

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
INSTITUTO DE FÍSICA

Um Modelo Partônico para a Difração Aplicado ao DIS^{*}

Magno Valério Trindade Machado

Dissertação realizada sob orientação da
Dra. Maria Beatriz de Leone Gay e apre-
sentada ao Instituto de Física da UFRGS
em preenchimento parcial dos requisitos
para a obtenção do título de Mestre em
Física.

Porto Alegre
1998

^{*} Trabalho financiado pelo Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) e Comissão de Aperfeiçoamento do Pessoal de Ensino Superior (CAPES).

Este trabalho é dedicado

À compreensão e dignidade de
minha Família.

Agradecimentos

- A minha orientadora, Profa. Maria Beatriz de Leone Gay, pela formação em fenomenologia de partículas elementares e pela orientação firme;
- Ao amigo e colega Victor Paulo Barros Gonçalves, pela amizade e colaboração que foram importantes na minha formação. Também agradeço aos colegas Alvaro Ayala e Cristiano Mariotto pela convivência agradável no Grupo de Fenomenologia.
- A *tia Celeste*, presença e apoio constante em todas as minhas empreitadas acadêmicas.
- Aos professores e ex-colegas do Curso de Física da UFSM, sempre interessados nas minhas atividades.
- Aos amigos também *estrangeiros* como eu: Valdemar, Fabrício, Fábio, Uilson, Mauricio, ... pelo companherismo demonstrado nestes dois anos. Aos veteranos da casa agradeço pela camaradagem.
- Ao povo do *Di Primio Beck 280, fundos*: S. João e D. Carmen, Rodrigo, Daniel, Gudi, Junior, Felipe, ... cuja amizade e espírito familiar estiveram presentes no meu primeiro ano de Mestrado.
- Ao amigo Valdemar Vieira pela saudável amizade, nos nossos "domingos no Campus". E ao Günter, pois sem café não se trabalha...
- Ao Alcione Jurelo, pela convivência pacífica e divertida sob o mesmo teto neste último ano. *Fala garoto ...*
- Finalmente agradeço ao Instituto de Física da UFRGS, pelo suporte humano e material e o apoio fundamental no andamento dos nossos trabalhos.

Resumo

A observação de uma nova classe de eventos no espalhamento profundamente inelástico (DIS) elétron-próton tem gerado grande interesse teórico e experimental. Estes eventos apresentam grandes intervalos na variável pseudo-rapidez (η) sem detecção de partículas e são interpretados como oriundos de processos com caráter difrativo. A difração é descrita segundo uma base teórica fundamentada na Teoria de Regge, a qual já era utilizada na descrição das interações difrativas nas colisões hadrônicas. A Cromodinâmica Quântica (QCD) descreve com boa concordância todas as características usuais do DIS, entretanto, frente a esses fenômenos novos elementos estão sendo incorporados na teoria.

A questão principal é investigar se os processos difrativos são dominados pela troca da trajetória de Regge dominante, o Pomeron, ou por interações perturbativas descritas pela QCD. Os dados existentes não permitem distinguir qual a dominância e possivelmente há uma mistura de efeitos perturbativos QCD e não-perturbativos (Regge).

Neste trabalho contrapomos o modelo de Regge e o Modelo Partônico para a difração. O observável físico utilizado nas análises é a função de estrutura difrativa $F_2^D(x_{\mathbb{P}}, \beta, Q^2)$. Apontamos as características e previsões do Modelo Partônico para este observável. Encontramos que o modelo descreve os dados, entretanto há problemas em regiões específicas do espectro das variáveis cinemáticas. Recentes medidas da função de estrutura apresentam uma quebra de sua fatorização. No sentido de explicar esta nova característica introduzimos uma troca extra de reggeon, de caráter não-perturbativo, como uma extensão do Modelo Partônico.

Os resultados mostram que a troca de reggeon é importante para $\beta < 0.4$ e descreve bem a quebra de fatorização. Há melhoria na dependência para pequeno β , entretanto a troca de reggeon é pouco sensível à variação do momento transferido Q^2 .

Abstract

The observation of a new class of events in electron-proton deep inelastic scattering (DIS) has generated considerable theoretical and experimental interest. These events present large rapidity gaps and are interpreted as due to diffractive processes. Diffraction has a theoretical description based on Regge theory, earlier used in description of diffractive interactions in the hadronic collisions. Quantum Chromodynamics (QCD) describes reasonably well all usual DIS features, however for the interpretation of the new phenomena new elements are incorporated.

The main issue is to know if the diffractive processes are dominated by Pomeron exchange, based on Regge theory, or by perturbative interactions described by QCD. The present data do not discriminate the dominance and possibly there is an interplay between perturbative QCD and non-perturbative (Regge) effects.

In this work we compare both Regge model and the partonic model for diffraction. The observable used in our analysis is the diffractive structure function F_2^D . We point out the features and predictions of the partonic model for this observable. There is a good description of the data, although it fails in some specific regions of the kinematical variables. Recent diffractive structure function measurements show a break down of the factorization for F_2^D . To explain this new feature, we introduce an extra reggeon exchange contribution, which is non-perturbative, as an extension to the partonic model. The results considering this hypothesis show that the reggeon contribution is important in $\beta < 0.4$, however the reggeon exchange has small sensitivity to the momentum transfer Q^2 .

Índice

Introdução	1
1. O Espalhamento Profundamente Inelástico	5
1.1 O Espalhamento Profundamente Inelástico	5
1.1.1 O Processo de Espalhamento Profundamente Inelástico	5
1.1.2 A Cinemática do Espalhamento Profundamente Inelástico	6
1.1.3 A Seção de Choque Inelástica e as Funções de Estrutura do Próton	7
1.1.4 A Evidência para o Escalamento e o Modelo de Quark-Pártons	8
1.1.5 As Violações de Escalamento e as Regras da QCD	9
1.1.6 A Fatorização da Função de Estrutura	10
1.1.7 As parametrizações das Distribuições Partônicas	12
1.2 A Fenomenologia a Pequeno x	14
1.2.1 O Formalismo da Evolução DGLAP	15
1.2.2 O Formalismo de Evolução BFKL	18
1.2.3 A Equação GLR	20
1.2.4 A Medida da Densidade de Glúons em Pequeno x	20
1.2.5 O Limite de Baixo Q^2	22
1.3 Conclusões	25
2. A Teoria de Regge	27
2.1 As Interações Hadrônicas e a Teoria de Regge	27
2.1.1 A Matriz S de Espalhamento	30
2.1.2 A Transformada de Sommerfeld-Watson	35
2.1.3 A Assinatura	35
2.1.4 Os Pólos de Regge	36
2.1.5 A Propriedade de Fatorização	37
2.1.6 As Trajetórias de Regge	38
2.2 O Pomeron	38
2.2.1 A Seção de Choque Total	39
2.2.2 As Seções de Choque Diferenciais Elásticas	41
2.2.3 A Dissociação Difrativa	42
2.2.4 O Pomeron e o Espalhamento Inelástico	43
2.3 Conclusões	44

3. Eventos com Grande Lacuna na Rapidez	45
3.1 Eventos com Lacunas na Rapidez	46
3.2 Observação Experimental e Propriedades dos Eventos com Lacunas na Rapidez	47
3.3 As Descrições Físicas dos Eventos com Grande $\Delta\eta$	49
3.3.1 As Descrições QCD dos Processos Difrativos	52
3.3.2 Interações Não-Perturbativas de Cor (SCI)	54
3.3.3 A Aproximação Semiclássica da Difração	55
3.4 A Cinemática dos Processos Difrativos	56
3.5 A Função de Estrutura Difrativa	57
3.6 Conclusões	58
4. A Difração no Espalhamento Profundamente Inelástico	59
4.1 O DIS Difrativo na Fenomenologia de Regge	60
4.1.1 A Função de Estrutura Difrativa na Descrição de Regge	62
4.1.2 Os Modelos de Pomeron no DIS Difrativo	63
4.2 As Recentes Medidas da Função de Estrutura Difrativa	65
4.3 O Modelo Partônico para Processos Difrativos	70
4.3.1 O Modelo BH	74
4.3.2 A Extensão do Modelo BH	75
4.4 Conclusões	77
Conclusão	81
Bibliografia	83

Introdução

Os experimentos de espalhamento elétron-hádron têm desempenhado um papel fundamental no desenvolvimento da descrição da estrutura básica da matéria. Sendo um objeto puntual, carregado e estável cujas interações são bem compreendidas, o elétron permite investigar objetos mais complexos como o próton, agindo como uma sonda. O espalhamento inelástico elétron-próton a altas energias no Stanford Linear Accelerator Center (SLAC), em Stanford nos EUA, apresentou a primeira evidência para subestrutura no interior do próton. A seção de choque inelástica observada apresenta uma dependência no quadrado do quadrimomento transferido, Q^2 , menor que a seção de choque elástica. Este fato foi interpretado como sendo devido ao espalhamento do elétron com objetos pontuais no interior do próton.

Os processos de espalhamento profundamente inelástico (DIS), onde o elétron investiga o hádron via a troca de um fóton virtual, têm dado a base para o atual modelo de estrutura hadrônica em que os hádrons consistem de quarks: partículas pontuais de spin 1/2 e carga elétrica fracionária. Os quarks interagem entre si via a força forte, que é mediada pela troca de bósons vetoriais sem massa, conhecidos como glúons. O DIS é, portanto, um importante teste de consistência também para a teoria de calibre (gauge) das interações fortes, a Cromodinâmica Quântica (QCD). O próton é entendido em termos das funções de estrutura, que são dependentes da distribuição espacial de objetos pontuais dentro do mesmo, os pártons, os quais obedecem as regras prescritas pela QCD. A dependência e a evolução destas distribuições no momento transferido Q^2 e na fração de momento do próton portada pelos pártons, a variável x de Bjorken, são obtidas através das equações dinâmicas DGLAP ou BFKL. Cada uma destas dinâmicas corresponde a um regime cinemático de validade, o que gera grande interesse teórico e experimental no sentido de determiná-lo frente aos observáveis medidos.

A função de estrutura $F_2(x, Q^2)$ é o observável que apresenta maiores estudos teóricos e um maior número de medidas, em relação a outros observáveis de interesse. Várias descrições fenomenológicas para F_2 foram propostas. Há modelos baseados na QCD através de equações de evolução, ou utilizando conceitos da fenomenologia de Regge para processos macios ou uma combinação de ambos. A discriminação experimental dos limites onde estas interpretações são válidas é motivo de estudo. O conhecimento da distribuição de glúons no próton é importante, pois as dinâmicas de evolução QCD predizem um grande crescimento desta distribuição no regime de pequeno x , o qual já é alcançado pelos experimentos atuais.

O mais recente recurso para o estudo das colisões elétron-próton é o Hadron Electron Ring Accelerator (HERA), situado no Laboratório DESY em Hamburgo, Alemanha. Em operação desde 1992, HERA é o primeiro acelerador a armazenar feixes de elétrons e prótons que colidem em energias três ordens de grandeza acima dos experimentos de alvo fixo. A grande energia de centro de massa \sqrt{s} , com $s \simeq 10^5 \text{ GeV}^2$ permite estudar a estrutura

do próton em uma região cinemática inteiramente nova, particularmente em grande Q^2 e pequeno x . As medidas de HERA estendem a região acessível em muitas ordens de grandeza nestas variáveis, alcançando $Q^2 \sim 10^3 \text{ GeV}^2$ e $x < 10^{-4}$. As suas medidas da função de estrutura inclusiva F_2 e de outros observáveis do estado final permitem testar o poder preditivo da QCD e a validade de suas descrições.

Um interesse considerável tem sido gerado pela observação de uma classe de eventos no DIS nos quais são observadas lacunas na rapidez na direção adjacente ao próton. A rapidez é a variável experimental usual relacionada à trajetória de uma partícula espalhada relativa ao ponto de interação, dada por $\eta \approx -\ln(\tan(\theta/2))$, em um sistema de coordenadas centrado no ponto da interação, com o eixo z ao longo da direção do feixe incidente e ângulo polar θ . Estes eventos têm sido interpretados como oriundos de processos difrativos, nos quais não há troca de números quânticos entre as partículas interagentes, semelhante ao que ocorre em dissociação difrativa nas interações hadrônicas.

Na QCD perturbativa grandes lacunas na rapidez são suprimidas porque uma partícula com cor espalhada em uma colisão dura emitirá radiação que preencherá a lacuna com partículas resultantes da hadronização dos pártons desta radiação. Os eventos difrativos apresentam uma lacuna na rapidez que não é suprimida. O fator de supressão aumenta com a largura da lacuna, entretanto seu valor para os processos difrativos em DIS não é determinado. Uma fonte adicional de supressão das lacunas na rapidez advém de um fator associado com múltiplas interações. Esta contribuição é muito menor em DIS que para processos de interação hadrônica, como colisões próton-próton, tornando eventos com lacunas na rapidez mais provável.

Os eventos com grande lacuna na rapidez ocorrem naturalmente em processos caracterizados por pequeno momento transferido, como as colisões hádron-hádron. Estes são explicados pela teoria de Regge: em energia suficientemente alta é alcançado o chamado limite de Regge, isto é, $s \gg t$ e s muito maior que todas as massas externas (t é o momento trocado no vértice do hádron espalhado quase-elasticamente). Neste limite as seções de choque totais hadrônicas são mediadas pela troca da trajetória de Regge dominante, o Pomeron, e exibem a mesma dependência em energia.

O espalhamento de um fóton virtual e um próton em x suficientemente pequeno corresponde ao limite de Regge deste subprocesso, onde $s \gg t$ e $s \gg Q^2, M_{proton}^2$. É importante questionar se eventos difrativos observados nos experimentos em DIS também exibem o comportamento universal em energia, mesmo sabendo que se está considerando espalhamento de partículas fora da camada de massa, onde a teoria de Regge não se aplica necessariamente. Também deve se notar que os processos de espalhamento em altas energias podem ser convenientemente classificados pela escala típica envolvida. No espalhamento duro há ao menos uma escala de curta distância, por exemplo um jato com alto momento transversal (p_T), virtualidade do bóson (fóton) trocado ou massa do quark, em um processo onde há a possibilidade de usar os teoremas de fatorização e aplicar QCD perturbativa. No caso do DIS difrativo a escala envolvida é a virtualidade do fóton, Q^2 , entretanto esta escala dura não é necessariamente suficiente e a fatorização QCD não seria aplicável a todo espalhamento duro difrativo em DIS.

A difração em regime de pequeno x em HERA é interessante porque quando x decresce, para grandes valores de Q^2 fixo, deverá existir uma transição entre a física de curtas distâncias, associada a valores moderados de x , e a física do Pomeron macio que deve do-

minar em x muito pequeno. É um desafio teórico e experimental estabelecer se eventos com grande lacuna na rapidez no DIS em HERA são governados por processos duros ou macios ou se há de fato uma mistura de ambos.

A teoria de Regge não tem nenhum poder preditivo sobre a possível natureza partônica do Pomeron. Esta é uma forte motivação para a investigação dos processos difrativos, onde a escala dura do fóton, Q^2 , permite estudar a estrutura da troca difrativa. Da mesma maneira que o próton pode ser descrito em termos da função de estrutura $F_2(x, Q^2)$, um entendimento similar da troca difrativa pode ser obtido da medida da função de estrutura difrativa do próton $F_2^{D(3)}(x_{IP}, \beta, Q^2, t)$. A variável x_{IP} pode ser interpretada como a fração de momento do próton portada pela troca difrativa, t é o momento trocado no vértice do próton e β corresponde à fração de momento da troca difrativa carregada por pártons (quarks e glúons) no seu interior. Os modelos fenomenológicos apresentam características da função de estrutura difrativa, notadamente a propriedade de fatorização, que podem distinguir qual descrição para a difração em DIS é correta, frente aos dados existentes.

Além dos modelos baseados em teoria de Regge, outras interpretações para os processos difrativos em QCD perturbativa ou de uma mistura entre física perturbativa (dura) e não-perturbativa (macia) foram propostas. Os modelos QCD mais simples para a difração são os que envolvem troca de dois glúons. Variantes dos mesmos foram propostas por Nikolaev e Zakharov, Bartels e Wüsthoff, entre outros autores. O modelo no qual as lacunas na rapidez são geradas através de flutuações no estado final (SCI), mantendo o mecanismo de espalhamento duro QCD, foi proposto por Edin, Rathsman e Ingelman levando a geradores de Monte Carlo. Buchmüller e Hebecker (BH) propuseram um modelo fenomenológico onde as lacunas na rapidez são devidas a flutuações de cor nas interações de longo alcance no estado final no próton, similar ao SCI. O processo de fusão fóton-glúon é a principal contribuição em nível perturbativo para $F_2(x, Q^2)$ em pequeno x de Bjorken, e descreve a interação de curto alcance também no DIS difrativo. O par quark-antiquark formado no processo de espalhamento, ao longo da propagação no campo de cor do próton, se transforma em singlete de cor pela troca de um glúon macio com o próton. Em um trabalho mais recente, BH propuseram uma descrição semiclássica dos processos difrativos. Utilizando o sistema de repouso do próton, flutuações do fóton virtual, tais como pares $q\bar{q}$ e $q\bar{q}g$, atravessam o campo de cor do próton gerando estados singletos de cor no estado final criando as lacunas.

A proposta deste trabalho é discutir como os eventos com grande lacuna na rapidez são gerados e estudar os modelos teóricos existentes na descrição da função de estrutura difrativa. Assim, no Capítulo 1 fazemos uma revisão sobre o espalhamento profundamente inelástico e o formalismo usado para descrevê-lo. Discutimos as funções de estrutura, cujos modelos teóricos são comparados com os dados. A fenomenologia de pequeno x é apresentada, com a discussão sobre as dinâmicas QCD existentes e a obtenção das distribuições partônicas, com ênfase na distribuição gluônica. O objetivo deste capítulo é fornecer o conhecimento básico da descrição da estrutura do próton e apresentar as ferramentas utilizadas.

No Capítulo 2 é introduzida a teoria de Regge. Esta teoria, originada nos estudos das propriedades analíticas da matriz S de espalhamento no limite de altas energias, fornece um comportamento universal em energia para as seções de choque total e elástica para os processos macios. Esta dependência está relacionada com a troca no canal t de trajetórias de Regge, os reggeons, através do coeficiente linear, $\alpha_{IR}(0)$. Os mesmos estão relacionados

à ressonâncias no canal s e a sua trajetória é dada por $\alpha_{IR}(t) = \alpha_{IR}(0) + \alpha'_{IR}t$, onde α'_{IR} é a declividade. Considerando a troca de reggeons, a seção de choque decresce com o aumento de s . A verificação experimental que a seção de choque total tem uma fraca dependência na energia, crescendo suavemente com aumento de s , levou à introdução da troca de um reggeon com os números quânticos do vácuo e com $\alpha_{IR} \simeq 1$, o Pomeron. Entretanto, nenhuma ressonância correspondente à trajetória Pomeron foi observada explicitamente. Estes conceitos formam a base para as parametrizações macias de observáveis tanto no DIS como em processos de produção difrativa.

No Capítulo 3, apresentamos a definição e a assinatura experimental dos eventos com lacunas na rapidez. Estes são considerados como de origem difrativa, de maneira análoga aos processos de colisão hadrônica. Fazemos uma breve revisão de como estes processos são interpretados fisicamente na QCD e em teoria de Regge. A cinemática destes processos e a definição da função de estrutura difrativa também é apresentada.

No Capítulo 4, apresentamos as características das recentes medidas da função de estrutura difrativa em HERA. Novos efeitos, como a quebra de fatorização desta função, em relação às medidas anteriores são descritos. Apresentamos a discussão das previsões para a função difrativa nos modelos baseados em teoria de Regge e na QCD perturbativa. O modelo partônico da difração é discutido e sua previsão para a função de estrutura difrativa é comparada aos dados. Apresentamos os resultados obtidos.

A função de estrutura difrativa obtida tem uma dependência em $x_{\mathcal{P}}$ dada pela distribuição de glúons no próton $g(x)$. O modelo pode ser testado de duas maneiras. Obtemos a distribuição através do ajuste aos dados ou usamos as parametrizações existentes para as distribuições partônicas, por exemplo, a GRV. O modelo apresentou consistência em ambos casos, fornecendo inclusive a normalização correta. As distribuições partônicas são dependentes de Q^2 e ocorre quebra da fatorização. Entretanto, uma dependência em β não é evidente.

Os dados mais recentes para a função de estrutura difrativa apresentam uma quebra de fatorização, isto é, o comportamento em $x_{\mathcal{P}}$ depende de β . Existem algumas explicações sobre este fato. Na descrição de Regge, a troca de reggeons secundários pode modificar o comportamento em $x_{\mathcal{P}}$, onde estes têm um coeficiente linear menor que o da trajetória Pomeron. Outra proposta onde há efeito de quebra de fatorização é o modelo de dipolos Nikolaev-Zakharov, onde a função de estrutura difrativa apresenta duas componentes, correspondendo a constituições distintas do Pomeron, que têm características diferentes.

Em nosso trabalho supusemos que a troca de reggeons, de origem não-perturbativa, contribui para a geração do estado final difrativo. A parametrização utilizada para descrever esta contribuição é tomada da fenomenologia de Regge. Há alguma incerteza na escolha da função de estrutura do reggeon e na normalização total do seu fluxo. Este último foi obtido dos dados e a para sua função de estrutura foi utilizada a parametrização GRV do pión. Verificou-se que a contribuição da troca de reggeons é importante na região de pequeno β . Apesar de obtermos uma melhoria no comportamento em $x_{\mathcal{P}}$, as outras dependências ainda necessitam de modificações.

Por fim, no último capítulo apresentamos nossas conclusões e propostas futuras.

Capítulo 1

O Espalhamento Profundamente Inelástico

Este capítulo apresenta uma revisão da física relevante no entendimento da estrutura do próton, com ênfase particular ao espalhamento profundamente inelástico (DIS). O formalismo usado para o estudo de eventos DIS é apresentado, bem como uma introdução às funções de estrutura. A fenomenologia do regime de pequeno x , a variável de Bjorken, que é de particular interesse é introduzida. Os recentes resultados das medidas do DIS nos atuais aceleradores de partículas, notadamente em HERA, são apresentados e comparados aos modelos teóricos existentes.

1.1 O Espalhamento Profundamente Inelástico

1.1.1 O Processo de Espalhamento Profundamente Inelástico

O espalhamento profundamente inelástico (DIS) de corrente neutra (CN) é o processo:

$$e + p \rightarrow e + X, \quad (1.1)$$

onde X é um estado final hadrônico genérico. Tais interações ocorrem mediante a troca de bósons de gauge eletrofracos neutros entre o elétron e algum objeto pontual (pártons) no próton. A figura (1.1) mostra o processo em mais baixa ordem na Eletrodinâmica Quântica (QED), incluindo os quadrivetores associados.

A interação processa-se via a troca de um fóton ou um bóson Z^0 . Entretanto, uma vez que o propagador correspondente tem uma forma $1/(Q^2 + M^2)$, onde M é a massa do bóson, a troca de Z^0 não contribui significativamente para a seção de choque do DIS de corrente neutra (CN) até o quadrado do quadrimomento transferido, $q^2 = -Q^2$, aproximar-se da massa de Z^0 ($M_{Z^0}^2 \sim 10^4 \text{ GeV}^2$). Levando em consideração a região cinemática de HERA, onde $Q^2 < 5000 \text{ GeV}^2$, a troca de Z^0 não contribui mais que 5% à seção de choque CN.

O DIS de corrente carregada (CC), no qual o elétron no estado final é substituído por um neutrino:

$$e + p \rightarrow \nu_e + X \quad (1.2)$$

processa-se via a troca de um bóson carregado, W^\pm . O neutrino não é observado no estado final, levando a uma incerteza na medida do momento transversal no estado final; este é o

Fig. 1.1: O processo DIS CN com os respectivos quadrimomentos usados na descrição cinemática.

principal sinal para distinguir DIS CC do DIS CN. Novamente, o W^\pm é massivo e portanto o propagador suprime a seção de choque CC, exceto em momento transferido muito grande.

1.1.2 A Cinemática do Espalhamento Profundamente Inelástico

A cinemática do processo DIS é caracterizada por várias combinações dos quadrimomentos do estado inicial e final do elétron (k e k' , respectivamente), do próton incidente (P) e do bóson trocado (q), como mostrado na figura (1.1). As variáveis cinemáticas para descrever o DIS são produtos escalares, ou razões de produtos escalares, desses quadrivetores tal que sejam invariantes de Lorentz.

A energia do centro de massa, \sqrt{s} , da colisão ep é definida pelo quadrado da soma dos quadrimomentos do elétron e do próton incidentes:

$$s = (k + P)^2, \quad (1.3)$$

$$= m_e^2 + m_p^2 + 2k \cdot P, \quad (1.4)$$

$$= m_e^2 + m_p^2 + 2E_e E_p - 2\vec{k} \cdot \vec{P}, \quad (1.5)$$

$$\simeq 4E_e E_p, \quad (1.6)$$

onde $E_e(m_e)$ e $E_p(m_p)$ são as energias (massas) do elétron e do próton incidentes, respectivamente. O negativo do quadrado do momento transferido, Q^2 , que define a virtualidade do bóson trocado, é definido como:

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2. \quad (1.7)$$

O quadrimomento do bóson é tal que $q^2 \leq 0$ e portanto Q^2 é positivo definido.

O DIS é geralmente descrito pela introdução da variável adimensional de Bjorken, x , definida como

$$x = \frac{Q^2}{2P \cdot q} . \quad (1.8)$$

No sistema de momento infinito do próton, onde as massas e os momentos transversos dos pártons podem ser negligenciados, x pode ser identificado com a fração de momento do próton carregado pelo párton.

Uma segunda variável de escalamento adimensional é também utilizada freqüentemente:

$$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot k} . \quad (1.9)$$

A variável y corresponde à fração de energia perdida pelo elétron no sistema de repouso do próton. Ela também especifica o ângulo de espalhamento do elétron no sistema de referência de centro de massa elétron-próton, θ^* , de acordo com a relação $y = (1 + \cos \theta^*)/2$.

Das variáveis Q^2 , x e y , apenas duas são independentes. Elas estão relacionadas através da expressão

$$Q^2 \simeq sxy . \quad (1.10)$$

Cada uma das três variáveis pode, portanto, ser determinada pela medida de quaisquer das outras duas e pelo conhecimento das energias do feixe.

