de choque diferenciais.

Na Fig. 6.9 apresentamos as curvas para a componente resolvida (linha tracejada), direta (linha traço-pontilhada) e total (linha cheia) das seções de choque diferenciais medidas pelas Colaborações ZEUS (Fig. 6.9a) e H1 (Fig. 6.9b). Nessas figuras são também apresentadas as contribuições do Pomeron e Reggeon para cada uma dessas componentes. De acordo com essas figuras, a quase totalidade das contribuições para as componentes resolvida e direta vêm da troca de Pomeron. A contribuição oriunda do Reggeon é praticamente insignificante.

Além da variável de pseudorapidez do jato, η_{jet} , fizemos também um estudo da contribuição do secundário para o cálculo das seções de choque na variável P_T^{jet} . A Fig. 6.10 apresenta os resultados desse cálculo. Nessas figuras constatamos mais uma vez que a contribuição do secundário para as componentes resolvida e direta é praticamente nula. Ou seja, quase a totalidade das contribuições para a seção de choque diferencial é proveniente do Pomeron.

De posse desses resultados constatamos qua a contribuição do Reggeon é muito importante para fixar a função de estrutura do Pomeron. Todavia, essa contribuição mostrou-se muito pequena para o cálculo das seções de choque diferenciais. Isso mostra que no cálculo das seções de choque a contribuição oriunda do Pomeron é predominante. A explicação para este fato está nos cortes experimentais. Os dados experimentais de fotoprodução das Colaborações ZEUS e H1 foram medidos, respectivamente, para $x_{\mathbb{P}} < 0.03$ e $x_{\mathbb{P}} < 0.05$. Para esses valores a contribuição do Pomeron é certamente preponderante em relação à do Reggeon.



Figura 6.9: Gráficos dos dados da Colaborações ZEUS e H1 de seções de choque diferenciais para a fotoprodução difrativa de dijatos $d\sigma/d\eta_{jet}$ versus η_{jet} , com os resultados do modelo. Nessas figuras a linha tracejada corresponde à componente resolvida (contribuição do Pomeron mais Reggeon) do fóton e a traço-pontilhada à componente direta (contribuição do Pomeron mais Reggeon). A linha cheia é a soma das duas componentes resolvida e direta. (a) Dados da Colaboração ZEUS. (b) Dados da Colaboração H1.



Figura 6.10: Gráficos dos dados das Colaborações ZEUS e H1 de seções de choque diferenciais para a fotoprodução difrativa de dijatos, na variável P_T^{jet} , com os resultados do modelo. Nessas figuras a linha tracejada corresponde à componente resolvida (contribuição do Pomeron mais Reggeon) do fóton e a traço-pontilhada à componente direta (contribuição do Pomeron mais Reggeon). A linha cheia é a soma das duas componentes resolvida e direta. (a) Dados da Colaboração ZEUS. (b) Dados da Colaboração H1.

6.4 Resultados finais de fotoprodução difrativa de dijatos

Ao longo desse capítulo, foram feitas várias comparações visando principalmente dar uma melhor descrição dos dados experimentais e entender melhor os resultados provenientes do modelo fenomenológico. Nesse sentido, fizemos inicialmente uma comparação entre as funções de estrutura do fóton GRV92 e GRS99. No final, resolvemos adotar a GRS99 para calcularmos as demais seções de choque diferenciais. Em seguida, fizemos uma comparação sobre as duas funções de estrutura do Pomeron, uma obtida com o termo de interferência e a outra obtida sem o mesmo. Observando os resultados escolhemos aquela que não incorpora o termo de interferência. Por fim, fizemos um estudo para verificar qual a importância da contribuição do secundário para o cálculo das seções de choque. Verificouse que esta contribuição é muito pequena.

Os resultados finais de fotoprodução difrativa de dijatos foram obtidos utilizando-se a GRS99 como parametrização para a função de estrutura do fóton. A função de estrutura do Pomeron adotada é aquela que não incorpora o termo de interferência. E por fim, os cálculos foram feitos com a presença de um Reggeon secundário, apesar de sabermos que sua contribuição para o cálculo das seções de choque é bastante pequena.

