

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

Fotoprodução de Quarks Pesados em Colisões Próton-Próton no Grande Colisor de Hádrons *

Yuri Lemos de Avila

Dissertação elaborada sob orientação do Prof. Dr. Victor Paulo Barros Gonçalves e co-orientação do Prof. Dr. Werner Krambeck Sauter, em preenchimento dos requisitos para obtenção do título de Mestre em Física.

Pelotas
2014

* Trabalho financiado pela Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES)

Este trabalho é dedicado

A meus pais e minha irmã,
pelo apoio e encorajamento antes e
durante a realização deste trabalho.

Agradecimentos

- À Deus;
- Ao professor Osvaldo André, colega de profissão que sempre acreditou ser possível a realização deste trabalho;
- Aos amigos Bruno Moreira, Fábio Silva, Ronaldo Adriano, Maurício Thiel, Leonardo Pinheiro, Luís Augusto e todos os colegas de mestrado;
- Ao meu orientador, professor Dr. Victor Paulo Barros Gonçalves, pela oportunidade (serei eternamente grato), pelos bons conselhos, pela paciência, pelo conhecimento compartilhado e principalmente pelo exemplo de profissionalismo;
- Ao meu co-orientador, professor Dr. Werner K. Sauter, pela disponibilidade ao ajudar quando foi preciso;
- Ao professor Dr. Alexandre Diehl pelas palavras proferidas em momentos difíceis;
- À todos os amigos de infância;
- À Roberta Krüger, pelo amor, pela valiosa ajuda e compreensão nos momentos difíceis, pela agradável e alegre convivência desde maio de 2013;
- A todos que de uma forma ou outra colaboraram para a minha formação e motivação;

Resumo

Uma das questões de interesse em física hadrônica é a determinação da distribuição partônica dos hádrons, a qual possui uma grande incerteza associada ao conteúdo de glúons em partículas de altas energias (pequeno x). Neste regime, os hádrons são constituídos predominantemente por glúons. Um processo que permite estudar a distribuição partônica é o de fotoprodução de quarks pesados, cuja seção de choque é dependente da distribuição de glúons do hádron. As medidas do colisor elétron-próton (ep) HERA deste processo não possibilitaram a distinção entre as diversas parametrizações das distribuições partônicas. Futuras medidas deste processo em colisões ep somente serão possíveis com a implantação do colisor LHeC. Uma alternativa é utilizar o Grande Colisor de Hádrons (LHC) para o estudo de colisões fóton-hádron. Neste trabalho estudamos a produção de quarks pesados em interações próton-próton no LHC, considerando diversas parametrizações existentes para a distribuição de glúons. Estimamos a seção de choque de fotoprodução dos quarks Charm e Bottom e as correspondentes distribuições de rapidez, considerando interações próton-próton para as energias do LHC. Nossos resultados demonstram que este processo pode ser utilizado para vincular o comportamento das distribuições partônicas para altas energias.

Palavras-chave: Cromodinâmica Quântica, Quarks Pesados, Fotoprodução.

Abstract

One of the issues of interest in hadronic physics is the determination of partonic distribution of hadrons, which has a large uncertainty associated to the content of gluons in high energy particles (small x). In this regime, the hadrons are composed predominantly by gluons. A process that allows to study the partonic distribution is the photoproduction of heavy quarks, whose cross section is dependent on the gluons distribution of the hadron. The HERA electron-proton (ep) collider measurements of this process did not allow the distinction among the different parameterizations of the partonic distributions. Future measures of this process in electron-proton collisions will be possible with the implementation of LHeC collider. An alternative is to use the Large Hadron Collider (LHC) for the study of photon-hadron interactions. In this work we study the production of heavy quarks in proton-proton collisions at the LHC, considering various existing parameterizations for the gluons distribution. We estimate the photoproduction cross section of the Charm and Bottom quarks and the corresponding rapidity distributions, considering proton-proton interactions for LHC energies. Our results demonstrate that this process can be used to constrain the behaviour of the partonic distributions for high energies.

Keywords: Quantum Chromodynamics, Heavy Quarks, Photoproduction.

Sumário

Introdução	1
1. Espalhamento Profundamente Inelástico	3
1.1 Cinemática do Espalhamento Profundamente Inelástico	3
1.2 Modelo de Pártons	7
1.3 Fundamentos da Cromodinâmica Quântica	9
1.3.1 Representação de grupo	10
1.3.2 A QCD perturbativa	10
1.4 Equações DGLAP	15
1.5 Soluções da DGLAP em pequeno x	19
1.6 Distribuições Partônicas	22
1.7 Conclusão	26
2. Produção de Quarks Pesados em Interações Fóton-Próton	27
2.1 A Fotoprodução de Sabores Pesados	27
2.2 A Fotoprodução de Quarks Pesados em Ordem Dominante	28
2.3 Resultados	31
2.4 Conclusão	33
3. Método dos Quanta Virtuais	34
3.1 Aproximação de Fótons Equivalentes	34
3.2 Fluxo de Fótons Equivalentes	35
3.2.1 Cálculo do Espectro de Fótons Equivalentes	38
3.3 Conclusão	44
4. Produção de Quarks Pesados em Interações Próton-Próton	45
4.1 Produção de Quarks Pesados em Interações Próton-Próton	45
4.2 Resultados para a Distribuição de Rapidez em Ordem Dominante	47
4.3 Conclusão	51

5. Conclusão e Perspectivas 52

Lista de Figuras

1.1	Diagrama de espalhamento profundamente inelástico em ordem dominante. . .	4
1.2	Modelo de Pártons.	7
1.3	Regras de Feynman para a QCD. Os glúons são representados por espirais, férmions por linhas sólidas e fantasmas por linhas tracejadas [1].	12
1.4	Dependência da constante de acoplamento da QCD com a escala de virtualidade [2].	14
1.5	Função de estrutura F_2 em função da virtualidade do fóton (Q^2) para diferentes valores de x [3].	15
1.6	(a) Quark q_i originado a partir da emissão de um glúon por um quark q_j . (b) Glúon decai em um par $q\bar{q}$	17
1.7	(a) Glúon originado a partir de um quark q_i . (b) Glúon emite um par de glúons.	18
1.8	Distribuição de quarks e glúons obtidas a partir dos dados de HERA [4]. . .	22
1.9	Distribuição de glúons em função do x em LO.	24
2.1	Diagrama do processo de fusão bóson-glúon.	28
2.2	Seção de choque de fotoprodução para o Charm e o Bottom para as possíveis massas dessas partículas, considerando a parametrização GJR. As medidas experimentais são de DESY-HERA.	32
2.3	Seção de Choque para o Charm e o Bottom, respectivamente, considerando $m_{Charm} = 1.5$ GeV e $m_{Bottom} = 4.5$ GeV. As medidas experimentais são de DESY-HERA e as parametrizações são em LO.	32
3.1	Representação de uma interação ultraperiférica.	34
3.2	Campo eletromagnético de uma carga em repouso e com velocidade próxima a da luz, respectivamente.	35
3.3	Carga q com velocidade \vec{v} em relação ao eixo x_1	36
3.4	Componentes dos campos elétricos E_1 e E_2 , respectivamente [5].	38
3.5	(a) Campo gerado pelo movimento da carga q . (b) Pulso de radiação equivalente.	39

3.6	Espectro de fótons equivalentes em função de $x = \omega b/\gamma v$	40
3.7	Esquerda: Comparação entre distintos cálculos do espectro de fótons equivalentes para prótons de alta energia; x é a fração de energia do próton portada pelo fóton. Direita: Luminosidade de fótons equivalentes em colisões próton-próton e núcleo-núcleo no RHIC e LHC; k é a energia do fóton no referencial de repouso do alvo [6].	42
4.1	Diagrama do processo próton-próton.	46
4.2	Distribuição de rapidez em LO para o Charm para as energias de 7 TeV e 14 TeV, respectivamente, considerando $m_{Charm} = 1.5$ GeV.	48
4.3	Distribuição de rapidez em LO para o Bottom para as energias de 7 TeV e 14 TeV, respectivamente, considerando $m_{Bottom} = 4.5$ GeV.	48
4.4	Distribuição de rapidez em LO para o Charm para as energias de 7 TeV e 14 TeV, respectivamente, considerando o intervalo de rapidez $2 \leq Y \leq 4.5$ do detector LHCb.	49
4.5	Distribuição de rapidez em LO para o Bottom para as energias de 7 TeV e 14 TeV, respectivamente, considerando o intervalo de rapidez $2 \leq Y \leq 4.5$ do detector LHCb.	49

Lista de Tabelas

1.1	Espalhamento lépton-núcleo e processos duros relacionados (dados usados na análise global da distribuição de pártons) e sua sensibilidade a distribuição de pártons [7].	23
1.2	Valores de x e Q^2 para as diferentes parametrizações	25
3.1	Parâmetros e limites cinemáticos para processos projétil-alvo em RHIC e LHC, [8].	43
4.1	Seção de choque total integrada em LO para as energias de 7 TeV e 14 TeV, levando em conta as parametrizações das distribuições partônicas.	50
4.2	Seção de choque integrada em LO para o LHCb para as energias de 7 TeV e 14 TeV, levando em conta as parametrizações das distribuições partônicas.	50

Introdução

Uma das questões de interesse em física hadrônica é a determinação da distribuição partônica (quarks e glúons) dos hádrons, a qual possui uma grande incerteza associada ao conteúdo de glúons em partículas de altas energias (pequeno x). Neste regime, os hádrons são constituídos predominantemente pelos glúons, os quais são os mediadores da força forte entre quarks.

O objetivo deste trabalho é estudar a fotoprodução de quarks pesados em colisões próton-próton no Grande Colisor de Hádrons (LHC) para verificar se é possível discriminar entre as diversas parametrizações existentes para as distribuições de glúons através do cálculo da seção de choque total e da distribuição de rapidez em interações hádron-hádron. Para o desenvolvimento desses cálculos é necessário o estudo do Espalhamento Profundamente Inelástico (Deep Inelastic Scattering – DIS), da Cromodinâmica Quântica (QCD), das equações DGLAP, da fotoprodução de quarks pesados e do fluxo de fótons equivalentes.

Os três primeiros capítulos apresentam uma descrição dos conceitos fundamentais necessários para a compreensão desta dissertação. O material contido nestes capítulos foi extraído de livros, artigos, dissertações e teses, sendo estes devidamente referenciados.

No capítulo 1, fazemos uma revisão do DIS através do modelo de pártons, discutindo a interação entre quarks e glúons, o que nos remete a uma breve descrição da QCD, teoria esta que explica as interações entre os pártons. Além disso, é feita uma discussão sobre a evolução das distribuições partônicas descritas pelas equações DGLAP, bem como o seu limite para pequeno x . Também é apresentado um breve estudo sobre o método geral de determinação de algumas parametrizações gluônicas, a fim de identificar as principais diferenças entre elas.

No capítulo 2, estudamos o processo de fotoprodução de quarks pesados em ordem dominante (LO), o qual é um assunto de grande interesse, tanto teórico quanto experimental, pois este permite uma investigação da estrutura hadrônica. Ademais, mostramos parte do cálculo analítico do processo, cujo resultado foi implementado numericamente para diferentes parametrizações gluônicas. Esses resultados serão usados no último capítulo, onde será estudado o processo de fotoprodução de quarks pesados em colisões próton-próton.

No capítulo 3, abordamos o conceito de fluxo de fótons equivalentes, mostrando as

equações básicas e dando ênfase na derivação do espectro de fótons equivalentes gerados por partículas pontuais e, posteriormente, por partículas com estrutura interna. De posse das teorias apresentadas é possível estudar a fotoprodução de quarks pesados em colisões próton-próton no LHC, objeto de estudo desta dissertação.

No capítulo 4, propomos o estudo da fotoprodução de quarks pesados em colisões próton-próton no LHC como alternativa para vincular a distribuição de glúons dos hádrons, uma vez que o colisor HERA *ep* gerou poucos dados e com grande incerteza experimental para a seção de choque de fotoprodução de quarks pesados, os quais não permitiram a determinação precisa do conteúdo de glúons nos hádrons. Para o estudo proposto, usamos os conceitos de fotoprodução e de fluxo de fótons equivalentes, desenvolvidos, respectivamente, em capítulos anteriores. Além disso, apresentamos nossas previsões para distribuição de rapidez para fotoprodução dos quarks Charm e Bottom para as energias do LHC, assim como os cálculos para seção de choque integrada para toda a região cinemática do LHC e para a região cinemática do detector LHCb. Mostramos que no LHC, podemos discriminar entre as diversas parametrizações das distribuições partônicas, a fim de melhor descrever a estrutura do próton para altas energias.

Capítulo 1

Espalhamento Profundamente Inelástico

Neste capítulo revisamos aspectos gerais do Espalhamento Profundamente Inelástico (DIS), do Modelo de Pártons e da Cromodinâmica Quântica (QCD). Discutimos a evolução das distribuições partônicas descritas pelas equações DGLAP, bem como a física de altas energias (pequeno x). Apresentamos também o método de parametrização global das distribuições partônicas, demonstrando que a distribuição de glúons é dominante na região cinemática de pequeno de x .

1.1 Cinemática do Espalhamento Profundamente Inelástico

Para o processo de espalhamento inelástico, quando elétrons com energia da ordem de 1 GeV colidem com núcleos de hidrogênio (prótons), a energia e a direção dos elétrons espalhados são independentes. Para um espalhamento profundamente inelástico (DIS), envolvendo elétrons com energia da ordem de 10 GeV, o próton fragmenta-se em muitas partículas que constituem um estado desconhecido X . Tais processos também são denominados inclusivos [9], diferentemente de um processo exclusivo, no qual somos capazes de identificar experimentalmente o hádron do estado final. Analisando o diagrama para o espalhamento elétron-próton [10] representado na Fig. 1.1 podemos escrever:

$$L(l) + N(P) \rightarrow L'(l') + X(P_x), \quad (1.1)$$

com X representando o sistema de hádrons produzidos pelo processo inelástico, L o lépton, N o nucleon e P_x representa o quadrimomentum total dos hádrons produzidos. A interação inclusiva é descrita por três variáveis cinemáticas, sendo E a energia do lépton incidente, ou de forma alternativa, o quadrado da energia do centro de massa $s = (l + P)^2$, fixada por condições experimentais. O negativo do quadrado do momentum transferido define a virtualidade Q^2 do bóson trocado e é dada por:

$$q^2 \equiv -Q^2 = (l - l')^2 < 0, \quad (1.2)$$

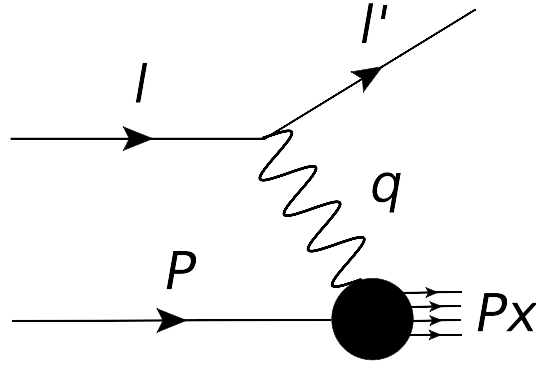


Fig. 1.1: Diagrama de espalhamento profundamente inelástico em ordem dominante.

com l e l' sendo, respectivamente, os momenta inicial e final do lépton.

Para o sistema γ^* -nucleon, temos que:

$$W^2 = (P + Q)^2, \quad (1.3)$$

onde W^2 é o quadrado da massa invariante do estado hadrônico final X e P é o quadrado do momentum do nucleon. Usa-se frequentemente outro invariante de Lorentz, ν , definido como:

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

que representa a energia transferida, isto é, $\nu = E - E'$, com E e E' sendo, respectivamente, a energia do lépton antes e depois da colisão.

A variável adimensional de Bjorken, x , é definida por:

$$x = \frac{Q^2}{2P \cdot q} = \frac{Q^2}{2m_N \nu}. \quad (1.5)$$

Como $W^2 \geq M^2 + 2q \cdot p(1 - x)$, então x deve estar no intervalo $0 \leq x \leq 1$.

Além disso, será necessário o uso da definição da inelasticidade, dada por:

$$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot l} = \frac{W^2 + Q^2 - m_N^2}{s - m_N^2}, \quad (1.6)$$

que representa a fração de energia perdida pelo elétron no referencial de repouso do nucleon.

Uma relação usual que conecta x , y e Q^2 , para altas energias, é dada por:

$$xy = \frac{Q^2}{s - m_N^2} \simeq \frac{Q^2}{s}, \quad (1.7)$$

consequentemente, quando $s \rightarrow \infty$, $x \rightarrow 0$.