1.1.3 A Seção de Choque Inelástica e as Funções de Estrutura do Próton

A seção de choque diferencial inclusiva para o espalhamento inelástico elétron-próton pode ser escrita, em mais baixa ordem da QED, como

$$\frac{d^2\sigma(ep \rightarrow eX)}{dE' d\Omega} = \frac{\alpha_{em}^2 E'}{Q^4 E} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu} , \quad (1.11)$$

onde E e E' são as energias do estado inicial e final do elétron, como mostrado na figura (1.1), $L_{\mu\nu}$ é o tensor leptônico QED e $W^{\mu\nu}$ é o tensor hadrônico, o qual não apresenta forma exata na teoria devido a ignorância da interação que ocorre entre o bóson trocado e o próton, mas pode ser escrito em termos dos quadrimomentos presentes no vértice hadrônico. Considerações sobre o requerimento de invariância de Lorentz e conservação de corrente levam à seguinte expressão para a seção de choque [1]:

$$\frac{d^2\sigma(ep \rightarrow eX)}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha_{em}^2}{xQ^4} [xy^2 F_1(x, Q^2) + (1-y)F_2(x, Q^2)] , \quad (1.12)$$

onde $F_1(x, Q^2)$ e $F_2(x, Q^2)$ são funções de estrutura que dependem da distribuição espacial de objetos carregados dentro do próton. Uma derivação formal da equação (1.12) pode ser encontrada em [1, 2]. Para descrever completamente o DIS CN, uma terceira função de estrutura $F_3(x, Q^2)$ é requerida. Leva em consideração a violação da paridade na troca

de Z^0 . Esta é negligenciada aqui pelas razões dadas na Seção (1.1.1). São necessárias no mínimo duas funções de estrutura uma vez que a seção de choque de foto-absorção tem duas contribuições independentes, σ_T e σ_L , advindas dos fótons polarizados transversalmente e longitudinalmente, respectivamente. Pode ser mostrado que $F_1(x, Q^2)$ está associada à σ_T e $F_2(x, Q^2)$ associada à soma $\sigma_T + \sigma_L$ [1]. A equação (1.12) pode, portanto, ser redefinida em termos de apenas uma função de estrutura e da razão de foto-absorção, $R(x, Q^2)$, definida como

$$R(x, Q^2) = \frac{\sigma_L(x, Q^2)}{\sigma_T(x, Q^2)} = \frac{F_2(x, Q^2) - 2xF_1(x, Q^2)}{2xF_1(x, Q^2)}, \quad (1.13)$$

portanto

$$\frac{d^2\sigma(ep \rightarrow eX)}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha_{em}^2}{xQ^4} \left(1 - y + \frac{y^2}{2[1 + R(x, Q^2)]} \right) F_2(x, Q^2). \quad (1.14)$$

Para medir separadamente $F_2(x, Q^2)$ e $R(x, Q^2)$, mantêm-se x e Q^2 fixos, e estuda-se a variação em y de suas contribuições determinando a seção de choque diferencial em vários valores da energia de centro de massa [3]. O mesmo pode ser conseguido fixando a energia do feixe e estudando eventos com radiação QED no estado inicial [4], que têm energia de centro de massa efetivamente reduzida.

Uma prescrição equivalente é definir uma função de estrutura longitudinal, F_L , tal que

$$\frac{d^2\sigma(ep \rightarrow eX)}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha_{em}^2}{xQ^4} \left[\left(1 - y + \frac{y^2}{2} \right) F_2(x, Q^2) - \frac{y^2}{2} F_L(x, Q^2) \right] \quad (1.15)$$

e

$$R(x, Q^2) = \frac{F_L(x, Q^2)}{F_2(x, Q^2) - F_L(x, Q^2)}. \quad (1.16)$$

Este formalismo tem a vantagem que F_L está diretamente relacionada com σ_L .

1.1.4 A Evidência para o Escalamento e o Modelo de Quark-Pártons

Os experimentos DIS feitos no SLAC durante os anos 60 [2], observaram essencialmente que $F_2(x, Q^2)$ mostrava pouca dependência em Q^2 em valores fixos de x . Esse comportamento é conhecido como invariância de escala [5] e foi a base para a interpretação da estrutura do próton em termos do Modelo de Quark-Pártons (QPM). No QPM, o próton é composto por férmions pontuais livres chamados quarks, e as suas distribuições de momento são descritas por funções de densidade partônicas, $f_i(x)$. A normalização das funções de densidade é expressa pela regra de soma de momento:

$$\sum_i \int_0^1 x f_i(x) dx = 1, \quad (1.17)$$

que soma sobre todos os tipos de quarks, i , no próton. Os processos DIS correspondem no QPM aos espalhamentos elásticos incoerentes do elétron com quarks carregados dentro do próton. As funções densidade de pártons dependem apenas da variável adimensional x . Em particular, isto implica que não haverá nenhuma dependência em Q^2 em x fixo. Considerando a seção de choque DIS em termos das funções densidade de pártons $f_i(x)$, uma relação entre estas e as funções de estrutura pode ser obtida:

$$F_1 = \frac{1}{2} \sum_i e_i^2 f_i(x), \quad (1.18)$$

$$F_2 = x \sum_i e_i^2 f_i(x), \quad (1.19)$$

onde e_i é a carga da i -ésima espécie de párton. Pode ser visto destas expressões que há uma relação entre as funções de estrutura

$$F_2 = 2xF_1, \quad (1.20)$$

que é conhecida como a relação de Callan-Gross [6], e é uma consequência da natureza de spin 1/2 dos quarks. Na verdade, os experimentos do SLAC evidenciaram que os pártons puntuais no próton eram de spin 1/2 estabelecendo a validade da relação de Callan-Gross [1]. Usando esta identidade, pode-se substituir F_2 na expressão para $R(x, Q^2)$, equação (1.13), e notar que, se esta relação vale, R deve ser nula.

É surpreendente que o QPM permita uma boa descrição de DIS, dadas as hipóteses que contém. O conceito de que os pártons dentro do próton não interagem é difícil de conciliar com o fato que os quarks não são observados como partículas livres, mas sempre confinados dentro dos hádrons, implicando que há uma interação muito forte entre eles. Esta aparente discrepância está relacionada ao comportamento da constante de acoplamento da interação forte, α_s , uma consequência da natureza da interação forte. Em baixo Q^2 , α_s é grande, aumentando a intensidade da interação entre os quarks e confinando-os a um estado ligado. Quando Q^2 cresce aos valores alcançados no regime das medidas no DIS ($Q^2 \sim 100 \text{ GeV}^2$), α_s decresce, e os quarks interagem apenas fracamente, o comportamento conhecido como liberdade assintótica ocorre. Essa discussão tem caráter explicativo, entretanto não há uma compreensão total sobre o confinamento no presente.

1.1.5 As Violações de Escalamento e as Regras da QCD

Enquanto a invariância de escala era verificada na região das medidas em DIS, $x \simeq 0.15$, variações da função de estrutura F_2 com $\log(Q^2)$ foram observadas em valores muito maiores e menores de x . Além disso, a soma de momento mostrada na equação (1.17), foi observada experimentalmente como $\simeq 0.5$ [7], implicando que outros objetos (os glúons), sem carga elétrica, carregam metade da fração de momento do próton.

Estas observações são esclarecidas com o emprego da teoria de campos da interação forte, a Cromodinâmica Quântica (QCD). Na QCD os quarks interagem via a troca de glúons. A natureza não-Abeliana da interação forte levando a uma constante de acoplamento que é variável, permite aos quarks parecerem livres em Q^2 suficientemente alto. O modelo QPM é portanto equivalente ao processo em ordem zero na QCD. Quando α_s é

suficientemente pequeno, as interações fortes podem ser tratadas usando QCD perturbativa (pQCD), permitindo calcular processos em mais alta ordem. A escala na qual esta técnica torna-se aplicável é geralmente tomada em torno de $Q^2 \simeq 1 \text{ GeV}^2$, acessível em HERA. O estudo da estrutura do próton, particularmente de $F_2(x, Q^2)$ é portanto um teste ideal para a consistência da QCD.

As violações de escalamento podem ser interpretadas no formalismo QCD. Quando Q^2 cresce, o bóson trocado prova o próton com uma resolução espacial maior, revelando detalhes mais apurados da estrutura. Os quarks no próton interagem entre si via a troca de glúons, e irradiam glúons em um processo de *bremstrahlung*, que pode flutuar em um estado de par quark-antiquark. Quarks com grande momento, portanto, perdem momento através deste processo de desdobramento (*splitting*) e, quando Q^2 cresce, há um aumento da probabilidade de encontrar um quark em pequeno x , e uma diminuição na probabilidade de encontrá-lo em grande x . Assim, em grande x , $F_2(x, Q^2)$ decresce com o aumento de Q^2 e em pequeno x o inverso ocorre.

O modelo de párons, baseado na Cromodinâmica Quântica [2, 5, 8] admite as regras da QCD como descritas acima. Neste modelo, o próton consiste de três quarks de valência, um mar de pares quark-antiquark (em pequeno x) e glúons que mediam a interação forte entre os quarks. O QPM dá uma boa descrição da dependência em x e Q^2 de F_2 e, portanto, forma os fundamentos da descrição da estrutura do próton.

O valor diferente de zero de $F_L(x, Q^2)$, e portanto de R , e a violação da relação de Callan-Gross também têm uma interpretação em QCD. A função de estrutura F_L adquire valor diferente de zero devido aos efeitos de radiação de glúon.

1.1.6 A Fatorização da Função de Estrutura

A função de estrutura $F_2(x, Q^2)$ é determinada experimentalmente da medida da seção de choque diferencial DIS, como dado na equação (1.12). Esta é a seção de choque no nível de Born, e portanto não toma em consideração nenhum processo QED de mais alta ordem. As correções radioativas são incluídas na seção de choque que é medida experimentalmente e então se extrai $F_2(x, Q^2)$.

Deseja-se saber o que a função de estrutura ensina sobre a estrutura do próton e como usá-la para compreender o comportamento dos seus constituintes. Neste sentido necessita-se de uma teoria que conecte as distribuições partônicas no próton com a função de estrutura medida.

Para as interações de curtas distâncias pode-se usar a QCD perturbativa para obter tal relação. Entretanto, há também dependências em longas distâncias onde efeitos não-perturbativos estão presentes. Um dos mais importantes resultados da teoria de Campos é a prova que a função de estrutura pode ser fatorizada em termos dependentes de curto alcance, calculáveis em QCD perturbativa, e termos não-perturbativos dependentes de longo alcance.

O teorema de fatorização QCD [9] se aplica aos processos duros, como DIS NC. Neste caso pode-se provar que as funções de estrutura podem ser fatorizadas em dependência de curto alcance calculável em QCD perturbativa e em dependência de longo alcance que necessita ser tomada fora da teoria. Se denotamos por F_a^{Vh} a função de estrutura para um hádron h que é espalhado por um bóson vetorial V , onde a pode ser 1, 2, ou 3 (no caso de

troca de Z^0), o teorema de fatorização da QCD permite escrever as seguintes equações:

$$F_{1,3}^{Vh}(x, Q^2) = \sum_{f, \bar{f}, g} \int_x^1 \frac{dz}{z} C_{1,3}^{Vi} \left(\frac{x}{z}, \frac{Q^2}{\mu^2}, \frac{\mu_F^2}{\mu^2}, \alpha_s(\mu^2) \right) f_{i/h}(z, \mu_F, \mu^2) \quad (1.21)$$

$$F_2^{Vh}(x, Q^2) = \sum_{f, \bar{f}, g} \int_x^1 dz C_2^{Vi} \left(\frac{x}{z}, \frac{Q^2}{\mu^2}, \frac{\mu_F^2}{\mu^2}, \alpha_s(\mu^2) \right) f_{i/h}(z, \mu_F, \mu^2) \quad (1.22)$$

As funções coeficientes C_a^{Vi} são independentes dos efeitos de longo alcance e são obtidas através da teoria de perturbação. As funções $f_{i/h}$ são as funções distribuições partônicas que são específicas ao hádron h mas são universais aos a e V referidos. Estas não são calculadas em pQCD, portanto têm que ser medidas experimentalmente.

Há duas escalas de massa no problema. Uma é a escala de renormalização, μ . A outra, é a escala de fatorização μ_F . Denotando-se por k^2 a virtualidade do párton, para $k^2 > \mu_F$ têm-se as funções coeficientes, enquanto que para $k^2 < \mu_F$ têm-se as funções de distribuição partônicas. Isto pode ser representado no caso DIS no diagrama da figura (1.2).

Fig. 1.2: Diagrama representando as escalas no caso do DIS.

Na ausência de qualquer interação, onde γ^* é absorvido pelo quark i , estas funções são, em ordem dominante,

$$C_a^{\gamma i(0)}(x) = e_i^2 \delta(1-x), \quad (1.23)$$

$$f_{i/i}^{(0)}(z) = \delta(1-z). \quad (1.24)$$

Para as próximas ordens, há considerável ambigüidade e o esquema de cálculo precisa ser especificado [10]. Há usualmente dois diferentes esquemas: os esquemas DIS e $\overline{\text{MS}}$. No esquema DIS, todas as correções para F_2^{Vh} são absorvidas nas funções distribuições dos quarks q e \bar{q} (para $\mu = \mu_F = Q$), ordem por ordem no cálculo perturbativo:

$$C_2^{Vq}(x) = e_q^2 \delta(1-x), \quad (1.25)$$

$$C_2^{V\bar{q}}(x) = e_{\bar{q}}^2 \delta(1-x), \quad (1.26)$$

$$C_2^{Vg}(x) = 0. \quad (1.27)$$

O esquema $\overline{\text{MS}}$ (subtração mínima modificada) segue da idéia de regularização dimensional dada por t'Hooft e Veltman [9]. Como notou-se acima, as funções de distribuição partônicas

não podem ser calculadas na pQCD, mas a teoria prediz como estas distribuições evoluem com a escala Q^2 , uma vez que estas sejam dadas em uma escala inicial. As evoluções para as distribuições são apresentadas na seção seguinte.

O teorema da fatorização QCD foi provado em todas as ordens e assim a expressão para a função de estrutura inclui também termos de mais alta ordem:

$$F(x, Q^2) = \sum_i \int_x^1 C_i \left(\frac{x}{z}, \frac{Q^2}{\mu_F^2}, \alpha_s(\mu_F^2) \right) f_i(z, \mu_F^2) + O \left(\frac{\Lambda^2}{Q^2} \right) \quad (1.28)$$

onde Λ é a escala QCD.

A função de estrutura é uma quantidade mensurável e, portanto não pode depender de μ_F :

$$\mu_F \frac{dF(x, Q^2)}{d\mu_F} = 0. \quad (1.29)$$

Desta condição obtêm-se as equações de evolução para as distribuições partônicas.

1.1.7 As parametrizações das Distribuições Partônicas

No sentido de descrever os processos hadrônicos em altas energias é necessário conhecer as distribuições de pártons individuais como função de x e Q^2 . A fórmula básica para um processo hadrônico inclusivo em altas energias genérico $A + B \rightarrow C + X$ tem a forma:

$$\sigma(A + B \rightarrow C + X) = f_A^a \otimes \sigma_{ab \rightarrow cX} \otimes f_B^b \quad (1.30)$$

onde $\sigma_{ab \rightarrow cX}$ é a seção de choque dura para o subprocesso partônico, e $f_A^a(f_B^b)$ é a função de distribuição do párton $a(b)$ no hádron $A(B)$. Nesta notação a distribuição de densidade de glúons no próton $xg(x, Q^2)$ é f_p^g .

Como a teoria não fornece predições absolutas para as distribuições partônicas, elas têm de ser obtidas de forma experimental. Uma equação de evolução permite determinar as distribuições partônicas em qualquer Q^2 , mesmo que não seja acessível experimentalmente. Entretanto, as distribuições partônicas não são medidas diretamente nos experimentos. São as funções de estrutura ou as seções de choque hadrônicas que são medidas.

Uma maneira de extrair as distribuições partônicas dos dados é através do chamado ajuste global das distribuições [11]. Isto significa que as funções de estrutura são parametrizadas em algum valor de referência Q_0^2 e então evoluídas numericamente em Q^2 através de uma equação de evolução nas regiões cinemáticas onde são medidas. Um ajuste global é então feito para determinar os melhores valores dos parâmetros iniciais. Um subproduto destes ajustes feito na função de estrutura singlete F_2 é uma parametrização da distribuição de glúons na escala de referência Q_0^2 . O espalhamento profundamente inelástico não restringe significativamente a distribuição de glúons, implicando uma variedade de comportamentos proposta na literatura. Discutiremos estes comportamentos e medidas em uma seção separada, pois a distribuição de glúons é extremamente importante no entendimento da região de pequeno x .

É convencional usar a seguinte parametrização de $f_p^a(x, Q_0^2)$:

$$f_p^a(x, Q_0^2) = A_0^a x^{A_1^a} (1-x)^{A_2^a} P^a(x, A_3^a, \dots) \quad (1.31)$$

Fig. 1.3: *Distintas parametrizações das distribuições aplicadas aos dados de ZEUS e H1 para F_2 [15].*

onde $P^a(x)$ é uma função bem comportada de x . Contudo que as funções sejam suficientemente flexíveis para acomodar as distribuições corretas, a forma particular da parametrização é, em princípio, irrelevante. As parametrizações mais usadas são de Martin, Roberts e Stirling (MRS) [12] e da colaboração CTEQ [13], ambas usando uma escala inicial $Q_0^2 \simeq 4 \text{ GeV}^2$. Um exemplo de uma parametrização é o seguinte:

$$xq_{NS}(x, Q_0^2) = A_{NS}x^{\delta_{NS}}(1-x)^{\eta_{NS}}, \quad (1.32)$$

$$xq_{SI}(x, Q_0^2) = A_{SI}x^{\delta_{SI}}(1-x)^{\eta_{SI}}(1 + \epsilon_{SI}\sqrt{x} + \gamma_{SI}x), \quad (1.33)$$

$$xg(x, Q_0^2) = A_gx^{\delta_g}(1-x)^{\eta_g}, \quad (1.34)$$

onde NS e SI são as funções não-singlete de sabor (quarks de valência) e singlete de sabor (quarks de mar).

Outra descrição, baseada em um modelo dinâmico é a proposta de Glück, Reya e Vogt (GRV) [14]. Sua hipótese é que em escala muito baixa (escolhida como $Q_0^2 \simeq 0.34 \text{ GeV}^2$), há quarks de valência, glúons de valência e a inclusão de um mar não-estranho tipo valência, que evolui para mais alto Q^2 para produzir os quarks de mar.

Na figura (1.3), a função de estrutura F_2 medida em HERA na região de baixo Q^2 de $1.5 < Q^2 < 15 \text{ GeV}^2$ é comparada a algumas das parametrizações partônicas [15]. Na mesma figura também estão incluídas as predições para $Q^2 < 4 \text{ GeV}^2$ de um modelo inspirado na teoria de Regge, proposto por Donnachie e Landshoff (DOLA) [16]. Vê-se

Fig. 1.4: A seção de choque $\sigma_{tot}(\gamma^*p)$ versus W^2 , o quadrado da energia do centro de massa do sistema γ^*p , comparada com a parametrização GRV [17].

que as parametrizações baseadas na QCD fornecem uma boa descrição dos dados, enquanto DOLA subestima os dados.

A parametrização GRV é comparada na figura (1.4) aos dados da seção de choque total γ^*p . Podemos observar que esta descreve muito bem os dados em altas energias.

Na figura (1.5), as recentes medidas da função de estrutura, em $Q^2 = 0.16 \text{ GeV}^2$, são comparadas à GRV (QCD) e à parametrização DOLA (Regge). Vê-se uma boa concordância entre as previsões DOLA e os dados até $Q^2 = 0.56 \text{ GeV}^2$. As previsões GRV dão uma boa descrição dos dados a partir de $Q^2 = 1 \text{ GeV}^2$.

Voltaremos a falar destas parametrizações na próxima seção, onde descrevemos mais detalhes sobre as equações de evolução em que a GRV é baseada e na descrição da região de baixo Q^2 onde DOLA é válida.

1.2 A Fenomenologia a Pequeno x

Uma notável característica das medidas de DIS em HERA é o forte crescimento de F_2 em pequeno x . Esta região cinemática tem gerado um interesse teórico e experimental considerável. Um esforço significativo vem sendo feito na tentativa de entender o comportamento de F_2 na região de pequeno x em termos da QCD perturbativa. Diferentes esquemas de evolução são utilizados, discutidos abaixo, que diferem no tratamento de termos na expansão

Fig. 1.5: *Medidas de baixo Q^2 para a função de estrutura F_2 em HERA [18], comparadas às parametrizações GRV e DOLA .*

em QCD perturbativa de F_2 . Estes contêm termos da forma $\alpha_s^n \ln^m(Q^2)$ ou $\alpha_s^n \ln^m(1/x)$, com $m \leq n$ e que dominam em diferentes regiões do plano cinemático.

1.2.1 O Formalismo da Evolução DGLAP

Na região cinemática acessada pelos experimentos DIS de alvo fixo ($x > 10^{-2}$) e em HERA, as equações de evolução de Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli e Parisi (DGLAP) [19] têm sucesso em descrever a dependência em Q^2 observada da função de estrutura. Nesta descrição as funções densidade de pártons são separadas em uma parte representando os quarks de valência (não-singlete de sabor), uma representando os quarks de mar (singlete de sabor) e outra as distribuições de glúons. Estas funções são determinadas dos dados existentes em uma escala inicial Q_0^2 (4 GeV^2) onde uma descrição perturbativa é válida, e evoluídas em Q^2 considerando os processos de radiação QCD, em que os pártons se acoplam a outros, tal como mostrado na figura (1.6). As funções de desdobramento, P_{ab} , representam a probabilidade de um párton a , com fração de momento x , ser originado de um párton b com fração de momento y .

A fração de momento do quark de valência não-singlete acoplado ao bóson trocado é modificada na escala inicial pelo processo de desdobramento no *bremsstrahlung* do glúon, $q \rightarrow qg$. A distribuição de glúons é obtida através deste processo e de $g \rightarrow gg$. A distribuição de quarks singlete é modificada pelo *bremsstrahlung* do glúon e pela produção de pares

Fig. 1.6: Representação das funções de desdobramento na evolução DGLAP: (a) $P_{qq}(x/y)$ e (b) $P_{qg}(x/y)$.

quark-antiquark, $g \rightarrow q\bar{q}$. Considerando as contribuições de todos estes processos, a evolução em pequeno x pode ser visualizada em termos de diagramas escada (*ladders*), tal como mostrado na figura (1.7).

Dada esta representação, a evolução em Q^2 das funções de densidade partônicas para os quarks não-singlete, $q^{NS}(x, Q^2)$, quarks singletos, $q^S(x, Q^2)$, e o glúon, $g(x, Q^2)$ são dadas pelas três equações seguintes:

$$\frac{dq^{NS}(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = \frac{\alpha_S(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[q^{NS}(y, Q^2) P_{qq} \left(\frac{x}{y} \right) \right], \quad (1.35)$$

$$\frac{dq^S(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = \frac{\alpha_S(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[q^S(y, Q^2) P_{qq} \left(\frac{x}{y} \right) + g(y, Q^2) P_{qg} \left(\frac{x}{y} \right) \right], \quad (1.36)$$

$$\frac{dg(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = \frac{\alpha_S(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[q^S(y, Q^2) P_{gq} \left(\frac{x}{y} \right) + g(y, Q^2) P_{gg} \left(\frac{x}{y} \right) \right]. \quad (1.37)$$

As funções de desdobramento, P_{nm} , já foram calculadas na próxima ordem dominante em QCD [20], e as funções densidade obtidas dos ajustes globais na escala inicial em Q^2 são as condições iniciais das equações. É importante informar que as funções P_{qq} e P_{gg} são singulares em pequeno x . A resolução destas equações, das quais F_2 pode ser calculada usando a equação (1.19), leva a predições da evolução de F_2 com Q^2 . O formalismo DGLAP prediz que F_2 tem uma dependência logarítmica em Q^2 , decrescendo com Q^2 em alto x , e crescendo em pequeno x . Este comportamento é similar à interpretação intuitiva da estrutura do próton admitindo radiação QCD no modelo de Quark-Pártons: com aumento de Q^2 o fóton observa com maior resolução a estrutura.

O formalismo DGLAP leva em consideração a soma de termos do tipo $\alpha_s^n \ln^n Q^2$ (a aproximação de logaritmo dominante em Q^2 , LLA(Q^2)), onde os termos em Q^2 crescem mais que aqueles dependentes em x . O mesmo é válido se os seguintes critérios são satisfeitos:

$$\alpha_s \ll 1 \quad (1.38)$$

$$\ln \frac{1}{x} \ll \ln \frac{Q^2}{Q_0^2} \quad (1.39)$$

$$\alpha_s \ln Q^2 \sim 1 \quad (1.40)$$

Além disso, o método LLA(Q^2) implica num forte ordenamento da virtualidade partônica e um fraco ordenamento na fração de momento no diagrama escada (*ladder*) mostrado na figura (1.7):

$$Q^2 \gg k_{T_n}^2 \gg k_{T_{n-1}}^2 \gg \dots \gg k_{T_1}^2, \quad (1.41)$$

$$x < x_n < x_{n-1} < \dots < x_1. \quad (1.42)$$

Esta aproximação não é necessariamente válida na região de pequeno x , onde as contribuições de termos em $\ln(1/x)$ são muito importantes. A evolução DGLAP é portanto apenas válida para valores não muito baixos de x [21].

A despeito destas restrições, parametrizações de F_2 baseadas na evolução DGLAP têm tido sucesso em descrever os dados de HERA. A descrição de Martin, Roberts e Stirling [12] tem tido notável sucesso [22], desde que as distribuições na escala inicial ($Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$) já cresçam com o decréscimo de x .

Uma outra descrição que utiliza a DGLAP, foi formulada por Gluck, Reya e Vogt (GRV) [14]. A mesma também descreve bem os dados medidos em HERA. Nesta descrição, todas as distribuições partônicas são assumidas com uma estrutura de valência (anulando-se em $x \rightarrow 0$) em uma escala muito baixa de $Q_0^2 = 0.34 \text{ GeV}^2$, e são então evoluídas a mais alto Q^2 usando as equações de evolução DGLAP. A determinação das distribuições de entrada usa dados de alvo fixo, e há pouca liberdade para ajuste na região cinemática de HERA. Esta descrição tem sido criticada baseando-se em que, em escala inicial muito baixa, α_s é grande, onde métodos de QCD perturbativa não são válidos.

A parametrização GRV descreve os dados de H1 muito bem, mesmo em pequeno x [22]. Isto pode indicar que, no regime de pequeno x , as distribuições de quarks de mar possam ser geradas das distribuições dos quarks de valência em baixo Q^2 por dinâmica QCD. Na região de pequeno x , a distribuição de valência não desempenha um papel significativo, e a distribuição singleto está vinculada a do glúon, que cresce rapidamente com o decrescimento de x (ver Seção (1.2.4)). As medidas de H1 (1995) de $F_2(x, Q^2)$ são consistentes com a GRV acima de $Q^2 = 1 \text{ GeV}^2$, entretanto são sistematicamente maiores abaixo deste valor [23]. Não é surpresa, dado que efeitos não-perturbativos devem tornar-se crescentemente importantes em baixo Q^2 . Portanto, conclui-se que a DGLAP fornece uma boa descrição física para os processos em todo o regime cinemático, com exceção da região de Q^2 muito baixo.

O sucesso da descrição GRV indica que a predição do comportamento de $F_2(x, Q^2)$ em pequeno x e alto Q^2 requer essencialmente uma compreensão da distribuição de glúons. Nesta região assintótica, Ball e Forte [24] desenvolveram uma maneira conveniente de testar o comportamento de F_2 usando duas variáveis de escalamento da forma:

$$\sigma = \sqrt{\ln \frac{x_0}{x} \ln \frac{Q^2}{Q_0^2}} \quad (1.43)$$

$$\rho = \sqrt{\frac{\ln \frac{x_0}{x}}{\ln \frac{Q^2}{Q_0^2}}} \quad (1.44)$$

onde os parâmetros x_0 e Q_0^2 são determinados experimentalmente ($x_0 = 0.1$, $Q_0^2 = 2.5 \text{ GeV}^2$). Nestas variáveis, a equação de evolução glúônica DGLAP reduz-se a uma equação de onda

Fig. 1.7: *Diagrama escada (ladder) de evolução QCD para o DIS em pequeno x para os formalismos DGLAP e BFKL. Em DGLAP, a escada pode consistir de quarks e glúons. Na representação BFKL, o diagrama completo representa o quadrado da amplitude da seção de choque calculada.*

bidimensional que é analiticamente solúvel. Dada uma distribuição de glúons em escala inicial macia, no duplo limite assintótico de grande σ e ρ uma função de estrutura reescalada F_2 (a função de reescalamo é R_F) será independente de ρ e de σ , e a função $\ln(R'_F F_2)$ deve crescer linearmente com σ . As R_F e R'_F são funções precisamente especificadas em termos de ρ e σ . Os dados de H1 estão em boa concordância com esta descrição, apresentando as propriedades de escalamento esperadas, no limite de precisão das medidas [22].

Conclui-se portanto que o formalismo de evolução DGLAP descreve bem as características da função de estrutura inclusiva do próton em um amplo intervalo cinemático.