Iniciamos a apresentação dos resultados pelo cálculo das seções de choque diferenciais $d\sigma/d\eta_{jet}$ para os dados de fotoprodução difrativa de dijatos medidos pelas Colaborações ZEUS e H1 no HERA (ver Fig. 6.11). Nessas figuras, a linha tracejada corresponde à componente resolvida do fóton, a traço-pontilhada à componente direta e a linha cheia é a soma das duas componentes. Em ambas as figuras, 6.11a e 6.11b, a predição do modelo descreve bem os dados experimentais.

Cálculos de seções de choque diferenciais foram também realizados na variável P_T^{jet} . As Figs. 6.12a e 6.12b apresentam os dados experimentais provenientes das Colaborações ZEUS e H1 juntamente com as curvas calculadas por meio do modelo. A partir desses gráficos vemos que os dados de fotoprodução difrativa da Colaboração ZEUS são completamente descritos pelo modelo. No caso da Colaboração H1 o modelo também dá uma boa descrição dos dados experimentais.



Figura 6.11: Gráficos dos dados das Colaborações ZEUS e H1 de seções de choque diferenciais para a fotoprodução difrativa de dijatos $d\sigma/d\eta_{jet}$ versus η_{jet} , com os resultados do modelo. Nessas figuras a linha tracejada corresponde à componente resolvida do fóton e a traço-pontilhada à componente direta. A linha cheia é a soma das duas componentes resolvida e direta. (a) Dados da Colaboração ZEUS. (b) Dados da Colaboração H1.



Figura 6.12: Gráficos dos dados das Colaborações ZEUS e H1 de seções de choque diferenciais para a fotoprodução difrativa de dijatos, na variável P_T^{jet} , com os resultados do modelo. Nessas figuras a linha tracejada corresponde à componente resolvida do fóton, a traço-pontilhada à componente direta e a linha cheia é a soma das duas componentes. (a) Dados da Colaboração ZEUS. (b) Dados da Colaboração H1.

Fez-se também cálculos de seções de choque diferenciais para os processos de fotoprodução difrativa nas variáveis β_{OBS} (dados medidos pela Colaboração ZEUS) e $z_{\mathbb{P}}^{jets}$ (dados medidos pela Colaboração H1). É importante ressaltar que essas variáveis são equivalentes e correspondem ao β . Os dados experimentais associados a essas variáveis não foram medidos diretamente, mas sim, reconstruídos cinematicamente, pois essas grandezas representam a fração de momento dos pártons no Pomeron. Em todo caso, o modelo fenomenológico descreve de forma bastante precisa os dados experimentais em todo intervalo de β_{OBS} ou $z_{\mathbb{P}}^{jets}$, conforme indica a Fig. 6.13. Verifica-se, portanto, que as tendências aparentemente antagônicas dos dados na região de β grande e apontadas em capítulo anterior são, na verdade, bem descritos pelo modelo. Para isso, cabe notar, é extremamente importante o perfil super-hard da distribuição de glúons do Pomeron.

A Fig. 6.14 apresenta dados experimentais de fotoprodução difrativa de dijatos na variável x_{γ} , medidos pelas Colaborações ZEUS e H1. Nessa figura estão também inclusas as previsões do modelo para esse processo. Nas Figs. 6.14a e 6.14b aparece somente uma curva que corresponde à componente resolvida do fóton. Isso acontece porque, para esse processo, a seção de choque diferencial associada com a componente direta é igual a zero, como foi visto no Capítulo 5. Esses gráficos mostram que os dados da Colaboração H1 são bem descritos pelo modelo. Por outro lado, o modelo não consegue dar uma boa descrição dos dados da Colaboração ZEUS. Para essa situação, são necessários cálculos Next to Leading Order para dar uma melhor descrição desses dados.