Quando $m_{N\nu}$ e Q^2 são muito maiores que m_N^2 é caracterizado o espalhamento profundamente inelástico. A amplitude de espalhamento para esse processo é dada por [10]:

$$|M|^2 = \frac{e^2}{q^4} \left[\bar{U}_\nu(l', S'_l) \gamma_\mu U_l(l, S_l) \right]^* \left[\bar{U}_\nu(l', S'_l) \gamma_\nu U_l(l, S_l) \right] \times \langle X | J^\mu(0) | P, S \rangle^* \langle X | J^\nu(0) | P, S \rangle, \quad (1.8)$$

onde U e \bar{U} são, respectivamente, os espinores entrando e saindo, dos férmions de spin 1/2, com J^μ sendo a corrente do próton.

A seção de choque para esse processo será escrita em termos da amplitude de espalhamento, como segue:

$$d\sigma = \frac{1}{4(l \cdot p)} \frac{1}{2} \sum_{S_l, S'_l} \frac{1}{2} \sum_S \sum_X \int \frac{dP_x}{(2\pi)^3 2P_x^0} (2\pi)^4 \delta^4(P + l - P_x - l') |M|^2 \frac{d^3 l'}{(2\pi)^3 2E'}, \quad (1.9)$$

com a soma sendo efetuada sobre os spins S do hádron, X do produto final e S_l e S'_l do elétron.

Definimos agora o tensor $L^{\mu\nu}$ associado ao vértice leptônico, desprezando a massa do lépton, definido como:

$$\begin{aligned} L^{\mu\nu} &\equiv \frac{1}{2} \sum_{S_l, S'_l} \left[\bar{U}_\nu(l', S'_l) \gamma^\mu U_l(l, S_l) \right]^* \left[\bar{U}_\nu(l', S'_l) \gamma^\nu U_l(l, S_l) \right] \\ &= \frac{1}{2} \text{Tr} [\not{l} \gamma^\mu \not{l}' \gamma^\nu] \\ &= 2(l^\mu l'^\nu + l^\nu l'^\mu - g^{\mu\nu} l \cdot l'). \end{aligned} \quad (1.10)$$

O tensor $W_{\mu\nu}$ descreve o vértice hadrônico e é dado por:

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu} &\equiv \frac{1}{2\pi} \frac{1}{2} \sum_S \sum_X \int \frac{d^3 P_x}{(2\pi)^3 2P_x^0} (2\pi)^4 \delta^4(P + q - P_x) \langle P, S | J_\mu(0) | X \rangle \langle X | J_\nu(0) | P, S \rangle \\ &= \frac{1}{2\pi} \int d^4 Z e^{iqZ} \langle N | J_\mu(Z) J_\nu(0) | N \rangle. \end{aligned} \quad (1.11)$$

Usando as definições (1.7) e (1.9) e inserindo (1.6) em (1.5), a seção de choque diferencial, escrita no sistema do alvo em repouso, onde $(l \cdot P) = m_N E$, toma a forma:

$$\frac{d\sigma}{dE' d\Omega} = \frac{\alpha_{\text{em}}^2}{2m_N Q^4} \frac{E'}{E} L^{\mu\nu} W_{\mu\nu}, \quad (1.12)$$

onde $\Omega \equiv (\theta, \varphi)$ identifica a direção do lépton espalhado e $\alpha_{\text{em}} = e^2/4\pi$.

Parametrizando o tensor hadrônico $W_{\mu\nu}$ como:

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu} &= \left(-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) W_1(P, q, q^2) \\ &+ \frac{1}{m_N^2} \left[\left(P_\mu - \frac{P \cdot q}{q^2} q_\mu \right) \left(P_\nu - \frac{P \cdot q}{q^2} q_\nu \right) \right] W_2(P, q, q^2), \end{aligned} \quad (1.13)$$

a seção de choque do espalhamento profundamente inelástico (não polarizado) é, então, expressa em termos de duas funções de estrutura W_1 e W_2 ($d\Omega = d\cos\theta d\varphi$) como:

$$\frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega} = \frac{4\alpha_{\text{em}}^2 E'^2}{Q^4} \left[2W_1 \sin^2 \theta/2 + W_2 \cos^2 \theta/2 \right]. \quad (1.14)$$

A seção de choque depende o ângulo θ de espalhamento, mas não de φ , que pode ser integrado.

Definimos o conjunto de variáveis de Mandelstam s , t e u , que são invariantes de Lorentz, como:

$$s \equiv (P + k)^2 = E_{CM}^2, \quad (1.15)$$

$$t \equiv (k + k')^2 = -Q^2, \quad (1.16)$$

$$u \equiv (k + P_x)^2. \quad (1.17)$$

Com

$$s + t + u = m_e^2 + m_e'^2 + m_N^2 + W^2, \quad (1.18)$$

de forma que podemos escrever a seção de choque para o espalhamento profundamente inelástico como:

$$\frac{d\sigma}{dtdu} = \frac{4\pi\alpha_{\text{em}}^2}{(st)^2} \frac{1}{s+u} \left[-(s+u)tm_N W_1(\nu, Q^2) - us\nu W_2(\nu, Q^2) \right]. \quad (1.19)$$

No limite de Bjorken [11], definido por: $Q^2 \rightarrow \infty$ e $\nu \rightarrow \infty$; com $x \equiv Q^2/2m_N\nu$ fixo, as funções de estrutura do DIS são independentes de Q^2 e ν individualmente, passando a ser funções unicamente da variável x , ou seja,

$$\lim_{Q^2, \nu \rightarrow \infty} m_N W_1(\nu, Q^2) \Rightarrow F_1(x), \quad (1.20)$$

e

$$\lim_{Q^2, \nu \rightarrow \infty} m_N W_2(\nu, Q^2) \Rightarrow F_2(x). \quad (1.21)$$

O limite de Bjorken implica que a seção de choque do espalhamento inelástico elétron-próton, que é fortemente dependente de Q^2 , passe a depender apenas da variável adimensional $x = Q^2/2m_N\nu$ no limite de altas energias. Portanto, quando a energia do processo é elevada para valores suficientemente altos, e este torna-se profundamente inelástico, ocorre o desaparecimento da dependência em Q^2 , sugerindo que a interação esteja ocorrendo com partículas pontuais, internas ao próton. Esta é a base do modelo de pártons [10, 11, 12].

1.2 Modelo de Pártons

A ideia básica do modelo é representar o espalhamento inelástico a partir do espalhamento quase-livre de constituintes pontuais no interior do próton Fig. 1.2, quando observado de um referencial onde o próton move-se rapidamente [13, 14]. O fóton virtual, então, interage com uma das partículas constituintes do próton – os pártons, enquanto que os demais permanecem não-perturbados durante a interação. A interação com o párton ocorre como se esse fosse uma partícula livre, sem estrutura.

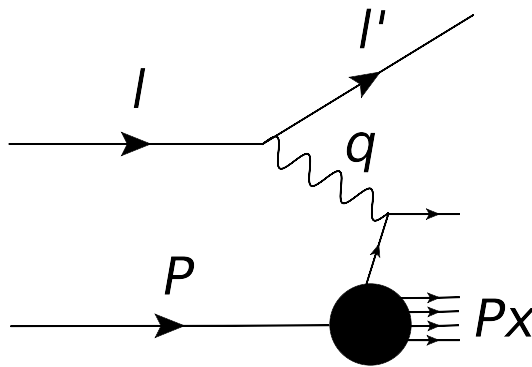


Fig. 1.2: Modelo de Pártons.

O modelo de pártons considera que [10]:

1) Num referencial onde o hádron possui momentum infinito, este comporta-se como um conjunto de partículas livres, os pártons. Estas partículas portam uma parcela x do momentum total do hádron movendo-se paralelamente ao hádron.

2) A seção de choque inelástica lépton-hádron é a soma incoerente da seção de choque elástica individual lépton-párton, sendo estes pártons tratados como livres.

Estas hipóteses justificam-se em um sistema de referência onde o momentum do hádron seja tal que as massas e o momentum transversal p_T dos pártons possam ser desprezados, ou seja,

$$|P| \gg M, m, p_T. \quad (1.22)$$

Com base neste modelo, definimos $q_i(x_i)$ como a probabilidade de encontrarmos um párton do tipo i dentro do hádron, portando uma fração de momentum $x_i = P_i/P$. Então, o número de pártons i no hádron é dado por:

$$N_i = \int_0^1 q_i(x_i) dx_i. \quad (1.23)$$

Adicionalmente, a conservação de momentum implica que:

$$\sum_i \int_0^1 x_i q(x_i) dx_i = 1, \quad (1.24)$$

dessa forma, somadas todas as frações de momentum carregadas pelos pártons deve-se obter o momentum total do hádron. O modelo de pártons permite escrever a seção de choque diferencial do espalhamento lépton-próton em função da seção de choque diferencial do espalhamento lépton-párton, ou seja,

$$\frac{d\sigma^{\text{lépton-hádron}}}{dtdu} = \sum_i \int_0^1 dx q_i(x) \frac{d\sigma^{\text{lépton-párton}}}{dtdu}, \quad (1.25)$$

com a soma feita sobre todos os pártons que possuem carga elétrica, os quais interagem com o fóton virtual, e q_i é a probabilidade de encontrar o quark i carregando uma fração x do momentum do próton.

Podemos escrever a seção de choque para o processo elástico $l + q_i \rightarrow l + q_i$ em função das variáveis de Mandelstam desse processo [10]:

$$\frac{d\sigma^{\text{lépton-párton}}}{dtdu} = x_i \frac{d\sigma}{d\hat{t}\hat{u}} = \frac{2\pi\alpha^2 e_i^2}{t^2} x_i \left(\frac{s^2 + u^2}{s^2} \right) \delta[t + x_i(s + u)], \quad (1.26)$$

onde, no limite de Bjorken (altas energias), assumimos que:

$$s = 2k \cdot P, \quad (1.27)$$

$$t = -2k \cdot k', \quad (1.28)$$

$$u = -2k' \cdot P, \quad (1.29)$$

para o processo $lP \rightarrow l'X$, e

$$\hat{s} = 2k \cdot P_i = x_i s, \quad (1.30)$$

$$\hat{t} = -2k \cdot k' = t, \quad (1.31)$$

$$\hat{u} = -2k' \cdot P_i = x_i u, \quad (1.32)$$

para o subprocesso $l + q_i \rightarrow l + q_i$. Levando (1.26) em (1.25), e comparando o resultado com (1.19), obtem-se:

$$F_2 = 2xF_1(x) = \sum_i x_i e_i^2 q_i(x_i), \quad (1.33)$$

onde e_i é a fração de carga do elétron carregada pelo parton de sabor i e

$$x_i = \frac{-t}{s+u} = \frac{Q^2}{2m_N\nu} = x. \quad (1.34)$$

A igualdade (1.33) denomina-se relação de Callan-Gross [15]. Esta advém diretamente da hipótese dos partons possuírem spin-1/2. A expressão (1.34) mostra a equivalência entre a fração de momentum portada pelo parton com a variável de Bjorken. A dependência de F_2 somente em x , como mostrado na equação (1.33), é denominada escalamento de Bjorken, que foi identificada no DIS elétron-próton no Stanford linear Accelerator Center (SLAC) [16]. Esse escalamento (consequência do modelo de partons) foi previsto por Bjorken; ele sugeriu que, em muito altas energias, a dependência das funções de estrutura em Q^2 desaparece, e elas se tornam funções de x apenas. Isso ocorre quando $\nu, Q^2 \rightarrow \infty$.

Outra forma de obtermos essa identidade é considerar a colisão do fóton de momentum q com um parton de momentum $x'p$ gerando um parton de momentum p' . A conservação do quadrimomentum implica que:

$$x'p + p = p' \rightarrow 2x'p \cdot q = -q^2 \equiv Q^2 \quad (1.35)$$

e

$$x' = \frac{Q^2}{2p \cdot q} \equiv x, \quad (1.36)$$

desconsiderando a massa dos quarks.

Diante do que foi exposto é possível identificar os partons carregados eletricamente com os quarks [10]. Há seis sabores diferentes para os quarks (u, d, s, c, b e t), que diferem em massa e carga. Para cada um dos 12 sabores, correspondentes aos quarks e seus respectivos antiquarks, teremos uma função de distribuição partônica $q_i(x)$. A partir dessas distribuições partônicas, juntamente com o vínculo imposto pela soma de momentum (1.24), observa-se, experimentalmente, a falta de aproximadamente 50% do momentum total dos nucleons. Os outros 50% do momentum restante são atribuídos aos partons sem carga elétrica. A presença desses partons no interior do nucleon pode ser justificada pela dinâmica da interação entre quarks, sendo que estes partons são denominados como glúons, que são as partículas mediadoras da interação forte, cuja dinâmica é descrita pela QCD.

1.3 Fundamentos da Cromodinâmica Quântica

A Cromodinâmica Quântica (QCD) é a teoria das interações fortes que descreve a interação entre quarks e glúons [17, 18, 19]. Os hádrons, que são os estados assintóticos detectados nos experimentos, são diferentes dos campos fundamentais presentes no Lagrangeano,

associados aos quarks e glúons. A carga de cor associada aos quarks e glúons só pode ser detectada indiretamente, pois os hádrons são necessariamente objetos neutros (sem carga de cor).

1.3.1 Representação de grupo

A QCD é representada pelo grupo de simetria não abeliano $SU(3)$, que contém três graus de liberdade, correspondendo a três cargas de cor, denotadas R, G e B, com as respectivas anticores. Os geradores do grupo são as matrizes de Gell-Mann, oito matrizes hermitianas linearmente independentes, $\lambda_1, \dots, \lambda_8$, com $\det \lambda_i = 1$. Junto com os autovetores de cor, geram os oito estados de cor dos glúons,

$$R\bar{G}, R\bar{B}, G\bar{R}, G\bar{B}, B\bar{R}, B\bar{G}, \frac{1}{\sqrt{6}}(R\bar{R} - G\bar{G} - 2B\bar{B}), \quad (1.37)$$

que formam a representação octeto de cor para glúons. Há ainda um nono estado de glúon possível,

$$\frac{1}{\sqrt{3}}(R\bar{R} + G\bar{G} + B\bar{B}), \quad (1.38)$$

um singlete de cor que não carrega carga, portanto não media a interação entre cargas de cor.

Os quarks são representados por três cores (três anticores para antiquarks), sendo representados por tripletos, e denota-se por $[3]$ e $[\bar{3}]$ as menores representações não triviais para quarks e antiquarks, respectivamente.

1.3.2 A QCD perturbativa

Na QCD, os quarks e glúons estão associados a campos em interação [17]. Os campos de quarks são representados por espinores de Dirac de quatro componentes, ψ_k^i (índice de sabor k e de cor i), e os campos de glúons são representados por oito campos de Yang-Mills, A_μ^a . As regras de Feynman podem ser obtidas em teoria de perturbação a partir do Lagrangeano da QCD, que pode ser escrito como

$$\mathcal{L}_{QCD} = \mathcal{L}_{Clssico} + \mathcal{L}_{f.g.} + \mathcal{L}_{FP}. \quad (1.39)$$

O Lagrangeano clássico é dado por

$$\mathcal{L}_{Clssico} = \sum_{k=1}^{n_f} \bar{\psi}_k (i\gamma^\mu D_\mu - m_k) \psi_k - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu}, \quad (1.40)$$

onde o termo de férmion soma sobre todos os sabores de quarks de massa m_k , e omitimos os índices de cor (neste termo), implícitos na descrição. A derivada covariante é dada por $D_\mu = \partial_\mu + igT_a A_\mu^a$, onde g é a constante de acoplamento forte, T_a são as matrizes de cor da representação de $SU(N_c)$ (geradores do grupo). No termo de glúon, $F_{\mu\nu}^a$ é o tensor intensidade do campo de glúons $A_\mu^a(x)$,

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a - gf^{abc} A_\mu^b A_\nu^c, \quad (1.41)$$

onde $a = 1, \dots, N_c^2 - 1$ é o índice de cor indicando o número de glúons; f^{abc} são as constantes de estrutura do grupo $SU(N_c)$, onde N_c é o número de cores. Este último termo é o responsável pelo caráter não abeliano da QCD.