1.2.2 O Formalismo de Evolução BFKL

Na seção anterior vimos que o formalismo DGLAP não tem poder de predição sobre a evolução da função de estrutura em x ; esta dependência reside no comportamento em x das distribuições de entrada para reproduzir os dados. O formalismo DGLAP não considera termos $\alpha_s^n \ln^n(1/x)$ na expansão de F_2 . Com o objetivo de estudar a amplitude de espalhamento no limite de altas energias ($x \rightarrow 0$) na década de 70, Balitski, Fadin, Kuraev e Lipatov (BFKL) [25] levam em consideração termos em $1/x$. Empregaram uma aproximação de logaritmo dominante $\log(1/x)$, (LLA(1/x)), que fornece uma evolução em x . Este método

assume que a região de pequeno x é dominada pelo processo de desdobramento do glúon, $g \rightarrow gg$ como no diagrama mostrado na figura (1.7). O forte ordenamento da virtualidade partônica (Q^2) da evolução DGLAP é relaxado, e um forte ordenamento em x é requerido:

$$Q^2 \geq k_{T_n}^2 \geq k_{T_{n-1}}^2 \geq \dots \geq k_{T_1}^2 \quad (1.45)$$

$$x \ll x_n \ll x_{n-1} \ll \dots \ll x_1 \quad (1.46)$$

A aproximação LLA($1/x$) é válida na região

$$\alpha_s \ll 1 \quad (1.47)$$

$$\ln \frac{Q^2}{Q_0^2} \ll \ln \frac{1}{x} \quad (1.48)$$

$$\alpha_s \ln \frac{1}{x} \sim 1 \quad (1.49)$$

com $Q_0^2 \geq 1 \text{ GeV}^2$; o formalismo BFKL é portanto aplicável à região de pequeno x e Q^2 mais baixo comparado aos valores do domínio DGLAP.

Na descrição BFKL, a função densidade de glúon está relacionada à distribuição de glúon não integrada, $f(x, k^2)$, por

$$xg(x, Q^2) = \int_0^{Q^2} \frac{dk^2}{k^2} f(x, k^2) \quad (1.50)$$

A consideração do quadrado das amplitudes como mostrado na figura (1.7), com todas as inserções de glúons possíveis, leva à equação BFKL, escrita por simplicidade como:

$$x \frac{\partial f}{\partial x} \equiv K_L \otimes f \quad (1.51)$$

onde o símbolo \otimes implica a convolução sobre k_T . K_L é conhecido como núcleo de Lipatov, e representa a soma sobre os termos $\alpha_s^n \ln^n(1/x)$ na expansão perturbativa. Em Q^2 fixo, tal que a variação de $\alpha_s(Q^2)$ possa ser negligenciada, a equação BFKL pode ser resolvida analiticamente. Isto leva à predição para $F_2(x, Q^2)$ no regime de pequeno x que:

$$F_2(x, Q^2) \propto x^{-\lambda} \quad (1.52)$$

onde

$$\lambda = \frac{12\alpha_s}{\pi} \ln(2) \sim 0.5 \quad (1.53)$$

O formalismo BFKL portanto prediz o crescimento na função de estrutura com x decrescente, dada a função de estrutura medida em maior x e no mesmo Q^2 .

No presente nível de precisão conseguido pelos experimentos de HERA, as medidas de DIS não permitem distinguir qual dinâmica é vigente, DGLAP ou BFKL. Portanto, medidas de F_2 não fornecem discriminação entre elas. Medidas como investigações de estado final em DIS [26] podem ser mais sensíveis à dinâmica da região de pequeno x .

1.2.3 A Equação GLR

O crescimento de F_2 em pequeno x não pode continuar indefinidamente, ou a unitariedade será violada. Portanto, é esperado que algum mecanismo controle o grande crescimento da distribuição de glúons em grande Q^2 e pequeno x . Uma possibilidade é que, quando $x \rightarrow 0$, a densidade de glúons torna-se tão alta que o processo de recombinação $gg \rightarrow g$ pode se tornar significativo.

Nesta região de x muito pequeno, onde a distribuição de glúons é muito relevante, termos na expansão perturbativa na forma $\ln(Q^2)$ e $\ln(1/x)$ são ambos importantes. A descrição de Gribov, Levin e Ryskin (GLR) [27] usa a aproximação de duplo logaritmo dominante (DLLA) para tratar os dois tipos de termos.

$$\alpha_s \ll 1, \quad (1.54)$$

$$\alpha_s \ln \frac{1}{x} \ll 1 \quad \text{e} \quad \alpha_s \ln \frac{Q^2}{Q_0^2} \ll 1, \quad (1.55)$$

$$\alpha_s \ln \frac{1}{x} \ln \frac{Q^2}{Q_0^2} \sim 1, \quad (1.56)$$

Isto implica num forte ordenamento na virtualidade partônica e na fração de momento, x . Recentemente uma generalização da equação GLR foi proposta por Ayala, Gay Ducati e Levin [28], utilizando uma abordagem de Glauber (Mueller) para a descrição do efeito de sombreamento. Foi demonstrado que no regime cinemático de HERA o efeito de sombreamento não é maior que 15 % para $Q^2 > 2 \text{ GeV}^2$.

A região cinemática acessível em HERA não é muito sensível a efeitos de recombinação e não há ainda evidência para este processo. Entretanto, a entrada em funcionamento de aceleradores com maior energia que os atuais ou utilizando alvos nucleares possibilitará testes mais seguros destes mecanismos.

1.2.4 A Medida da Densidade de Glúons em Pequeno x

A distribuição de densidade de glúons é de interesse especial na região de pequeno x , uma vez que acredita-se ser esta a fonte do crescimento da função de estrutura quando x decresce. Há, em princípio, dois métodos para extrair a distribuição de glúons do próton. Um deles é através de ajustes globais em QCD, como descrito acima, usando as medidas da seção de choque DIS inclusiva. O outro método é um método direto, no qual se usa um processo exclusivo, onde a seção de choque para o processo é proporcional à densidade de glúons.

Podemos usar um ajuste global completo, usando formas como na equação (1.34) para parametrizar todas as distribuições partônicas, incluindo a gluônica, e assim extrair a distribuição de densidade de glúons. Em pequeno x , entretanto, pode-se usar o fato que as densidades de quarks são muito menores que a do glúon e obtê-la através de métodos aproximados. Um destes métodos foi proposto por Prytz [29] em ordem dominante (LO) e em próxima ordem dominante (NLO) em QCD:

$$\text{LO:} \quad xg(x, Q^2) \simeq \frac{dF_2(x/2, Q^2)}{d \ln Q^2} \frac{1}{(40/27)\alpha_s/4\pi}, \quad (1.57)$$

Fig. 1.8: A distribuição de densidade gluônica, $xg(x)$, como uma função de x em $Q^2 = 20$ GeV², obtida dos métodos de aproximação LO e NLO (Prytz e EKL). O resultado de um ajuste global é mostrado para comparação [31].

$$\text{NLO:} \quad xg(x, Q^2) \simeq \frac{dF_2(x/2, Q^2)}{d \ln Q^2} \frac{1}{(40/27 + 7.96\alpha_s/4\pi)\alpha_s/4\pi} - \frac{(20/9)(\alpha_s/4\pi)N(x/2, Q^2)}{(40/27 + 7.96\alpha_s/4\pi)}, \quad (1.58)$$

onde $N(x/2, Q^2)$ é uma função correção que depende da densidade de glúons em grande x ($x > 10^{-2}$), que é restrita pelos dados existentes. A distribuição de glúons resultante extraída desta maneira pode ser vista na figura (1.8) (ZEUS-95). Na mesma figura, resultados de outro método (Ellis, Kunszt, Levin (EKL) [30]) e de um ajuste global QCD são mostrados para efeito de comparação. Todos os métodos têm-se apresentado consistentes. Uma extração mais recente dos dois experimentos em HERA [22], usando um ajuste global QCD, são mostrados na figura (1.9).

A extração da densidade de glúons dos processos exclusivos, como produção de J/Ψ ou eventos com dois jatos, é baseada no fato que a seção de choque para estes processos é diretamente proporcional à densidade gluônica ou ao quadrado desta distribuição [32].

Em ordem dominante, eventos com dois jatos no DIS são produzidos por fusão fóton-glúon ou por espalhamento QCD-Compton, onde os diagramas para estes processos são mostrados na figura (1.10).

Em pequeno x a seção de choque é dominada pelo processo de fusão fóton-glúon. Com esta hipótese pode ser extraída [33] a densidade de glúon, como mostrado na figura (1.11). Esta extração em ordem dominante da distribuição densidade de glúons é comparada na mesma figura aos resultados de ajustes globais QCD e aos métodos aproximados, descritos anteriormente. Nota-se uma boa concordância entre as diferentes determinações, o que propõe uma verificação na universalidade da densidade de glúons. Um estudo mais refinado

Fig. 1.9: *A distribuição densidade de glúons, $xg(x)$, como função de x em $Q^2 = 20 \text{ GeV}^2$, obtida de uma análise NLO QCD de F_2 [22].*

Fig. 1.10: *Diagramas para os processos de fusão fóton-glúon e QCD-Compton.*

da determinação da distribuição de glúons através das violações de escalamento da função de estrutura do próton é feito por Gay Ducati e Gonçalves [34].

1.2.5 O Limite de Baixo Q^2

Enquanto os regimes de alto Q^2 e pequeno x têm motivado considerável atividade em HERA, a região de baixo Q^2 , onde a transição entre o DIS e fotoprodução ocorre, é também de grande interesse. Enquanto o DIS pode ser considerado o espalhamento de fótons virtuais com pártons no alvo, os processos de fotoprodução no limite de $Q^2 \rightarrow 0$ tem analogia com as interações hádron-hádron, devido à flutuação do fóton em um estado hadrônico antes da sua interação com o próton. Uma descrição fenomenológica deste regime, que é dominado pela interação macia entre o fóton hadrônico e o próton, é dada pela teoria de Regge.

Uma distinta divisão entre os dois regimes, a região perturbativamente calculada e a

Fig. 1.11: *A distribuição densidade de glúons como função de x em $Q^2 = 30 \text{ GeV}^2$ como determinada de uma análise em ordem dominante de eventos com dois jatos. Os resultados são comparados com aqueles de um ajuste global QCD e de um método de aproximação.*

região não-perturbativa de fotoprodução, não está claramente definida no presente. O uso da teoria de Regge para descrever o fóton hadrônico na fotoprodução foi portanto estendido às regiões de baixo x e baixo Q^2 em DIS. No Cap. 2 descrevemos com maiores detalhes a teoria correspondente. Nesses modelos as trocas de reggeons e do Pomeron são usadas para descrever a seção de choque total para a fotoprodução como uma função da massa invariante do sistema γp , $W_{\gamma p}$, em Q^2 fixo, que é então relacionada com a função de estrutura do próton pela seguinte expressão:

$$\sigma_{\gamma p}^{tot}(W_{\gamma p}) \sim \lim_{Q^2 \rightarrow 0} \frac{4\pi\alpha_{em}}{Q^2} F_2(x, Q^2). \quad (1.59)$$

Devemos notar que para a seção de choque ser finita quando $Q^2 \rightarrow 0$ a função de estrutura deve tender a zero neste limite.

O modelo inspirado em Regge para F_2 em baixo Q^2 , DOLA [16], assume um Pomeron macio com um coeficiente linear de $1 + \lambda \sim 1.08$ derivado do ajuste da seção de choque total próton-antipróton, no qual a dependência de F_2 com x ($F_2(x) \sim x^{-\lambda}$) é determinada. A predição deste modelo é comparada com as medidas em baixo Q^2 da $F_2(x, Q^2)$ dos dados de H1 (1995) [23] na figura (1.12). A predição DOLA apresenta uma melhor descrição dos dados quando $Q^2 \rightarrow 0$.

A descrição de Capella, Kaidalov, Merino e Tran Thanh Van (CKMT) [36] inclui correções de absorção (reespalhamento), as quais decrescem significativamente quando Q^2 aumenta. Isto dá origem a um Pomeron efetivo em $Q^2 = 0$ que tende ao coeficiente linear original do Pomeron quando $Q^2 \rightarrow \infty$. Então a função de estrutura predita por CKMT

crece mais rapidamente com decréscimo de x , quando Q^2 aumenta, que no modelo DOLA.

A seção de choque total γp é geralmente descrita com duas contribuições que correspondem ao Pomeron e a troca de reggeon:

$$\sigma_{\gamma p}^{tot}(W_{\gamma p}) = A_{\mathbb{P}}W^{2(\alpha_{\mathbb{P}}(0)-1)} + A_{\mathbb{R}}W^{2(\alpha_{\mathbb{R}}(0)-1)}. \quad (1.60)$$

No modelo baseado em Regge proposto por Abramowicz, Levin, Levy e Maor (ALLM) [37], os componentes de valência e mar (sea) da função de estrutura são identificados com cada um destes termos, tal que :

$$F_2(x, Q^2) = A_{sea}x^{1-\alpha_{\mathbb{P}}(0)} + A_{val}x^{1-\alpha_{\mathbb{R}}(0)} \quad (1.61)$$

onde $\alpha_{\mathbb{P}}(0) = 1 + \lambda$ e $\alpha_{\mathbb{R}}(0) \sim 0.5$. O expoente λ varia logarithmicamente com Q^2 , da mesma maneira como na evolução em QCD perturbativa em alto Q^2 . A predição ALLM subestima os dados em baixo Q^2 , mas está em razoável concordância para $Q^2 \geq 2 \text{ GeV}^2$.

Mais um modelo comparado com os dados de 1995 (H1), não inspirado em Regge, é o proposto por Badellek e Kwiecinski (BK) [38]. Este combina o Modelo de Dominância de Mésons Vetoriais (VDM), que considera a flutuação hadrônica dos fótons reais em estados ligados de mésons vetoriais, com um modelo de dinâmica partônica semelhante àquele do formalismo GRV tendo uma escala inicial em baixo Q^2 . Este modelo tem uma transição suave entre o limite de fóton real ($Q^2 = 0$) e a região de aplicabilidade da QCD perturbativa. Como mostrado na figura (1.12) este modelo está em boa concordância através de todo o intervalo de Q^2 medido. A predição deste modelo para a seção de choque total de fotoprodução, entretanto, superestima os dados para $Q^2 \sim 1 \text{ GeV}^2$.

Fig. 1.12: Comparação dos modelos DOLA, CKMT, GRV e Badellek-Kwiecinski (BK) para F_2 [23].

Fig. 1.13: *Uma ilustração esquemática do plano cinemático, mostrando as regiões de aplicabilidade dos vários esquemas de evolução.*

1.3 Conclusões

Fizemos uma revisão do formalismo usado para descrever a função de estrutura do próton. A fenomenologia do regime de pequeno x foi brevemente apresentada, pois não é o objeto de estudo primordial desta dissertação. A função de estrutura é diretamente proporcional à densidade de glúons nesta região, e deve aumentar fortemente com o decréscimo de x . Isto possibilita um teste para a aplicabilidade dos tratamentos de QCD perturbativa da estrutura do próton. Apresentamos uma revisão das aproximações utilizadas para prever a evolução da função de estrutura $F_2(x, Q^2)$, discutindo em que regiões cada uma é supostamente válida. Isto é resumido na figura (1.13), que mostra a região cinemática em $\ln(Q^2)$ e $\ln(1/x)$, as variáveis relevantes à expansão perturbativa de $F_2(x, Q^2)$ [7]. As transições das regiões de validade de uma descrição à outra não são bem definidas teoricamente. Além disso, vários métodos podem ser usados para descrever bem os dados, em particular os de HERA, mesmo em regimes onde suas hipóteses básicas não podem ser completamente legitimadas.

A função de estrutura $F_2(x, Q^2)$ foi medida na maior parte do plano cinemático. Na região de baixo Q^2 a transição entre o DIS e fotoprodução é de grande interesse. Os modelos inspirados na teoria de Regge e no modelo de dominância de méson vetorial (VDM) descrevem o comportamento quantitativo de todos os aspectos das medidas no DIS. A região de Q^2 extremamente alto é simples de descrever por comparação, desde que $\alpha_s \rightarrow 0$ e expansões perturbativas são rapidamente convergentes.

Este capítulo apresentou a base da descrição do espalhamento profundamente inelástico em QCD e o seu conhecimento é fundamental no estudo de processos como DIS difrativo e da função de estrutura difrativa do próton, assuntos tratados neste trabalho. Na última

seção discutimos a utilização da teoria de Regge para descrever a região cinemática de baixo Q^2 . Esta teoria também é utilizada para explicar os processos difrativos.

Capítulo 2

A Teoria de Regge

Antes do surgimento da Cromodinâmica Quântica, a teoria de Regge era a ferramenta utilizada na descrição da interação forte, notadamente as colisões hadrônicas. Recentemente esta teoria foi novamente requisitada por modelos que descrevem difração no DIS. Portanto neste capítulo são apresentados os conceitos da teoria de Regge e suas principais implicações físicas. O papel da trajetória dominante, o Pomeron, nas interações difrativas também é apontado. A observação de eventos com lacunas na rapidez [39, 40, 41] admite a interpretação de troca de Pomeron. Retomaremos esta discussão nos próximos capítulos aplicando os conceitos da teoria de Regge na compreensão dos processos de origem difrativa no DIS.

2.1 As Interações Hadrônicas e a Teoria de Regge

As colisões hádron-hádron têm desempenhado um papel central no desenvolvimento da física de partículas. Quando estas colisões mediadas pela interação forte têm lugar em baixo momentum transferido, a ausência de uma escala dura significa que a constante de acoplamento da interação forte α_s é grande, e descrições da QCD perturbativa não são aplicáveis. Neste regime não-perturbativo a teoria de Regge [42, 43] tem fornecido uma boa descrição dos dados.

A descrição de Regge faz previsões sobre os processos no canal t , $AC \rightarrow BD$, através da continuação analítica da amplitude para o processo no canal s , $AB \rightarrow CD$, cujos diagramas são mostrados na figura (2.1). O s e o t são as variáveis de Mandelstan usuais, definidas como:

$$s = (p_A + p_B)^2, \quad (2.1)$$

$$t = (p_A - p_C)^2, \quad (2.2)$$

$$u = (p_A - p_D)^2. \quad (2.3)$$

A simetria de cruzamento implica que a produção de ressonâncias no canal s pode ser descrita pela mesma amplitude do mecanismo de troca no canal t , contanto que as variáveis s e t sejam trocadas no cruzamento. No canal s , todas as possíveis ressonâncias que podem ser produzidas pela interação de A com B e que conservam os números quânticos (paridade, carga, etc.) estão ligadas por uma trajetória linear em um espaço bidimensional definido pelo quadrado da sua massa e seu momento angular.

Fig. 2.1: Ilustração representando o processo no canal s (a) e o equivalente processo cruzado no canal t (b).

Na teoria de Regge, o momento angular é tratado como uma variável complexa, $\alpha(t)$. As ressonâncias observáveis no canal s ocorrem apenas em valores físicos de spin, tal que $\Re[\alpha(t)]$ é um inteiro ou semi-inteiro, conhecido como pólo de Regge. A extrapolação desta trajetória da região do canal s (quadrado da massa positivo, $M^2 = s$) para a região do canal t governa a dependência em energia do processo no canal t . As trajetórias lineares podem ser parametrizadas como

$$\alpha(t) = \alpha(0) + \alpha' t. \quad (2.4)$$

Com base nesta parametrização da trajetória, as seções de choque total e elástica podem ser preditas. A teoria de Regge define que a amplitude elástica para $AB \rightarrow AB$, \mathcal{A}_{el} , tem a forma

$$\mathcal{A}_{el}(s, t) \propto s^{\alpha(t)} \quad (2.5)$$

da qual a seção de choque elástica pode ser derivada, em t fixo e $t \ll s$, como:

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt} \propto s^{2\alpha(t)-2} \quad (2.6)$$

O Teorema Óptico relaciona a seção de choque total à amplitude elástica frontal ($t = 0$) através da seguinte relação:

$$\sigma_{tot} \sim \frac{1}{s} \Im m[\mathcal{A}_{el}]_{t=0} \quad (2.7)$$

produzindo, para a seção de choque total no limite de $t \rightarrow 0$

$$\sigma_{tot} \propto s^{\alpha(0)-1}. \quad (2.8)$$

A teoria de Regge, portanto, fornece a dependência em energia da seção de choque para um processo através do coeficiente linear $\alpha(0)$ de uma trajetória associada [49]. Apesar

Fig. 2.2: O gráfico de Chew-Frautschi da trajetória ρ ($\alpha_\rho(t)$) [46].

de ser uma prescrição puramente fenomenológica, sem nenhuma base teórica sólida nos subseqüentes desenvolvimentos da QCD, prediz com boa precisão a dependência na energia das interações hadrônicas macias [44].

Um exemplo de uma trajetória de Regge é mostrada na figura (2.2), no gráfico com $\Re[\alpha(t)]$ versus $M^2 = t$, conhecido como o gráfico de Chew-Frautschi. Os estados físicos no canal s são os mésons ρ e ρ_3 . Um ajuste linear a estes pontos fornece uma trajetória $\alpha(t) = 0.480 + 0.881t$. Extrapolado na região negativa de t , produz uma boa descrição dos pontos no canal t . Os mesmos foram medidos na reação de troca de carga $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ [46] que é dominada pela troca do méson ρ . Uma trajetória mais geral, conhecida como reggeon, $\alpha_{IR}(t)$, é obtida pela inclusão de vários outros estados físicos adicionais (f_2 , ω , a_2 e ω_3) que apresentam trajetórias degeneradas.

Nas próximas seções maiores detalhes sobre a teoria de Regge, seu formalismo e predições aos processos de espalhamento são apresentados. A introdução da trajetória dominante, o Pomeron, para explicar estes processos também é apresentada. Deve-se destacar que nos modelos para processos difrativos baseados na teoria de Regge, esta trajetória desempenha um papel muito importante e gera estudos de sua possível estrutura partônica e relações com a evolução QCD em pequeno x , através da construção de um Pomeron BFKL perturbativo.

2.1.1 A Matriz S de Espalhamento

Antes do advento da atual teoria microscópica, QCD, a física da interação forte consistia em extrair a maior quantidade possível de informação da matriz S de espalhamento. O conhecimento das suas propriedades, tais como a analiticidade, a unitariedade e a simetria de cruzamento e o seu comportamento assintótico em altas energias poderia gerar uma teoria autoconsistente das interações fortes. A matriz S é definida tal que seus elementos de matriz são dados pelo produto interno entre o vetor de estado inicial, que representa estados de partícula livre quando $t \rightarrow -\infty$, $|V_{in}\rangle$, e o vetor de estado final, representando estados de partículas livre quando $t \rightarrow +\infty$, $|V_{fin}\rangle$,

$$S_{if} = \langle V_{fin} | V_{in} \rangle . \quad (2.9)$$

A matriz S deve ser invariante de Lorentz. Isto significa que ela pode ser expressa como uma função de produtos escalares, também invariantes de Lorentz, dos momentos iniciais e finais dos processos. O espalhamento de duas partículas:

$$A + B \rightarrow C + D \quad (2.10)$$

pode ser descrito em função das variáveis de Mandelstam, s , t e u , definidas na seção (2.1), e também pelas suas massas, m_A , m_B , m_C e m_D . A energia total no sistema de centro de massa é \sqrt{s} . O t é o quadrado do quadrimomento trocado entre as partículas A e C e está relacionado ao ângulo de espalhamento. A variável u não é independente porque pela conservação de momento,

$$s + t + u = m_A^2 + m_B^2 + m_C^2 + m_D^2 . \quad (2.11)$$

Podemos escrever a amplitude de espalhamento para duas partículas, $\mathcal{A}(s, t)$, como função apenas das variáveis s e t , onde a amplitude também depende das massas das partículas no estado final. No processo de espalhamento para n partículas, há $3n - 4$ variáveis invariantes independentes. A matriz S deve também ser unitária. Ou seja,

$$SS^\dagger = S^\dagger S = \mathbb{1} . \quad (2.12)$$

Esta é uma definição da conservação de probabilidade, isto é, a probabilidade de um estado inicial evoluir para um estado final particular, somado a todos os possíveis estados finais, deve satisfazer a unidade. A amplitude de espalhamento, \mathcal{A}_{ab} , para um estado inicial $|a\rangle$ e um estado final $|b\rangle$, está relacionada ao elemento da matriz de S , por

$$S_{ab} = \delta_{ab} + i(2\pi)^4 \delta^4 \left(\sum_a p_a + \sum_b p_b \right) \mathcal{A}_{ab} . \quad (2.13)$$

O último termo é denominado elemento da matriz T , T_{ab} , onde $S = \mathbb{1} + iT$ e a unitariedade da matriz S leva à relação

$$2\Im m \mathcal{A}_{ab} = (2\pi)^4 \delta^4 \left(\sum_a p_a - \sum_b p_b \right) \sum_c \mathcal{A}_{ac} \mathcal{A}_{cb}^\dagger . \quad (2.14)$$

Esta relação fornece as chamadas regras de Cutkosky [47], que permitem determinar a parte imaginária de uma amplitude considerando a amplitude de espalhamento dos estados iniciais e finais em todos os possíveis estados intermediários. Para o caso de espalhamento de duas partículas, as regras de Cutkosky são mostradas esquematicamente na figura (2.3). As linhas de corte – linhas hachuradas – significam que partículas intermediárias são consideradas na camada de massa e uma integração é feita sobre o espaço de fase das partículas intermediárias. O sinal negativo nas amplitudes significa que o conjugado hermitiano é tomado, isto é, os estados inicial e final são trocados e tomado o complexo conjugado. Em teoria de perturbação significa que o sinal de $i\epsilon$ para cada propagador interno é trocado.

Especialmente importante para os cortes de Cutkosky é o teorema Óptico, que relaciona a parte imaginária da amplitude de espalhamento elástico \mathcal{A}_{aa} com a seção de choque total. Para o estado de duas partículas, $|a\rangle$,

$$2\Im m A_{aa}(s, 0) = (2\pi)^2 \sum_n \delta^4 \left(\sum_f p_f - \sum_a p_a \right) |\mathcal{A}_{a \rightarrow n}|^2 = \phi \sigma_{tot}, \quad (2.15)$$

onde ϕ é o fator de fluxo. Para \sqrt{s} muito maior que a massa das partículas incidentes, $\phi \approx 2s$.

Fig. 2.3: As regras de Cutkosky para a amplitude de espalhamento de duas partículas.

A matriz S é uma função analítica de invariantes de Lorentz, considerados como variáveis complexas, com apenas aquelas singularidades requeridas pela unitariedade.

Pode ser mostrado que esta propriedade de analiticidade é uma conseqüência da causalidade, isto é, duas regiões com separação espacial não influenciam uma à outra. A propriedade de analiticidade tem várias conseqüências importantes e úteis. Combinada à unitariedade estabelece a existência de uma estrutura de singularidades no plano- s da amplitude $\mathcal{A}(s, t)$, como mostrado na figura (2.4) [49, 45]. Isto é, há cortes no plano- s com pontos de ramificação correspondendo ao limiar físico. Estes surgem porque os estados das n partículas devem contribuir para a parte imaginária da amplitude se s é muito maior que o limiar de n partículas (ver equação (2.14)). A parte imaginária da amplitude é

$$\Im m A(s, t) = \frac{A(s, t) - A(s, t)^*}{2i}. \quad (2.16)$$

Abaixo do limiar não há contribuições à parte imaginária e então existe uma região no eixo s real, em torno da origem, onde a amplitude é puramente real. Isto significa que é possível usar o princípio de reflexão de Schwarz, que define que uma função de uma variável s , que é real em alguma parte do eixo s real, satisfaz

$$\mathcal{A}(s, t)^* = \mathcal{A}(s^*, t) \quad (2.17)$$

Fig. 2.4: *Os pontos de ramificação correspondentes aos limiares físicos no eixo real positivo no plano s complexo.*

em todo o seu domínio de analiticidade. Então, no sentido de ter uma parte imaginária para s real acima do limiar, precisa-se um corte ao longo do eixo real com ponto de ramificação no limiar de energia. Isto é verdade para duas ou mais partículas no estado intermediário. Para a produção de uma única partícula, isto é, um estado ligado de massa m , tem-se um pólo em $s = m^2$. Usando o princípio de reflexão de Schwartz [49], pode-se escrever

$$\Im m\mathcal{A}(s + i\epsilon, t) = \frac{A(s + i\epsilon, t) - A(s - i\epsilon, t)}{2i}, \quad (2.18)$$

na região onde a amplitude é analítica, por exemplo, para s e ϵ reais. Esta é diferente de zero para s real acima do limiar e permite definir a parte imaginária da amplitude de espalhamento física acima do limiar como

$$\Im m\mathcal{A}(s, t) = \frac{1}{2i} \lim_{\epsilon \rightarrow 0} [A(s + i\epsilon, t) - A(s - i\epsilon, t)]. \quad (2.19)$$

O lado direito desta equação é chamado de descontinuidade do canal s e é geralmente escrito como $\Delta_s \mathcal{A}(s, t)$. Corresponde à definição de amplitude de espalhamento física como o limite

$$\lim_{\epsilon \rightarrow 0} A(s + i\epsilon, t).$$

A analiticidade também implica que há cortes ao longo do eixo real negativo.