Para finalizar esse estudo sobre fotoprodução difrativa de dois jatos, apresentamos o gráfico de seção de choque diferencial correspondente a energia W. Na Fig. 6.15 é apresentado o resultado do modelo juntamente com os dados experimentais obtidos pelas Colaboração ZEUS (a Colaboração H1 não possui dados nessa variável). Nessa figura, observamos que os dados experimentais são bem descritos pelo modelo.

De uma maneira geral, os dados de seções de choque diferenciais para o processo de fotoprodução difrativa de dijatos, medidos pelas Colaborações H1 e ZEUS no HERA, através de espalhamento *ep* difrativo, foram bem descritos pelo nosso modelo fenomenológico. No próximo capítulo, faremos um estudo semelhante ao que foi feito aqui, para o processo de eletrotroprodução difrativa de dijatos.



Figura 6.13: Gráficos dos dados das Colaborações ZEUS e H1 de seções de choque diferenciais para a fotoprodução difrativa de dijatos, nas variáveis β_{OBS} e $z_{\mathbb{P}}^{jets}$ (equivalentes), com os resultados do modelo. Nessas figuras a linha tracejada corresponde à componente resolvida do fóton, a traço-pontilhada à componente direta e a linha cheia é a soma das duas componentes. (a) Dados da Colaboração ZEUS. (b) Dados da Colaboração H1.



Figura 6.14: Gráficos dos dados das Colaborações ZEUS e H1 de seções de choque diferenciais para a fotoprodução difrativa de dijatos, na variável x_{γ} , com os resultados do modelo. Nessas figuras a linha tracejada corresponde à componente resolvida do fóton (a componente direta do fóton é igual a zero). (a) Dados da Colaboração ZEUS. (b) Dados da Colaboração H1.



Figura 6.15: Gráficos dos dados da Colaboração ZEUS de seção de choque diferencial para a fotoprodução difrativa de dijatos, na variável W, com os resultados do modelo. Nessa figura a linha tracejada corresponde à componente resolvida do fóton, a traço-pontilhada à componente direta e a linha cheia é a soma das duas componentes.

Capítulo 7

Eletroprodução difrativa de dijatos: resultados e discussões

Vimos anteriormente, que no processo de eletroprodução difrativa de dijatos, um elétron interage com um próton produzindo dois jatos. A principal característica desse processo é que a virtualidade do fóton $Q^2 \approx 0$. Nesse capítulo, apresentaremos os resultados finais das previsões do modelo fenomenológico para a eletroprodução difrativa de dijatos. Os dados experimentais utilizados nesse estudo são provenientes de medidas feitas somente pela Colaboração H1 [17], visto que, a Colaboração ZEUS não tem medidas de eletroprodução difrativa de dijatos. É sempre bom lembrar que a parametrização para a função de estrutura do fóton usada é a GRS99 e a função de estrutura do Pomeron utilizada é aquela obtida sem o termo de interferência.

7.1 Resultados finais de eletroprodução difrativa de dijatos

Na Fig. 7.1 apresentamos os dados experimentais, medidos pela Colaboração H1, de seção de choque diferencial para o processo de eletroprodução difrativa de dijatos, $d\sigma/d \langle \eta \rangle_{jet}$ versus $\langle \eta \rangle_{jet}$, com os resultados do modelo. Nessa figura, a linha tracejada corresponde à componente resolvida do fóton, a traço-pontilhada à componente direta e a linha cheia é

a soma das duas componentes.

Essa figura mostra que a soma das duas componentes do fóton, direta e resolvida, obtidas via modelo, descreve muito bem os dados experimentais em todo o intervalo de pseudorapidez média do jato, $\langle \eta \rangle_{iet}$.

A Colaboração H1, no HERA, também fez medidas de dados experimentais de eletroprodução difrativa de dijatos, na variável P_T^{jet} . Os dados de eletroprodução medidos por essa colaboração apresentam uma alta estatística se comparados àqueles obtidos para o processo de fotoprodução. Na Fig. 7.2 são apresentados esses dados juntamente com a previsão do modelo. De uma maneira geral, os dados são bem descritos pelo modelo com exceção da região de momento transversal (P_T^{jet}) pequeno, em torno de 4 a 5 GeV.