O termo de fixação de gauge $\mathcal{L}_{f.g.}$ é arbitrário (a amplitude para qualquer processo deve ser invariante de gauge), pode-se por exemplo escolher o gauge covariante,

$$\mathcal{L}_{f.g.} = -\frac{1}{2\lambda} (\partial^\mu A_\mu^a)^2, \quad (1.42)$$

onde λ é um parâmetro arbitrário. A escolha do gauge covariante introduz graus de liberdade não-físicos, que podem ser cancelados mediante a introdução de um campo complexo fictício χ^a chamado fantasma de Faddeev-Popov, contribuindo com o termo

$$\mathcal{L}_{FP} = (\partial_\mu \chi^{a*}) (\partial^\mu \delta_c^a - gf^{abc} A_\mu^b) \chi^c. \quad (1.43)$$

Estes campos fictícios são escalares e têm tanto caráter fermiônico (variáveis de Grassmann, obedecendo a estatística de Fermi) quanto bosônico (propagador bosônico), não aparecendo como partículas externas, mas tão somente em diagramas com laços internos.

As regras de Feynman da QCD podem ser obtidas através do formalismo de integrais de trajetória, desenvolvido por Feynman [20]. O Lagrangeano da QCD pode ser separado numa parte livre \mathcal{L}_0 e numa de interação \mathcal{L}_{int} (termos de interação contém o acoplamento g da teoria), a partir dos quais se obtém um funcional gerador (vide ref. [21] para o método geral e ref. [17] para o caso específico da QCD)

$$Z[J, \xi, \xi^*, \eta, \bar{\eta}] = \exp \left\{ \int d^4x \mathcal{L}_{int} \left(\frac{\delta}{i\delta J^{a\mu}}, \frac{\delta}{i\delta \xi^{a*}}, \frac{\delta}{i\delta(-\xi^a)}, \frac{\delta}{i\delta \bar{\eta}}, \frac{\delta}{i\delta(-\eta)} \right) \right\} Z_0[J, \xi, \xi^*, \eta, \bar{\eta}] \quad (1.44)$$

onde Z_0 é o funcional gerador para campos livres

$$Z_0 = \int [dA][d\chi][d\bar{\chi}][d\psi][d\bar{\psi}] \exp \left\{ d^4x (\mathcal{L}_0 + A_\mu^a J^{a\mu} + \chi^{a*} \xi^a + \xi^{a*} \chi^a + \bar{\psi} \eta + \bar{\eta} \psi) \right\}, \quad (1.45)$$

onde $J^{a\mu}$, ξ , ξ^* , η , $\bar{\eta}$ são funções fonte para glúons, campos fantasmas e férmions, respectivamente. A partir do funcional gerador acima, pode-se obter as funções de Green da teoria e, conseqüentemente, o valor esperado dos observáveis físicos. Expandindo-se o funcional gerador em série de potências na constante de acoplamento g , obtém-se as regras de Feynman da QCD, como mostrado na Fig. 1.3, para os propagadores, vértices e laços, a partir das quais é possível calcular seções de choque de processos envolvendo interações fortes de quarks e glúons. A QCD descreve bem as interações fortes e seu sucesso pode ser resumido

$$\begin{aligned}
 a, \alpha \text{ --- } \overset{p}{\text{---}} \text{ --- } b, \beta &= \delta^{ab} \left[-g^{\alpha\beta} + (1 - \lambda) \frac{p^\alpha p^\beta}{p^2 + i\epsilon} \right] \frac{i}{p^2 + i\epsilon} \\
 \alpha \text{ --- } \overset{p}{\text{---}} \text{ --- } b &= \delta^{ab} \frac{i}{p^2 + i\epsilon} \\
 i, n \text{ --- } \overset{p}{\text{---}} \text{ --- } k, m &= \delta^{ik} \frac{i}{\not{p} - m + i\epsilon} \Big|_{mn} \\
 \begin{array}{c} b, \beta \\ | \\ \text{---} q \\ / \quad \backslash \\ a, \alpha \quad c, \gamma \end{array} &= -g_s f^{abc} \left[g^{\alpha\beta} (p - q)^\gamma + g^{\beta\gamma} (q - r)^\alpha + g^{\gamma\alpha} (r - p)^\beta \right] \\
 \begin{array}{c} a, \alpha \quad b, \beta \\ \backslash \quad / \\ \text{---} \\ / \quad \backslash \\ c, \gamma \quad d, \delta \end{array} &= -ig_s^2 f^{xac} f^{xbd} (g^{\alpha\beta} g^{\gamma\delta} - g^{\alpha\delta} g^{\beta\gamma}) \\
 &\quad -ig_s^2 f^{xad} f^{xbc} (g^{\alpha\beta} g^{\gamma\delta} - g^{\alpha\gamma} g^{\beta\delta}) \\
 &\quad -ig_s^2 f^{xab} f^{xcd} (g^{\alpha\gamma} g^{\beta\delta} - g^{\alpha\delta} g^{\beta\gamma}) \\
 \begin{array}{c} a, \alpha \\ | \\ \text{---} \\ / \quad \backslash \\ b \quad c \end{array} &= g_s f^{abc} q^\alpha \\
 \begin{array}{c} a, \alpha \\ | \\ \text{---} \\ / \quad \backslash \\ i, n \quad k, m \end{array} &= -ig_s t_{ki}^a \gamma_{mn}^\alpha
 \end{aligned}$$

Fig. 1.3: Regras de Feynman para a QCD. Os glúons são representados por espirais, férmions por linhas sólidas e fantasmas por linhas tracejadas [1].

em dois termos: *liberdade assintótica e confinamento*. O espectro hadrônico é bem descrito pelo modelo de quarks, os quais nunca foram observados isoladamente. Alguns processos em altas energias, por outro lado, têm suas seções de choque bem descritas por um modelo onde os quarks não interagem (o *modelo de pártons*). A *liberdade assintótica* refere-se ao enfraquecimento da interação em distâncias curtas (ou altas energias), enquanto o *confinamento* dos quarks segue do fortalecimento desta interação em longas distâncias. Para entender a propriedade da liberdade assintótica, devemos lembrar que a constante de acoplamento α_S da QCD (onde $\alpha_S = \frac{g^2}{4\pi}$) é a solução da equação para o grupo de renormalização [18]:

$$\frac{d\alpha_S(Q^2)}{dt} = \beta(\alpha_S(Q^2)), \quad (1.46)$$

onde

$$t = \log \frac{Q^2}{\mu^2} \quad , \quad \beta(\alpha_S) = \mu^2 \frac{d\alpha_S}{d\mu^2}, \quad (1.47)$$

com μ representando a escala de renormalização da teoria. A expansão perturbativa da função β é dada na QCD por:

$$\beta(\alpha_S) = -b\alpha_S^2[1 + b'\alpha_S + O(\alpha_S^2)]. \quad (1.48)$$

E os coeficientes são dados por:

$$b = \frac{(33 - 2n_f)}{12\pi} \quad , \quad b' = \frac{(153 - 19n_f)}{2\pi(33 - 2n_f)}. \quad (1.49)$$

Na última equação, n_f é o número de sabores ativos.

Substituindo (1.48) em (1.46), obtemos a seguinte equação diferencial

$$\frac{d\alpha_S(Q^2)}{dt} = -b\alpha_S(Q^2)[1 + b'\alpha_S(Q^2) + O(\alpha_S^2(Q^2))], \quad (1.50)$$

que é resolvida com o truncamento da série (1.48). Ignorando o termo com coeficiente b' e os termos de ordem elevada em α_S , a solução é dada por:

$$\alpha_S(Q^2) = \frac{\alpha_S(\mu)}{1 + \alpha_S(\mu)bt}. \quad (1.51)$$

Logo, t e α_S são inversamente proporcionais, ou seja, quando $t \rightarrow \infty$, $\alpha_S \rightarrow 0$ com uma potência inversa de $\log Q^2$, como mostra a Fig. 1.4.

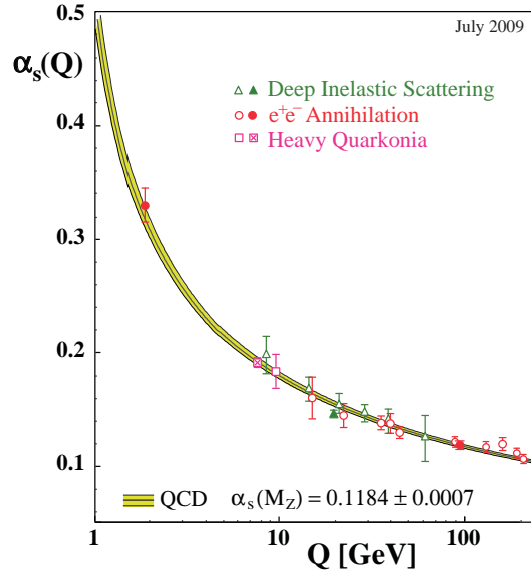


Fig. 1.4: Dependência da constante de acoplamento da QCD com a escala de virtualidade [2].

Isto explica a propriedade da liberdade assintótica, que é caracterizada pela interação de duas partículas através de um parâmetro de acoplamento, que é função da distância entre elas. Quando a separação torna-se muito pequena (grande Q), a constante de acoplamento vai a zero. Então, no limite de Bjorken, quarks e glúons apresentam-se como livres. Mas para o ‘confinamento’ dos quarks (longas distâncias e pequeno Q) a descrição perturbativa não é aplicável.

A presença de glúons possui implicações observáveis experimentalmente, as quais não são consideradas pelo modelo de pártons, o qual desconsidera que os quarks podem emitir glúons e que eles podem contribuir no estado inicial. A principal implicação da presença de glúons são as violações de escalamento das funções de estrutura que passam a depender não somente de x (modelo de pártons), mas de x e Q^2 , ou seja, $q_i(x) \rightarrow q_i(x, Q^2)$, onde $q_i(x, Q^2)$ representa a densidade de pártons de sabor i com momentum xP , quando a escala do processo usado para resolver a estrutura do hádron é Q^2 , isso pode ser visto na Fig. 1.5.

Portanto, na QCD, cada um dos quarks que constituem o próton está envolvido por uma nuvem de glúons virtuais e pares quark-antiquark. Ao modificarmos a resolução com a qual observamos o próton ($\simeq Q^2$), mais profundamente penetramos nesta nuvem de partículas virtuais, sendo capaz de observarmos um maior número de pártons, cada um deles portando uma parcela do momentum total do próton. Dessa forma, a QCD prediz que a densidade de pártons observados nos processos de espalhamento depende do momentum transferido no processo, prevendo a quebra do escalamento das distribuições partônicas. Essa quebra possui forma logarítmica e será descrita pela abordagem DGLAP, que descreve a evolução

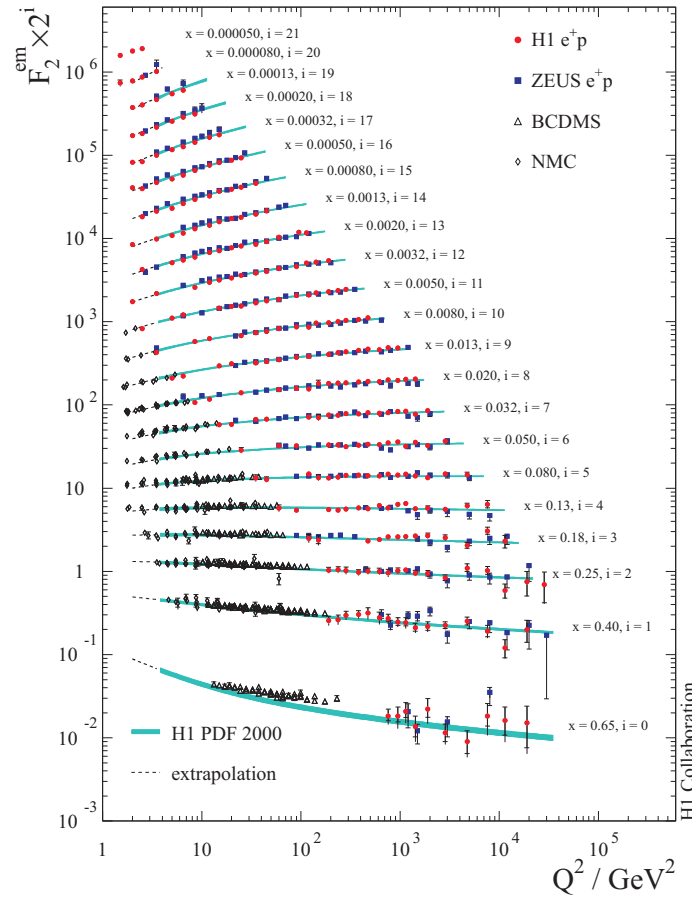


Fig. 1.5: Função de estrutura F_2 em função da virtualidade do fóton (Q^2) para diferentes valores de x [3].

dinâmica das funções de estrutura usando uma linguagem partônica.

1.4 Equações DGLAP

As equações DGLAP baseiam-se na extensão para a QCD da aproximação do fóton equivalente, proposta inicialmente para descrever processos eletrodinâmicos de espalhamento de elétrons de alta energia em pequenos ângulos. Então, as seções de choque são descritas a partir da convolução da seção de choque do fóton com o alvo e a probabilidade do elétron irradiar um fóton. A evolução dinâmica das funções de estrutura passa a ser expressa, na QCD, como a convolução entre a probabilidade de encontrarmos um quark dentro do hádron e a probabilidade deste quark emitir um glúon, modificando seu momentum. A fim de obter as equações DGLAP pelo método intuitivo, seguiremos o trabalho de Altarelli e Parisi [22]. Consideremos a variável

$$t \equiv \ln \frac{Q^2}{Q_0^2}, \quad (1.52)$$

onde Q_0^2 é um limite inferior para a virtualidade, a partir do qual é aplicável QCD perturbativa. A dependência em t de $q_i(x, t)$ surge devido à possibilidade de um quark, com fração de momentum x , para um dado t_1 , apresentar-se como um quark, com fração de momentum $x' < x$, acompanhado por um glúon com um valor de virtualidade $t_2 > t_1$. Consideremos que um quark com fração de momentum x possa irradiar um glúon e reter uma fração $z < 1$ de seu momentum original. Se não existisse nenhuma interação glúônica, a densidade de probabilidade de encontrar um quark com uma fração $z < 1$ do momentum x iria ser zero, independente do poder de resolução t . Então a densidade de probabilidade de observarmos um quark com fração de momentum z seria dada por:

$$\mathcal{P}_{qq}^0 = \delta(z - 1), \quad (1.53)$$

pois, no modelo de pártons, a fração de momentum portada pelo quark não se modificaria pela interação deste com o fóton virtual.

No entanto, na QCD, existe uma densidade de probabilidade no espaço de momentum de observarmos um quark com fração de momentum $z < 1$, com amplitude de probabilidade proporcional à constante de acoplamento da QCD, $\alpha_S(t)$. Esta contribuição adiciona-se à densidade (1.53), quando provado por uma corrente com poder de resolução $t + \Delta t$, ou seja, a densidade de probabilidade de encontrarmos um quark com fração de momentum z para a resolução $t + \Delta t$ será dada por:

$$\mathcal{P}_{qq}^0 + d\mathcal{P}_{qq}^q = \delta(z - 1) + \frac{\alpha_S(t)}{2\pi} P_{qq}^0 dt, \quad (1.54)$$

onde foi acrescentada à variação da probabilidade de encontrar um quark com fração z no interior do quark original, quando provado para uma resolução t , por unidade de t . Dessa forma, a variação da densidade de quarks do tipo i será dada por [23]:

$$\frac{dq_i(x, t)}{dt} = \frac{\alpha_S(t)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} P_{qq} \left(\frac{x}{y} \right) q_i(y, t). \quad (1.55)$$

Consideremos os seguintes processos de desdobramento, um quark de sabor i pode ser originado da emissão de um glúon por um quark de sabor j e fração de momentum y , ou pela criação de um par $q^i \bar{q}^j$ a partir de um glúon de fração de momentum y . As probabilidades desses processos para uma resolução $t + \Delta t$, sejam dadas, respectivamente, por [23]:

$$\frac{\alpha_S}{2\pi} \sum_i P_{q^i q^j} dt \quad , \quad \frac{\alpha_S}{2\pi} P_{q^i G} dt. \quad (1.56)$$

Com isso chegamos à equação para a dinâmica da distribuição de quarks que é dada por [24]:

$$\frac{dq^i(x, t)}{dt} = \frac{\alpha_S(t)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[P_{qq} \left(\frac{x}{y} \right) q^i(y, t) + P_{qG} \left(\frac{x}{y} \right) G(y, t) \right], \quad (1.57)$$

levando em conta que existe independência de sabor nos processos de radiação, isto é,

$$P_{q^i q^j} = \delta_{ij} P_{qq}, \quad (1.58)$$

$$P_{Gq^i} = P_{Gq}, \quad (1.59)$$

$$P_{q^i G} = P_{qG}. \quad (1.60)$$

Os diagramas, P_{qq} e P_{qG} , que contribuem para a distribuição de quarks são mostrados, respectivamente, na Fig. 1.6.