Uma conseqüência da analiticidade é a simetria de cruzamento. Consideremos o processo de espalhamento

$$A + B \rightarrow C + D \quad (2.20)$$

e escrevendo sua amplitude como $\mathcal{A}_{A+B \rightarrow C+D}(s, t, u)$, onde a variável u é redefinida para fins de simetria, mas lembrando que a mesma não é uma variável independente. No regime cinemático físico para o processo acima, $s > 0$ e $t, u < 0$. Como a amplitude é uma função analítica ela pode ser analiticamente continuada para a região $t > 0$ e $s, u < 0$. Esta continuação analítica fornece a amplitude para o processo no canal t ,

$$A + \bar{C} \rightarrow \bar{B} + D \quad (2.21)$$

onde \bar{B} , \bar{C} são as antipartículas associadas às partículas B e C , respectivamente. Assim, tem-se

$$\mathcal{A}_{A+\bar{C}\rightarrow\bar{B}+D}(s, t, u) = \mathcal{A}_{A+B\rightarrow C+D}(t, s, u) \quad (2.22)$$

e similarmente, para o processo no canal u ,

$$A + \bar{D} \rightarrow \bar{B} + C, \quad (2.23)$$

tem-se

$$\mathcal{A}_{A+\bar{D}\rightarrow\bar{B}+C}(s, t, u) = \mathcal{A}_{A+B\rightarrow C+D}(u, t, s). \quad (2.24)$$

Uma vez que a amplitude para os processos no canal t e u tem também partes imaginárias e conseqüentemente limiares físicos, devem existir cortes ao longo dos eixos reais positivos de t e u , com pontos de ramificação nestes limiares. Tem-se que $u = \sum_i m_i^2 - s - t$, tal que a existência de um limiar em $u = u_{th}$ para u positivo, em t fixo, como para um ponto de ramificação em $s = s_{th}^+$ positivo correspondendo a um limiar físico para o processo no canal s , significa que a amplitude $\mathcal{A}(s, t)$ deve ter um corte ao longo do eixo s real negativo com um ponto de ramificação em $s = s_{th}^+ = \sum_i m_i^2 - u - t$.

Outra conseqüência importante da analiticidade é a possibilidade de reconstruir a parte real de uma amplitude através da sua parte imaginária usando relações de dispersão. Uma revisão mais completa sobre as relações de dispersão é dada na Ref. [48].

A fórmula da integral de Cauchy permite escrever

$$\mathcal{A}(s, t) = \frac{1}{2\pi i} \oint_C \frac{\mathcal{A}(s', t)}{(s' - s)} ds', \quad (2.25)$$

onde C é um contorno que engloba quaisquer das singularidades de \mathcal{A} . Este contorno é mostrado na figura (2.5). Este estende o corte ao longo do eixo real positivo e negativo e em torno dos semicírculos, no infinito. As contribuições à integral de contorno das partes que cercam os limites são

$$\begin{aligned} \int_{s_{th}^+}^{\infty} ds' \frac{\mathcal{A}(s' + i\epsilon, t)}{(s' - s)} + \int_{\infty}^{s_{th}^+} ds' \frac{\mathcal{A}(s' - i\epsilon, t)}{(s' - s)} + \int_{-\infty}^{s_{th}^-} ds' \frac{\mathcal{A}(s' + i\epsilon, t)}{(s' - s)} \\ + \int_{s_{th}^-}^{-\infty} ds' \frac{\mathcal{A}(s' - i\epsilon, t)}{(s' - s)}. \end{aligned} \quad (2.26)$$

Sob condição de que $\mathcal{A}(s, t)$ vá a zero quando $|s| \rightarrow \infty$, a contribuição ao contorno de integração dos semi-círculos no infinito podem ser negligenciadas. Usando a equação (2.19) eliminamos com a relação de dispersão, onde assume-se que não há contribuição de pólos de estados ligados que geralmente adicionariam contribuições extras,

$$\mathcal{A}(s, t) = \frac{1}{\pi} \int_{s_{th}^+}^{\infty} \frac{\Im m \mathcal{A}(s', t)}{(s' - s)} ds' + \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{s_{th}^-} \frac{\Im m \mathcal{A}(s', t)}{(s' - s)} ds'. \quad (2.27)$$

Na segunda integral a parte imaginária da amplitude para $s < s_{th}^-$ é obtida das regras de Cutkosky aplicadas ao processo no canal u , isto é,

$$\Im m \mathcal{A}(s < s_{th}^-, t) = -\Delta_u \mathcal{A}(s, t). \quad (2.28)$$

Fig. 2.5: Contorno C , englobando as singularidades.

Se a amplitude não se anula em $|s| \rightarrow \infty$, então deve se fazer subtrações, isto é, dividir a amplitude por quantos termos $(s - s_i)$ forem necessários para que as contribuições dos semi-círculos no infinito sejam anuladas (os s_i são arbitrários e definem os pontos em que a subtração toma lugar). Por exemplo, fazendo uma subtração em $s = s_0$ obtém-se a relação de dispersão subtraída

$$\begin{aligned} \mathcal{A}(s, t) = & \mathcal{A}(s_0, t) + \frac{(s - s_0)}{\pi} \int_{s_{ih}^+}^{\infty} \frac{\Im m \mathcal{A}(s', t)}{(s' - s)(s' - s_0)} ds' \\ & + \frac{(s - s_0)}{\pi} \int_{-\infty}^{s_{ih}^-} \frac{\Im m \mathcal{A}(s', t)}{(s' - s)(s' - s_0)} ds'. \end{aligned} \quad (2.29)$$

Requer-se que a relação de dispersão subtraída permita reconstruir uma função de s cuja parte imaginária é dada por $A(\ln s)^n$. A equação (2.29) permite estabelecer que, em primeira ordem em $\ln s$, esta função é puramente real e igual a

$$-\frac{A}{(n + 1)\pi} (\ln s)^{n+1}, \quad (2.30)$$

onde usou-se a equação (2.19) para escrever $\ln(-s) = \ln(s) - i\pi$. Pode-se observar das três propriedades gerais ligadas ao espectro das partículas elementares que se pode desenvolver ao menos um grupo de condições autoconsistentes para as amplitudes e suas relações. A unitariedade relaciona a parte imaginária das amplitudes à soma dos produtos de outras amplitudes, e as relações de dispersão então permitem determinar as partes reais correspondentes. A aplicação deste processo é chamado de *bootstrap* e não faz qualquer hipótese sobre alguma teoria quântica de campos que descreva a dinâmica da interação forte.

Um ingrediente necessário para o *bootstrap* é o comportamento assintótico das amplitudes. Uma vez conhecido este comportamento e sua estrutura analítica, então a analiticidade pode ser usada para reconstruir as amplitudes. A determinação do comportamento assintótico das amplitudes é uma das principais contribuições da teoria de Regge [42, 43].

2.1.2 A Transformada de Sommerfeld-Watson

Consideremos o processo de espalhamento de duas partículas no canal t , a reação (2.21), com uma energia de centro de massa \sqrt{s} muito maior que as massas das partículas no estado final. A amplitude pode ser expandida como uma série em polinômios de Legendre, $P_l(\cos \theta)$, onde θ é o ângulo de espalhamento no sistema do centro de massa e está relacionado com s e t por

$$\cos \theta = 1 + \frac{2t}{s}. \quad (2.31)$$

Esta expansão é chamada a expansão em ondas parciais, isto é ,

$$\mathcal{A}_{A\bar{C} \rightarrow \bar{B}D} = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) a_l(s) P_l(1 + 2s/t). \quad (2.32)$$

onde $P_l(z)$ é um polinomial em z de ordem l , e as funções $a_l(s)$ são chamadas de amplitudes das ondas parciais. Da propriedade de simetria por cruzamento, a relação (2.22), esta amplitude pode ser continuada no canal s , trocando s por t para resultar

$$\mathcal{A}_{AB \rightarrow CD}(s, t) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) a_l(t) P_l(1 + 2s/t). \quad (2.33)$$

Sommerfeld [49] reescreveu esta expansão em ondas parciais em termos de uma integral de contorno no plano do momento angular complexo (l), como

$$\mathcal{A}(s, t) = \frac{1}{2i} \oint_C dl (2l+1) \frac{a(l, t)}{\sin \pi l} P(l, 1 + 2s/t), \quad (2.34)$$

onde o contorno C engloba o eixo real positivo como mostrado na figura (2.6). Os polinômios de Legendre podem ser expressos em termos de funções hipergeométricas e analiticamente continuadas em l , gerando a função analítica $P(l, z)$. A função $a(l, t)$ é uma continuação analítica da amplitude de ondas parciais $a_l(t)$. O denominador $\sin \pi l$ anula-se para l inteiro, originando os pólos, que então reproduzem a equação (2.33).

2.1.3 A Assinatura

Usando o teorema de Carlson [49], pode ser mostrado que $a(l, t)$ é única, com $a(l, t) < \exp(\pi |t|)$, quando $|l| \rightarrow \infty$. Há contribuições às amplitudes de ondas parciais que trocam de sinal, isto é, são proporcionais a $(-1)^l$ e então a desigualdade requerida é violada ao longo do eixo imaginário. Portanto é necessário introduzir duas funções analíticas $a^{(+1)}(l, t)$ e $a^{(-1)}(l, t)$, que são as continuações analíticas das amplitudes de ondas parciais pares e ímpares. Assim, tem-se

$$\mathcal{A}(s, t) = \frac{1}{2i} \oint_C dl \frac{(2l+1)}{\sin \pi} \sum_{\kappa=\pm 1} \frac{\kappa + e^{-i\pi l}}{2} a^{(\kappa)}(l, t) P(l, 1 + 2s/t), \quad (2.35)$$

onde κ , que pode tomar os valores ± 1 , é chamada a assinatura da onda parcial e $a^{(+1)}(l, t)$ e $a^{(-1)}(l, t)$ são chamadas as assinaturas par e ímpar das funções de ondas parciais. Os fatores $1/2(\kappa + \exp(-i\pi l))$ são chamados de fatores de assinatura.

Fig. 2.6: A transformada de Sommerfeld-Watson.

2.1.4 Os Pólos de Regge

O próximo passo é deformar o contorno C da figura (2.6) para o contorno C' , que é paralelo ao eixo imaginário com $\Re l = -\frac{1}{2}$. No sentido de fazer este processo deve-se contornar qualquer pólo ou cortes que as funções $a^{(\kappa)}(l, t)$ possam ter em $l = \alpha_{n_\kappa}(t)$ e tomar $2\pi i \times$ o resíduo daquele pólo. Para o caso particular de apenas pólos simples obtém-se

$$\begin{aligned} \mathcal{A}(s, t) &= \frac{1}{2i} \int_{-\frac{1}{2}-i\infty}^{-\frac{1}{2}+i\infty} dl \left[\frac{(2l+1)}{\sin \pi l} \sum_{\kappa=\pm 1} \frac{(\kappa + e^{-i\pi l})}{2} a^{(\kappa)}(l, t) P(l, 1 + 2s/t) \right] \\ &+ \sum_{\kappa=\pm 1} \sum_{n_\kappa} \frac{\kappa + e^{-i\pi \alpha_{n_\kappa}(t)}}{2} \frac{\beta_{n_\kappa}^-(t)}{\sin \pi \alpha_{n_\kappa}(t)} P(\alpha_{n_\kappa}(t), 1 + 2s/t). \end{aligned} \quad (2.36)$$

Os pólos simples $\alpha_{n_\kappa}(t)$ são chamados pólos de Regge, com assinatura par ($\kappa = +1$) e ímpar ($\kappa = -1$) e $\beta_{n_\kappa}^-(t)$ são os resíduos dos pólos, multiplicado por $\pi(2\alpha_{n_\kappa}(t) + 1)$. A chamada região de Regge é aquela onde $s \gg |t|$. Neste limite a polinomial de Legendre é dominada por seu primeiro termo e então temos que,

$$P_l(1 + 2s/t) \xrightarrow{s \gg |t|} \frac{\Gamma(2l+1)}{\Gamma^2(l+1)} \left(\frac{s}{2t} \right)^l, \quad (2.37)$$

onde $\Gamma(x)$ é a função Gamma de Euler. Neste limite, a contribuição ao lado direito da equação (2.36) da integral ao longo do contorno C' anula-se quando $s \rightarrow \infty$, então pode ser negligenciado. O objetivo de explorar a simetria de cruzamento e de deformar o contorno é estudar o comportamento assintótico da polinomial de Legendre, tal como isolar o comportamento em altas energias da amplitude de espalhamento na região de Regge. Necessita-se apenas considerar a contribuição do pólo de Regge com valor mais alto da parte real de $\alpha_{n_\kappa}(t)$, o pólo de Regge dominante. Assim, tem-se

$$\mathcal{A}(s, t) \xrightarrow{s \rightarrow \infty} \frac{(\kappa + e^{-i\pi \alpha(t)})}{2} \beta(t) s^{\alpha(t)}, \quad (2.38)$$

onde $\alpha(t)$ é a posição do pólo de Regge dominante, em algum valor de t , e κ é a sua assinatura. Alguns fatores dependendo de t , mas não em s , foram absorvidos na função $\beta(t)$. Apesar de se ter assumido apenas pólos simples para se obter a equação (2.38), é possível que existam também pólos mais complicados e cortes que levariam a contribuições adicionais às amplitudes [50].

2.1.5 A Propriedade de Fatorização

Podemos interpretar a amplitude dada pela equação (2.38) como a troca no canal t de um objeto com momento angular igual a $\alpha(t)$. Este não é uma partícula uma vez que o momento angular não é inteiro (ou semi-inteiro) e é função de t . É denominado Reggeon. Considera-se a amplitude de troca de um Reggeon como a superposição de amplitudes para as trocas de todas as possíveis partículas no canal t . A amplitude pode ser fatorizada como mostrado na figura (2.7) no acoplamento $\gamma_{ac}(t)$ do Reggeon entre as partículas a e c , um acoplamento similar $\gamma_{bd}(t)$ entre as partículas b e d e uma contribuição para a troca de Reggeon. Os acoplamentos γ são funções apenas de t . Então, obtém-se

$$\mathcal{A}(s, t) \xrightarrow{s \rightarrow \infty} \frac{(\kappa + e^{-i\pi\alpha(t)})}{2 \sin \pi\alpha(t)} \frac{\gamma_{ac}(t)\gamma_{bd}(t)}{\Gamma(\alpha(t))} s^{\alpha(t)}. \quad (2.39)$$

Extrai-se um fator de $\Gamma(\alpha(t))$ definindo os acoplamentos γ . Se $\alpha(t)$ toma um valor inteiro para algum t , então a amplitude apresentará um pólo. Valores inteiros positivos correspondem a troca no canal t de uma ressonância de spin inteiro, todavia não se espera ressonâncias com valores de spin negativo. Estes pólos são chamados pólos não-físicos e são cancelados pelo fator $1/\Gamma(\alpha(t))$, o qual tem valor zero em $\alpha(t) = 0, -1, -2, \dots$

Fig. 2.7: O diagrama de troca de reggeon.

Uma consequência intermediária da equação (2.39) é a relação entre o parâmetro ρ , definido como

$$\rho = \frac{\Re \mathcal{A}}{\Im m \mathcal{A}}, \quad (2.40)$$

a assinatura κ e a posição do pólo dominante de Regge. Os acoplamentos $\gamma_{ac}(t)$ e $\gamma_{bd}(t)$ são funções reais de t , e então das equações (2.39) e (2.40), tem-se

$$\rho = -\frac{\kappa + \cos \pi\alpha(t)}{\sin \pi\alpha(t)}. \quad (2.41)$$

O ρ define a fase da amplitude de espalhamento \mathcal{A} .

2.1.6 As Trajetórias de Regge

Considerando o processo no canal t , (2.21), com t positivo, espera-se que a amplitude apresente pólos correspondendo à troca de partículas de spin J_i e massa m_i , onde $\alpha(m_i^2) = J_i$.

Chew e Frautschi [51] plotaram os spins dos mésons contra o quadrado de suas massas e encontraram que eles residem em uma linha reta como mostrado na figura (2.8). Ou seja, $\alpha(t)$ é uma função linear de t ,

$$\alpha(t) = \alpha(0) + \alpha' t \quad (2.42)$$

ao menos em t positivo. Da figura (2.8) obtém-se os valores

$$\alpha(0) = 0.55 \quad (2.43)$$

$$\alpha' = 0.86 \text{GeV}^{-2}. \quad (2.44)$$

Da dependência em s da amplitude dada pela equação (2.39) pode se deduzir que o comportamento assintótico em s da seção de choque diferencial é dada por [44],

$$\frac{d\sigma}{dt} \propto s^{[2\alpha(0) - 2\alpha' t - 2]}, \quad (2.45)$$

para uma trajetória linear.

Considerando um processo onde uma partícula de isospin $I = 1$ é trocada no canal t , como

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n, \quad (2.46)$$

então se espera que a trajetória de Regge que determina o comportamento assintótico na dependência em s é aquela contendo mésons de paridade par $I = 1$, a trajetória ρ [46]. Inserindo os valores da equação (2.43-44) na equação (2.45) obtém-se um bom acordo com os dados sobre um amplo intervalo da energia do pión (20 - 200 GeV), como pode ser observado na figura (2.9).

A trajetória de Regge tem outras características importantes. Em $t = -0.64 \text{ GeV}^2$ a trajetória passa através da origem (zero). Este é um exemplo de pólo não-físico, pois não há ressonância com quadrado de sua massa negativa e, como discutido acima, deve desacoplar-se da amplitude. O caráter distinto ao comportamento esperado da troca de reggeon observado na seção choque diferencial para o processo acima, mostrado na figura (2.9), evidencia o desacoplamento deste pólo não-físico.

2.2 O Pomeron

Considerando o coeficiente linear da trajetória de Regge que domina o processo de espalhamento macio e o teorema Óptico, dado pela equação (2.15), podemos obter o comportamento assintótico da seção de choque total para este processo,

$$\sigma_{tot} \propto s^{(\alpha(0)-1)}. \quad (2.47)$$

Fig. 2.8: *O gráfico de Chew-Frautschi [51].*

Para a trajetória ρ , considerada na última seção, $\alpha(0) < 1$. Isto significa que a seção de choque para um processo com troca de partícula com $I = 1$ decresce com o aumento de s .

Pomeranchuk [49] provou a partir da simetria por cruzamento que em qualquer processo de espalhamento onde há carga trocada a seção de choque se anula assintoticamente (o teorema de Pomeranchuk). Foldy e Peierls [49] encontraram que se em um processo particular de espalhamento a seção de choque não decresce com o aumento de s , então este processo deve ser dominado pela troca de números quânticos do vácuo, isto é, isospin zero e é par sobre a operação de conjugação da carga.

É observado experimentalmente que a seção de choque hadrônica total não decresce assintoticamente. De fato, a mesma cresce suavemente com o aumento de s [52]. Se atribuímos este crescimento à troca de um único pólo de Regge, então a troca é o Reggeon cujo coeficiente linear, $\alpha_{\mathbb{P}}(0)$, é maior que 1, e carrega os números quânticos do vácuo. Esta trajetória é chamada Pomeron.

2.2.1 A Seção de Choque Total

A figura (2.10) mostra uma compilação dos dados para as seções de choque totais para o espalhamento próton-próton e próton-antipróton, junto com um ajuste de Donnachie e Landshoff [16]

$$\sigma_{pp} = 21.7s^{0.08} + 56.1s^{-0.45} \text{ (mb)}, \quad (2.48)$$

$$\sigma_{p\bar{p}} = 21.7s^{0.08} + 98.4s^{-0.45} \text{ (mb)}, \quad (2.49)$$

com s em GeV^2 . Estes parâmetros foram determinados das medidas da seção de choque $p\bar{p}$ no Fermilab Tevatron Accelerator, a partir de um amplo intervalo de dados abaixo de $\sqrt{s} = 100 \text{ GeV}$ [53].

Fig. 2.9: A trajetória $\alpha(t)$ obtida do processo $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$, à esquerda. A seção de choque $d\sigma/dt$ para o mesmo processo, à direita [46].

O primeiro termo do lado direito da equação (2.48-49) é a contribuição do Pomeron e é comum às seções de choque pp e $p\bar{p}$, acoplando da mesma forma ao próton e ao antipróton. Isto porque o Pomeron carrega os números quânticos do vácuo e, portanto, não pode distinguir entre partículas e antipartículas. O segundo termo, por outro lado, é o termo subdominante devido à troca de uma trajetória de Regge com coeficiente linear 0.55, e esta trajetória pode ter diferentes acoplamentos para partículas e antipartículas. Esta característica contribui para a diferença entre as seções de choque pp e $p\bar{p}$ em baixo s , desaparecendo quando s aumenta, segundo o teorema de Pomeranchuk.

Estes ajustes mostram que o Pomeron tem $\alpha_P = 1.08$. Este é levemente acima de 1 e eventualmente levará à violação do limite de Froissart [54], que é derivado da unitariedade e da expansão em ondas parciais. Quando s tende ao infinito, as seções de choque total hadrônicas devem satisfazer a desigualdade

$$\sigma_{tot} < A \ln^2 s, \quad (2.50)$$

onde a constante A é determinada pela massa do pión e a seção de choque resulta em ~ 60 mb. Entretanto, como o coeficiente linear é levemente maior que 1, a violação do limite de Froissart não ocorre para momentos mais baixos que a escala de Planck [45]. Hipóteses adicionais além da troca de um único pólo Pomeron devem ser levadas em consideração para que a unitariedade seja preservada. De fato na literatura há estudos sobre o controle do crescimento da seção de choque através de múltiplas trocas de Pomeron [36]. Outra abordagem considera que o coeficiente linear da trajetória Pomeron medido é efetivo e que o mecanismo que o determina é a troca de dois ou mais Pomerons, conhecidos como cortes

Fig. 2.10: *As seções de choque pp e $p\bar{p}$ e o ajuste de Donnachie-Landshoff [16].*

de Regge [50].

Se o comportamento em altas energias da seção de choque é realmente o resultado da superposição de duas trocas de Regge, com os coeficientes lineares de suas trajetórias dados na equação (2.50-51), então se espera que descrevam outras seções de choque totais. Este pode ser o caso do espalhamento pión-próton e espalhamento fóton-próton [53].

2.2.2 As Seções de Choque Diferenciais Elásticas

Para encontrar a declividade α'_{IP} da trajetória Pomeron é preciso obter informações sobre as seções de choque elásticas pp e $p\bar{p}$ no intervalo de s , em diferentes valores de t . Os dados do CERN e do Tevatron [53] obtêm uma declividade para a trajetória Pomeron como:

$$\alpha'_{IP} \simeq 0.25 \text{ GeV}^{-2}. \quad (2.51)$$

Desta declividade pode se determinar que $\alpha_{IP}(t)$ alcança o valor 2 em $t = 3.7 \text{ GeV}^2$ e esperar-se-ia uma partícula com spin dois, massa 1.9 GeV e os números quânticos do vácuo. A colaboração WA91 no CERN [55] anunciou evidências para um candidato ao estado *glueball* com esta massa. Esta seria a primeira ressonância observada associada com a trajetória Pomeron.

Os acoplamentos $\gamma(t)$ do Pomeron podem ser obtidos da dependência em t das seções de choque diferenciais elásticas, em s fixo. Note-se que os dados são bem ajustados considerando o acoplamento $\gamma(t)$ proporcional ao fator de forma eletromagnético do hádron ao qual o Pomeron se acopla. Ou seja, o acoplamento do Pomeron ao hádron pode ser do mesmo tipo que o do fóton. Assim, o Pomeron se acopla comportando-se como uma

partícula puntual. Uma consequência imediata disto, como foi mostrada por Landshoff e Polkinghorn [56], é a regra de contagem de quarks. Esta define que o Pomeron se acopla a um quark constituinte de um hádron proporcionalmente ao número de quarks de valência.

O parâmetro ρ também pode ser obtido da seção de choque diferencial elástica, em momento transferido zero, e da seção de choque total. O primeiro é proporcional à soma dos quadrados das parte real e imaginária da amplitude de espalhamento, enquanto a última está relacionada pelo Teorema Óptico à parte imaginária da amplitude. Assim, tem-se:

$$\frac{d\sigma^{el}(s, 0)}{dt} = \frac{(1 + \rho^2)}{16\pi} |\sigma_{tot}|^2 . \quad (2.52)$$

Os valores experimentais da colaboração UA4 no CERN [57] fornecem o valor de $\rho \sim 0.1$ em $\sqrt{s} \approx 100$ GeV. Ou seja, a amplitude para a troca Pomeron é dominada por sua parte imaginária. De fato o coeficiente linear do Pomeron é próximo de 1 e da equação (2.43) pode se deduzir que o mesmo deve ter assinatura par, $\kappa = 1$.

2.2.3 A Dissociação Difrativa

Eventos de espalhamento elástico em energia suficientemente alta são ainda difíceis de detectar uma vez que as partículas espalham-se em pequenos ângulos. Entretanto, o Pomeron pode se apresentar em muitos outros processos. Um deles é o processo de dissociação difrativa, em que uma das partículas incidentes permanece não modificada e apenas espalha-se em pequenos ângulos, mas a outra partícula incidente recebe energia suficiente para fragmentar-se em pártons constituintes, os quais então hadronizam-se.

É conveniente observar tal processo do ponto de vista sugerido pela figura (2.11), onde um Pomeron é emitido do hádron pai, com momento p_2 e que permanece intacto após o espalhamento, com alguma fração x_i de seu momento. O vértice superior pode ser considerado como o espalhamento hádron-Pomeron, produzindo um estado final hadrônico, X .

Fig. 2.11: O processo de dissociação difrativa no qual o Pomeron trocado carrega uma fração ξ do momento p_2 de um dos hádrons incidentes.

Tais eventos têm uma grande lacuna na rapidez entre o hádron pai e os hádrons no sistema hadrônico, X . A rapidez, y_i , de uma partícula i é definida como:

$$y_i = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E_i + p_{zi}}{E_i - p_{zi}} \right) , \quad (2.53)$$

onde o eixo z é tomado ao longo da direção do feixe incidente. No próximo capítulo introduziremos a variável pseudo-rapidez η , que pode ser identificada com y para o caso de pequenas massas para as partículas interagentes. Uma vez que o ângulo de espalhamento é pequeno, t é muito menor que s , o hádron pai emerge quase ao longo do eixo z positivo. Portanto, tem grande rapidez positiva, enquanto as partículas no sistema hadrônico X movem-se quase paralelas ao eixo z negativo. O momento transferido entre o hádron alvo e as partículas em X é pequeno, e estas têm grande rapidez negativa.