Dados experimentais de eletroprodução difrativa também foram medidos pela Colaboração H1, na variável Q^2 . A Fig. 7.3 apresenta esses dados experimentais juntamente com os resultados do modelo fenomenológico. Por meio dessa figura percebe-se que a combinação das duas componentes do fóton conduzem a uma excelente descrição desses dados experimentais. Deve-se considerar que a dependência em Q^2 não provém apenas do fluxo de fótons, $G(y, Q^2)$, mas também das escalas de evolução das funções de estrutura.

Uma última análise foi realizada com dados de eletroprodução, na variável W, medidos pela Colaboração H1. Na Fig. 7.4, são mostrados os resultados provenientes do modelo juntamente com os dados experimentais. Nessa figura, a linha cheia corresponde à soma das componentes resolvida (linha tracejada) e direta (linha traço-pontilhada). Como pode ser visto, o modelo consegue dar uma boa descrição para esses dados também.

Em resumo, vimos que o modelo fenomenológico consegue dar um boa descrição dos dados experimentais de eletroprodução difrativa de dijatos nas diferentes variáveis cinemáticas em que os dados da Colaboração H1 foram medidos.



Figura 7.1: Gráficos dos dados da Colaboração H1 de seção de choque diferencial para o processo de eletroprodução difrativa de dijatos, $d\sigma/d \langle \eta \rangle_{jet}$ versus $\langle \eta \rangle_{jet}$, com os resultados do modelo. Nessa figura, a linha tracejada corresponde à componente resolvida do fóton, a traço-pontilhada à componente direta e a linha cheia é a soma das duas componentes.



Figura 7.2: Gráficos dos dados da Colaboração H1 de seção de choque diferencial para o processo de eletroprodução difrativa de dijatos, $d\sigma/dP_T^{jet}$ versus P_T^{jet} , com os resultados do modelo. Nessa figura, a linha tracejada corresponde à componente resolvida do fóton, a traço-pontilhada à componente direta e a linha cheia é a soma das duas componentes.



Figura 7.3: Gráficos dos dados da Colaboração H1 de seção de choque diferencial para o processo de eletroprodução difrativa de dijatos, $d\sigma/dQ^2$ versus Q^2 , com os resultados do modelo. Nessa figura, a linha tracejada corresponde à componente resolvida do fóton, a traço-pontilhada à componente direta e a linha cheia é a soma das duas componentes.



Figura 7.4: Gráficos dos dados da Colaboração H1 de seção de choque diferencial para o processo de eletroprodução difrativa de dijatos, $d\sigma/dW$ versus W, com os resultados do modelo. Nessa figura, a linha tracejada corresponde à componente resolvida do fóton, a traço-pontilhada à componente direta e a linha cheia é a soma das duas componentes.

Capítulo 8

Conclusões

Nesse trabalho apresenta-se um estudo fenomenológico dos processos difrativos em espalhamento inelástico profundo. Esse estudo foi realizado com base nos recentes resultados experimentais obtidos pelas Colaborações H1 e ZEUS no HERA.

O procedimento utilizado nessa análise baseia-se no modelo de Ingelman-Schlein que incorpora elementos da fenomenologia de Pólos Regge, via fator de fluxo, com resultados teóricos da QCD perturbativa representados pelas equações DGLAP e pelas seções de choque elementares.

Na primeira etapa desse trabalho, determina-se a função de estrutura do Pomeron por meio de uma análise conjunta dos dados de função de estrutura difrativa e de função de estrutura de *leading* bárion. Nesse ponto, essa análise difere das demais uma vez que não leva em conta apenas os dados de função de estrutura difrativa, como o faz a Colaboração H1 em recente trabalho [13].