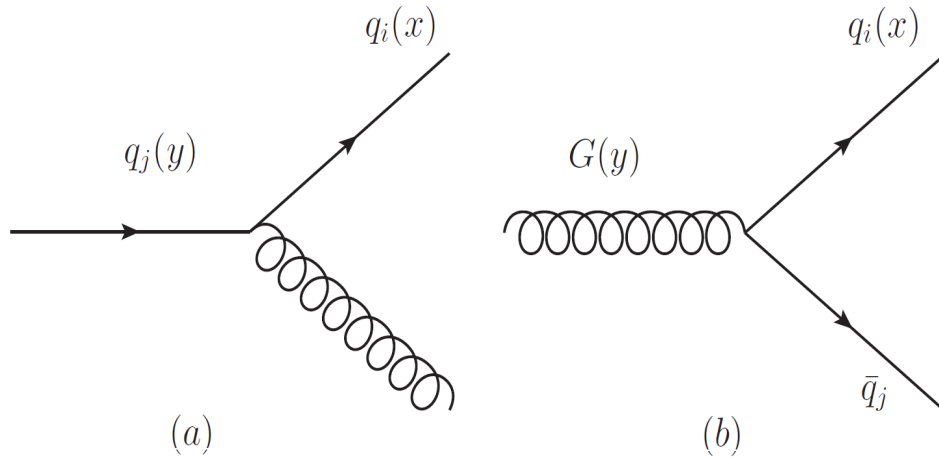


Fig. 1.6: (a) Quark q_i originado a partir da emissão de um glúon por um quark q_j . (b) Glúon decai em um par $q\bar{q}$.

Considerando que as probabilidades de desdobramento desses processos sejam dadas, respectivamente, por:

$$\frac{\alpha_S}{2\pi} \sum_i P_{Gq^i}, \quad \frac{\alpha_S}{2\pi} P_{GG} dt, \quad (1.61)$$

e utilizando as relações (1.56), obtemos a equação da evolução para distribuições de glúons que é dada por:

$$\frac{dG(x, t)}{dt} = \frac{\alpha_S(t)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[\sum_i P_{Gq^i} \left(\frac{x}{y} \right) q^i(y, t) + P_{GG} \left(\frac{x}{y} \right) G(y, t) \right]. \quad (1.62)$$

Os diagramas, P_{Gq^i} e P_{GG} , que contribuem para a distribuição de glúons são mostrados, respectivamente, na Fig. 1.7.

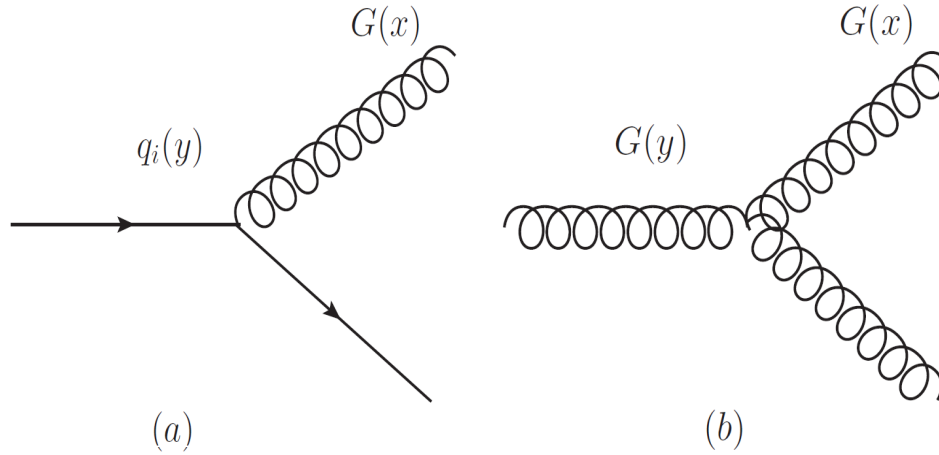


Fig. 1.7: (a) Glúon originado a partir de um quark q_i . (b) Glúon emite um par de glúons.

As equações (1.57) e (1.62) são chamadas de equações DGLAP. As funções de desdobramento P_{ij} podem ser calculadas através da QCD perturbativa como uma expansão em α_S . Em ordem dominante de α_S essas funções são dadas por [22]:

$$P_{qq}^0(z) = C_F \left[\frac{1+z^2}{(1-z)_+} + \frac{3}{2} \delta(1-z) \right], \quad (1.63)$$

$$P_{qG}^0(z) = \frac{1}{2} [z^2 + (1-z)^2], \quad (1.64)$$

$$P_{Gq}^0(z) = C_F \left[\frac{1+(1-z)^2}{z} \right], \quad (1.65)$$

$$P_{GG}^0(z) = 2C_A \left[\frac{z}{(1-z)_+} + \frac{1-z}{z} + z(1-z) \right] + \frac{11C_A - 2n_f}{6} \delta(1-z), \quad (1.66)$$

onde $C_F = (N_C^2 - 1)/2N_C$, $C_A = N_C$ e n_f é o número de sabores; e tomamos $z = x/y$. As distribuições ‘+’ são dadas por:

$$\int_0^1 dx \frac{f(x)}{(1-x)_+} = \int_0^1 dx \frac{f(x) - f(1)}{(1-x)}. \quad (1.67)$$

As distribuições de quarks de valência anulam-se para $x = 0$ e $x = 1$ (uma vez que estes carregam os números quânticos do hádron) [10], enquanto que os quarks de mar tendem a popular a região de pequeno x . Podemos interpretar as funções desdobramento P_{ij} como a probabilidade de um parton i emitir um parton j . As equações DGLAP determinam somente a evolução das distribuições partônicas. As condições iniciais para a evolução são de natureza não-perturbativa e são determinadas experimentalmente para uma dada virtualidade do fóton. Sabendo que as distribuições partônicas são independentes do processo considerado, após determiná-las para um valor específico de Q^2 é possível, com o auxílio das equações DGLAP, determinarmos seus valores para outra virtualidade e assim aplicá-las. Verificou-se experimentalmente que a violação de escalamento de fato acontece, e que F_2 se torna

uma função de x e Q^2 , como mostrado na Fig. 1.5. Esse comportamento é bem descrito pela equação DGLAP (com a expansão na constante de acoplamento), em próxima ordem dominante (NLO).

1.5 Soluções da DGLAP em pequeno x

Na expansão perturbativa da função de estrutura do próton $F_2^p(x, Q^2)$, o modelo de pártons, na QCD, passa a ser considerado como o termo perturbativo de ordem zero. Levando em conta a possibilidade dos quarks emitirem glúons faz com que esta função de estrutura passe a depender também da distribuição gluônica. Esta distribuição torna-se significativa para pequeno x , levando a um aumento na função de estrutura.

As funções de desdobramento associadas aos glúons $P_{Gq}(z)$ e $P_{GG}(z)$ são singulares quando $z \rightarrow 0$. Essas funções associadas aos quarks são regulares nesse limite. Então, a dinâmica de glúons determina o comportamento das distribuições partônicas para pequeno x . Considerando as equações (1.55), (1.57) e (1.62), apenas serão importantes aquelas onde aparecem as funções de desdobramento de glúon em outro párton. Levando em conta esses casos, podemos fazer as seguintes aproximações [23]:

$$\frac{dq(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = \frac{\alpha_S(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} P_{qG}\left(\frac{x}{y}\right) G(y, Q^2), \quad (1.68)$$

$$\frac{dG(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = \frac{\alpha_S(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} P_{GG}\left(\frac{x}{y}\right) G(y, Q^2). \quad (1.69)$$

Pela definição da transformada de Mellin [24]:

$$\bar{h}(\omega, Q^2) \equiv \int_0^1 \frac{dx}{x} x^\omega h(x, Q^2) \quad (1.70)$$

e sua inversa

$$h(x, Q^2) \equiv \frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} d\omega x^{-\omega+1} \bar{h}(\omega, Q^2), \quad (1.71)$$

podemos fazer as seguintes aproximações referentes às equações DGLAP:

$$\frac{d\bar{q}(\omega, Q^2)}{d \ln Q^2} = \frac{\alpha_S(Q^2)}{2\pi} \gamma_{qG}(\omega) \bar{G}(\omega, Q^2), \quad (1.72)$$

$$\frac{d\bar{G}(\omega, Q^2)}{d \ln Q^2} = \frac{\alpha_S(Q^2)}{2\pi} \gamma_{GG}(\omega) \bar{G}(\omega, Q^2), \quad (1.73)$$

onde foram introduzidas as dimensões anômalas γ_{ij} , correspondentes às transformadas de Mellin para as funções de desdobramento P_{ij} .

Podemos resolver diretamente a equação DGLAP transformada (1.73) e obter a solução para a distribuição de glúons:

$$\bar{G}(\omega, Q^2) = \bar{G}(\omega, Q_0^2) \exp \left[\int_{Q_0^2}^{Q^2} \frac{dq^2}{q^2} \gamma_{GG}(\omega) \right]. \quad (1.74)$$

Substituindo este resultado na equação (1.72), notamos que o comportamento das distribuições em pequeno x se resume à análise do comportamento da dimensão anômala nesta região, que corresponde ao momentum associado à função de desdobramento [23]:

$$\gamma_{ij}(\omega, Q^2) = \int_0^1 dz z^\omega P_{ij}(z, \alpha_S(Q^2)). \quad (1.75)$$

No ponto $\omega = 1$ do plano complexo as funções, γ_{GG} e γ_{qG} , possuem singularidades, que caracterizam o comportamento da distribuição gluônica em pequeno x . Na ordem dominante

$$\int_{Q_0^2}^{Q^2} \frac{dq^2}{q^2} \gamma_{GG}(\omega, \alpha_S(Q^2)) = \gamma_0^{GG}(\omega) \int_{Q_0^2}^{Q^2} \frac{dq^2}{q^2} \frac{\alpha_S(q^2)}{2\pi} \quad (1.76)$$

$$= \gamma_0^{GG}(\omega) \epsilon(Q^2, Q_0^2). \quad (1.77)$$

Então, no espaço ω , a distribuição de glúons, nesta aproximação, será dada por:

$$\bar{G}(\omega, Q^2) = \bar{G}(\omega, Q_0^2) \exp [\gamma_{GG}^{(0)}(\omega) \epsilon(Q^2, Q_0^2)]. \quad (1.78)$$

Ou ainda, considerando apenas o termo singular em $\gamma_{GG}^{(0)}$, temos que:

$$\bar{G}(\omega, Q^2) \simeq \bar{G}(\omega, Q_0^2) \exp \left[\frac{6}{\omega - 1} \epsilon(Q^2, Q_0^2) \right]. \quad (1.79)$$

A fim de obtermos a distribuição de glúons no espaço x , devemos usar a transformada inversa de Mellin, que nos fornece [23]:

$$xG(x, Q^2) \approx \frac{1}{2\pi i} \int d\omega \bar{G}(\omega, Q_0^2) \exp \left[(\omega - 1) \ln \frac{1}{x} + \frac{6}{\omega - 1} \epsilon(Q^2, Q_0^2) \right]. \quad (1.80)$$

A equação (1.79) pode apresentar singularidades nas dimensões anômalas e/ou na distribuição gluônica de entrada (não-perturbativa). A distribuição dos quarks de mar e o comportamento da distribuição gluônica para pequeno x são controlados pelas singularidades dominantes. Se essa for a singularidade de dimensão anômala, isto é, se a distribuição gluônica não-perturbativa de entrada comportar-se como uma constante para pequeno x , pode-se obter a solução da equação (1.80) pelo método do ponto de sela. O ponto de sela para a equação ocorre para [24]

$$\frac{\partial H}{\partial \omega} = 0, \quad (1.81)$$

onde H é o argumento da exponencial de (1.80). Conseqüentemente, o ponto de sela ocorre em

$$\begin{aligned} \ln \frac{1}{x} - \frac{6}{(\omega - 1)^2} \epsilon(Q^2, Q_0^2) &= 0 \\ (\omega_S - 1) &= \left[\frac{6\epsilon(Q^2, Q_0^2)}{\ln 1/x} \right]^{1/2}. \end{aligned} \quad (1.82)$$

Fazendo uma expansão sobre o ponto de sela ω_S de H é possível estimar a integral na expressão (1.80), desde que façamos para grandes valores de $\ln \frac{1}{x}$ e $\epsilon(Q^2, Q_0^2)$, ou seja,

$$H \approx H(\omega_S) + k(\omega - \omega_S)^2. \quad (1.83)$$

Assumindo $(\omega - \omega_S) = i\nu$, teremos $H \approx H(\omega_S) - \kappa\nu^2$. Levando este resultado na expressão (1.80), devemos resolver uma integral gaussiana em ν , obtendo, para α_S constante:

$$xG(x, Q^2) \approx \left[\frac{\ln(1/x)}{\frac{\alpha_S}{2\pi} \ln(Q^2/Q_0^2)} \right]^{3/4} \exp \left[2 \left(3 \frac{\alpha_S}{\pi} \ln \frac{Q^2}{Q_0^2} \ln \frac{1}{x} \right)^{1/2} \right]. \quad (1.84)$$

Sendo assim, a distribuição gluônica cresce mais rapidamente que qualquer potência de $\ln(1/x)$, entretanto mais lentamente que uma potência de $(1/x)$, com o crescimento da distribuição de glúons em função do comprimento da evolução de Q_0^2 a Q^2 através da expressão $\epsilon(Q^2, Q_0^2)$. Esse comportamento é chamado de Aproximação de Duplo Logaritmo (DLA), onde os diagramas somados contribuem com termos da ordem de $[\alpha_S \ln(Q^2/Q_0^2) \ln(1/x)]^n$. Os termos proporcionais a $\ln(1/x)$ aparecem sempre acompanhados de um $\ln Q^2$, o que significa que esta descrição é válida apenas na região de grandes valores de $1/x$ e Q^2 . Se a singularidade dominante ocorrer na distribuição de glúons de entrada não-perturbativa $\overline{G}(\omega, Q_0^2)$, teremos uma estabilidade deste comportamento durante a evolução em Q^2 .

Vários grupos que realizam parametrizações das distribuições partônicas têm usado dados de espalhamentos profundamente inelásticos e processos envolvendo prótons incidentes e/ou antiprótons para determinar o conteúdo de quarks e glúons do próton. O processo parametriza a dependência em x das funções de distribuição para baixa, mas ainda perturbativa, escala Q^2 . Dessa forma, usa-se a DGLAP para evoluir as funções de distribuição em Q^2 e para descrever a todos os dados disponíveis para determinar os valores dos parâmetros de entrada. Os intervalos cinemáticos de experimentos de colisores e de alvo fixo permitem que as distribuições partônicas sejam determinadas sobre uma ampla escala de x e Q^2 . A Fig. 1.8 mostra as incertezas estatísticas, de modelo teórico e de parametrizações nos dados do colisor HERA.

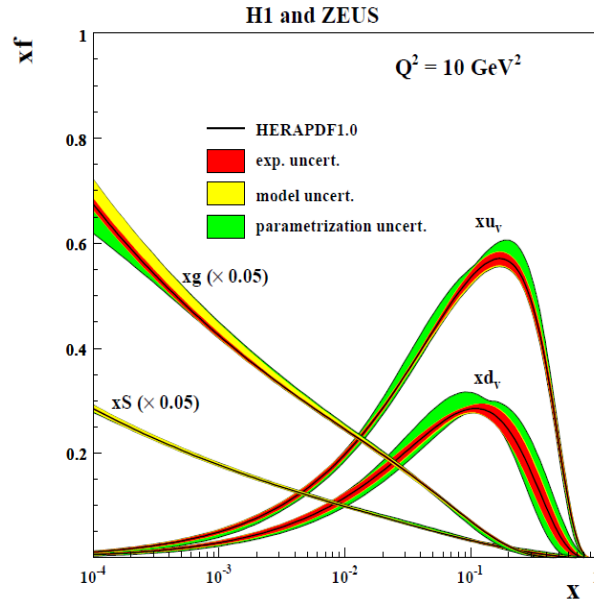


Fig. 1.8: Distribuição de quarks e glúons obtidas a partir dos dados de HERA [4].