Eventos deste tipo têm sido observados pela colaboração UA8 no CERN [58] e pelas colaborações H1 e ZEUS [59], em DESY. A colaboração UA8 mediu o fluxo de energia das partículas no sistema hadrônico X em seu sistema de repouso, isto é, no sistema de referência de centro de massa do sistema hádron-Pomeron, e observou um pico importante na direção frontal. Isto sugere que o Pomeron comporta-se como uma partícula pontual, interagindo com os constituintes do hádron alvo na direção frontal.

Apesar do Pomeron comportar-se como uma partícula pontual, ele realmente não o é. O Pomeron é uma trajetória de Regge. Ingelman e Schlein [70] sugeriram que se pode definir a sua função de estrutura e usar a dissociação difrativa para determinar o seu conteúdo de quarks e glúons. A subestrutura do Pomeron tem sido investigada pelas colaborações H1 e ZEUS [60].

2.2.4 O Pomeron e o Espalhamento Inelástico

Como vimos no Cap. 1, o DIS é descrito como o espalhamento de um fóton fora da camada de massa com o quadrado do seu momento, $-Q^2$, e o próton. O quadrado da energia do centro de massa do sistema fóton-próton é dado por:

$$s = \frac{Q^2(1-x)}{x} \quad (2.54)$$

e então no limite de Regge, $s \gg Q^2$, segue que $x \ll 1$. Em x suficientemente pequeno o caráter de partícula fora da camada de massa pode ser negligenciado comparado com a energia de centro de massa e então espera-se que a seção de choque tenha uma dependência $1/x$ em Q^2 fixo. Esta dependência é similar àquela em s da seção de choque total hadrônica, isto é, governada pela troca de Pomeron. Adicionando a trajetória dos mésons, que contribuem em energia mais baixa [16], tem-se então

$$F_2(x, Q^2) \xrightarrow{x \rightarrow 0} Ax^{-0.08} + Bx^{0.45}. \quad (2.55)$$

Esta parametrização concorda bem para $0.01 \leq x \leq 0.1$. Entretanto, as colaborações H1 e ZEUS [61], em HERA alcançam medidas com $x \sim 10^{-4}$. Os dados mostram uma dependência tipicamente de $x^{-0.3}$. Este comportamento traz evidências de desvio do comportamento Pomeron descrito anteriormente.

Estes desvios podem ser compreendidos em teoria de perturbação na QCD. A grande virtualidade Q^2 torna possível o emprego de cálculos perturbativos. Como visto no Cap. 1, as funções de estrutura tem um comportamento em pequeno x e grande Q^2 ,

$$F_2(x, Q^2) \sim x^{-\omega_0}, \quad (2.56)$$

onde

$$\omega_0 = \frac{12 \ln 2}{\pi} \alpha_s \quad (2.57)$$

onde α_s é a constante de acoplamento da interação forte.

Por outro lado, as seções de choque hadrônica total e elástica em pequeno t não podem ser descritas pela QCD perturbativa. Estes processos são influenciados fortemente pelas propriedades não-perturbativas da QCD, isto é, o Pomeron discutido neste capítulo é de origem não perturbativa e domina nesta região.

2.3 Conclusões

Neste capítulo introduzimos a teoria de Regge. Apresentamos as suas características e descrições dos processos de espalhamento. O ponto importante é que a teoria permite descrever a difração através da troca da trajetória de Regge dominante, o Pomeron. O mesmo pode apresentar subestrutura partônica e está gerando um grande número de trabalhos teóricos e experimentais no sentido da sua total compreensão. Recentemente eventos com grande lacunas na rapidez no DIS foram interpretados como produzidos difrativamente através da troca do Pomeron. Introduziremos as características destes eventos no próximo capítulo e apresentamos as suas interpretações na QCD e na teoria de Regge. No último capítulo analisamos com maior detalhe as hipóteses acima, onde as mesmas são utilizadas para o estudo do DIS difrativo e as contrapomos com o modelo partônico para a difração, baseado na QCD.

Capítulo 3

Eventos com Grande Lacuna na Rapidez

A característica topológica de um evento DIS de corrente neutra inclui o jato de partículas no estado final como o resultado da interação do fóton virtual com um dos pártons do próton. Além disso há um jato resultante dos fragmentos do próton, geralmente concentrado em torno da entrada do feixe [62, 63]. Esta configuração pode ser observada na figura (3.1a). A região entre os dois jatos é preenchida com muitas partículas resultantes da hadronização dos pártons espalhados na interação e daqueles gerados na radiação de glúons. A distribuição no ângulo θ entre uma partícula produzida e a direção do feixe de prótons incidente, ou equivalentemente, a pseudo-rapidez η , é definida como $\eta = -\ln[\tan(\theta/2)]$. Os modelos QCD prevêm que a mesma decai exponencialmente ¹

Fig. 3.1: *A representação dos eventos sem (a) e com lacunas na rapidez (b). As variáveis envolvidas são apresentadas.*

¹ No texto usaremos a expressão rapidez, cujo conceito vimos no Cap. 2, com o mesmo sentido de η . De fato se podemos negligenciar a massa, a rapidez $y \rightarrow \eta$. Entretanto a pseudo-rapidez η é mais fácil de medir experimentalmente, pois depende apenas do ângulo de espalhamento θ .

Fig. 3.2: O "lego-plot", mostrando a configuração para eventos com lacuna na rapidez.

Observando-se a variável η_{max} , definida como a rapidez máxima de um evento DIS no calorímetro, constatou-se a presença de eventos com ausência de partículas em um grande intervalo na rapidez. Este fato não corresponde às predições dos modelos QCD para o estado final. Esta nova classe de eventos é denominada evento com grande lacuna na rapidez, com no mínimo 2.8 unidades. As propriedades destes eventos são consistentes com aqueles produzidos difrativamente, como ocorre nos processos de espalhamento hádron-hádron [44]. Os experimentos em HERA apresentam cerca de 10 % de todos os eventos de DIS devidos a processos difrativos [41], um fato novo e não incluído em qualquer dos geradores DIS escritos anteriormente.

Neste capítulo revisamos a assinatura experimental dos eventos com grande lacuna na rapidez, suas propriedades e fazemos uma breve revisão da sua descrição física no escopo das teorias existentes, isto é, a Teoria de Regge e QCD perturbativa. A cinemática destes eventos de origem difrativa e a definição da função de estrutura difrativa é apresentada.

3.1 Eventos com Lacunas na Rapidez

O mecanismo dominante no espalhamento profundamente inelástico elétron-próton é o espalhamento do lépton incidente com um quark. A cor transferida entre o quark espalhado e os fragmentos do próton é responsável pelo preenchimento do intervalo de rapidez entre os mesmos com hádrons no estado final. Esta representação prediz que os eventos DIS observados nos experimentos devem ter depósitos de energia substanciais em ângulos próximos a direção do feixe de próton incidente. De fato, as distribuições do fluxo de energia da maioria dos experimentos de DIS são consistentes com esta descrição [62, 63].

Existe uma classe de eventos DIS em que o depósito de energia hadrônica mais próxima à direção do feixe do próton está localizado em grandes ângulos. Descritos em termos da pseudo-rapidez, η , estes eventos exibem uma considerável diferença entre a pseudo-rapidez do menor ângulo do detetor (p. ex., $\theta = 1.5^\circ$, $\eta = 4.3$, para ZEUS) e a pseudo-rapidez dos hádrons observados próximos à direção do próton. Estes eventos com grande lacuna na rapidez não são descritos pelos modelos de fragmentação baseados na QCD [64]. Suas

características gerais são compatíveis com aquelas da dissociação difrativa envolvendo a troca do Pomeron [65, 66], onde este objeto descreve processos similares em colisões hádron-hádron.

Até recentemente, a teoria de Regge e QCD perturbativa eram assuntos sem muita correlação, exceto para predições considerando o comportamento em $x \rightarrow 0$ das funções de estrutura [67]. A fenomenologia de Regge descreve razoavelmente a dependência em energia da seção de choque total e as propriedades da produção elástica e difrativa em interações hádron-hádron [68] envolvendo a troca de um Pomeron. Entretanto, a compreensão atual da natureza do Pomeron é ainda incompleta a despeito da quantidade de dados [69]. Ingelman e Schlein [70] sugeriram que o Pomeron pode apresentar uma estrutura partônica que poderia ser estudada em dissociação difrativa dura. Os dados da colaboração UA8 [71] sugerem que jatos com grande momento transversal em sistemas massivos produzidos difrativamente podem ser considerados como o espalhamento duro de pártons com o Pomeron. A função de estrutura do Pomeron pode ser estudada em termos da QCD perturbativa devido à escala dura do fóton virtual. A assinatura experimental para a troca de um Pomeron seria consistente com um próton espalhado quase-elasticamente, bem separado em rapidez do sistema hadrônico restante.

3.2 Observação Experimental e Propriedades dos Eventos com Lacunas na Rapidez

Para estudar os eventos com lacunas na rapidez, define-se a pseudo-rapidez máxima, η_{max} , dos depósitos de energia nos eventos. A distribuição de η_{max} é representada na figura (3.3) e é comparada com a simulação de Monte Carlo. Um grande intervalo na rapidez apresenta ausência de partículas. A este tipo de configuração no estado final denomina-se de eventos com grande lacuna na rapidez, correspondendo a requerer uma lacuna com no mínimo 2.8 unidades.

As interações profundamente inelásticas devido ao espalhamento difrativo entre o fóton virtual e o próton (γ^*p) devem produzir eventos com uma grande lacuna na rapidez no estado hadrônico final. Na descrição de Regge [44] do espalhamento difrativo, o comportamento da distribuição de rapidez do estado difrativo final deve ser homogêneo. Para estados difrativos a variável η_{max} está relacionada à distribuição de rapidez do estado final hadrônico. Na região de $\eta_{max} < 1.5$ na figura (3.3), a distribuição medida é de fato homogênea.

Divide-se experimentalmente os eventos DIS em dois tipos: uma com $\eta_{max} < 1.5$ e outra com $\eta_{max} > 1.5$. A correlação entre a massa invariante M_x do sistema hadrônico observado e a energia total W no sistema γ^*p é estudada. Uma característica dos eventos com grande lacuna na rapidez é que M_x é pequeno comparado a W e é tipicamente menor que 10 GeV. Para $W < 150$ GeV estes eventos são bem separados dos restantes [41].

A figura (3.4) apresenta a distribuição de M_x para eventos com $\eta_{max} < 1.5$ e $W > 150$ GeV. O espectro é compatível com uma dependência $1/M_x^2$.

A fração de eventos com uma grande lacuna na rapidez, em função de Q^2 , como mostrado na figura (3.5) é independente de Q^2 . Na QCD, as funções de estrutura devem apresentar pequena dependência em Q^2 (logarítmica) em x fixo. Uma vez que a função de estrutura do

Fig. 3.3: A distribuição de η_{max} para os dados [41] e para a simulação de Monte Carlo.

próton determinada dos dados apresenta este comportamento [11], o mecanismo de produção responsável pelos eventos com grande lacuna na rapidez deve ser de mesma natureza.

Resumindo, nos experimentos com eventos de espalhamento profundamente inelástico de corrente neutra se observa uma classe de eventos com uma grande lacuna na rapidez no estado final hadrônico. A distribuição de rapidez homogênea, a dependência em W e a distribuição em M_x são compatíveis com a interação difrativa entre o fóton altamente virtual e o próton, mediado pela troca do Pomeron na descrição de Regge [44]. O fato de a fração de eventos com grande lacuna na rapidez apresentar apenas uma fraca dependência em Q^2 , sugere uma contribuição de ordem dominante² à função de estrutura do próton [11].

Com a hipótese que eventos com grande lacuna na rapidez são produzidos por um mecanismo difrativo, espera-se que os mesmos sejam acompanhados por um próton espalhado quase-elasticamente. Para este tipo de processo a lacuna entre a rapidez máxima no calorímetro e a rapidez do próton espalhado será de aproximadamente três unidades. O critério de seleção, em particular o requerimento de uma lacuna na rapidez no detector com no mínimo 2.8 unidades, limita a aceitação experimental para eventos difrativos [41].

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

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

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

Fig. 3.4: A fração de eventos, r , com grande lacuna na rapidez na amostra de DIS como uma função de W é mostrada na figura superior. A distribuição de M_x para eventos com grande lacuna na rapidez, $\eta_{max} < 1.5$ e $W > 150$ GeV é mostrada na figura inferior. A linha sólida apresenta uma dependência da forma $1/M_x^2$ [41].

3.3 As Descrições Físicas dos Eventos com Grande $\Delta\eta$

Os processos difrativos em DIS de léptons com prótons na região de pequeno x e grande Q^2 permitem investigar a dinâmica QCD na região intermediária entre a liberdade assintótica e o confinamento. A presença de uma grande fração de eventos de caráter difrativo em grande Q^2 (até 100 GeV²) pode ser um sinal para a interrelação de fenômenos QCD duros e macios. As interações de curtas distâncias levam às reações dominadas por processos com troca de grande momento com uma seção de choque crescente com a energia; as interações de longa distância são dominadas por processos não-perturbativos. A habilidade em separar claramente estes dois regimes é essencial para testar a QCD qualitativa e quantitativamente.

Estas duas regiões são descritas por mecanismos dinâmicos diferentes. No sentido de entender a questão da relação da física perturbativa e não-perturbativa em processos de alta energia é útil distinguir os processos de acordo com a escala da distância envolvida.

Colisões hadrônicas macias são geralmente consideradas processos com escala de ≈ 1 fm. Em altas energias estes processos são descritos pela troca de um Pomeron, como sugerido nos estudos das propriedades analíticas da matriz S de espalhamento nos anos 60 e 70. A característica básica destes processos é a fatorização do pólo Pomeron. Ou seja, em energia suficientemente alta a dependência em energia das seções de choque hadrônicas é dada por uma trajetória de Pomeron. Com a trajetória Pomeron a razão entre as seções de choque para difração simples e dupla difração é independente do projétil. O primeiro caso é caracterizado por um dos hádrons espalhado elasticamente e o outro fragmenta-se em

Fig. 3.5: A fração r de eventos com grande lacuna na rapidez em função de Q^2 para dois intervalos de x [41].

estados de alta massa; no segundo caso os dois hádrons fragmentam-se (ver figura abaixo). A trajetória do Pomeron descrita por $\alpha(t) = \alpha_0 + \alpha'(t)$ com $\alpha_0 = 1.08$ e $\alpha' = 0.25 \text{ GeV}^{-2}$ resulta em uma descrição fenomenológica da dependência em energia das seções de choque.

Nesta descrição as lacunas na rapidez, com origem em processos difrativos, são geradas através do espalhamento da trajetória de Regge dominante, o Pomeron, com o fóton virtual. Este objeto apresenta os números quânticos do vácuo e estaria contido no próton. Supõe-se que o Pomeron possui uma sub-estrutura partônica e que seus pártons interagem diretamente com o fóton virtual, no caso do DIS difrativo. Desta interpretação resulta que o espalhamento se processa em dois níveis distintos: uma interação de longo alcance devido à emissão do Pomeron do próton e outra de curto alcance devido a interação dos pártons constituintes da troca difrativa com a partícula de prova. As interações destes pártons com o fóton virtual são descritas na forma padrão da teoria de perturbação dada pela QCD. Existem várias formas funcionais para a função de estrutura do Pomeron, correspondendo a diferentes escolhas da constituição partônica deste objeto na escala inicial [73, 74, 75]. Tais distribuições são evoluídas em Q^2 através das equações de evolução DGLAP, como no caso do próton.

Outra classe consiste nos processos duros que são determinados por duas ou mais escalas diferentes envolvidas na interação. O espalhamento profundamente inelástico lépton-próton, bem como processos difrativos duros, pertencem a esta classe. A escala dura é fornecida pela virtualidade do fóton (Q^2) ou de jatos, e a escala macia dada pelo próton é determinada por seu tamanho de $\approx 1 \text{ fm}$.

Para que se possa utilizar a QCD perturbativa, é importante provar que a física de curta distância pode ser separada da de longo alcance. Para a seção de choque total e para processos difrativos específicos este requerimento é obtido utilizando o teorema de fatorização em QCD [9]. Assim as equações DGLAP descrevem a evolução em escala de

Fig. 3.6: *A representação dos processos difrativos através da troca de um Pomeron, descrito na teoria de Regge.*

Fig. 3.7: *O DIS difrativo na hipótese de troca de Pomeron.*

grande Q^2 até a escala de processos QCD de caráter não-perturbativo. A física deste último, em particular o Pomeron de Regge, fornece as condições de contorno dessas equações.

A característica marcante destes processos com duas escalas é a violação da fatorização de Regge [70] do pólo Pomeron, ou seja, o comportamento universal para a dependência em energia. Nos processos duros em altas energias, observam-se diferentes dependências em energia para diferentes partículas externas interagentes e esta dependência pode variar com Q^2 .

Na QCD perturbativa as interações que dão origem às lacunas na rapidez são dos pártons do próton com o fóton virtual. Estas interações ocorrem de tal forma que exista sistemas singletos de cor no estado final, que hadronizam-se independentemente dos fragmentos do próton e geram a lacuna. O modelo mais simples é a troca de dois glúons entre próton e o fóton virtual, o qual apresenta-se como um estado ligado $q\bar{q}$ [76]. Outras aproximações consistem na formação de pares quark-antiquark singletos de cor através de interações não-

perturbativas de cor no estado final, mantendo a descrição QCD para o cálculo do processo duro que ocorre antes destas interações. No Capítulo 4 apontamos as principais previsões aos processos difrativos de uma destas aproximações, o modelo de Buchmüller e Hebecker (BH). Também apresentamos uma extensão deste modelo com a inclusão de troca de um reggeon para análise das características presentes nos dados recentes em difração de HERA.

3.3.1 As Descrições QCD dos Processos Difrativos

A observação em DIS de uma proporção significativa de eventos com grande lacuna na rapidez no estado final pode ser estudada através da QCD perturbativa. Na pQCD [77] a probabilidade de ocorrer uma lacuna é $P_{lacuna} \sim \exp(-\Delta y \omega)$, onde Δy é a largura da lacuna em unidades de rapidez, e

$$\omega = N_c \int_{Q_0^2}^{Q_{max}^2} \frac{\alpha_s(k_t)}{k_t^2 \pi} dk_t^2, \quad (3.1)$$

onde $N_c = 3$, α_s é a constante de acoplamento da interação forte e k_t é o momento transversal das partículas interagentes. Em baixo Q_{max}^2 , ω é da ordem da unidade e cresce com Q^2 . O limite inferior da integração é sensível à física não-perturbativa e, assim, o valor numérico de ω não é determinado.

Espera-se uma supressão exponencial de grande lacuna na rapidez, pois a radiação predita pela QCD preencheria de partículas geradas por hadronização todo o estado final. Este fato é reproduzido nos geradores de Monte Carlo para eventos DIS. No Modelo de Lund as forças de confinamento produzem pares quark-antiquark que preenchem a lacuna na rapidez [78]. Esta aparente contradição gera interesse no estudo de efeitos QCD de rearranjo de cor não-perturbativo nos estados finais. Alguns modelos foram sugeridos em [79, 80] onde eventos com lacunas na rapidez surgem como resultado de interações não-perturbativas de cor, aleatórias, entre o párton espalhado e os fragmentos do próton, onde a radiação QCD é tomada em consideração usando métodos de pQCD (DGLAP ou BFKL). Nestes modelos a razão entre a seção de choque difrativa em DIS e a seção de choque total decresce fracamente com o aumento de Q^2 . Este decréscimo parece ser uma previsão diferente dos modelos em QCD, onde com o aumento de Q^2 a x fixo, a região de radiação expandirá até cobrir todo o espaço de fase e os eventos com grande lacuna na rapidez seriam suprimidos. O modelo da Ref. [80], em que a fase perturbativa da radiação é descrita pela evolução DGLAP é capaz de descrever a maioria das características dos dados de difração em DIS. Entretanto, a radiação QCD de uma descrição BFKL resulta em maior quantidade de radiação [81]. A probabilidade de sobrevivência da lacuna na produção de jato-duplo de alto momento transversal k_t , separado por uma grande lacuna na rapidez, pode fornecer um teste de consistência efetivo para estas idéias. Tais processos têm sido observados pelas colaborações ZEUS [82], CDF [39] e D0 [40].

É de interesse considerar o espalhamento profundamente inelástico em pequeno x no sistema de referência onde o próton está em repouso, uma idéia relativamente nova em QCD e que é utilizada por algumas descrições para os processos difrativos [83]. De fato, esta descrição é mais próxima das idéias teóricas formuladas nos anos 70 para generalizar o modelo de dominância vetorial ao modelo de pártons. Em princípio a descrição no sistema de referência do alvo é equivalente àquela no referencial de Breit, de Feynman, no qual o

fóton não apresenta estrutura. A diferença na interpretação reflete o fato que o intervalo de tempo não é invariante de Lorentz. O intervalo de espaço-tempo é o invariante de Lorentz. Entretanto, os cálculos QCD para os processos difrativos em altas energias revelam a equivalência entre ambas descrições [83].

Fig. 3.8: *Comparação entre as representações no sistema de repouso do próton, à esquerda, e a que o próton tem grande momento, à direita.*

No DIS, no sistema de repouso do próton, o fóton virtual apresenta flutuações como um par quark-antiquark em distâncias $l_c = 1/2 m_p x$ do próton, o qual possui massa m_p . Um comprimento de interação ou formação pode ser medido quando a seção de choque depende das massas das partículas interagentes [84]. A existência de um grande comprimento de interação em DIS foi estabelecida por Ioffe [85], baseado no decréscimo da seção de choque com Q^2 . Teoricamente este comprimento de interação é uma propriedade básica do modelo de pártons-QCD — diagramas escada que dominam o regime de QCD perturbativa. Em x fixo, quando Q^2 aumenta, as cascatas pQCD tornam-se relevantes para a maior parte do espaço de fase do estado final. Neste caso o comprimento de interação é uma medida das distâncias espaciais dominadas pela QCD perturbativa no DIS.

No intervalo de energia de HERA comprimentos de interação acima de 100 fm podem ser alcançados, enquanto experimentos de alvo fixo alcançam no máximo $l_c \sim 10$ fm; isto é, na cinemática de HERA é um par quark-antiquark, e não um fóton, que interage com o próton. Este conhecimento tem profundas implicações para a existência de fenômenos coerentes em DIS para pequeno x [86] e é a razão pelo qual o comprimento de interação pode ser chamado comprimento de coerência.

Cálculos semiclássicos da evolução espaço-tempo de um par $q\bar{q}$, criado com tamanho $1/Q^2$ na origem, mostram que o tamanho transversal b do par até chegar ao alvo é $b^2 \approx 1/k_t^2$ [87]. Portanto, o DIS em pequeno x permite estudar a interação de diferentes configurações de quarks na função da onda do fóton com o alvo. Esta observação ajuda a estabelecer a equivalência entre o modelo de pártons e a descrição no sistema de referência de repouso do próton, que está na essência do Modelo de Jato Alinhado (AJM) [87] para o DIS. No AJM, as configurações com grande k_t dos pares $q\bar{q}$ do fóton virtual estão inativas e as interações ocorrem predominantemente através de pares $q\bar{q}$ com pequeno k_t , com um dos constituintes carregando a totalidade do momento do projétil. Esta hipótese é necessária para reconciliar

o escalamento de Bjorken com a descrição no sistema de laboratório e desconsiderar o limite de unitariedade de Gribov [88] tomando $\sigma(\gamma^*p)$ independente de Q^2 , ou ainda crescendo com $\ln Q^2$, se todas as configurações quark-glúon que interagem resultam na mesma seção de choque.

Fig. 3.9: Configurações dos pares $q\bar{q}$ no modelo de jato alinhado AJM [87].

Estes pares $q\bar{q}$ com grande separação transversa, resultantes de uma divisão assimétrica do momento do fóton, geram um forte campo de cor e comportam-se essencialmente como hádrons. Portanto, o modelo de pártons e o modelo AJM predizem uma grande seção de choque, com contribuição em $\ln(Q^2)$ para a difração no DIS, similar àquela observada nas interações hadrônicas.

A difração com a descrição AJM [89] foi implementada no gerador NIKZAK e obtém uma razoável concordância com os dados para DIS difrativo. Eventos com grande lacuna na rapidez podem também ser descritos em termos de interações difrativas dadas pela fenomenologia da troca de Pomeron. A idéia básica é que o Pomeron tem um conteúdo partônico que pode ser estudado em processos de espalhamento duro [70]. Esta descrição foi implementada em geradores de Monte Carlo, tais como o POMPYT [90] e RAPGAP [91].

3.3.2 Interações Não-Perturbativas de Cor (SCI)

Em pequeno x de Bjorken ($10^{-4} - 10^{-2}$), onde os eventos com grande lacuna na rapidez são observados, o processo de fusão fóton-glúon, $\gamma g \rightarrow q\bar{q}$, constitui uma parte substancial da seção de choque. Este processo é calculável em primeira ordem em QCD, com o requerimento convencional que $m_{ij}^2 > y_{corte} W^2$ em qualquer par ij de pártons para controlar as divergências colineares e suaves. Emissões de ordem superior em QCD perturbativa podem ser levadas em consideração aproximadamente através do chuveiro de partículas oriundos da radiação

QCD dos pártons no estado inicial e final. Posteriormente, processos de hadronização não-perturbativos resultam na formação de sistemas singletos de cor (aglomerados, cordas) que subseqüentemente fragmentam-se em hádrons. No tratamento convencional do modelo de Lund, um evento de fusão fóton-glúon gera duas cordas separadas do q e \bar{q} aos pártons espectadores dos fragmentos do próton, causando produção de partículas em toda a região de rapidez entre eles. Este tratamento é utilizado no Monte Carlo LEPTO [93], que descreve a maioria das características dos eventos DIS em HERA.

Fig. 3.10: *A configuração de cordas (strings) em um evento DIS com fusão fóton-glúon: (a) conexão de corda de pártons no modelo de Lund, e (b, c) após reconexão devido a interações não-perturbativas de cor (SCI).*

Este tratamento convencional assume que a estrutura de cor, isto é, a topologia das cordas, segue exatamente o ordenamento de cor da fase perturbativa sem nenhuma alteração. A principal hipótese do modelo SCI é que interações não-perturbativas de cor podem ocorrer. Estas têm pequeno momento transferido, abaixo da escala Q_0^2 definindo o limite da pQCD, e não modifica os momentos da fase perturbativa. Entretanto, as interações mudarão a cor dos pártons envolvidos e, portanto, mudará a topologia de cor como representado pelas cordas. Assim, foi proposto que quarks e glúons produzidos perturbativamente podem interagir não-perturbativamente com o meio de cor do próton quando propagam-se através deste. Nas interações apenas a cor é trocada, não existindo troca de momento, compreendidas como a troca de glúon não-perturbativo.

3.3.3 A Aproximação Semiclássica da Difração

Em uma aproximação semiclassical da difração considera-se que o próton é um campo clássico [94]. Trabalhando no sistema de repouso do próton, são calculadas as contribuições de diferentes configurações de pares $q\bar{q}$ no fóton virtual para as funções de estrutura inclusiva e difrativa. Uma representação física muito similar ao Modelo de Jato Alinhado (AJM), de Bjorken, é obtida. Quando os pártons do par atravessam o próton estes interagem, elasticamente, com o seu campo de cor, que é tratado como um campo clássico. Isto conduz a

fatores eikonais não-abelianos nas funções de onda, de caráter não-perturbativo, o que permite a possibilidade do espalhamento difrativo. A difração é dominada por configurações em que um dos pártons do par carrega a maior parte do momento do fóton e uma grande distância transversa desenvolve-se entre os pártons ao chegarem próximo ao próton. Ao contrário da seção de choque inclusiva, a difrativa não apresenta dependência logarítmica em grande Q^2 . A descrição tem algumas características similares ao modelo mais fenomenológico, o modelo partônico da difração (BH) [79], do qual faremos uma melhor discussão no Capítulo 4. No modelo BH os eventos difrativos são cinematicamente dominados pela troca de um único glúon e interações de cor não-perturbativas permitem a formação de um estado final singlete de cor.