Foram determinadas, também, duas funções de estrutura para o Pomeron, uma que inclui o termo de interferência entre as trocas de Pomeron e Reggeon e a outra que não o inclui. Para esses dois casos tem-se uma boa descrição dos dados experimentais, o que pode ser visto pelos χ^2/ndf . No caso com interferência χ^2/ndf resulta em 1.13 e sem interferência χ^2/ndf é 1.27. É importante salientar que, ambas as funções de estrutura obtidas são constituídas essencialmente de glúons, sendo que a função de estrutura sem interferência apresenta um perfil super hard enquanto que a com interferência apresenta um perfil hard, como pode ser visto nas Figs. 4.5 e 4.6.

A etapa seguinte consistiu em aplicar esses resultados de função de estrutura do Pomeron aos cálculos de seções de choque diferenciais para os processos fotoprodução e eletroprodução difrativos de dijatos. Nesses cálculos foram testadas duas funções de estrutura para o fóton, a GRV 92 e a GRS 99. Esse estudo detalhado mostra que a GRS 99 descreve melhor os dados experimentais. Uma outra comparação realizada teve por objetivo verificar o efeito das funções de estrutura do Pomeron com interferência e sem interferência no cálculo das seções de choque diferenciais para a fotoprodução. O resultado importante dessa comparação é que, apesar de descrever bem os dados de função de estrutura difrativa e *leading* bárion, isto é, apresentar um χ^2/ndf menor, a introdução do fator de interferência se mostrou desnecessário no cálculo das seções de choque, visto que, subestima os dados experimentais.

Por fim, fez-se um estudo sobre a contribuição do Reggeon secundário para o cálculo das seções de choque diferenciais. A partir dos resultados observa-se que essa contribuição se mostrou desprezível para cálculo das seções de choque, apesar de ser relevante para fixar a função de estrutura do Pomeron.

Em resumo, pode-se inferir a partir desse trabalho os seguintes resultados: uma função de estrutura do fóton do tipo GRS 99, uma função de estrutura do Pomeron sem interferência e constituída essencialmente de glúons, com um perfil do tipo super *hard*, permitem obter, através de uma versão modificada do modelo de Ingelman-Schlein, uma boa descrição dos dados de fotoprodução e eletroprodução difrativas de dijatos.

Bibliografia

- A. Donnachie e P. V. Landshoff, Phys. Lett. B 191 (1987) 309;
 A. Donnachie e P. V. Landshoff, Nucl. Phys. B 303 (1988) 634.
- [2] M. L. Perl, High Energy Hadron Physics, John Wiley & Sons, 1974.
- [3] I. Y. Pomeranchuk, Sov. Phys. 7 (1958) 499.
- [4] J. R. Forshaw e D. A. Ross, Quantum Chromodynamics and the Pomeron, Cambridge University Press, 1997.
- [5] P. D. B. Collins, An Introduction to Regge Theory and High Energy Physics, Cambridge University Press, 1978.
- [6] E. Predazzi, Diffraction: past, present and future, hep-ph/9809454.
- [7] A. H. Mueller, Phys. Rev. D 2 (1970) 2963
- [8] G. Ingelman e P. E. Schlein, Phys. Lett. **B** 152 (1985) 256.
- [9] R. Bonino et al. (UA8 Collaboration), Phys. Lett. **B 211** (1988) 239.
- [10] M. F. McDermott e G. Briskin, Proceedings of the Workshop on Future Physics at HERA, ed. G. Ingelman, A. De Roeck e R. Klanner, DESY (1996) 691.
- [11] T. Ahmed et al. (H1 Collaboration), Phys. Lett. B 348 (1995) 681.
- [12] M. Derrick et al. (ZEUS Collaboration), Zeit. Phys. C 68 (1995) 569.
- [13] C. Adloff et al. (H1 Collaboration), Zeit. Phys. C **76** (1997) 613.