1.6 Distribuições Partônicas

A QCD perturbativa nos permite calcular processos de espalhamento em altas energias a partir das seções de choque dos subprocessos partônicos e das suas respectivas distribuições dentro dos hádrons. Essas distribuições, porém, não são previstas pela QCD; somente suas evoluções podem ser calculadas através das equações DGLAP. Então, a determinação dessas distribuições deve ser feita a partir dos dados do DIS e processos relacionados, em que o maior número possível de observáveis seja incluído, com o intuito de vincular as várias distribuições, pois diferentes processos fornecem distintas densidades partônicas nas mais variadas regiões cinemáticas [25].

O procedimento básico é parametrizar a dependência em x das funções de distribuição $f_i(x, Q_0^2)$ para algum valor específico de Q_0^2 , grande o suficiente para garantir a aplicabilidade dos métodos perturbativos e calcular estas distribuições para um valor escolhido de Q^2 , utilizando as equações DGLAP. Sendo assim, as densidades partônicas são determinadas para uma certa região de x e Q^2 , onde existam dados, podendo ser usadas para caracterizar as funções de estrutura e para o cálculo da seção de choque de outros processos a altas energias [23].

As densidades partônicas são determinadas, tradicionalmente, a partir de análises globais dos dados de processos do DIS e de processos relacionados, tais como: a produção de pares de léptons, de jatos com grande momentum transversal, de quarks pesados e etc. A função de estrutura F_2 e a distribuição gluônica a pequeno x são vinculadas pelos dados do DIS. Essas distribuições estão sujeitas a muitas fontes de incertezas, tais como: a escolha dos

pontos de corte (em x e Q^2), o truncamento da expansão perturbativa da evolução DGLAP, a escolha do tipo de parametrização, os erros experimentais dos dados utilizados no processo de análise global, etc.

A fim de obter um conjunto de distribuições partônicas universais que melhor ajustam os dados é feita uma análise global dos dados experimentais de muitos processos físicos conjuntamente com as equações de evolução partônicas. Essas distribuições podem ser utilizadas na previsão de outros observáveis físicos de interesse. A análise global envolve os seguintes passos:

- Criar algoritmos para a resolução numérica das equações de evolução, como por exemplo, as equações DGLAP;
- Eleger um conjunto de dados que melhor forneça restrições às distribuições partônicas;
- Decidir sobre o esquema de fatorização (DIS ou \overline{MS}) e escolher um conjunto consistente de escalas de fatorização para todos os processos;

Processos	Principais subprocessos	PDFs vinculados
$l \pm N \rightarrow l \pm X$	$\gamma^* q \rightarrow q$	$g(x < 0.01), q, \bar{q}$
$l^+(l^-)N \rightarrow \bar{\nu}(\nu)X$	$W^* q \rightarrow q'$	"
$\bar{\nu}(\nu)N \rightarrow l^-(l^+)X$	$W^* q \rightarrow q'$	"
$\nu N \rightarrow \mu^+ \mu^- X$	$W^* s \rightarrow c \rightarrow \mu^+$	s
$lN \rightarrow lQX$	$\gamma^* Q \rightarrow Q$	$Q = c, b$
	$\gamma^* g \rightarrow Q\bar{Q}$	$g(x < 0.01)$
$pp \rightarrow \gamma X$	$qg \rightarrow \gamma q$	g
$pN \rightarrow \mu^+ \mu^- X$	$q\bar{q} \rightarrow \gamma^*$	\bar{q}
$pp, pn \rightarrow \mu^+ \mu^- X$	$u\bar{u}, d\bar{d} \rightarrow \gamma^*$	$\bar{u} - \bar{d}$
	$u\bar{d}, d\bar{u} \rightarrow \gamma^*$	
$ep, en \rightarrow e\pi X$	$\gamma^* q \rightarrow q$	
$p\bar{p} \rightarrow W \rightarrow l^\pm X$	$ud \rightarrow W$	$u, d, u/d$
$p\bar{p} \rightarrow jet + X$	$gg, qg, qq \rightarrow 2j$	$q, g(0.01 < x < 0.5)$

Tab. 1.1: Espalhamento lépton-núcleo e processos duros relacionados (dados usados na análise global da distribuição de pártons) e sua sensibilidade a distribuição de pártons [7].

- Escolher uma forma paramétrica para as distribuições partônicas de entrada. Esta deve ser geral o suficiente para levar em consideração todas as possíveis dependências em x e de sabor, porém não deve conter muitos parâmetros a serem ajustados. Geralmente, usa-se a

seguinte forma funcional de entrada:

$$f_i(x, Q^2) = ax^b(1-x)^c P(x), \quad (1.85)$$

onde $P(x)$ é uma fração regular, x^b determina o comportamento para pequeno x e $(1-x)^c$ o comportamento para grande x ;

•Parametrizar as distribuições partônicas finais para valores discretos de x e Q^2 por algumas funções analíticas.

A Tab. 1.1 alguns processos utilizados na análise global, assim como as distribuições vinculadas por cada processo.

A cada novo conjunto de medidas experimentais; o maior número de dados, bem como a maior precisão destes; exige-se um novo refinamento das distribuições partônicas. Diversos grupos tem se dedicado a esta tarefa com propostas diferentes. Para o nucleon analisamos as parametrizações CTEQ [26], CT [27], MRST [28], MSTW [29], ALEKHIN [30], GJR [31], NNPDF [32] e plotamos os gráficos da distribuição de glúons em função do x de Bjorken para dois valores da escala de fatorização μ_F^2 , que é dada por $\mu_F^2 = 4m_Q^2$, onde m_Q representa as massas dos quarks Charm e Bottom, respectivamente. Esses gráficos estão representados na Fig. 1.9, os quais apresentam uma comparação entre as previsões das parametrizações para os glúons. A partir dessas figuras é possível notar o forte crescimento da densidade de glúons com o decréscimo de x e com o aumento da escala de fatorização. Além disso, verificamos que os resultados apresentados para as sete parametrizações diferem

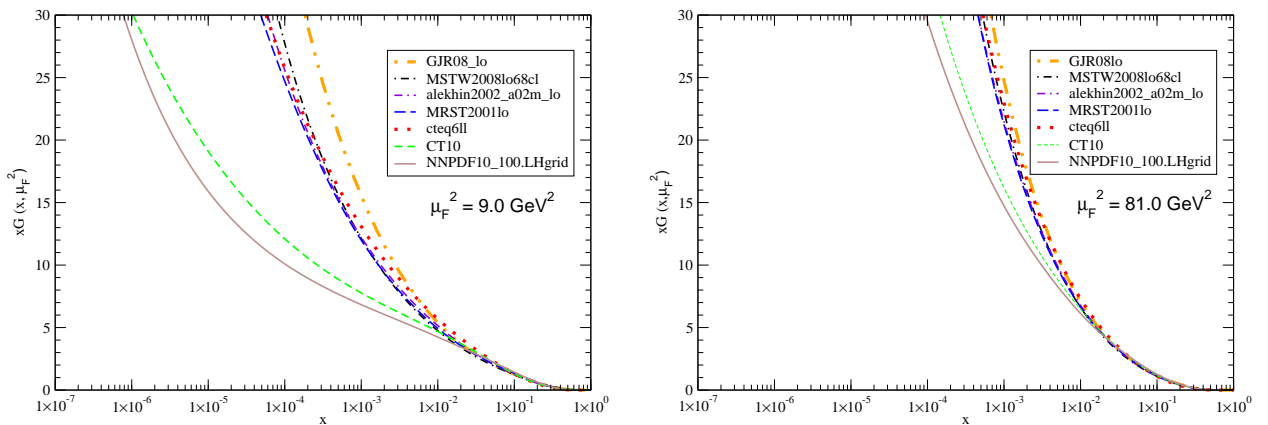


Fig. 1.9: Distribuição de glúons em função do x em LO.

em pequeno x , região dominada pela distribuição de glúons. Esta grande diferença é causada pelos distintos pressupostos adotados pelos grupos na análise global dos dados de processos físicos de interesse. Alguns desses pressupostos são destacados, são eles:

- a ordem da evolução DGLAP;
- GJR: resolve em LO, NLO;

MSTW: resolve em LO, NLO, NNLO;

ALEKHIN: resolve em LO, NLO, NNLO;

MRST: resolve em LO, NLO, NNLO;

CTEQ: resolve em LO, NLO;

CT10: resolve em LO, NLO;

NNPDF: resolve em LO, NLO.

•a forma da parametrização inicial;

GJR: $xf(x, Q_0^2) = N_f x^{a_f} (1-x)^{b_f} (1 + A_f \sqrt{x} + B_f x)$;

MSTW: $f_i(x, Q_0^2) = A_i x^{a_i} [1 + b_i \sqrt{x} + c_i x] (1-x)^{d_i}$;

ALEKHIN: $xG(x, Q_0^2) = A_G x^{a_G} (1-x)^{b_G} x^{P_G(x)}$, $P_G = \gamma_{1,G^x}$,

MRST: $xG(x, Q_0^2) = A_g (1-x)^{\eta_g} (1 + \epsilon_g x^{0.5} + \gamma_g x) x_g^\delta - A_- (1-x)^{\eta_-} x^{-\delta_-}$;

CTEQ: $xf(x, Q_0) = A_0 x^{A_1} (1-x)^{A_2} e^{A_3} (1 + e^{A_4} x)^{A_5}$;

CT10: $xf(x, Q_0) = A_0 x^{A_1} (1-x)^{A_2} e^{A_3} (1 + e^{A_4} x)^{A_5} e^{(-A_6 x^{-A_7})}$, com $A_5 = 0$;

NNPDF: usa redes neurais para resolver a DGLAP [33].

•o número de parâmetros livres e os valores das escalas iniciais de x e Q^2 , que são ilustrados na Tab. 1.2.

Parametrização	$x_{\text{mín}}$	$x_{\text{máx}}$	$Q_{\text{mín}}^2 \text{ GeV}^2$	$Q_{\text{máx}}^2 \text{ GeV}^2$	Parâmetros livres
CTEQ	1×10^{-6}	1	1.69	1×10^8	15
CT	1×10^{-5}	1	1.69	1×10^6	26
MRST	1×10^{-5}	1	1.25	1×10^7	24
MSTW	1×10^{-6}	1	1	1×10^9	20
ALEKHIN	1×10^{-7}	1	0.8	2×10^8	25
GJR	1×10^{-9}	1	0.3	1×10^8	21
NNPDF	1×10^{-9}	1	2.0	1×10^8	4

Tab. 1.2: Valores de x e Q^2 para as diferentes parametrizações

Diante do que foi exposto sobre a incerteza associada ao conteúdo de glúons para pequeno x surge a necessidade de estudar processos físicos dependentes dessa quantidade, a fim de podermos vincular a distribuição de glúons para altas energias. No capítulo seguinte estudaremos a interação fóton-próton para a produção dos quarks pesados Charm e Bottom. A densidade dessas partículas são particularmente importantes para pequeno x , especialmente com o aumento de Q^2 . Dessa forma, justificamos a importância do estudo proposto neste trabalho, que é o de fotoprodução de quarks pesados em colisões próton-próton no LHC.

1.7 Conclusão

Neste capítulo, fizemos uma revisão do formalismo usado para descrever a função de estrutura do próton, começando pelo espalhamento profundamente inelástico. Na sequência, foi apresentado o modelo de pártons e os fundamentos da QCD perturbativa, bem como a fenomenologia no regime de pequeno x . Verificamos que a função de estrutura é diretamente proporcional à densidade de glúons nesta região, e deve aumentar fortemente com o decréscimo de x , pondo à prova a aplicabilidade do tratamento perturbativo.

Capítulo 2

Produção de Quarks Pesados em Interações Fóton-Próton

Neste capítulo, apresentamos um estudo da fotoprodução de pares de quark-antiquark pesados em ordem dominante (LO) e as principais vantagens e desvantagens do estudo deste processo. Além disso, será reproduzido parte do cálculo analítico de fotoprodução, cujos resultados serão aplicados no capítulo 4, onde trataremos de colisões entre prótons, as quais possibilitam uma investigação da estrutura hadrônica.

2.1 A Fotoprodução de Sabores Pesados

A fotoprodução de quarks pesados é de grande interesse para o estudo da estrutura hadrônica. A colisão entre um fóton energético e um hádron é mais fácil de ser entendida do que a colisão entre hádrons (hadroprodução), pois na fotoprodução apenas uma das partículas possui subestrutura, o hádron. Outra vantagem é que, devido a natureza dos subprocessos que contribuem, as correções de próxima ordem dominante (NLO) são bem maiores para a hadroprodução do que para a fotoprodução. Portanto, o cálculo da fotoprodução converge mais rápido e leva a resultados mais precisos para uma ordem menor de cálculo [34].

O fóton também pode apresentar subestrutura num sentido dinâmico, dependendo da região cinemática analisada, pois ele pode flutuar num par quark-antiquark ($q\bar{q}$) ou em mésons vetoriais [35]. Nesse sentido, o fóton também pode apresentar uma estrutura hadrônica, com funções de quarks e glúons associadas. Nesta perspectiva, os processos de fotoprodução e hadroprodução têm características semelhantes, sendo que as distribuições no fóton são menos conhecidas, pois não se tem evidência de singularidades diretas desses processos.

A escolha da fotoprodução traz algumas vantagens no âmbito experimental [36]. Por exemplo, a taxa relativa de interações produzindo partículas com Charm em relação a taxas de produção de estados hadrônicos de múltiplas partículas finais é de 0.6% em fotoprodução

e 0.08% em hadroprodução. O fóton é capaz de produzir partículas com Charm com momentum relativamente mais alto, facilitando a detecção pelos espectômetros. Ademais, é possível comparar a teoria com os dados experimentais, pois existem dados do colisor (ep) HERA.

Uma das desvantagens presentes na fotoprodução é a baixa luminosidade, exigindo detectores mais potentes e específicos. Outrossim, o fóton é neutro e não deixa rastro do feixe incidente.

2.2 A Fotoprodução de Quarks Pesados em Ordem Dominante

O cálculo da seção de choque para o processo de fotoprodução de pares de quark-antiquark pesados é feito nesta seção, em ordem dominante, considerando o fóton com uma pequena virtualidade [37]. Neste cálculo o fóton foi tratado como quase-real, que é o caso da maior parte dos colisores, em especial, HERA.

O diagrama da Fig. 2.1 representa a interação fóton-próton, na qual um fóton com grande energia flutua num par quark-antiquark, que por sua vez interage com o glúon do próton, ganhando energia do glúon e se tornando um par quark-antiquark pesado.

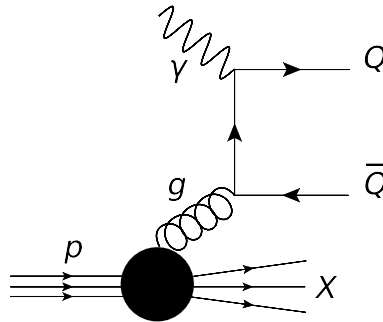


Fig. 2.1: Diagrama do processo de fusão bóson-glúon.