Fig. 3.11: *Representação física na aproximação semiclássica: configuração de par $q\bar{q}$, à esquerda, e com um glúon de pequeno momento transverso adicional, à direita. O campo de cor do próton é suposto gluônico.*

A aproximação semiclássica foi estendida para incluir um glúon adicional no estado final [94]. Os processos difrativos ocorrem quando ao menos um dos pártons tem um pequeno momento transverso e carrega uma pequena fração do momento longitudinal do próton. Os outros dois pártons podem apresentar grande momento transverso, isto é, estes permanecem muito próximos entre si quando atravessam o próton, atuando efetivamente como apenas um parton. Estas configurações geram modificações no espectro em Q^2 e na contribuição da seção de choque longitudinal aos eventos difrativos.

3.4 A Cinemática dos Processos Difrativos

A cinemática para os processos difrativos é definida como segue:

$$x = \frac{-q^2}{2P \cdot q}, \quad x_{\mathbb{P}} = \frac{q \cdot (P - P')}{q \cdot P}, \quad Q^2 = -q^2, \quad \beta = \frac{-q^2}{2q \cdot (P - P')}, \quad (3.2)$$

onde q , P e P' são os quadrimomentos do bóson virtual, do próton incidente e do estado final sem cor restante, respectivamente, e x é a fração de momento do próton carregada

pelos pártons, quarks e glúons, a variável de Bjorken usual. Pode-se inferir que:

$$x = x_{\mathcal{P}}\beta. \quad (3.3)$$

Fig. 3.12: *Representação esquemática da cinemática dos processos difrativos.*

É conveniente escrever $x_{\mathcal{P}}$ e β acima como:

$$x_{\mathcal{P}} = \frac{Q^2 + M_x^2 - t}{Q^2 + W^2 - M_p^2} \approx \frac{Q^2 + M_x^2}{Q^2} x, \quad (3.4)$$

$$\beta = \frac{Q^2}{Q^2 + M_x^2 - t} \approx \frac{Q^2}{Q^2 + M_x^2}, \quad (3.5)$$

onde M_x é a massa invariante do sistema hadrônico, $t = (P - P')^2$ é o quadrado do quadrimomento transferido no vértice do próton incidente e W é a massa invariante hadrônica total. No domínio cinemático das medidas existentes $x_{\mathcal{P}}$ é interpretado como a fração do momento do próton carregada pela troca difrativa, por exemplo, o Pomeron. A variável β é a fração do quadrimomento da troca difrativa carregada pelos seus pártons constituintes que interagem com o bóson virtual.

3.5 A Função de Estrutura Difrativa

A função de estrutura difrativa pode ser obtida por analogia com a função de estrutura inclusiva estudada no Cap. 1. O papel da função de estrutura usual do próton F_2 é ocupado agora pela função de estrutura difrativa, com $x_{\mathcal{P}}$ e t introduzidos porque o estado final está restrito a uma região cinemática particular para o hádron detectado. A função de estrutura difrativa $F_2^{D(4)}$ é então uma função de quatro variáveis: $x_{\mathcal{P}}$, β , Q^2 e t . A função $F_2^{D(4)}$ é definida em analogia com a decomposição da seção de choque total ep não polarizada [1]. Esta função é dada em termos de densidades de pártons, as quais sobre condições difrativas especificam a probabilidade de encontrar um párton com uma fração de

momento x do momento original do próton. Pode se escrever a seção de choque diferencial em termos da função de estrutura $F_2^{D(4)}$, na forma:

$$\frac{d^4\sigma_{ep\rightarrow epX}}{dx_{IP}d\beta dQ^2 dt} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \left\{ 1 - y + \frac{y^2}{2[1 + R^{D(4)}(x_{IP}, \beta, Q^2, t)]} \right\} F_2^{D(4)}(x_{IP}, \beta, Q^2, t), \quad (3.6)$$

onde $R^{D(4)} = \frac{(F_2^{D(4)} - 2xF_1^{D(4)})}{2xF_1^{D(4)}} = \frac{\sigma_L^D}{\sigma_T^D}$, y é dado por $y = \frac{Q^2}{sx}$, e s é o quadrado da energia de centro de massa do sistema ep [73].

É conveniente expressar esta seção de choque em termos destas funções. Os dados existentes estão predominantemente em pequeno y e então existe pequena sensibilidade para $R^{D(4)}$, onde a relação de Callan-Gross é válida e correções radioativas QCD não são tomadas. Entretanto, na literatura existe estudos sobre as contribuição de $R^{D(4)}$ para a seção de choque [95]. No caso do próton no estado final não ser detectado, nenhuma determinação precisa de t é possível, e a seção de choque medida é $\frac{d^3\sigma_{ep\rightarrow epX}}{dx_{IP}d\beta dQ^2}$, sendo possível determinar $F_2^{D(3)}(x_{IP}, \beta, Q^2) = \int F_2^{D(4)}(x_{IP}, \beta, Q^2, t) dt$. Neste caso, a $R^{D(4)}$ não tem dependência em t e $R^{D(3)}$ é a razão entre a seção de choque longitudinal e transversa. Para os atuais intervalos de medida, $R^{D(4)}$ é uma contribuição pequena e $F_2^{D(3)}(x_{IP}, \beta, Q^2)$ é calculada por

$$\frac{d^3\sigma_{ep\rightarrow epX}}{dx_{IP}d\beta dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \left\{ 1 - y + \frac{y^2}{2} \right\} F_2^{D(3)}(x_{IP}, \beta, Q^2), \quad (3.7)$$

seguindo a definição de Ingelman-Prytz [96]. Como F_2 é a quantidade usual na qual os eventos DIS são investigados, a função de estrutura difrativa $F_2^{D(3)}$ é um dos importantes métodos para explorar os processos difrativos. A contribuição difrativa, $F_2^{D(3)}$ integrada em x_{IP} , somada à contribuição não-difrativa resulta na função de estrutura inclusiva $F_2(x, Q^2)$.

3.6 Conclusões

Os sinais experimentais para eventos com grande lacuna na rapidez foram apresentados, bem como a sua interpretação como sendo produzidos por processos de natureza difrativa, semelhante ao que ocorre em colisões hadrônicas. Na descrição de processos difrativos há contribuições de origem perturbativa e não-perturbativa, onde o conhecimento dos limites de validade de cada contribuição é importante. A procura de uma boa descrição destes processos tem sido estudada tanto através da fenomenologia de Regge, onde a trajetória Pomeron apresenta o papel mais importante, como em desenvolvimentos na QCD perturbativa. Abordamos diferentes aproximações para obtermos uma compreensão de como os processos difrativos podem ser gerados.

No próximo capítulo verificaremos com maior detalhe as predições da teoria de Regge e do modelo partônico (QCD) para a difração no DIS. Analizaremos seus resultados na descrição da função de estrutura difrativa do próton e apontamos onde os mesmos são convergentes ou diferem. Nossa contribuição é a extensão modelo partônico introduzindo a contribuição não-perturbativa da troca de reggeon e o fato de verificarmos que esta combinação é importante no DIS difrativo.

Capítulo 4

A Difração no Espalhamento Profundamente Inelástico

A descoberta em HERA de eventos do DIS com grandes lacunas na rapidez entre as partículas produzidas no alvo (próton) e na região comum de fragmentação (fóton virtual) gerou questões interessantes referentes aos princípios de formação de sistemas sem cor (singletos de cor) no espalhamento duro [79, 80]. Os dados demonstram que os eventos com lacunas são do tipo de ordem dominante, isto é, os mesmos não são fortemente suprimidos em grande virtualidade do fóton, Q^2 [41]. Portanto, o fóton virtual é espalhado por quarks e glúons no próton alvo.

No espalhamento os momentos transversos dos pártons do estado final são da ordem de Q . Uma vez que os mesmos recombina-se para formar hádrons singletos de cor, deve haver troca de cor entre os pártons espalhados e os fragmentos do próton. Este processo não-perturbativo é geralmente modelado em termos de cordas de cor, como no modelo SCI [80]. Quando dois pártons conectados por uma corda estão muito separados, a corda rompe-se repetidamente e o intervalo na rapidez entre os pártons é preenchido com hádrons. Embora seja heurística, esta representação foi testada com algum sucesso, especialmente em aniquilações e^+e^- , onde grandes lacunas na rapidez não são observadas.

Podemos considerar que há dois cenários principais para a criação de lacunas na rapidez: a formação de aglomerados sem cor pode tomar lugar antes como após o espalhamento duro. No modelo de troca de Pomeron o fóton virtual é espalhado por um singlete de cor formado anteriormente, o Pomeron [68, 70]. No modelo de troca de um glúon, o modelo partônico para a difração proposto por Buchmuller e Hebecker [79], o espalhamento duro inicial é o mesmo em eventos com e sem lacunas. Subseqüentemente ao espalhamento duro, $\gamma^*p \rightarrow q\bar{q}$, a troca secundária de glúon macio no campo de cor do alvo transforma o par $q\bar{q}$ octeto de cor em singlete de cor.

Neste capítulo discutimos e comparamos estas duas descrições diferentes para a dinâmica das lacunas. Os dois tipos de modelos que vamos considerar estão baseados em dinâmicas muito diferentes, entretanto sua cinemática pode ser representada usando o mesmo diagrama para o processo medido $ep \rightarrow eN^*X$, como mostrado na figura (4.1). Nos experimentos em HERA o fragmento do próton (N^*), que pode ser um simples núcleon, não é detectado. Uma lacuna na rapidez é requerida entre o feixe do próton, que contém N^* , e os hádrons do sistema X . A restrição que todas as partículas em N^* não são detectadas produz incerteza sobre o momento transferido no vértice do nucleon e a massa do fragmento do próton [95].

Dependendo do modelo, o próton emite um Pomeron (IP) ou um glúon (g), que porta

uma pequena fração ξ do momento do próton. O fóton é então espalhado por um párton que porta um fração β do momento do Pomeron ou do glúon. Estes processos fornecem características distintas para a função de estrutura difrativa, as quais discutiremos com detalhes neste capítulo. Propomos que uma mistura de ambas contribuições pode ser importante para a melhor descrição dos eventos difrativos e determinamos em que regiões cada uma é válida.

Fig. 4.1: *O processo $e + p \rightarrow e + N^* + X$, considerando a troca de um Pomeron (Regge) ou de um glúon (QCD), dependendo do cenário tomado em consideração.*

4.1 O DIS Difrativo na Fenomenologia de Regge

A figura (4.2) ilustra um processo de DIS difrativo, sob a hipótese da troca de um Pomeron. Além das variáveis cinemáticas usuais apropriadas à caracterização do DIS (descritas no Cap. 1), alguns invariantes adicionais são necessários, como vimos no Cap. 3. Apresentamos os mesmos novamente, levando em consideração sua interpretação na fenomenologia de Regge,

$$M_X^2 = X.X, \quad (4.1)$$

$$W^2 = (q + P)^2, \quad (4.2)$$

$$M_{eX}^2 = (X + k')^2, \quad (4.3)$$

$$t = (P - P')^2, \quad (4.4)$$

$$x_{IP} = \frac{q.(P - P')}{q.P}, \quad (4.5)$$

$$\beta = \frac{Q^2}{2q.(P - P')}, \quad (4.6)$$

onde M_X^2 é o quadrado da massa invariante do sistema hadrônico X , oriundo da interação fóton-Pomeron. O W^2 é o quadrado da massa do sistema fóton-próton. O M_{eX}^2 é o quadrado da massa invariante do estado final incluindo o elétron espalhado, todavia excluindo o próton. A variável de Mandelstan usual t , é o quadrado do momento transferido no vértice do próton. As variáveis x_{IP} e β podem ser expressas em termos de outras quantidades invariantes como

$$x_{IP} = \frac{Q^2 + M_X^2 - t}{Q^2 + W^2 - m_p^2} \simeq \frac{Q^2 + M_X^2}{Q^2 + W^2}, \quad (4.7)$$

e

$$\beta = \frac{Q^2}{Q^2 + M_X^2 - t} \simeq \frac{Q^2}{Q^2 + M_X^2}. \quad (4.8)$$

como já vimos.

Se t é pequeno e $\sqrt{s} \gg m_p$, β pode ser identificado como um análogo da variável de escalamento x em DIS inclusivo, ou seja, à fração de momentum longitudinal do Pomeron que é carregada pelo párton interagente com o fóton. A variável x_{IP} pode ser interpretada de uma maneira similar a y , que descreve a fração do momento do elétron incidente carregado pelo fóton; no limite $t \rightarrow 0$, x_{IP} é a fração de momento do próton incidente carregada pelo Pomeron. Vimos no Cap. 3 que a variável de escalamento de Bjorken, x , está relacionada a β e x_{IP} por $x = x_{IP}\beta$.

A variável x , portanto, retém sua interpretação usual no DIS difrativo como a fração do momento longitudinal do próton carregado pelo párton no Pomeron.

Fig. 4.2: O processo do DIS difrativo com troca do Pomeron e respectiva cinemática.

O processo $ep \rightarrow epX$ segundo a teoria de Regge apresenta a seção de choque diferencial com o comportamento [95, 96]

$$\frac{d^2\sigma(ep \rightarrow epX)}{dt dM_{eX}^2} \propto \left(\frac{s}{M_{eX}^2} \right)^{2\alpha(t)-2}. \quad (4.9)$$

Usando o fato que $x_{IP} = M_{eX}^2/s$, a equação (4.9) pode ser escrita como

$$\frac{d^2\sigma(ep \rightarrow epX)}{dtdx_{IP}} \propto \left(\frac{1}{x_{IP}}\right)^{2\alpha(t)-1}. \quad (4.10)$$

Para a troca de Pomeron, onde o coeficiente linear da trajetória $\alpha_{IP}(0) \simeq 1$ e t é pequeno, o comportamento da seção de choque é aproximadamente $d\sigma/dx_{IP} \sim 1/x_{IP}$. Em contraste, a dependência nas outras trajetórias de Regge leva a uma seção de choque que é constante ou crescendo com o aumento de x_{IP} . Assim a troca de Pomeron pode assumir o papel de mecanismo para a produção de eventos com grande lacuna na rapidez no DIS difrativo quando x_{IP} decresce.

4.1.1 A Função de Estrutura Difrativa na Descrição de Regge

O DIS difrativo é o processo mais adequado para investigar as interpretações partônicas do Pomeron, porque a escala dura proveniente do fóton virtual possibilita provar a sua subestrutura. Isto é formalizado definindo a função de estrutura difrativa [96], em analogia com o caso completamente inclusivo (equação (1.12)), tal que:

$$\frac{d^4\sigma(x_{IP}, t, x, Q^2)}{dx_{IP}dtdxdQ^2} = \frac{4\pi\alpha_{em}^2}{xQ^4} \left(1 - y + \frac{y^2}{2[1 + R^D]}\right) F_2^{D(4)}(x_{IP}, t, x, Q^2), \quad (4.11)$$

onde a contribuição de $F_3^{D(4)}$ foi negligenciada, como no caso inclusivo visto no Cap. 1. A função R^D é definida da mesma maneira que a razão de foto-absorção em DIS inclusivo (equação (1.13)), entretanto não há nenhuma razão para que as duas estejam simplesmente relacionadas, pois as seções de choque são definidas diferentemente. Como F_2 é a quantidade usual na qual o DIS não-difrativo é investigado, F_2^D é o principal método para explorar o DIS difrativo.

Há considerável suporte teórico [70, 96] para a hipótese de fatorização, isto é, que a função de estrutura difrativa possa ser dividida em dois termos descrevendo o vértice Pomeron-próton e a interação Pomeron-fóton. A função de estrutura difrativa é então expressa como

$$F_2^{D(4)}(x_{IP}, t, x, Q^2) = f_{IP/p}(x_{IP}, t) F_2^{IP}(\beta, Q^2), \quad (4.12)$$

onde $f_{IP/p}(x_{IP}, t)$ é o fator de fluxo do Pomeron, e descreve a dinâmica de produção de Pomerons no próton [100]. A função de estrutura, $F_2^{IP}(\beta, Q^2)$, descreve a estrutura partônica do Pomeron da mesma maneira que $F_2(x, Q^2)$ descreve a estrutura do próton. A hipótese da fatorização assume que o processo de emissão do Pomeron e o processo de interação do Pomeron com o fóton são independentes. Isto pode ser justificado considerando as escalas de tempo muito diferentes em que cada um ocorre; o momento transferido t no vértice Pomeron-próton (o próton é espalhado quase-elasticamente) é geralmente muito menor que no vértice Pomeron-fóton. Assim a função de estrutura pode ser fatorizada na parte de grande escala de tempo, não-perturbativa ($f_{IP/p}(x_{IP}, t)$) e na de curta escala de tempo ($F_2^{IP}(\beta, Q^2)$). Na seção seguinte as previsões de vários modelos de Pomeron são discutidas, onde a fatorização está presente ou não. Devemos notar que a expressão fatorização significa o que foi discutido acima e não se refere ao teorema de fatorização em QCD.

Em HERA, a medida de t requer a detecção do próton no estado final ou de seus fragmentos na região frontal. Esta detecção não era obtida nos experimentos anteriores, entretanto o uso do *Leading Proton Spectrometer* (LPS) recentemente em ZEUS permite determinar o valor de t . É portanto usual calcular a função de estrutura tridimensional $F_2^{D(3)}(x_{IP}, \beta, Q^2)$ que é obtida por integração sobre t em $F_2^{D(3)}(x_{IP}, \beta, Q^2, t)$. A seção de choque diferencial é definida em termos desta função de estrutura como

$$\frac{d^4\sigma(x_{IP}, \beta, Q^2)}{dx_{IP}d\beta dQ^2} = \frac{4\pi\alpha_{em}^2}{xQ^4} \left(1 - y + \frac{y^2}{2[1 + R^D]}\right) F_2^{D(3)}(x_{IP}, \beta, Q^2). \quad (4.13)$$

A função de estrutura difrativa descrita neste trabalho é a $F_2^{D(3)}$, pois os dados existentes não apresentam medidas explícitas para t exceto nas medidas recentes de ZEUS-LPS.

4.1.2 Os Modelos de Pomeron no DIS Difrativo

O fator de fluxo $f_{IP/p}(x_{IP}, t)$ tem forma sugerida em vários modelos fatorizáveis. Donnachie e Landshoff (DOLA) [68], usando teoria de Regge e um fator de forma elástico para o próton, propuseram que

$$f_{IP/p}(x_{IP}, t) = \left(\frac{31.5}{4\pi^2}\right) \left(\frac{4m_p^2 - 2.8t}{4m_p^2 - t}\right) \left(\frac{1}{x_{IP}}\right)^{2\alpha_{IP}(t)-1}, \quad (4.14)$$

onde a trajetória Pomeron é

$$\alpha_{IP}(t) = \alpha_{IP}(0) + \alpha'_{IP}t = 1 + \epsilon + 0.25t. \quad (4.15)$$

O parâmetro $\epsilon = 0.085$ fornece o coeficiente linear Pomeron determinado dos ajustes aos dados em $p\bar{p}$ descrito na Seção (2.5). Ingelman e Schlein [70] obtiveram o fator de fluxo usando ajustes aos dados de CERN SPS $p\bar{p}$ em $\sqrt{s} = 540$ GeV para determinar a dependência em t e x_{IP} , e a teoria de Regge apenas para a normalização aos dados. Resulta,

$$f_{IP/p}(x_{IP}, t) = 3.4 \left(e^{5.6t} + 0.04e^{2t}\right) \frac{1}{x_{IP}}. \quad (4.16)$$

E Berger et al. [97] e Streng [98] sugerem que

$$f_{IP/p}(x_{IP}, t) = \frac{100}{16\pi} e^{-R_N^2|t|} \left(\frac{1}{x_{IP}}\right)^{2\alpha_{IP}(t)-1}, \quad (4.17)$$

onde $R_N^2 = 4.7$ GeV⁻². Pode-se observar que todos estes modelos predizem uma dependência aproximada de $\left(\frac{1}{x_{IP}}\right)$ do fluxo, diferindo apenas na normalização total e na dependência em t .

Goulianos [69] propôs que o fator de fluxo tipo DOLA não é apropriado para descrever os dados de difração simples $p\bar{p}$ em altas energias das colaborações UA4, no CERN, e E710/CDF, no Tevatron [100]. Interpretando o fator de fluxo como uma densidade de probabilidade de pomerons no hádron, o mesmo é normalizado de tal forma que nunca exceda a unidade. O fluxo unitarizado é:

$$f_{unit}(x_P, t) = \frac{f^{DN}(x_P, t) dx_P dt}{N(x_P^{min})}, \quad (4.18)$$

onde

$$N(x_P^{min}) = 3.8 \left(\frac{\beta}{Q^2} \right)^{0.23}. \quad (4.19)$$

A representação partônica mais simples do Pomeron é aquela em que sua estrutura de valência consiste de uma combinação singlete de cor como um par quark-antiquark, ou um par de glúons [66, 99]; os mecanismos de produção de pares QCD subseqüentemente produzem uma mistura de quarks e glúons em baixo β . O grande momento transferido, Q^2 , fornece uma escala dura para a interação Pomeron-fóton. Assim uma interpretação perturbativa QCD de $F_2^{IP}(\beta, Q^2)$, a função de estrutura do Pomeron, pode ser aplicável. Em analogia com o próton, pode-se escrever a função de estrutura do Pomeron em termos de funções de densidade de pártons, $f_i(\beta, Q^2)$, como

$$F_2^{IP}(\beta, Q^2) = \beta \sum_i e_i^2 f_i(\beta, Q^2). \quad (4.20)$$

A analogia pode ir além para determinar se o Pomeron partônico obedece à regra de soma de momento:

$$\sum_i \int_0^1 \beta f_i(\beta) d\beta = 1, \quad (4.21)$$

onde β é a fração de momento do Pomeron portada pelos pártons constituintes. DOLA argumentam que, uma vez que o Pomeron não é uma partícula na camada de massa, derivações de uma regra de soma de momento para sua função de estrutura não são pertinentes.

Não há consenso teórico se a estrutura do Pomeron é dominada por quarks ou glúons. Se o Pomeron consiste apenas de dois glúons [101], então uma distribuição de momento do glúon que satisfaz a regra de soma de momento, é

$$x_g g(x_g) = 6x_g(1 - x_g). \quad (4.22)$$

Esta representa uma distribuição de glúons dura; Streng [98] sugeriu que glúons resultantes da evolução suavizariam a distribuição, com uma possível forma similar àquela dos glúons mar no próton:

$$x_g g(x_g) = (1 - x_g)^5. \quad (4.23)$$

A distribuição correta de glúons poderá ser uma combinação das duas, pois esta hipótese é mais consistente com a dinâmica de evolução QCD.

DOLA propuseram um estrutura dominada por quarks com a função densidade [102]

$$x_q q(x_q) = \frac{1}{3} C_i \pi x_q (1 - x_q), \quad (4.24)$$

onde $C_i \approx 0.2$ para os quarks u e d , e $C_i \approx 0.1$ para os quarks s . Este resultado foi obtido calculando o processo $\gamma^*IP \rightarrow q\bar{q}$ e encontrou-se que o conteúdo partônico do Pomeron é similar aos hádrons. Somando sobre os sabores u , d e s , obtém-se uma soma de momento total ≈ 0.2 , em concordância com a hipótese de violação da regra de soma de momento.

Genovese, Nikolaev e Zakharov propuseram um modelo [89] em que o fóton apresenta flutuações em um estado hadrônico de par quark-antiquark, o qual então interage com o próton via a troca de glúons não perturbativos. Os glúons podem acoplar-se a diferentes quarks e a interação é macia. Neste modelo, a fatorização é quebrada e a distribuição de quarks de valência e de mar no Pomeron têm diferentes dependências em x_{IP} .

Em valores grandes de β , há contribuição ao DIS difrativo devido aos processos diretos [103], onde o fóton interage com o Pomeron como um todo e produz estados finais consistindo de mésons vetoriais leves. A dependência em x_{IP} de tais interações pode ser tratada usando teoria de Regge pura, uma vez que a estrutura do Pomeron não é investigada. A dependência em Q^2 não é predita, e deve ser obtida de medidas anteriores. As predições de Regge são feitas através do Modelo de Dominância Vetorial (VDM), mencionado na Seção (1.2.5).

O diagrama escada gluônico, mostrado na figura (1.7), pode ser considerado como um modelo perturbativo de troca de Pomeron [45]. A predição do formalismo de evolução BFKL [25] da dependência da função de estrutura $F_2(x, Q^2) \propto x^{-\lambda}$ pode ser associado à teoria de Regge, onde o expoente λ está relacionado ao coeficiente linear Pomeron por

$$\lambda = \alpha_{IP}(0) - 1, \quad (4.25)$$

fornecendo um coeficiente linear

$$\alpha_{IP}(0) \sim 1.4. \quad (4.26)$$

Este é conhecido como o Pomeron duro ou Pomeron BFKL. Este tem um coeficiente linear muito maior que o Pomeron macio de Donnachie e Landshoff ($\alpha_{IP} = 1.085$) discutido na Seção (4.1.2). Um ajuste para F_2 de H1 na forma $F_2 \sim x^{-\lambda}$ foi realizado [23], como discutido na Seção (1.2.5). Este mostra um crescimento em λ como uma função de Q^2 indicando um coeficiente linear consistente com o Pomeron macio em baixo Q^2 , crescendo a um valor consistente com a predição BFKL [25] em grande Q^2 . Esta evolução do coeficiente linear dá a descrição de Regge do crescimento da função de estrutura em pequeno x .

Pode-se observar que existem várias predições para a estrutura e o comportamento do Pomeron no DIS difrativo. A questão se o Pomeron tem uma subestrutura partônica, e se a função de estrutura difrativa pode ser fatorizada é portanto de considerável interesse e extenso debate. Na próxima seção são apresentadas as medidas da função de estrutura difrativa por H1 e sua interpretação.

4.2 As Recentes Medidas da Função de Estrutura Difrativa

A função de estrutura difrativa $F_2^{D(3)}(x_{IP}, \beta, Q^2)$ foi medida por H1 das amostras dos dados de 1994 de aproximadamente 2 pb^{-1} [104]. As medidas foram feitas na região cinemática

$25 < Q^2 < 65 \text{ GeV}^2$, $0.01 < \beta < 0.9$ e $0.0001 < x_{\mathbb{P}} < 0.05$. A figura (4.3) mostra a medida de $F_2^{D(3)}$, multiplicada por $x_{\mathbb{P}}$.

Como discutido na Seção (4.1), a teoria de Regge prediz um comportamento da forma $F_2^{D(3)} \propto x_{\mathbb{P}}^{-n}$, onde $n \simeq 2\alpha_{\mathbb{P}}(t) - 1$. Os dados foram analisados na forma $F_2^{D(3)} = x_{\mathbb{P}}^{-n} A(\beta, Q^2)$. Um ajuste onde n é independente de β e Q^2 mostrou-se inconsistente. O parâmetro n foi suposto variar separadamente em β , mostrado na figura (4.4), e Q^2 em dois ajustes independentes. Em todos os ajustes, a normalização $A(\beta, Q^2)$ é variável em β e Q^2 . A figura (4.4) mostra os valores de n obtidos como uma função de β e Q^2 ; há uma clara dependência em β mas nenhuma evidência para dependência em Q^2 . São portanto observados desvios significativos da hipótese de fatorização da função de estrutura difrativa descrita na seção anterior.

Fig. 4.3: A função $x_{\mathbb{P}} F_2^{D(3)}(x_{\mathbb{P}}, \beta, Q^2)$ da análise dos dados de 1994 [104], incluindo o resultado de um ajuste fenomenológico $x_{\mathbb{P}} F_2^{D(3)} = x_{\mathbb{P}}^{-n(\beta)} A(\beta, Q^2)$.