- [14] C. Royon, High Energy QCD and Hard Diffraction at HERA Versus Tevatron, hepph/0005130.
- [15] J. Breitweg et al. (ZEUS Collaboration), Eur. Phys. J. C 5 (1998) 41.
- [16] C. Adloff et al. (H1 Collaboration), Eur. Phys. J. C 6 (1999) 421.
- [17] C. Adloff et al. (H1 Collaboration), Eur. Phys. J. C 20 (2001) 29.
- [18] Yu. L. Dokshitzer, Sov. Phys. JETP 46 (1977) 641;
 V. N. Gribov e L. N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. 15 (1972) 438, 675;
 G. Altarelli e G.Parisi, Nucl. Phys. B 126 (1977) 298.
- [19] L. N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. 23 (1976) 338;
 E. A. Kuraev, L. N. Lipatov e V. S. Fadin, Sov. Phys. JETP 45 (1977) 199;
 I. I. Balitsky e L. N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. 28 (1978) 822.
- [20] R. J. M. Covolan e M. S. Soares, Phys. Rev. **D** 60 (1999) 054005.
- [21] B. E. Y. Svensson, High Energy Phenomenology and Regge Poles, Proceedings of the 1967 Cern School of Physics, Geneve, maio/1967.
- [22] M. Froissart, Phys. Rev. **123** (1961) 1053.
- [23] A. Martin, Phys. Rev. **129** (1963) 1432.
- [24] R. D. Field e G. C. Fox, Nucl. Phys. **B 80** (1974) 367.
- [25] M. Heyssler, Z. Phys. C 73 (1997) 299.
- [26] T. Ahmed et al. (H1 Collaboration), Nucl. Phys. **B** 429 (1994) 477.
- [27] M. Derrick et al. (ZEUS Collaboration), Phys. Lett. **B** 315 (1993) 481.
- [28] F. Abe et al. (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 2698.
- [29] B. Abbott et al. (D0 Collaboration), Fermilab PUB-99/375-E.
- [30] E. Samim e P. Schlein, Phys. Lett. **B** 481 (2000) 177.

- [31] C. Adloff et al. (H1 Collaboration), Eur. Phys. J. C 6 (1999) 587.
- [32] C. A. G. Canal e R. Sassot, Deep Inelastic Scattering, Diffraction, and All That, hep-ph/9912233.
- [33] M. Wüsthoff e A. D. Martin, J. Phys. G 25 (1999) 309.
- [34] F. Jacquet e A. Blondel, in Proceedings of the Study for an *ep* Facility for Europe,
 U. Amaldi et al., **DESY 79/48** (1979) 377.
- [35] M. A. J. Botje, QCDNUM16: A fast QCD evolution, Zeus Note 97-066.
- [36] M. Glück, E. Reya e A. Vogt, Zeit. Phys. C 53 (1992) 651.
- [37] M. Batista, R. J. M. Covolan e J. Montanha, Regge Analysis of Diffractive and Leading Baryon Structure Functions from DIS, hep-ph/0006118.
- [38] B. Robinson et al., Phys. Rev. Lett. **34** (1975) 1475.
- [39] J. Turnau, *Photon Structure*, hep-ex/0102019.
- [40] V. D. Barger e R. J. N. Phillips, Collider Physics, Addison-Wesley Publishing Company, 1987.
- [41] R. D. Field, Applications of Perturbative QCD, Addison-Wesley Publishing Company, 1989.
- [42] C. Weizsäcker, Z. Phys. 88 (1934) 612;
 E. Williams, Phys. Rev 45 (1934) 729.
- [43] M. S. Soares, Tese de Doutorado: "Análise Fenomenológica da Produção Difrativa de W's e Dijatos em Colisões Hadrônicas a Altas Energias", IFGW - UNICAMP (2001).
- [44] S. Frixione, M. Mangano, P. Nason e G. Ridolfi, Phys. lett. **B** 319 (1993) 339.
- [45] M. Glück, E. Reya e A. Vogt, Phys. Rev. **D** 46 (1992) 1973.
- [46] M. Glück, E. Reya e I. Schienbein, Phys. Rev. **D** 60 (1999) 054019.