Em ordem dominante, o subprocesso que contribui é do tipo fóton-glúon, como mostrado na Fig. 2.1. Para esse processo podemos escrever:

$$\gamma^*(q_\gamma) + g(q_g) \rightarrow Q(p_Q) + \bar{Q}(p_{\bar{Q}}). \quad (2.1)$$

As variáveis de Mandelstam para este problema são:

$$\hat{s} = (q_\gamma + q_g)^2 = 2q_\gamma \cdot q_g - Q^2, \quad (2.2)$$

$$\hat{t} = (p_Q - q_\gamma)^2 = m_Q^2 - 2p_Q \cdot q_\gamma - Q^2, \quad (2.3)$$

$$\hat{u} = (q_\gamma - p_{\bar{Q}})^2 = m_Q^2 - 2p_{\bar{Q}} \cdot q_\gamma - Q^2, \quad (2.4)$$

que satisfazem o vínculo abaixo,

$$\hat{s} + \hat{t} + \hat{u} = 2m_Q^2 - Q^2. \quad (2.5)$$

As componentes escalar e longitudinal da polarização se cancelam [38], restando apenas as transversais, pois o fóton é quase-real. Substituindo a soma sobre as polarizações por

$$\sum_T \epsilon_\mu^{T*} \epsilon_\nu^T = -g_{\mu\nu}, \quad (2.6)$$

podemos escrever a seção de choque diferencial em função da variável \hat{t} como:

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(\hat{s}, \hat{t}) = \frac{1}{64\hat{s}\pi p_{CM}^2} |\overline{M}|^2 = \frac{1}{16\pi(\hat{s} + Q^2)^2} |\overline{M}|^2, \quad (2.7)$$

onde $|\overline{M}|^2$ é a amplitude quadrada de espalhamento dos subprocessos, somada sobre as polarizações. Substituindo esta soma e calculando a soma de todas as amplitudes quadradas, teremos [37]:

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{\sigma}_{\gamma g \rightarrow Q\bar{Q}}}{d\hat{t}} &= \frac{4\pi e_Q^2 \alpha \alpha_S}{2(\hat{s} + Q^2)^2} \left[\frac{\hat{U}}{\hat{T}} + \frac{\hat{T}}{\hat{U}} - \frac{2Q^2 \hat{s}}{\hat{T}\hat{U}} - 2m_Q^2(2m_Q^2 - Q^2) \left(\frac{1}{\hat{T}^2} + \frac{1}{\hat{U}^2} \right) \right. \\ &\quad \left. - 2m_Q^2 \left(\frac{1}{\hat{T}} + \frac{1}{\hat{U}} \right) - \frac{2m_Q^2}{\hat{T}\hat{U}} (-\hat{s} - 7Q^2 + 4m_Q^2) \right], \end{aligned} \quad (2.8)$$

onde $\hat{U} \equiv \hat{u} - m_Q^2$, $\hat{T} \equiv \hat{t} - m_Q^2$, m_Q é a massa e e_Q é a carga do quark pesado. A partir da conservação de energia-momentum nos subprocessos são obtidos os limites de integração em \hat{t} , que resultam ser $t_{\min}^{\max} = -\frac{1}{2}(\hat{s} + Q^2 - 2m_Q^2) \pm \frac{\hat{s} + Q^2}{2s} [\hat{s}(\hat{s} - 4m_Q^2)]^{1/2}$. Fazendo a integração na variável \hat{t} , temos a seção de choque $\hat{\sigma}(\hat{s}, Q^2)$ para a fotoprodução de um par $Q\bar{Q}$ em ordem

dominante, dada por:

$$\begin{aligned}
 \hat{\sigma}_{\gamma g \rightarrow Q\bar{Q}}(\hat{s}, Q^2) &= \frac{2\pi e_Q^2 \alpha \alpha_S}{(\hat{s} + Q^2)^2} \left[-2\hat{t} + (\hat{s} + Q^2 + 2m_Q^2) \ln \left(\frac{-\hat{t} + m_Q^2 - (\hat{s} + Q^2)}{-\hat{t} + m_Q^2} \right) \right. \\
 &\quad \left. + 2m_Q^2(2m_Q^2 - Q^2) \left(\frac{1}{\hat{t} - m_Q^2} + \frac{1}{\hat{t} + (\hat{s} + Q^2 - m_Q^2)} \right) \right. \\
 &\quad \left. + (-2Q^2\hat{s} - 2m_Q^2(-\hat{s} + 4m_Q^2 - 7Q^2)) \frac{1}{\sqrt{(2m_Q^2 - \hat{s} - Q^2)^2 + 4m_Q^2(\hat{s} + Q^2 - m_Q^2)}} \right. \\
 &\quad \left. \times \ln \left(\frac{-2\hat{t} + 2m_Q - \hat{s} - Q^2 - \sqrt{(2m_Q^2 - \hat{s} - Q^2)^2 + 4m_Q^2(\hat{s} + Q^2 - m_Q^2)}}{-2\hat{t} + 2m_Q - \hat{s} - Q^2 + \sqrt{(2m_Q^2 - \hat{s} - Q^2)^2 + 4m_Q^2(\hat{s} + Q^2 - m_Q^2)}} \right) \right] \Big|_{\hat{t}_{\min}}^{\hat{t}_{\max}}. \quad (2.9)
 \end{aligned}$$

Convolvendo a distribuição de glúons do próton com a seção de choque partônica, obtemos a seção de choque hadrônica dada por:

$$\sigma_{\gamma p \rightarrow Q\bar{Q}}(Q^2) = \int_{\frac{4m_Q^2}{s}}^1 dx \sigma_{\gamma g \rightarrow Q\bar{Q}}(\hat{s}, Q^2) G(x, \mu_F^2), \quad (2.10)$$

Como a média dos eventos de fotoprodução ($0 \leq Q^2 \leq 4GeV^2$) em HERA está em torno de 10^{-4} GeV^2 , a aproximação usual de colocar o fóton quase-real na camada de massa se justifica.

Fazendo $Q^2 = 0$, a seção de choque diferencial fica:

$$\frac{d\hat{\sigma}_{\gamma g \rightarrow Q\bar{Q}}}{d\hat{t}} = \frac{2\pi e_Q^2 \alpha \alpha_S}{\hat{s}^2} \left[\frac{\hat{U}}{\hat{T}} + \frac{\hat{T}}{\hat{U}} - 4m_Q^2 \left(\frac{1}{\hat{T}} + \frac{1}{\hat{U}} \right) - 4m_Q^2 \left(\frac{\hat{1}}{\hat{T}^2} + \frac{\hat{1}}{\hat{U}^2} \right)^2 \right], \quad (2.11)$$

expressão que concorda com a de Jones e Wild [39]. Os limites de integração em t também simplificam para $t_{\min}^{\max} = -\frac{1}{2}(\hat{s}(1 \mp \sqrt{1 - \beta}) + m_Q^2)$, onde $\beta = \frac{4m_Q^2}{\hat{s}^2}$. A partir da equação (2.9), chegamos a uma expressão bem conhecida para a seção de choque partônica do processo de fusão fóton-glúon [40]:

$$\begin{aligned}
 \hat{\sigma}_{\gamma g \rightarrow Q\bar{Q}}(\hat{s}, Q^2 = 0) &= \frac{4\pi e_Q^2 \alpha \alpha_S}{\hat{s}} \left[\left(1 + \beta + \frac{1}{2}\beta^2 \right) \right. \\
 &\quad \left. \times \ln \left(\frac{1 + \sqrt{1 - \beta}}{1 - \sqrt{1 - \beta}} \right) - (1 + \beta) \sqrt{1 - \beta} \right]. \quad (2.12)
 \end{aligned}$$

Nesta aproximação, todos os pártons envolvidos estão na camada de massa, carregando somente momentum longitudinal, e seu momentum transversal é desprezado nos elementos de matriz da QCD. A seção de choque para a produção de quarks pesados é dada em termos da convolução entre a seção de choque elementar para o sub-processo $\gamma g \rightarrow Q\bar{Q}$ e a probabilidade

de encontrar um glúon dentro do próton, ou seja, a distribuição gluônica. Integrando sobre a massa invariante do par $Q\bar{Q}$, obtemos a seguinte seção choque de fotoprodução [41]:

$$\begin{aligned} \sigma_{tot}(\gamma p \rightarrow Q\bar{Q}X) &= 4\pi e_Q^2 \int_{4m_Q^2}^{W_{\gamma p}^2} \frac{dM_{Q\bar{Q}}^2}{M_{Q\bar{Q}}^2} \alpha \alpha_s(\mu_F^2) G(x, \mu_F^2) \\ &\times \left[\left(1 + \beta + \frac{1}{2}\beta^2 \right) \ln \left(\frac{1 + \sqrt{1 - \beta}}{1 - \sqrt{1 - \beta}} \right) - (1 + \beta) \sqrt{1 - \beta} \right], \end{aligned} \quad (2.13)$$

onde $M_{Q\bar{Q}}^2$ é a massa invariante do par de quarks pesados com $x = M_{Q\bar{Q}}^2/W_{\gamma p}^2$, e $G(x, \mu_F^2)$ é a densidade de glúons dentro do próton na escala de fatorização μ_F^2 . Além disso, m_Q é a massa dos quarks pesados, e_Q é a carga elétrica do quark, e $\beta = 4m_Q^2/M_{Q\bar{Q}}^2$. O limite inferior de integração representa a massa invariante mínima para que se produza o par $Q\bar{Q}$; o limite superior corresponde a situação em que ambos os pártons carregam a máxima fração de momentum carregada pelas partículas incidentes, ou seja $x = 1$.

A massa dos quarks pesados Charm e Bottom é uma questão em aberto, pois existem efeitos de massa na cinemática e na dinâmica da produção de quarks pesados em processos como o DIS. As massas dos quarks não são diretamente observadas, devido ao confinamento. Em teoria de renormalização há um parâmetro m_0 e um parâmetro renormalizado m , que deve ser tratado da mesma forma que a constante de acoplamento. Escolhendo um procedimento de renormalizado independente de massa, resulta que a massa dos quarks também dependem da escala de renormalização [19],

$$m(\mu_F^2) = m(\mu_0^2) \exp\left(-\int_{\mu_0}^{\mu} \frac{d\lambda}{\lambda} [1 + \gamma_m(\alpha_S(\lambda))]\right), \quad (2.14)$$

onde $\gamma_m(\alpha_S)$ é uma quantidade perturbativa do mesmo tipo que $\beta(\alpha_S)$, e portanto diminui com o aumento de μ_F . No limite $\mu_F \rightarrow \infty$, $m(\mu_F^2)/\mu_F^2 \rightarrow 0$, e a teoria de perturbação se torna, efetivamente, uma teoria sem massa. A razão $m(\mu_F^2)/\Lambda^2$ é pequena para os quarks leves *up*, *down* e *strange* [42]. Estes quarks leves podem de fato ser tratados como sem massa, pois a constante de acoplamento só é calculada na região perturbativa.

No caso dos quarks pesados, onde as massas determinadas a partir da espectroscopia são bem maiores que λ_{QCD} ($\lambda_{QCD} < m_{Charm}, m_{Bottom}, m_{Top}$), essas massas se tornam novos parâmetros da teoria.

2.3 Resultados

Implementamos numericamente a expressão (2.13) para produção dos quarks Charm e Bottom, levando em conta apenas a parametrização GJR e variamos os valores para as possíveis massas desses quarks, como mostra a Fig. 2.2, e verificamos a a forte dependência

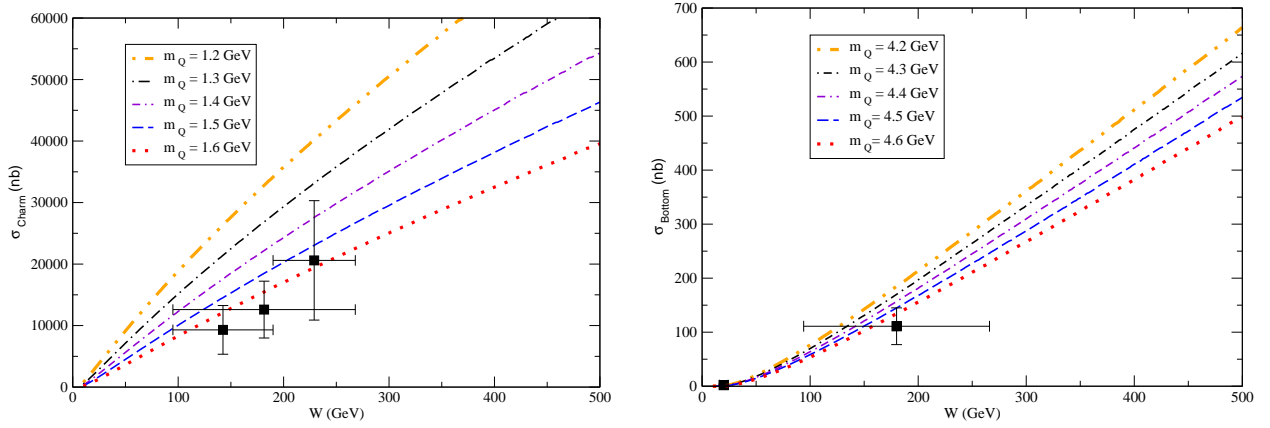


Fig. 2.2: Seção de choque de fotoprodução para o Charm e o Bottom para as possíveis massas dessas partículas, considerando a parametrização GJR. As medidas exper-

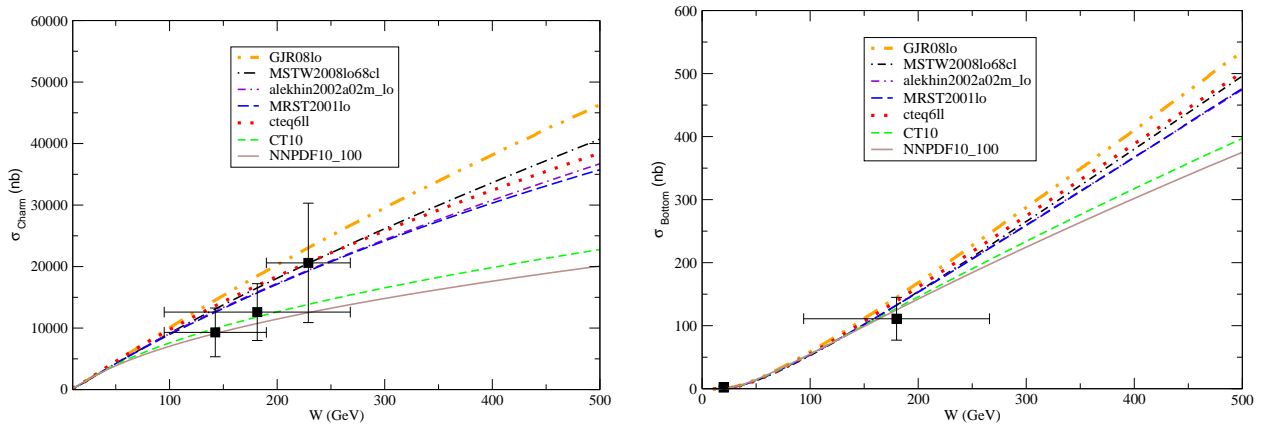


Fig. 2.3: Seção de Choque para o Charm e o Bottom, respectivamente, considerando $m_{Charm} = 1.5 \text{ GeV}$ e $m_{Bottom} = 4.5 \text{ GeV}$. As medidas experimentais são de DESY-HERA e as parametrizações são em LO.

da seção de choque com essas massas. Analisando os resultados para diferentes massas, percebemos que a taxa de produção do Charm é cerca de duas ordens de grandeza superiores a do Bottom. Este fato é explicado pela diferença existente entre as massas e as cargas elétricas dos quarks. A seção de choque é inversamente proporcional a massa dos quarks, ou seja, quanto maior for a massa do quark que queremos produzir, menor será a probabilidade de produção dessa partícula. Diante do que foi exposto sobre a dependência da seção de choque com as massas dos quarks pesados foi necessário escolher um único valor para a massa do Charm e do Bottom para dar sequência no estudo proposto neste trabalho.

Implementamos novamente a expressão (2.13), utilizando as sete parametrizações de distribuições partônicas apresentadas no capítulo 1, considerando $m_{Charm} = 1.5 \text{ GeV}$ e

$m_{Bottom} = 4.5$ GeV, e geramos o gráfico representado na Fig. 2.3. Nele podemos notar que a seção de choque de fotoprodução diverge para as distintas parametrizações e essa divergência aumenta com a energia de centro de massa do sistema fóton-próton ($W_{\gamma p}$). Para a energia de centro de massa igual 500 GeV a parametrização GJR apresentou um limite superior em torno de 45000 nb para a seção de choque do Charm, enquanto que a NNPDF apresentou um limite inferior em torno de 20000 nb. No caso do Bottom a parametrização GJR apresentou um limite superior em torno de 530 nb, enquanto que a NNPDF apresentou um limite inferior em torno de 375 nb. A seção de choque de fotoprodução dada pela equação (2.13) é diretamente proporcional a densidade de glúons. Por isso, a GJR apresenta maior seção de choque que a NNPDF, pois a densidade de glúons em função da variável x cresce mais rapidamente para a GJR do que para a NNPDF, como pôde ser visto na Fig. 1.9. Esse fato motiva o estudo da fotoprodução de quarks pesados em interações próton-próton no LHC, pois os poucos dados experimentais gerados pelo colisor HERA, bem como as barras de erro associadas aos dados, não permitiram discriminar entre as diversas parametrizações existentes para a distribuição gluônica dos hádrons.

2.4 Conclusão

Neste capítulo, fizemos um estudo da fotoprodução de quarks pesados em LO e reproduzimos o cálculo analítico deste processo. Além disso, apresentamos resultados para a seção de choque de fotoprodução, considerando diferentes parametrizações para as funções de distribuição partônicas, onde foi possível perceber a forte dependência da seção de choque em relação a densidade de glúons. Isso nos motiva a fazer um estudo da colisão entre prótons, a fim de calcular a seção de choque integrada para verificarmos se é possível discriminar entre as diversas parametrizações da distribuição de glúons. Isso será feito no último capítulo.