Há algumas possíveis explicações para a variação de n com β . Uma possibilidade é a contribuição de uma trajetória de méson com $n \sim 0$, tal como f_2 , ρ , a_2 ou ω [105]. As funções de estrutura dos mésons têm uma dependência em β mais suave que o Pomeron, e então tem contribuição importante para a função de estrutura observada em baixo β . Os dados foram descritos segundo a soma de duas componentes individualmente fatorizáveis

Fig. 4.4: A variação de n em função de β , (a), e Q^2 , (b), do ajuste fenomenológico aos dados de 1994 [104].

que contribuem, uma do Pomeron, $x_{\mathbb{P}}^{-n_{\mathbb{P}}} F_2^{\mathbb{P}}(\beta, Q^2)$ e uma do méson, $C_M x_{\mathbb{P}}^{-n_M} F_2^M(\beta, Q^2)$. A função de estrutura do méson foi tomada da parametrização GRV do pión [106]. A $F_2^{\mathbb{P}}(\beta, Q^2)$, $n_{\mathbb{P}}$, n_M e a normalização da componente méson, C_M foram deixados como parâmetros livres. O ajuste obteve uma descrição tão boa quanto o ajuste fenomenológico com $n = n(\beta)$. Após as correções para a integração em t , os coeficientes lineares das trajetórias do Pomeron e do méson foram obtidos como $\alpha_{\mathbb{P}}(0) = 1.18 \pm 0.02(\text{est}) \pm 0.04(\text{sist})$ e $\alpha_M(0) = 0.6 \pm 0.1(\text{est}) \pm 0.3(\text{sist})$, respectivamente. O valor do coeficiente linear do Pomeron, $\alpha_{\mathbb{P}}(0)$, determinado por este método é maior que do Pomeron macio descrito acima. A figura (4.5) mostra o resultado das duas componentes superposto aos dados.

Como discutido na Seção (4.1.3), existem outros modelos para o DIS difrativo em que a fatorização é quebrada [89]. A comparação dos dados com tal modelo indica uma boa concordância para $x_{\mathbb{P}} < 10^{-2}$, a despeito da grande incerteza na distribuição de glúons no próton [34]. Entretanto, na região de baixo β e alto $x_{\mathbb{P}}$ onde os ajustes fenomenológicos acima sugerem que a troca de méson é importante, há desvios significativos.

A estrutura partônica da troca difrativa foi investigada definindo

$$\bar{F}_2^D(\beta, Q^2) = \int_{x_{\mathbb{P}low}}^{x_{\mathbb{P}high}} F_3^{D(3)}(x_{\mathbb{P}}, \beta, Q^2) dx_{\mathbb{P}}, \quad (4.27)$$

a qual, sob a hipótese da fatorização e de uma única trajetória (o Pomeron) sendo trocada, é proporcional a $F_2^{\mathbb{P}}(\beta, Q^2)$ independente da normalização do fluxo Pomeron, $f_{\mathbb{P}/p}$ [70]. Apesar da observação de quebra de fatorização, integrar $F_2^{D(3)}$ sobre $x_{\mathbb{P}}$ ainda fornece uma medida da estrutura da troca difrativa. Nas análises discutidas aqui, a integração foi feita sobre o intervalo $0.0003 \leq x_{\mathbb{P}} \leq 0.05$ [104].

Na figura (4.6) mostra-se $\bar{F}_2^D(\beta, Q^2)$ como uma função de Q^2 para β fixo e como uma função de β em Q^2 fixo. Há pouca variação de $\bar{F}_2^D(\beta, Q^2)$ com β , e portanto nenhuma

Fig. 4.5: A função $x_{\mathcal{P}}F_2^{D(3)}(x_{\mathcal{P}}, \beta, Q^2)$ da análise dos dados de 1994, incluindo o ajuste com contribuições do Pomeron e dos reggeons. A linha tracejada corresponde apenas à trajetória Pomeron e a linha sólida representa a soma de ambas contribuições [104].

evidência para uma função de estrutura que decresca com o aumento da fração de momento como é típico dos hádrons. Não há grande variação com Q^2 , mas violações de escalamento são claramente observadas. O crescimento de $\bar{F}_2^D(\beta, Q^2)$ com $\log(Q^2)$ persiste até grandes valores de β , o que está em contraste com a função de estrutura do próton, onde a inclinação torna-se negativa em $x \simeq 0.15$. Estes resultados são tomados como evidência de uma componente gluônica importante na função de estrutura da troca difrativa. A quantidade $\bar{F}_2^{\mathcal{P}}$ foi determinada de uma integração sobre $x_{\mathcal{P}}$ da função de estrutura do Pomeron determinada no ajuste com duas componentes como descrito acima. Esta função está em boa concordância com \bar{F}_2^D , reproduzindo as violações de escalamento observadas. A hipótese de uma estrutura do Pomeron dominada por glúons não é afetada portanto pela presença de trajetórias subdominantes [104].

Foi feita uma análise QCD de \bar{F}_2^D . As distribuições de quarks singlete (com contribuições de u , d e s) e de glúons foram parametrizadas em uma escala inicial de $Q_0^2 = 2.5 \text{ GeV}^2$ como

$$x_{i/\mathcal{P}}f_i(x_{i/\mathcal{P}}) = A_i x_{i/\mathcal{P}}^{B_i} (1 - x_{i/\mathcal{P}})^{C_i} \quad (4.28)$$

Fig. 4.6: *A $\bar{F}_2^D(\beta, Q^2)$ em função de Q^2 para β fixo (esquerda) e como em função de β para Q^2 fixo (direita). As linhas mostradas são do ajuste linear para a dependência em Q^2 (contínua) e $\pm 1\sigma$ (tracejado). Apresenta-se também o ajuste constante para a dependência em β [104].*

onde $i = q, g$ para as distribuições de quarks e glúons e $x_{i/PP}$ é a fração de momento do parton i . As distribuições então foram evoluídas a partir da escala inicial usando o formalismo DGLAP (Seção (1.2.1)) para $Q^2 > Q_0^2$, com os valores de A_i , B_i e C_i como parâmetros de ajuste. De acordo com o argumento de [16] descrito na Seção (4.1.3), nenhuma regra de soma de momento foi imposta. Uma boa concordância com os dados foi obtida apenas onde a densidade de glúons é diferente de zero na escala inicial; um ajuste com A_g igual a zero não descreve as violações de escalamento observadas. A figura (4.7) mostra as distribuições de partons em $Q^2 = 5 \text{ GeV}^2$ e $Q^2 = 65 \text{ GeV}^2$. Também são mostradas as frações de momento integradas carregadas pelos quarks e glúons como uma função de Q^2 . Em $Q^2 = 5 \text{ GeV}^2$ a troca apresenta predominância de glúons carregando fração de momentum $x_{g/PP} > 0.9$. Com o aumento de Q^2 , a evolução DGLAP suaviza a distribuição de glúon para valores pequenos de β . Pode-se ver que os glúons carregam mais de 80% do momento trocado sobre o intervalo total de Q^2 . Para obter-se a fração de momentum em função de Q^2 integramos $\int_0^1 d\beta \bar{F}_2^D(\beta, Q^2)$. Estes resultados são portanto consistentes com a conclusão qualitativa, feita diretamente da figura (4.7) e descrita acima, que a troca difrativa é dominada por

glúons. Uma prescrição similar aplicada a \bar{F}_2^{IP} produz resultados consistentes.

Fig. 4.7: *A distribuição de momento partônico do ajuste QCD para a função de estrutura integrada $\bar{F}_2^D(\beta, Q^2)$: contribuições em $Q^2 = 5 \text{ GeV}^2$, (a), e $Q^2 = 65 \text{ GeV}^2$, (b), em função da fração de momento $x_{i|P}$. A fração do momento total carregado pelos quarks e glúons é mostrada em (c) [104].*

4.3 O Modelo Partônico para Processos Difrativos

Nesta seção introduzimos o modelo partônico para a difração de Buchmüller e Hebecker (BH) [79]. Feita a descrição do modelo, analisamos suas predições frente aos dados da função de estrutura difrativa medidos em HERA (H1 e ZEUS). Em princípio comparamos o modelo aos dados de 1993, nos quais a fatorização de F_2^D estava presente. Resultados mais recentes (H1-1994) sugerem a quebra de fatorização da função de estrutura. Sob a hipótese que contribuições macias são importantes para a descrição do fenômeno, propomos uma extensão do modelo BH adicionando uma troca extra de reggeon e discutimos os resultados.

Nos eventos com grande lacuna na rapidez, observados no DIS em HERA, o estado hadrônico final tem pequena massa invariante. A ausência de um fluxo de energia hadrônico entre os fragmentos do próton e a região de fragmentação usual sugere que no processo

Fig. 4.8: *A fusão fóton-glúon, com as variáveis cinemáticas relevantes.*

de espalhamento uma porção de cor neutra do próton é separada, e fragmenta-se. Em analogia aos processos hadrônicos de tipo similar os eventos com grande lacuna na rapidez são também chamados de eventos difrativos.

A seção de choque difrativa medida não é suprimida para grandes valores do momento transferido Q^2 relativo à seção de choque inclusiva. Este comportamento de ordem dominante é freqüentemente considerado como uma evidência para espalhamento de objetos pontuais [11]. Esta interpretação, entretanto, está em conflito com o fato que quarks e glúons, os constituintes do próton, carregam cor. Portanto, espera-se a formação de jatos de partículas no estado final com um fluxo de energia hadrônico dos eventos de DIS ordinário sem lacuna na rapidez.

Este problema pode ser tratado levando em consideração efeitos de fragmentação não-perturbativos. Partimos da produção de um par quark-antiquark no espalhamento fóton-glúon como o processo partônico básico, como representado na figura (4.8). Imediatamente após a sua produção, o par quark-antiquark propaga-se no campo de cor do próton. Com uma certa probabilidade, aproximado por um fator de peso estatístico, o par evolui em um aglomerado partônico singleto de cor, o qual pode escapar do próton e fragmentar-se independentemente em hádrons.

A seção de choque para eventos difrativos pode então ser calculada em termos do fator de peso estatístico, a seção de choque para a produção do par quark-antiquark e a densidade de glúons, que pode ser determinada através da função de estrutura inclusiva $F_2(x, Q^2)$. Esta aproximação está relacionada com o modelo de jato alinhado (AJM) [87].

Os pares quark-antiquark são produzidos no espalhamento fóton-glúon. As variáveis cinemáticas relevantes, como apresentado na figura (4.8), são

$$s = (P + k)^2, \quad Q^2 = -q^2 = xys, \quad x = \frac{Q^2}{2P \cdot q}, \quad (4.29)$$

que caracterizam o espalhamento profundamente inelástico inclusivo, e a massa invariante M do par quark-antiquark, $M^2 = (q + p_g)^2$.

Com $\vec{p}_g = \xi \vec{P}$ e $-p_g^2 = m_g^2 \ll M^2$ tem-se:

$$\beta \equiv \frac{Q^2}{Q^2 + M^2} \simeq \frac{x}{\xi}. \quad (4.30)$$

A seção de choque diferencial para a produção inclusiva de pares quark-antiquark é dada por [107] :

$$\frac{d\sigma(ep \rightarrow e(q\bar{q})X)}{dx dQ^2 d\xi} = \frac{\alpha}{\pi x Q^2} g(\xi) \left[\left(1 - y + \frac{y^2}{2}\right) (\sigma_T + \sigma_L) - \frac{y^2}{2} \sigma_L \right]. \quad (4.31)$$

Aqui, $g(\xi)$ é a densidade de glúons e a seção de choque $\sigma_{T(L)}$ é obtida integrando a seção de choque diferencial partônica sobre o momento transferido $t = (q - l')^2$ de $t_{min} = -Q^2/\beta$ a $t_{max} = -m_g^2/\beta$,

$$\sigma_{T(L)} = \int_{t_{min}}^{t_{max}} \frac{d\sigma_{T(L)}}{dt}. \quad (4.32)$$

As seções de choque diferenciais partônicas, que podem ser calculadas do diagrama acima (figura(4.8) e o diagrama cruzado correspondente, são:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_T}{dt} = \frac{\pi\alpha\alpha_s}{Q^4} \sum_q e_q^2 \beta^2 [4\beta(1-\beta) + \frac{u}{t} + \frac{t}{u} + \frac{2Q^2}{tu}(t+u+Q^2) \\ - Q^2 m_g^2 \left(\frac{1}{u^2} + \frac{1}{t^2}\right)], \end{aligned} \quad (4.33)$$

$$\frac{d\sigma_L}{dt} = \frac{8\pi\alpha\alpha_s}{Q^4} \sum_q e_q^2 \beta^3 (1-\beta), \quad (4.34)$$

onde a soma estende-se sobre todos os quarks cuja massa é pequena comparada a Q .

Das equações (4.31) e (4.32), obtém-se a contribuição à função de estrutura inclusiva $F_2(x, Q^2)$, como vimos no Cap. 1,

$$F_2^{(g)}(x, Q^2) = x \frac{\alpha_s}{2\pi} \sum_q e_q^2 \int_x^1 \frac{dx_{IP}}{x_{IP}} g(x_{IP}) \left\{ [\beta^2 + (1-\beta)^2] \ln \frac{Q^2}{m_g^2 \beta^2} - 2 + 6\beta(1-\beta) \right\}. \quad (4.35)$$

Este é o resultado no esquema de glúon massivo [107]. No mesmo, a virtualidade $-m_g^2$ do glúon regulariza a divergência colinear em $t = 0$. No esquema de subtração mínima usual obtém-se uma expressão similar, onde o papel de m_g é desempenhado pela escala de subtração μ e a parte finita é diferente. Em primeira ordem em α_s , a expressão completa para a função de estrutura F_2 é:

$$F_2(x, Q^2) = x \sum_q e_q^2 \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} [q(\xi) + \bar{q}(\xi)] [\delta(1-\beta) + \mathcal{O}(\alpha_s)] + F_2^{(g)}(x, Q^2). \quad (4.36)$$

Onde as densidades de quarks e anti-quarks, respectivamente, são $q(\xi)$ e $\bar{q}(\xi)$. Em pequenos valores de ξ tem-se que $q(\xi), \bar{q}(\xi) \ll g(\xi)$, e por simplicidade, negligencia-se a contribuição de quarks para F_2 .

Para a densidade de glúons em pequenos valores de ξ podemos utilizar a parametrização usual, como apresentado no Cap.1,

$$g(\xi) = A_g \xi^{-1-\lambda}, \quad (4.37)$$

onde A_g é uma constante. Inserindo a equação 4.37 na equação 4.35, podemos encontrar a expressão para a função de estrutura inclusiva F_2 ,

$$F_2(x, Q^2) = x \frac{\alpha_s}{2\pi} \sum_q e_q^2 x g(x) \int_x^1 d\beta \beta^\lambda \left\{ [\beta^2 + (1 - \beta)^2] \ln \frac{Q^2}{m_g^2 \beta^2} - 2 + 6\beta(1 - \beta) \right\}. \quad (4.38)$$

Uma aproximação simples para F_2 , válida em pequeno x , é obtida escolhendo $x = 0$ como o limite inferior de integração e usando $\lambda = 0$ no integrando. Isto produz, para $x \ll 1$,

$$F_2(x, Q^2) \simeq \frac{\alpha_s}{3\pi} \sum_q e_q^2 x g(x) \left(\frac{2}{3} + \ln \frac{Q^2}{m_g^2} \right). \quad (4.39)$$

Esta expressão fornece uma boa descrição das medidas de H1 da função de estrutura para $\lambda = 0.23$, $m_g = 1.0$ GeV e $A_g \alpha_s \sum_q e_q^2 = 0.61$ [79].

Feito isto pode-se calcular a função de estrutura difrativa. A idéia principal é que o par quark-antiquark, originalmente produzido em um estado octeto¹ de cor, muda sua cor aleatoriamente através de interações suaves posteriores com o campo de cor do restante do próton [80]. Então, o par quark-antiquark evolui em um aglomerado partônico que separa-se dos fragmentos do próton com alguma probabilidade P_8 em um estado octeto de cor, e com probabilidade $P_1 = 1 - P_8$ em um estado singleto de cor. No primeiro caso, haverá fluxo de cor entre o restante do próton e o jato de partículas usual, levando a um estado final hadrônico típico. No último caso, entretanto, o estado final singleto de cor pode fragmentar-se independentemente do próton restante, produzindo uma lacuna na rapidez. Para uma rotação suficientemente rápida do spin de cor do quark e antiquark [108], as probabilidades são simplesmente dadas pelo fator de peso estatístico referente aos possíveis estados do par quark-antiquark, isto é,

$$P_1 \simeq \frac{1}{9}, \quad P_8 \simeq \frac{8}{9}. \quad (4.40)$$

Em analogia com a função de estrutura inclusiva usual, a função de estrutura difrativa é definida como,

$$\frac{d\sigma_D}{dx dQ^2 d\xi} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \left[\left(1 - y + \frac{y^2}{2} \right) F_2^D(x, Q^2, \xi) - \frac{y^2}{2} F_L^D(x, Q^2, \xi) \right]. \quad (4.41)$$

Com $x = \beta\xi$ e o fator de peso estatístico, obtém-se

$$F_2^D(x, Q^2, \xi) \simeq \frac{1}{9} \frac{\alpha_s}{2\pi} \sum_q e_q^2 g(\xi) \bar{F}_2^D(\beta, Q^2), \quad (4.42)$$

onde

$$\bar{F}_2^D(\beta, Q^2) = \beta \left\{ [\beta^2 + (1 - \beta)^2] \ln \frac{Q^2}{m_g^2 \beta^2} - 2 + 6\beta(1 - \beta) \right\}. \quad (4.43)$$

¹ Quando o quantum de cor (glúon) é emitido a cor do quark pode ou não mudar, dadas as nove possibilidades de acoplar um glúon entre um quark no estado inicial e um quark no estado final. Oito delas formam um octeto de cor SU(3) e uma permanece como singleto SU(3) [107].

Uma vez que a densidade de glúons e a escala de massa m_g é determinada, a função de estrutura difrativa pode ser predita, incluindo sua normalização. Uma consequência imediata deste resultado é a predição da razão entre as seções de choque difrativa e inclusiva.

$$R_D = \frac{\int_x^1 d\xi F_2^D(x, Q^2, \xi)}{F_2(x, Q^2)} \simeq \frac{1}{9}. \quad (4.44)$$

Note-se que no modelo descrito acima esta razão mede diretamente a probabilidade de formação de um aglomerado partônico singleto de cor no processo de espalhamento e que ξ corresponde à definição de $x_{\mathcal{P}}$. A forma da função de estrutura difrativa obtida é similar às expressões encontradas baseadas na idéia de uma função de estrutura do Pomeron. A interpretação dos ingredientes, entretanto, é diferente. O papel do fator de fluxo do Pomeron é desempenhado pela densidade de glúons no próton, que fatoriza. A função de estrutura do Pomeron para pártons com fração de momento β , é identificada como a distribuição diferencial para a produção de um par quark-antiquark com massa invariante $M^2 = Q^2(1 - \beta)/\beta$.

Nota-se que o espectro em β é sensível ao valor de m_g em pequeno e grande valor de β . A relação de escalamento entre a função de estrutura difrativa e inclusiva pode ser obtida, como feito em [79].

4.3.1 O Modelo BH

Nesta subseção mostramos nossos resultados para o modelo BH frente aos dados de 1993, os quais apresentavam fatorização da função de estrutura difrativa [109].

Na figura (4.9), a predição do modelo BH para a função de estrutura difrativa. Essa função depende da distribuição de glúons no próton e foi calculada com a parametrização GRV94LO [14] e $m_g^2 = 1 \text{ GeV}^2$. A função de estrutura obtida decresce rapidamente para grandes valores de $x_{\mathcal{P}}$. Há um pronunciado aumento em pequenos valores de $x_{\mathcal{P}}$.

Os dados usados nesta análise são de $8.5 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 50 \text{ GeV}^2$ (H1) e $8.5 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 63 \text{ GeV}^2$ (ZEUS). Os valores de β cobertos são $0.065 - 0.65$ (H1-1993) e $0.175 - 0.65$ (ZEUS-1993) [73, 74, 75]. A função de estrutura resultante apresenta boa concordância com os dados de H1 e ZEUS em todo o intervalo de β e Q^2 . Mostramos na mesma figura o resultado com os parâmetros A_g , λ e m_g , da Ref. [79], obtidos do ajuste aos dados da função de estrutura inclusiva F_2 (equação 4.39). O resultado com GRV é a curva sólida e para os parâmetros de BH resulta a curva tracejada.

Obtemos uma boa descrição de F_2 [110] usando as expressões (4.37) and (4.39), com $\alpha_s(Q^2)$, $A_g = 5.5$, $\lambda = 0.19$ e $m_g = 0.8 \text{ GeV}$. Este resultado está em concordância com as conclusões da colaboração H1. Para os dados de ZEUS, obtemos $A_g = 5.5$, $\lambda = 0.30$ e $m_g = 0.8 \text{ GeV}$. O modelo apresenta boa consistência em descrever tanto $F_2(x, Q^2)$ como $F_2^{D(3)}(x_{\mathcal{P}}, \beta, Q^2)$.

Deve-se notar aqui que a dependência em $x_{\mathcal{P}}$ é determinada pelo processo duro. O comportamento está ligado à evolução QCD da distribuição de glúons, enquanto nos modelos baseados na teoria de Regge está associado ao comportamento universal na energia. O coeficiente linear obtido dos dados é maior que $\alpha_{\mathcal{P}}(0) = 1.08$ determinado no espalhamento hadrônico, indicando um desvio do comportamento de Pomeron macio.

Para encontrar as dependências em β e Q^2 da função de estrutura difrativa, integrou-se $F_2^{D(3)}$ sobre o intervalo de medidas de $x_{\mathcal{P}}$. Para os dados de H1, este intervalo é $3 \times 10^{-4} < x_{\mathcal{P}} < 5 \times 10^{-2}$, e para os dados de ZEUS $6.3 \times 10^{-4} < x_{\mathcal{P}} < 10^{-2}$. Os resultados são mostrados na figura (4.10), onde usamos os parâmetros da Ref. [79] obtendo a curva tracejada. A curva sólida foi obtida usando os parâmetros descritos no parágrafo acima.

O modelo está em concordância com os dados para a dependência em β para pequenos valores de Q^2 , entretanto falha para valores fixos mais altos do momento transferido. Há um comportamento consistente para a dependência em Q^2 em valores grandes de β , todavia para valores pequenos o modelo subestima os dados.

No modelo partônico o comportamento em Q^2 apresenta as mesmas características da função de estrutura inclusiva. Os dados mostram que uma declividade positiva persiste mesmo em valores pequenos de β , enquanto $F_2(x, Q^2)$ não apresenta este comportamento como vimos no Cap. 1. O espectro em β necessita alguma modificação neste modelo. A fusão fóton-glúon é similar à interação fóton-fóton. As correções de mais alta ordem são importantes e modificam o espectro em valores pequenos e grandes de β . De fato, BH apresentam algumas críticas para a dependência em β devido à fusão fóton-glúon em trabalho mais recente sobre a aproximação semiclássica para a difração [94].

4.3.2 A Extensão do Modelo BH

Nesta subseção apresentamos os nossos resultados da extensão do modelo BH com uma troca extra de reggeon, para explicar a quebra da fatorização de estrutura difrativa sugerida nos dados mais recentes [109].

Os dados obtidos pela colaboração H1 (1994) [104] indicam uma quebra na fatorização na função de estrutura difrativa, isto é, o comportamento em $x_{\mathcal{P}}$ depende de β . O modelo partônico não prediz esta quebra de fatorização. Como no escalamento de Regge, o mesmo prediz que $F_2^{D(3)} \sim x_{\mathcal{P}}^{-n}$, com n dependendo apenas de Q^2 . Nos modelos de Regge o valor de n é universal, ou seja, é uma constante e não depende de nenhuma variável (p. ex. β ou Q^2).

Uma das possíveis explicações seriam efeitos de quebra de fatorização, preditos por alguns modelos pQCD para a difração, como por exemplo o modelo de dipolos BFKL [89]. Outra possibilidade é a contribuição advinda de troca de reggeons secundários, os quais são processos macios e dominantes em pequeno β ($\beta < 0.4$), i.e. valores grandes de $x_{\mathcal{P}}$: como o reggeon tem um coeficiente linear $\alpha_{IR} \simeq 0.5$ seu efeito é diminuir o expoente efetivo n .

A separação de um aglomerado de pártons com cor neutra que fragmenta-se independentemente dos restos do alvo é um processo não-perturbativo. Como os dados mostram, a seção de choque para estes eventos difrativos não é suprimida em grandes valores de Q^2 em relação à seção de choque inclusiva. Portanto, no intuito de descrever a quebra de fatorização da função de estrutura difrativa incluímos a contribuição de uma troca extra de reggeons, que é um processo macio, como uma extensão do modelo partônico para a difração.

Os dados foram parametrizados considerando A_g e m_g como parâmetros livres. O valor de λ é fixo, tal que $x_{\mathcal{P}}g(x_{\mathcal{P}}) \sim A_g x_{\mathcal{P}}^{-0.5}$. Obtemos A_g e m_g para Q^2 fixo. Este procedimento visou obter a normalização da função de estrutura difrativa em cada Q^2 . A função de

estrutura do reggeon desempenha um papel importante em pequeno β , e a dependência no restante do espectro é dado pelo modelo partônico.

A dependência em x_{IP} foi obtida considerando λ como um parâmetro livre e fixando os outros, obtidos anteriormente. A contribuição da troca de reggeons à função de estrutura é:

$$F_{IR}^{D(3)} = C_{IR} f_{IR}(x_{IP}) F_2^{IR}(\beta, Q^2), \quad (4.45)$$

onde $f_{IR}(x_{IP})$ é o fator de fluxo do reggeon. Das colisões hadrônicas o mesmo foi parametrizado como [16]:

$$f_{IR}(x_{IP}) = x_{IP}^{1-2\alpha_{IR}(0)}, \quad \alpha_{IR}(0) = 0.4525. \quad (4.46)$$

Com esta hipótese, obtemos a função de estrutura difrativa usando a expressão (4.42), correspondendo ao modelo partônico somada à expressão (4.45), correspondendo à troca de reggeon. Há aqui uma combinação de uma contribuição obtida a nível perturbativo, a fusão fóton-glúon, e uma contribuição macia não-perturbativa, baseada na teoria de Regge.

Não há medidas para a função de estrutura $F_2^{IR}(\beta, Q^2)$ para os reggeons (f_2 e ρ , por exemplo). Uma sugestão a esta parametrização é dada na Ref. [105]. A análise dos dados de H1 (1994) mostra que esta função é consistente com a parametrização GRV para a função de estrutura do pión [106]. Usamos este fato nesta análise. A constante C_{IR} é a normalização total do fator de fluxo do reggeon, a qual deve ser determinada dos dados.

Os resultados para as hipóteses acima são apresentados na figura (4.11), para $Q^2 = 4.5 \text{ GeV}^2$, com $C_{IR} = 1.2$ dado pela melhor normalização. Os dados são bem descritos neste intervalo. Observamos que a troca de reggeon é importante para grandes valores de x_{IP} e conseqüentemente para pequeno β ($\beta < 0.4$). Para valores mais altos desta variável a contribuição de reggeons diminui e o modelo partônico descreve bem os dados.

Também pode-se comparar a descrição de Regge e o modelo BH para as características da função de estrutura difrativa. A quebra de fatorização não está presente na função de estrutura difrativa dada por estes modelos. As interpretações para a dependência em β são diferentes. Nos modelos de Regge, a dependência em x_{IP} é dada pelo fator de fluxo do reggeon, apresentando uma parametrização definida. No modelo BH esta dependência é dada pela distribuição de glúon no próton $x_{IP}g(x_{IP})$. Como as distribuições de glúons dependem em Q^2 , o valor do n efetivo pode variar, o que é mais consistente com os dados.