Capítulo 3

Método dos Quanta Virtuais

Neste capítulo, abordamos o conceito de fluxo de fótons equivalentes, a fim de descrever colisões ultraperiféricas. Neste tipo de interação, os prótons interagem apenas eletromagneticamente, para tanto o parâmetro de impacto, b , deve ser maior do que a soma dos raios dos prótons (como mostra a Fig. 3.1), de forma a suprimir a interação hadrônica.

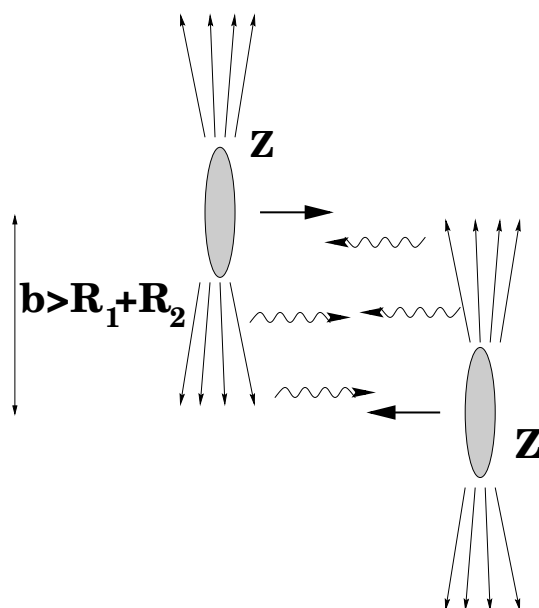


Fig. 3.1: Representação de uma interação ultraperiférica.

3.1 Aproximação de Fótons Equivalentes

O método semi-clássico da aproximação de fótons equivalentes foi desenvolvido por C. F. von Weizsäcker [43] e E. J. Williams [44], com origem no estudo das interações de partículas carregadas com a matéria. Este é conhecido como *Método de Weizsäcker-Williams (W.W.)*, *aproximação dos fótons equivalentes* ou ainda, *método dos quanta virtuais*. Esse método

consiste em substituir a partícula incidente sobre um alvo por um pulso de radiação equivalente, o qual pode ser visto como um conjunto de fótons virtuais [45]. Isto nos permite determinar o espectro de radiação equivalente e, a partir disso, podemos calcular os efeitos da interação do alvo com os fótons virtuais, isto é, podemos fazer o cálculo de seções de choque para vários processos eletromagnéticos.

Enrico Fermi foi um dos primeiros físicos a implementar este método [46], quando imaginou o campo de uma carga em alta velocidade. A Fig. 3.2 mostra o campo eletromagnético de uma carga em repouso e de uma carga com velocidade próxima à da luz. Fermi observou que o campo eletromagnético de uma partícula carregada em altas velocidades se comportava como a radiação eletromagnética e essa idéia foi usada por Weizsäcker e Williams que desenvolveram um cálculo semi-clássico da interação entre partículas carregadas.

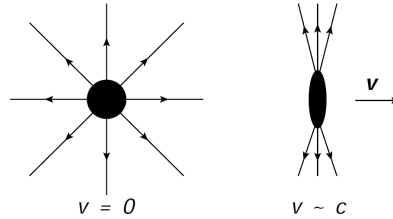


Fig. 3.2: *Campo eletromagnético de uma carga em repouso e com velocidade próxima a da luz, respectivamente.*

3.2 Fluxo de Fótons Equivalentes

Nesta seção, apresentamos o cálculo semi-clássico do espectro de fótons equivalentes. Começamos pela análise da transformação dos campos elétricos e magnéticos de uma partícula relativística carregada, considerando dois referenciais inerciais que se movem paralelamente ao eixo x_1 , mostrado na Fig. 3.3.

Segundo uma transformação de Lorentz [45, 47], temos:

$$\begin{aligned} E_1' &= E_1 & ; & & B_1' &= B_1 ; \\ E_2' &= \gamma[E_2 - \beta B_3] ; & B_2' &= \gamma[B_2 + \beta E_3] ; \\ E_3' &= \gamma[E_3 + \beta B_2] ; & B_3' &= \gamma[B_3 - \beta E_2] . \end{aligned} \quad (3.1)$$

As transformações inversas são obtidas trocando os sinais de β e trocando as componentes dos campos com linha por componentes sem linha e vice-versa. Dessa forma, teremos:

$$\begin{aligned} E_1 &= E_1' & ; & & B_1 &= B_1' ; \\ E_2 &= \gamma[E_2' + \beta B_3'] ; & B_2 &= \gamma[B_2' - \beta E_3'] ; \\ E_3 &= \gamma[E_3' - \beta B_2'] ; & B_3 &= \gamma[B_3' + \beta E_2'] . \end{aligned} \quad (3.2)$$

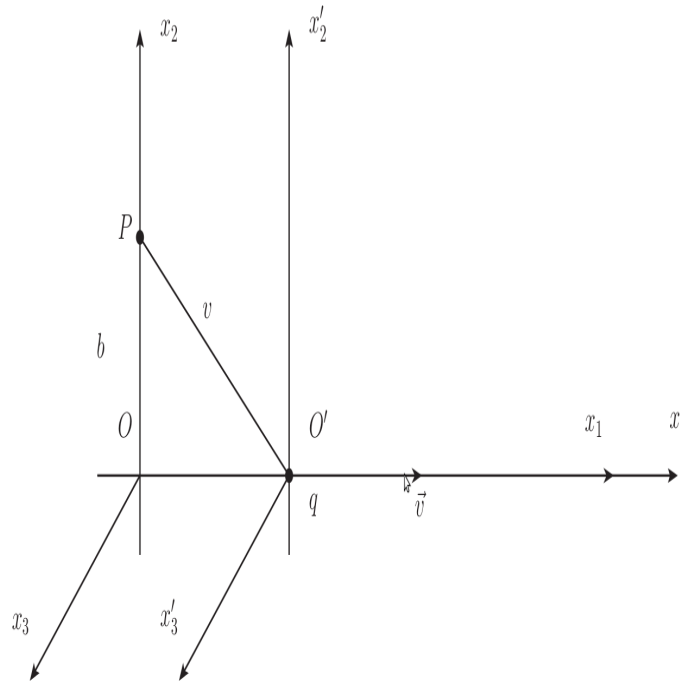


Fig. 3.3: Carga q com velocidade \vec{v} em relação ao eixo x_1 .

A partir dos campos elétrico e magnético no referencial da partícula obteremos os valores correspondentes em um referencial inercial S que se desloca em relação ao referencial de repouso S' da partícula. Consideremos uma carga q que se move com velocidade \vec{v} constante e paralela ao eixo x_1 , como mostra a Fig. 3.3. No referencial de repouso da partícula, referencial com linha, os campos em P ficam:

$$E'_1 = -\frac{qvt}{r'^3} \quad ; \quad E'_2 = -\frac{qb}{r'^3} \quad ; \quad E'_3 = 0 \quad (3.3)$$

e

$$B'_1 = B'_2 = B'_3 = 0, \quad (3.4)$$

pois a carga está em repouso no referencial S' .

A distância $r' = \sqrt{b^2 + (vt')^2}$ deve ser expressa em termos das coordenadas de S . Pela transformação de Lorentz para o tempo, teremos:

$$t' = \gamma \left[t - \frac{\beta}{c} x_1 \right] = \gamma t,$$

pois a coordenada x_1 do ponto P em R é nula. Desta forma, obtemos:

$$B'_1 = B'_2 = B'_3 = 0$$

e

$$E_1' = -\frac{q\gamma vt}{(b^2 + \gamma^2 v^2 t^2)^{3/2}} \quad ; \quad E_2' = -\frac{qb}{(b^2 + \gamma^2 v^2 t^2)^{3/2}}. \quad (3.5)$$

Usando as transformações (3.1) e (3.2), teremos:

$$\begin{aligned} E_1 &= E_1' = -\frac{q\gamma vt}{(b^2 + \gamma^2 v^2 t^2)^{3/2}}; \\ E_2 &= \gamma E_2' = -\frac{qb}{(b^2 + \gamma^2 v^2 t^2)^{3/2}}; \\ B_3 &= \gamma\beta E_2' = \beta E_2. \end{aligned} \quad (3.6)$$

sendo nulas as demais componentes.

Agora, vamos analisar o limite quando $\beta \rightarrow 1$. Neste caso, notamos que a componente magnética B_3 se reduz à componente E_2 do campo elétrico. Outrossim, $E_2(t=0) = \gamma q/b^2$. Quando os dois termos dos denominadores de E_1 e E_2 possuírem mesma ordem de grandeza os campos (3.6) terão valores relevantes em P . Diante disso, somos levados ao intervalo de tempo,

$$\Delta t \approx \frac{b}{\gamma v}. \quad (3.7)$$

A Fig. 3.4 mostra os comportamentos das componentes E_1 e E_2 do campo elétrico. Cabe salientar que um aumento no fator de Lorentz γ implica num aumento do pico de E_2 e num decréscimo de Δt . Se houver um aumento muito maior, de forma que $\gamma \rightarrow \infty$, o comportamento de E_2 seria do tipo função δ de Dirac, visto que a curva da componente E_2 possui área constante [5].

Analisemos o caso limite $\beta \approx 1$ com a finalidade de justificar o método da aproximação de fótons equivalentes. Quando a velocidade da carga for aproximadamente igual a velocidade da luz $B_3 \approx E_2$. Sendo assim, um observador em P percebe que estes campos são transversais à direção de movimento e perpendiculares entre si. Então, este observador não consegue distinguir o campo de uma partícula carregada movendo-se à velocidade da luz e o campo de radiação plana polarizada que se propaga na mesma direção da partícula.

Os campos E_2 e B_3 estão representados na Fig. 3.5(b) pelo pulso P_1 que se desloca na direção x_1 . Por outro lado a componente longitudinal do campo elétrico E_1 não é acompanhada pelo correspondente campo magnético. Sendo assim, o pulso P_2 da Fig. 3.5(b) não é representado completamente por este campo. Não obstante, quando $\beta \rightarrow 1$ os efeitos de B_1 são de menor importância [48]. O seu campo magnético correspondente será da ordem de vE_1/c , que será menor ou igual a E_1 . Desta forma, podemos acrescentar esta componente magnética nas equações dos campos e tratar P_2 como um pulso de onda plana.

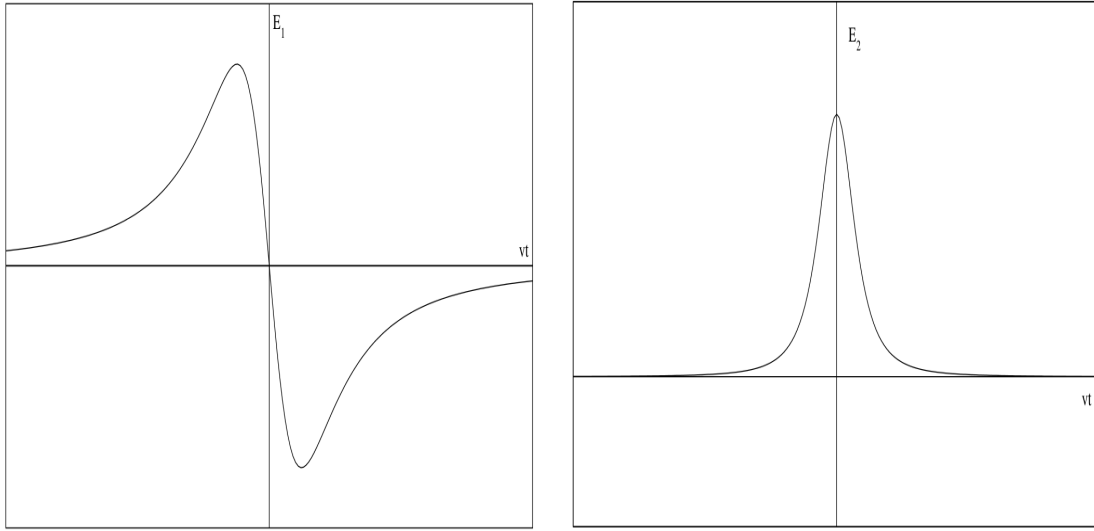


Fig. 3.4: Componentes dos campos elétricos E_1 e E_2 , respectivamente [5].

O próximo passo é fazer a derivação do espectro de fótons equivalentes, que será feito através do eletromagnetismo semi-clássico na próxima subseção.

3.2.1 Cálculo do Espectro de Fótons Equivalentes

Neste momento, estamos aptos a determinar o espectro de radiação equivalente. Para tanto, vamos calcular a distribuição de energia por unidade de área e por intervalo de frequência, através do espectro de frequência dos pulsos P_1 e P_2 dados, respectivamente, por:

$$\begin{aligned} \frac{dI_1(\omega, b)}{d\omega} &= \frac{c}{2\pi} |E_2(\omega)|^2, \\ \frac{dI_2(\omega, b)}{d\omega} &= \frac{c}{2\pi} |E_1(\omega)|^2. \end{aligned} \quad (3.8)$$

Onde $E(\omega)$ é a transformada de Fourier do campo elétrico do pulso, que é dada por:

$$E(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} E(t) e^{i\omega t} dt. \quad (3.9)$$

Substituindo as expressões para os campos nas expressões, (3.8) teremos:

$$\frac{dI_1(\omega, b)}{d\omega} = \frac{1}{c} \left(\frac{qc}{\pi bv} \right)^2 \left[\left(\frac{\omega b}{\gamma v} \right)^2 K_1^2 \left(\frac{\omega b}{\gamma v} \right) \right] \quad (3.10)$$

e

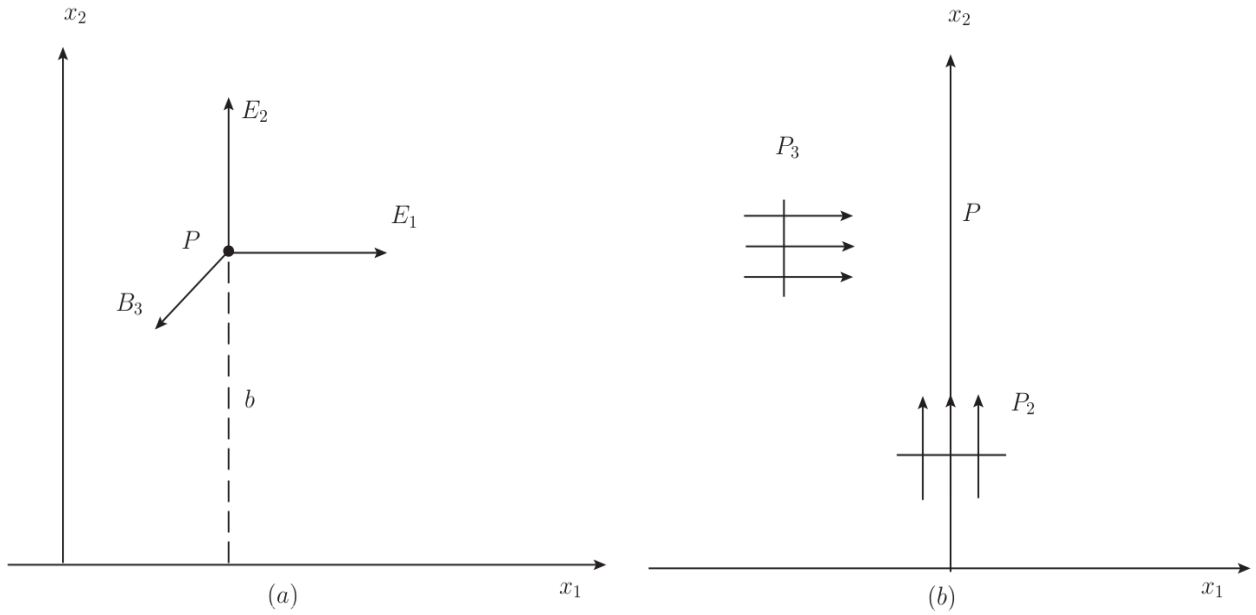


Fig. 3.5: (a) Campo gerado pelo movimento da carga q . (b) Pulso de radiação equivalente.

$$\frac{dI_2(\omega, b)}{d\omega} = \frac{1}{c} \left(\frac{qc}{\pi bv} \right)^2 \left[\frac{1}{\gamma^2} \left(\frac{\omega b}{\gamma v} \right)^2 K_0^2 \left(\frac{\omega b}{\gamma v} \right) \right], \quad (3.11)$$

com K_0 e K_1 sendo as funções de Bessel modificadas.