Os processos difrativos perduram mesmo para altos valores de Q^2 , onde a constante de acoplamento da interação forte $\alpha_s(Q^2)$ tende a zero. Devem portanto ser predominantemente de caráter não-perturbativo.

O modelo BH mantém a estrutura da QCD perturbativa. O caráter não-perturbativo provém de interações macias após o processo duro. A interação do par quark-antiquark com o campo de cor do próton através da troca de glúons não-perturbativos dá origem a um par singlete de cor no estado final, que hadroniza-se independentemente do próton espalhado gerando lacunas na rapidez.

Existem na literatura outras tentativas de descrever estes fenômenos [80, 89, 111], todavia ainda não se obteve uma descrição completa dos observáveis recentemente medidos e também sobre os limites das regiões de dominância dos regimes perturbativo e não perturbativo.

4.4 Conclusões

Apresentamos a descrição dos processos difrativos em termos da função de estrutura e a interpretação destes eventos considerando modelos baseados na teoria de Regge foram descritos, com as propostas para os fatores de fluxo e função de estrutura do Pomeron. Apresentamos a análise do modelo partônico (BH) para a difração aplicado ao DIS difrativo e a sua descrição da função de estrutura difrativa. Comparamos suas predições aos dados de HERA. O modelo descreve bem os espectros em x_P , entretanto não é consistente em fornecer a dependência em Q^2 e β para algumas regiões cinemáticas. O teste da aplicabilidade deste modelo aos dados atuais conduziram a uma extensão do mesmo, no sentido de explicar a quebra de fatorização da função de estrutura difrativa. Para tanto, utilizamos a hipótese de uma troca de reggeon extra, de caráter não-perturbativo e descrito pela teoria de Regge. Esta hipótese descreve bem a quebra de fatorização da função de estrutura difrativa. Houve melhoria na dependência em pequeno β , entretanto a troca de reggeon tem pouca sensibilidade na dependência em Q^2 .

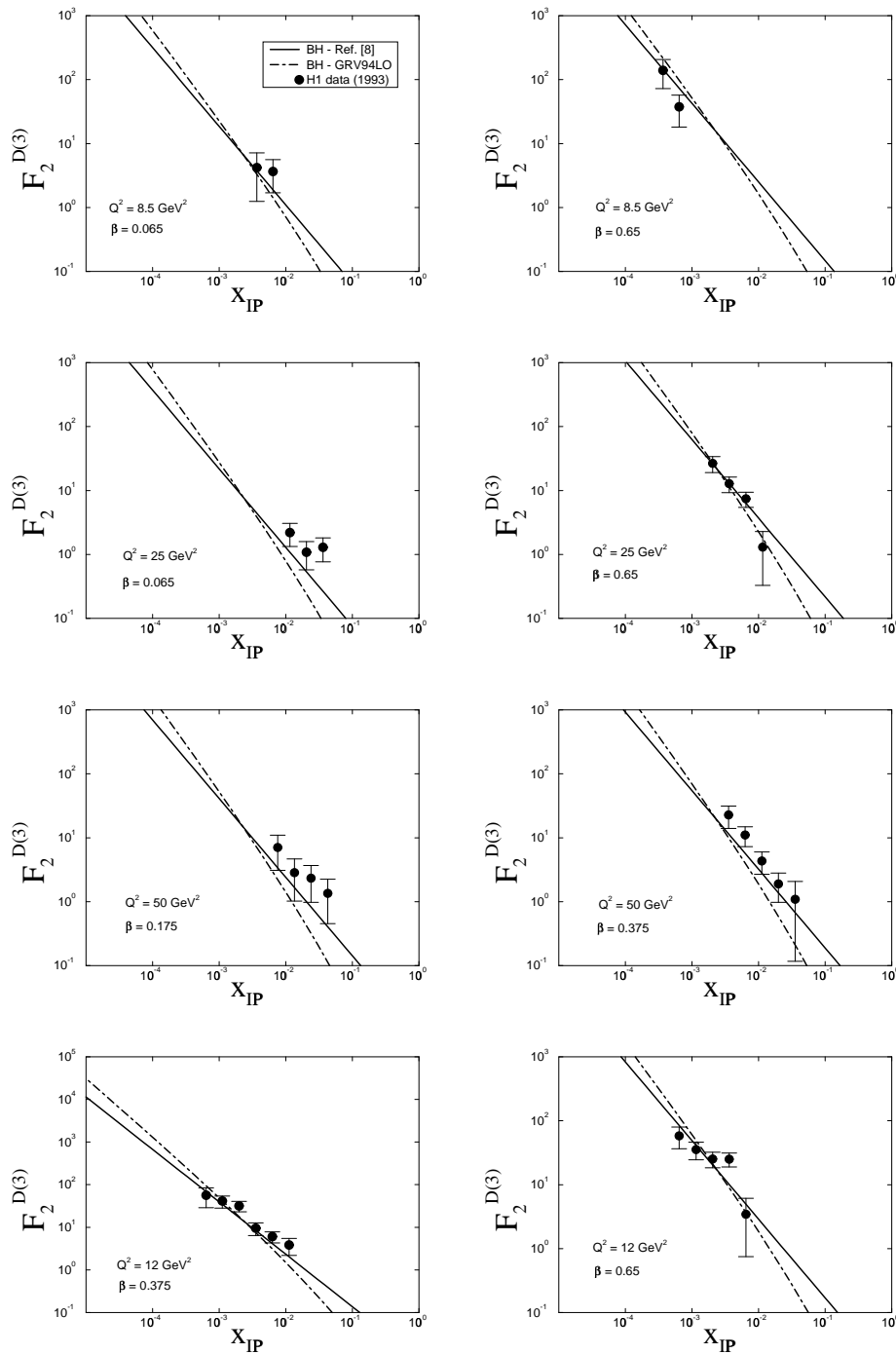


Fig. 4.9: A dependência em x_{IP} para $F_2^{D(3)}$ obtida com o modelo partônico (BH) comparado aos dados de H1 (1993) usando a parametrização GRV94LO para a distribuição de glúons. O resultado com esta parametrização é a curva sólida e a curva tracejada é obtida usando os parâmetros da Ref. [79].

Fig. 4.10: *As dependências em β e Q^2 obtidas com o modelo partônico (BH) comparados aos dados de H1 (1993). O resultado com os parâmetros da Ref. [79] é a curva tracejada e a curva sólida é obtida usando $\alpha_s(Q^2)$, $A_g = 5.5$, $\lambda = 0.19$ e $m_g = 0.8$ (H1 [110]).*

Fig. 4.11: O resultado da hipótese (BH+Reggeon) para a dependência em $x_{\mathbb{P}}$ comparado aos dados de the H1 (1994) com $Q^2 = 4.5 \text{ GeV}^2$. A curva tracejada é o resultado considerando apenas o modelo partônico [79]. A curva sólida é obtida considerando a troca extra de reggeon como uma extensão do mesmo. A normalização total do fator de fluxo de reggeon é $C_{\text{IR}} = 1.2$, obtido dos dados, e a função de estrutura do reggeon foi tomada como a parametrização GRV do pión [106].

Conclusão

Uma classe de eventos no espalhamento profundamente inelástico elétron-próton (DIS), onde são observadas grandes lacunas na rapidez, tem gerado grande interesse teórico e experimental. Estes estão relacionados a processos difrativos e são assim denominados devido ao espectro de difração presente no estado final, similar aos observados nos experimentos óptico-geométricos da luz. A rapidez é a variável experimental usual definida como $\eta \approx -\ln(\tan(\theta/2))$, em um sistema de coordenadas centrado no ponto da interação, com o eixo z ao longo da direção do feixe do próton incidente e o ângulo polar θ das partículas que são detectadas.

Os processos difrativos são observados nas colisões hádron-hádron há mais tempo. Nestas interações o estado final difrativo é compreendido através da teoria de Regge. Processos de troca de trajetórias de Regge no canal t estão relacionados com ressonâncias (mésons) no canal s . O comportamento em energia nas seções de choque total e elástica é universal e está associado com a trajetória de Regge dominante, o Pomeron, cuja ressonância ainda não foi encontrada.

Desenvolvimentos posteriores sobre o Pomeron consideram que o mesmo pode apresentar subestrutura partônica. Suas distribuições de quarks e glúons obedeceriam às mesmas equações de evolução dinâmica (DGLAP) como no caso do próton. A aplicação destes conceitos aos dados existentes tornou possível o conhecimento da trajetória Pomeron e que este é composto basicamente por glúons.

Modelos baseados na Cromodinâmica Quântica (QCD), foram propostos para explicar a existência de grandes lacunas na rapidez devido a processos difrativos. Os modelos mais simples são os que envolvem troca de glúons. Outras interpretações sugerem que as lacunas são geradas através de interações de cor não-perturbativas no estado final. O processo de espalhamento ocorrido antes destas interações continua descrito pelo formalismo da QCD perturbativa (pQCD).

Nos primeiros capítulos apresentamos o formalismo QCD para tratar dos processos DIS usuais e as medidas experimentais associadas. Também introduzimos a assinatura experimental para eventos com grande lacuna na rapidez e a sua interpretação como processos difrativos nas descrições de Regge e QCD. Apresentamos como o estudo das propriedades da matriz S de espalhamento pode levar ao conhecimento do comportamento das trocas no canal t e suas ressonâncias associadas. Estes capítulos tiveram como objetivo proporcionar a compreensão dos mecanismos envolvidos na geração de eventos difrativos frente às teorias existentes e suas ferramentas para o tratamento do problema. O observável de maior interesse no estudo dos processos difrativos é a função de estrutura difrativa, $F_2^{D(3)}(x_{IP}, \beta, Q^2)$, obtida de maneira análoga à função de estrutura inclusiva do próton, $F_2(x, Q^2)$. No último capítulo apresentamos os resultados dos modelos baseados em teoria de Regge e QCD frente

aos dados experimentais existentes e fazemos uma discussão da concordância dos mesmos com estes dados.

Especificamente, analisamos o modelo partônico para a difração e suas previsões para a função de estrutura difrativa $F_2^{D(3)}$. O mesmo ainda não havia sido confrontado com os dados e o seu limite de validade não era conhecido. As lacunas na rapidez podem ser consideradas como resultante de flutuações de cor nas interações de longo alcance no estado final no próton. O processo de fusão fóton-glúon, a principal contribuição em nível perturbativo à F_2 em pequeno x , descreve a interação de curto alcance também no DIS difrativo.

A função de estrutura difrativa obtida tem uma dependência em $x_{\mathcal{P}}$ dada pela distribuição de glúons no próton, $xg(x)$. O comportamento desta distribuição é conhecido no formalismo QCD para o DIS. O modelo mostrou consistência em descrever os dados de H1 e ZEUS (1993) utilizando distribuições baseadas no formalismo DGLAP. Devemos notar que os dados apresentam desvio no comportamento de Pomeron universal, $F_3^{D(3)} \sim x_{\mathcal{P}}^{-1.08}$, requerido pela fenomenologia de Regge. Este desvio favorece uma descrição QCD para este comportamento, o que é contemplado pelo modelo partônico para a difração analisado.

O espectro em β não é consistente com os dados. O comportamento quando se tem grande momento transferido Q^2 apresenta desvios, superestimando os dados. O espectro em Q^2 apresenta as mesmas características do caso inclusivo F_2 . Os experimentos mostram que o crescimento da função de estrutura difrativa mantém-se mesmo para grandes valores de β . Portanto, o modelo subestima os dados para a dependência em Q^2 em grande β .

Os dados mais recentes para a função de estrutura difrativa apresentam uma quebra de fatorização, isto é, o comportamento em $x_{\mathcal{P}}$ depende de β . Existem algumas explicações sobre este fato. Na descrição de Regge, a troca de reggeons secundários além da troca do Pomeron pode modificar o comportamento em $x_{\mathcal{P}}$, onde estes têm um coeficiente linear menor que o da trajetória Pomeron.

A presença de eventos com lacuna na rapidez persiste mesmo em grande Q^2 , onde há o domínio da física perturbativa (pQCD) gerando radiação que preencheria a lacuna. Isto sugere que o mecanismo que fornece estes eventos difrativos é de origem não-perturbativa. A teoria de Regge apresenta uma descrição para estes processos através da troca de reggeons e portanto é de interesse verificar em que regiões cinemáticas sua contribuição é importante. Neste trabalho supomos que a troca de reggeons, de origem não-perturbativa, contribui também para a geração de um estado final difrativo. A parametrização utilizada para descrever esta contribuição é tomada da fenomenologia de Regge. Há alguma incerteza na escolha da função de estrutura do reggeon e na normalização total do seu fluxo. Este último foi obtido dos dados e a para sua função de estrutura foi utilizada a parametrização GRV do pión. Verificou-se que a contribuição da troca de reggeons é importante na região de pequeno β .

A nossa contribuição com a discussão deste modelo fenomenológico é o ponto de partida para o estudo de formas mais elaboradas de descrição dos processos difrativos envolvendo pQCD, como o Pomeron BFKL e a aproximação semiclássica para a difração.

Bibliografia

- [1] GARCIA CANAL, C. A., GAY DUCATI, M. B., SIMÕES, J. A. M. *Notes on Deep Inelastic Scattering*. Strasbourg: Centre de Recherches Nucléaires et Université Louis Pasteur, 1980. (Séries des Cours et Conférences sur la Physique des Hautes Énergies, 15).
- [2] HALZEN, F., MARTIN, A. D. *Quarks and Leptons: an introductory course in modern particle physics*. Singapore: John Wiley, 1984.
- [3] COOPER-SARKAR, A. M. *et al.* In: BUCHMÜLLER, W., INGELMAN, G. (Eds.) *Workshop Physics at HERA. Proceedings of the Workshop Physics at HERA*. Hamburgo, DESY, 155, 1992.
- [4] KRASNY, M. W. *et al.* In: BUCHMÜLLER, W., INGELMAN, G. (Eds.) *Workshop Physics at HERA. Proceedings of the Workshop Physics at HERA*. Hamburgo, DESY, 171, 1992.
- [5] BJORKEN, J. D., PASCHOS, E. A. **Phys. Rev.** **185**, 1975, 1969.
- [6] CALLAN, C. G., GROSS, D. J. **Phys. Rev. Lett.** **22**, 156, 1969.
- [7] ROBERTS, R. G. *The Structure of the Proton*. Cambridge: Cambridge University Press, 1990.
- [8] KOGUT, J., SUSSKIND, L. **Phys. Rev.** **D9**, 697, 1974.
- [9] COLLINS, J. C., SOPER, D. E., STERMAN, G. *Perturbative Quantum Chromodynamics*. Singapore: MULLER, A. H. (Ed.), World Scientific, 1989.
- [10] STERMAN, G. *et al.* **Rev. Mod. Phys.** **67**, 157, 1995.
- [11] H1 COLLABORATION, AID, S. *et al.* **Nucl. Phys.** **B470**, 3, 1996.
- [12] MARTIN, A. D., ROBERTS, R. G., STIRLING, W. J. **Phys. Rev.** **D50**, 6734, 1994.
- [13] LAI, H. L. *et al.* **Phys. Rev.** **D51**, 4763, 1995.
- [14] GLUCK, M., REYA, E., VOGT, A. **Z. Phys.** **C67**, 433, 1995.
- [15] LANCASTER, M. J. **Phys.** **G22**, 747, 1996.
- [16] DONNACHIE, A., LANDSHOFF, P. V. **Phys. Lett.** **B296**, 227, 1992.

- [17] DE ROECK, A. **Acta Physica Polonica B27**, 1175, 1996.
- [18] ZEUS COLLABORATION, DERRICK, M. *et al.* **Z. Phys. C69**, 607, 1996; E665 COLLABORATION, ADAMS, A. R. *et al.* **Phys. Rev. D54**, 3006, 1996.
- [19] DOKSHITZER, YU. L. **Sov. Phys. JETP 46**, 641, 1977; ALTARELLI, G., PARISI, G. **Nucl. Phys. B126**, 298, 1977; GRIBOV, V. N., LIPATOV, L. N. **Sov. J. Nucl. Phys. 15**, 438, 1972.
- [20] HERROD, R. T. *et al.* **Z. Phys. C9**, 351, 1981.
- [21] LAENEN, E., LEVIN, E. **Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 44**, 199, 1994.
- [22] H1 COLLABORATION, AID, S. *et al.* **Nucl. Phys. B470**, 3, 1996.
- [23] H1 COLLABORATION, ADLOFF, C. *et al.* **Nucl. Phys. B497**, 3, 1997.
- [24] BALL, R., FORTE, S. **Phys. Lett. B335**, 77, 1994.
- [25] KURAEV, E. A., LIPATOV, L. N., FADIN, V. S. **Phys. Lett. B60**, 50, 1975; **Sov. Phys. JETP 44**, 443, 1976; **Sov. Phys. JETP 45**, 199, 1977; BALITSKY, YA., LIPATOV, L. N. **Sov. J. Nucl. Phys. 28**, 822, 1978.
- [26] H1 COLLABORATION, AID, S. *et al.* **Phys. Lett. B356**, 118, 1995.
- [27] GRIBOV, L. V., LEVIN, E. M., RYSKIN, M. G. **Phys. Rep. 100**, 1, 1983.
- [28] AYALA, A. L., GAY DUCATI, M. B., LEVIN, E. M. **Nucl. Phys. B493**, 305, 1997.
- [29] PRYTZ, K. **Phys. Lett. B311**, 286, 1993.
- [30] ELLIS, R. K., KUNSZT, Z., LEVIN, E. M. **Nucl. Phys. B420**, 517, 1994.
- [31] ZEUS COLLABORATION, DERRICK, M. **Phys. Lett. B345**, 576, 1995.
- [32] FOSTER, B. **International Journal of Modern Physics A** (in press).
- [33] H1 COLLABORATION, AID, S. *et al.* **Nucl. Phys. B449**, 3, 1995.
- [34] GAY DUCATI, M. B., GONÇALVES, V. P. B. **Phys. Lett. B390**, 401, 1997.
- [35] H1 COLLABORATION, AID, S. *et al.* **Nucl. Phys. B472**, 3, 1996.
- [36] CAPELLA, A. *et al.* **Phys. Lett. B337**, 358, 1994.
- [37] ABRAMOWICZ, H. *et al.* **Phys. Lett. B269**, 465, 1991.
- [38] BADELLEK, B., KWIECINSKI, J. **Phys. Lett. B295**, 263, 1992.
- [39] CDF COLLABORATION, ABE, F. *et al.* **Phys. Rev. Lett. 74**, 855, 1995.
- [40] D0 COLLABORATION, ABBACHI, S. *et al.* **Phys. Rev. Lett. 72**, 2332, 1994.

- [41] ZEUS COLLABORATION, DERRICK, M. *et al.* **Phys. Lett.** **B315**, 481, 1993.
- [42] REGGE, T. **Nuovo Cimento** **14**, 951, 1959.
- [43] REGGE, T. **Nuovo Cimento** **18**, 947, 1960.
- [44] GOULIANOS, K. **Phys. Rep.** **101**, 169, 1983.
- [45] LEVIN, E. *All About Reggeons*. Tel Aviv: Tel Aviv University, 1997. (Lectures at III Gleb Watagin School, Campinas, Brazil, 1994).
- [46] BARNES, A. *et al.* **Phys. Rev. Lett.** **37**, 76, 1976.
- [47] CUTKOSKY, R. E. **J. Math. Phys.** **1**, 429, 1960.
- [48] MATHEWS, J., WALKER, R. L. *Mathematical Methods of Physics*. New York: BENJAMIN, W. A (Ed.), 1960.
- [49] COLLINS, P. B. *An Introduction to Regge Theory and High Energy Physics*. Cambridge: Cambridge University Press, 1977.
- [50] COLLINS, J., DALITZ, A., MARTIN, A. D. *Hadron Interactions*. Bristol: Adam Hilder LTD, 1988.
- [51] CHEW, G. F. P., FRAUTSCHI, S. C. **Phys. Rev. Lett.** **8**, 41, 1962.
- [52] DONNACHIE, A., LANDSHOFF, P. V. **Nucl. Phys.** **B244**, 322, 1984.
- [53] *Review of Particle Physics*. **Phys. Rev.** **D54**, 192, 1996.
- [54] FROISSART, M. **Phys. Rev.** **123**, 1053, 1961.
- [55] WA91 COLLABORATION, ABATZIS, S. *et al.* **Phys. Lett.** **B324**, 509, 1994.
- [56] LANDSHOFF, P. V., POLKINGHORNE, J. C. **Nucl. Phys.** **B50**, 541, 1971.
- [57] UA4 COLLABORATION, AUGIER, C. *et al.* **Phys. Lett.** **B316**, 448, 1993.
- [58] UA8 COLLABORATION, SCHLEIN, P. **Nucl. Phys.** **B33A** (proc. supp.), 41, 1993.
- [59] H1 COLLABORATION, AHMED, T. *et al.* **Nucl. Phys.** **B435**, 3, 1995; ZEUS COLLABORATION, DERRICK, M. *et al.* **Phys. Lett.** **B346**, 399, 1995.
- [60] H1 COLLABORATION, AHMED, T. *et al.* **Phys. Lett.** **B348**, 681, 1995; ZEUS COLLABORATION, DERRICK, M. *et al.* **Phys. Lett.** **B356**, 129, 1995.
- [61] H1 COLLABORATION, AHMED, T. *et al.* **Nucl. Phys.** **B439**, 471, 1995; ZEUS COLLABORATION, DERRICK, M. *et al.* **Z. Phys.** **65**, 379, 1995.
- [62] H1 COLLABORATION, AHMED, T. *et al.* **Phys. Lett.** **B298**, 469, 1993.
- [63] ZEUS COLLABORATION, DERRICK, M. *et al.* **Z. Phys.** **C59**, 231, 1993.

- [64] ANDERSON, B., GUSTAVSON, G., SJÖSTRAND, T. **Phys. Lett.** **B094**, 211, 1980.
- [65] BJORKEN, J. D. **Phys. Rev.** **D47**, 101, 1992.
- [66] CHEHIME, H., GAY DUCATI, M. B., DUFF, A., HALZEN, F., NATALE, A. A., STELZER, T., ZEPPEFELD, D. **Phys. Lett.** **B286**, 397, 1992.
- [67] BERGER, E. L., COLLINS, J. C., SOPER, D. E., STERMAN, G. **Nucl. Phys.** **B286**, 704, 1987.
- [68] DONNACHIE, A., LANDSHOFF, P. V. **Nucl. Phys.** **B267**, 690, 1986.
- [69] GOULIANOS, K. **Phys. Lett.** **B358**, 379, 1995.
- [70] INGELMAN, G., SCHLEIN, P. E. **Phys. Lett.** **B152**, 256, 1985.
- [71] UA8 COLLABORATION, BRANDT, A. *et al.* **Phys. Lett.** **B297**, 417, 1992.
- [72]
- [73] H1 COLLABORATION, AHMED, T. *et al.* **Phys. Lett.** **B348**, 681, 1995.
- [74] ZEUS COLLABORATION, DERRICK, M. *et al.* **Z. Phys.** **C68**, 569, 1995.
- [75] ZEUS COLLABORATION, DERRICK, M. *et al.* **Z. Phys.** **C70**, 397, 1996.
- [76] LANDSHOFF, P. V., NACHTMANN, O. **Z. Phys.** **C35**, 405, 1987.
- [77] DOKSHITZER, Y. In: Conference on Hard Diffractive Scattering. *Proceedings of the Conference on Hard Diffractive Scattering*. Eilat, 1996.
- [78] ANDERSON, B. *et al.* **Phys. Rep.** **97**, 31, 1983.
- [79] BUCHMÜLLER, W., HEBECKER, A. **Phys. Lett.** **B355**, 573, 1985.
- [80] EDIN, A., INGELMAN, G., RATSHMAN, J. **Phys. Lett.** **B366**, 371, 1996.
- [81] LÖNNBLAD, L. **J Phys.** **G 22**, 947, 1996.
- [82] ZEUS COLLABORATION, DERRICK, M. *et al.* **Phys. Lett.** **B369**, 55, 1996.
- [83] SOPER, D. E. In: DIS97 Conference. *Proceedings of DIS97 Conference*. Chicago, 1997.
- [84] GRIBOV, V., IOFFE, B., POMERANCHUCK, I. **Sov. J. Nucl. Phys.** **2**, 549, 1969.
- [85] IOFFE, B. **Phys. Lett.** **B30**, 123, 1969.
- [86] ABRAMOWICZ, H., FRANKFURT, L., STRIKMAN, M. **DESY 95-047**, (hep-ph/9503437).
- [87] BJORKEN, J., KOGUT, J. **Phys. Rev.** **D8**, 1314, 1973.
- [88] GRIBOV, V. **Sov. Phys. JETP** **10**, 57, 1969.

- [89] NIKOLAEV, N., ZAKHAROV, B. **Z. Phys. C53**, 331, 1992.
- [90] BRUNI, P., INGELMAN, G. **Phys. Lett. B311**, 317, 1993.
- [91] JUNG, H. **Comp. Phys. Comm. 86**, 147, 1995.
- [92] FRANKFURT, L., STRIKMAN, M. **Phys. Rep. 160**, 235, 1988.
- [93] INGELMAN, G. In: Physics at HERA. *Proceedings of Physics at HERA*. Hamburgo, DESY, 1991.
- [94] BUCHMÜLLER, W., HEBECKER, A. **Nucl. Phys. B476**, 203, 1996; BUCHMÜLLER, W., MCDERMOTT, M. F., HEBECKER, A. **Nucl. Phys. B487**, 283, 1997.
- [95] MEHTA, A., PHILLIPS, J., WAUGH, B. In: Workshop on Future Physics at HERA. *Proceedings of Workshop on Future Physics at HERA*. Hamburgo, DESY, 1996.
- [96] INGELMAN, G., PRYTZ, K. **Z. Phys. C58**, 285, 1993.
- [97] BERGER, E. et al. **Nucl. Phys. B256**, 704, 1987.
- [98] STRENG, K. In: PECCEI, R. D. (Ed.) HERA Workshop. *Proceedings of the HERA Workshop*. Hamburgo, DESY, 1987.
- [99] GAY DUCATI, M. B., HALZEN, F., NATALE, A. A. **Phys. Rev. D48**, 2324, 1993.
- [100] UA4 COLLABORATION, BERNARD, D. *et al.* **Phys. Lett. B186**, 227, 1987; E710 COLLABORATION, AMOS, N. A. *et al.* **Phys. Lett. B301**, 313, 1993; CDF COLLABORATION, ABE, F. *et al.* **Phys. Rev. D50**, 5518, 1994.
- [101] LOW, F. E. **Phys. Rev. D12**, 163, 1975; NUSSINOV, S. **Phys. Rev. D14**, 246, 1976.
- [102] DONNACHIE, A., LANDSHOFF, P. V. **Phys. Lett. B191**, 309, 1987.
- [103] CUDELL, J. R. **Nucl. Phys. B336**, 1, 1990.
- [104] H1 COLLABORATION, ADLOFF, A. *et al.* **Z. Phys. C76**, 613, 1997.
- [105] GOLEC-BIERNAT, K., KWIECINSKI, J., SZCZUREK, A. **Phys. Rev. D56**, 3955, 1997.
- [106] GLUCK, M., REYA, E., VOGT, A. **Z. Phys. C53**, 651, 1992.
- [107] FIELD, R. D. *Applications of Perturbative QCD*. New York: Addison Wesley, 1989.
- [108] NACHTMANN, O., REITER, A. **Z. Phys. C24**, 283, 1984.
- [109] GAY DUCATI, M. B., MACHADO, M. V. T. *Diffraction Processes and the BH Model*, 1998. (submetido ao European Physical Journal C).

[110] H1 COLLABORATION, AHMED, T. *et al.* **Nucl. Phys. B**470, 3, 1996.

[111] BARTELS, J., WÜSTOFF, M. **J. Phys. G** 22, 929, 1996.