Integrando sobre todos os parâmetros de impacto possíveis, teremos o espectro de frequência presente na radiação equivalente:

$$\frac{dI(\omega)}{d\omega} = 2\pi \int_{b_{\min}}^{\infty} \left[\frac{dI_1(\omega, b)}{d\omega} + \frac{dI_2(\omega, b)}{d\omega} \right] b db, \quad (3.12)$$

com o seguinte vínculo imposto pelo princípio da incerteza

$$b_{\min} \sim \frac{\hbar}{p_{\max}}, \quad (3.13)$$

onde p_{\max} é o máximo momento transferido na colisão.

Em uma colisão relativística ultraperiférica [48] a probabilidade de que um processo eletromagnético ocorra pode ser obtida em termos da seção de choque deste mesmo processo gerado por um pulso de luz induzido:

$$P(b) = \int I(\omega, b) \sigma_\gamma(\hbar\omega) d(\hbar\omega) = \int N(\omega, b) \sigma_\gamma(\omega) \frac{d\omega}{\omega}, \quad (3.14)$$

onde σ_γ é a seção de choque de fotoprodução do processo com energia $E_\gamma = \hbar\omega$. A integração deve ser realizada sobre todo o espectro de frequências da radiação induzida. Outrossim,

$N(\omega, b)$ é interpretado como o número de fótons equivalentes incidentes no alvo por unidade de área. Usando as equações (3.12) e (3.14), obtemos:

$$N(\omega, b) = \frac{1}{\hbar c} \left(\frac{q}{\pi} \right)^2 \left(\frac{\omega}{\gamma v} \right)^2 \left(\frac{c}{v} \right)^2 \left[K_1^1(x) + \frac{1}{\gamma^2} K_0^2(x) \right], \quad (3.15)$$

com $x = \omega b / \gamma v$. O primeiro termo entre colchetes da equação (3.15) está associado ao pulso P_1 e o segundo ao pulso P_2 , o qual possui contribuição desprezível para $\gamma \gg 1$. A Fig. 3.6 mostra a distribuição de fótons devido ao pulso P_1 . Para $x > 1$ a função $\Phi(x)$ possui valores muito pequenos.

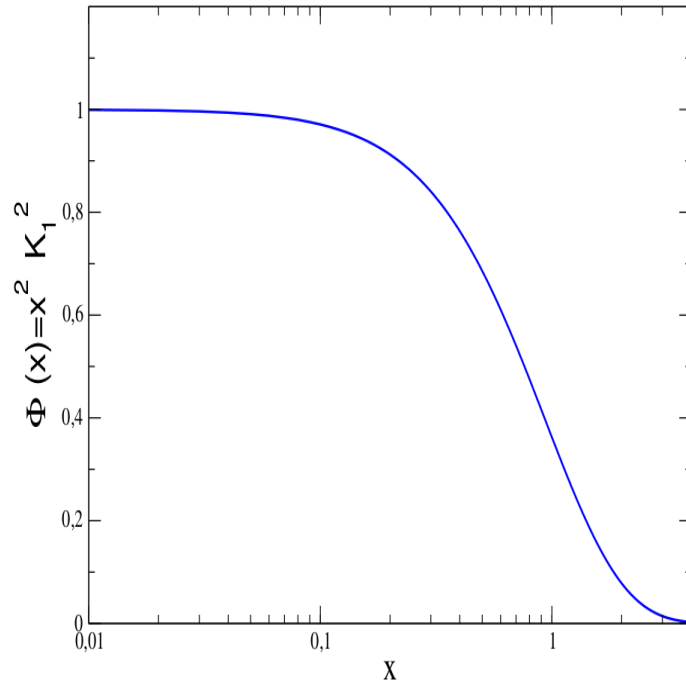


Fig. 3.6: Espectro de fótons equivalentes em função de $x = \omega b / \gamma v$.

Então, uma colisão com parâmetro de impacto b terá fótons com energia máxima dada por:

$$k_{\max} = \frac{\gamma \hbar c}{b}. \quad (3.16)$$

Ou seja, apenas estados com energia igual ou menor podem ser excitados em colisões ultraperiféricas.

Através da integração da equação (3.14) sobre os parâmetros de impacto entre $b = R$ até $b = \infty$ (pois estamos tratando de uma colisão ultraperiférica), podemos obter a seção de choque do processo eletromagnético da colisão relativística de dois hádrons. Para esse

tipo de colisões, R é a soma dos raios dos hádrons [5]. Portanto,

$$\sigma = \int_R^\infty 2\pi b P(b) db = \int n(\omega) \sigma_\gamma(\omega) \frac{d\omega}{\omega}, \quad (3.17)$$

onde

$$n(\omega) = \int_R^\infty 2\pi b N(\omega, b) db = \frac{2}{\pi} Z_1^2 \alpha \left(\frac{c}{v}\right)^2 \left[\xi K_0(\xi) K_1(\xi) - \frac{v^2 \xi^2}{2c^2} \left(K_1^2(\xi) - K_0^2(\xi) \right) \right] \quad (3.18)$$

é a função de distribuição total de fótons equivalentes com frequência ω . As funções de Bessel modificadas são, agora, funções do parâmetro $\xi = \omega R/\gamma v$. Para $\gamma \gg 1$, exceto no caso de frequências muito baixas, tais que $\omega R/c \ll 1$, podemos escrever (3.18), como:

$$n(\omega) = \frac{1}{\pi} Z_1^2 \alpha \ln \left[\left(\frac{\delta}{\xi} \right)^2 + 1 \right] \simeq \frac{2}{\pi} Z_1^2 \alpha \ln \left(\frac{\delta}{\xi} \right), \quad (3.19)$$

com $\delta = 0,681\dots$, é um número associado a constante de Euler. Este resultado mostra que a seção de choque de excitação de um dado processo tende a aumentar logaritmicamente com γ .

O espectro de energia pode ser calculado para o próton e o núcleo por [49]:

$$f(x) = \frac{dn_\gamma}{dx} = \frac{\alpha Z^2}{\pi} \frac{1-x+1/2x^2}{x} \int_{Q_{\min}^2}^\infty \frac{Q^2 - Q_{\min}^2}{Q^4} |F(Q^2)|^2 dQ^2, \quad (3.20)$$

onde α é a constante de estrutura fina, $F(Q^2)$ é o fator de forma e Q^2 é o 4-momentum transferido do projétil. O momentum transferido mínimo, Q_{\min}^2 , é uma função de x e, em uma boa aproximação, é dada por $Q_{\min}^2 = (xM_A)^2/(1-x)$, onde M_A é a massa da partícula incidente. O espectro de fótons equivalentes de prótons com alta energia é dado por Dress e Zeppenfeld [50]. Usando o fator de forma do dipolo elétrico $F_E(Q^2) = 1/(1+Q^2/0.71\text{GeV}^2)^2$, eles encontraram:

$$f(x) = \frac{\alpha}{\pi} \frac{1-x+1/2x^2}{x} \left[\ln(A) - \frac{11}{6} + \frac{3}{A} - \frac{3}{2A^2} + \frac{1}{3A^3} \right], \quad (3.21)$$

onde $A = 1 + (0.71\text{GeV}^2)/Q_{\min}^2$. Este resultado pode ser derivado da equação (3.20), desprezando o segundo termo contendo Q_{\min}^2 dentro da integral, isto é, fazendo a aproximação $(Q^2 - Q_{\min}^2)/Q^4 \approx 1/Q^2$. Se incluirmos este termo, $f(x)$ terá a seguinte forma [51]:

$$f(x) = \frac{\alpha}{\pi} \frac{1-x+1/2x^2}{x} \left[\frac{A+3}{A-1} \ln(A) - \frac{17}{6} + \frac{4}{3A} - \frac{1}{6A^2} \right]. \quad (3.22)$$

Os efeitos de incluir o momento de dipolo magnético e o correspondente fator de forma do próton foram investigados por Kniehl [52].

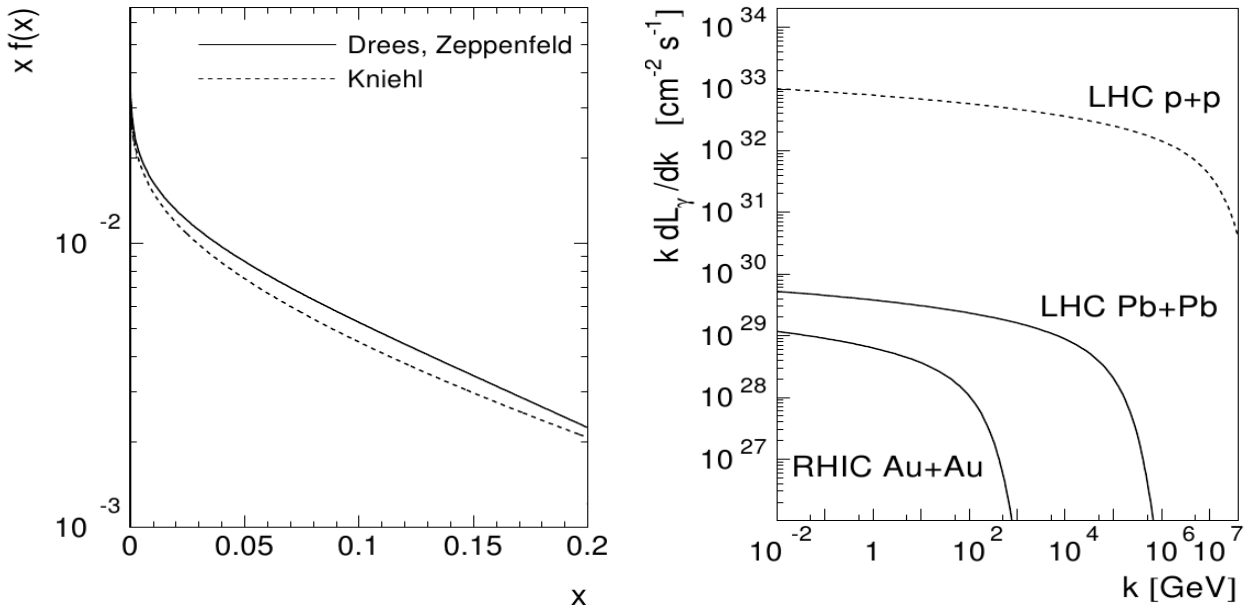


Fig. 3.7: *Esquerda: Comparação entre distintos cálculos do espectro de fótons equivalentes para prótons de alta energia; x é a fração de energia do próton portada pelo fóton. Direita: Luminosidade de fótons equivalentes em colisões próton-próton e núcleo-núcleo no RHIC e LHC; k é a energia do fóton no referencial de repouso do alvo [6].*

O espectro em energia produzido por uma partícula pontual interagindo com um alvo em um parâmetro de impacto mínimo, b_{min} , pode ser calculado analiticamente e o resultado é [47]

$$f(x) = \frac{\alpha Z^2}{\pi} \frac{1}{x} \{ 2Y K_0(Y) K_1(Y) - Y^2 [K_1^2(Y) - K_0^2(Y)] \}, \quad (3.23)$$

onde $Y = x M_A b_{min}$; K_0 e K_1 são funções de Bessel modificadas.

A figura 3.7 representa o espectro de fótons devido a prótons de altas energias. O fator $(Q^2 - Q_{min}^2)/Q^2$, quando incluído na equação (3.20), conduz a uma redução no fluxo de fótons comparado ao resultado de Dress e Zeppenfeld. Incluindo o efeito do momento magnético do próton resulta um fluxo maior que o dado pela equação (3.22), porém menor do que o fluxo dado por (3.21). As diferenças entre as diversas aproximações crescem com x . Em $x = 0.05$, as equações (3.21) e (3.22) afastam-se dos resultados de Kniehl por aproximadamente 15% e em $x = 0.01$ por 8%. As três aproximações apresentam resultados similares ao de uma carga pontual com um parâmetro de impacto mínimo de $b_{min} = 0.7$ fm (curva traço-pontilhada na Fig. 3.7). Vale observar que o espectro discutido é para um único próton. Em uma colisão pp , o fluxo efetivo de fótons pode ser reduzido se os prótons

AB	\mathcal{L}_{AB} ($mb^{-1}s^{-1}$)	$\sqrt{s_{NN}}$ (TeV)	γ_L	k_{mx} (GeV/c)	$\sqrt{s_{\gamma N}^{mx}}$ (GeV)	$\sqrt{s_{\gamma\gamma}^{mx}}$ (GeV)
RHIC						
Au + Au	0.4	0.2	106	3.0	34.7	6.0
pp	6000	0.5	266	87	296	196
LHC						
O + O	160	7	3730	243	1850	486
Ar + Ar	43	6.3	3360	161	1430	322
Pb + Pb	0.42	5.5	2930	81	950	162
pO	10000	9.9	5270	343	2610	686
pAr	5800	9.39	5000	240	2130	480
pPb	420	8.8	4690	130	1500	260
pp	10^7	14	7455	2452	8390	4504

Tab. 3.1: *Parâmetros e limites cinemáticos para processos projétil-alvo em RHIC e LHC, [8].*

não interajam hadronicamente e permanecerem intactos. Isto introduz uma incerteza no espectro efetivo de fótons. O espectro do fóton pode ser convertido em luminosidade de fótons equivalentes multiplicando $f(x)$ pela luminosidade, \mathcal{L} , do feixe correspondente. O resultado para interações $Au + Au$ no RHIC e interações $Pb + Pb$ e $p + p$ no LHC são mostradas na Fig. 3.7 (direita). Comparando as luminosidades do fóton em $Pb + Pb$ e $p + p$, verificamos que, para fótons de baixa energia, a luminosidade em $p + p$ é maior que em $Pb + Pb$ por um fator $\mathcal{L}_{pp}/(Z^2\mathcal{L}_{PbPb})$. O espectro do fóton, além disso, estende-se para energias maiores em $p + p$ devido a alta energia do feixe ($\sqrt{s} = 14$ TeV vs. 5.5 TeV para o LHC) e maior momentum transferido, [49]. As luminosidades do fóton na Fig. 3.7 foram calculadas a partir da equação (3.23) com parâmetros de impacto mínimos de $b_{min} = 0.7$ fm (pp), 14 fm ($AuAu$) e 14 fm ($PbPb$).

A Tab. 3.1 mostra valores de luminosidades do RHIC e LHC em suas distintas configurações (\mathcal{L}_{AB}), energias do centro de massa nucleon-nucleon ($\sqrt{s_{NN}}$), fatores de Lorentz ($\gamma_L = \sqrt{s_{NN}}/2m_p$), energias do centro de massa γA máxima por nucleon ($\sqrt{s_{\gamma N}} = W_{\gamma N} = [2k_{mx}\sqrt{s_{NN}}]^{1/2}$), energias máximas do fóton ($k_{mx} = \gamma_L\hbar c/R_A$) e energias de centro de massa $\gamma\gamma$ máximas ($\sqrt{s_{\gamma\gamma}}$) para colisões AA , pA e pp no LHC e $AuAu$ e pp no RHIC. Observemos que, $\sqrt{s_{\gamma N}^{mx}} = 8390$ GeV para colisões pp e $\sqrt{s_{\gamma N}^{mx}} = 950$ GeV para $PbPb$ em LHC. Então, a dependência em energia da fotoprodução de quarks pesados poderá ser estudada em energias além de HERA.

3.3 Conclusão

Neste capítulo revisamos a aproximação de fóton equivalentes, a qual é uma ferramenta extremamente poderosa para vários cálculos. Ela nos possibilita escrever a seção de choque de interação de duas partículas carregadas em termos da seção de choque de interação de uma partícula com o fluxo de fótons induzidos da outra. Como veremos no próximo capítulo, o método descrito pode ser diretamente aplicado para a produção de quarks pesados em colisões próton-próton.

Capítulo 4

Produção de Quarks Pesados em Interações Próton-Próton

Neste capítulo investigamos a fotoprodução de quarks pesados em interações ultraperiféricas em ordem dominante, considerando colisões próton-próton no LHC. Para esse processo calculamos as distribuições de rapidez e as seções de choque totais para o Charm e o Bottom, enfatizando suas respectivas sensibilidades com as diferentes parametrizações partônicas. Pretendemos com isso motivar uma análise experimental sistemática e mais precisa da fotoprodução de quarks pesados, como forma de promover uma discriminação entre as diferentes distribuições partônicas em altas energias.

4.1 Produção de Quarks Pesados em Interações Próton-Próton

A fotoprodução de quarks pesados em colisões de hádrons, léptons e fótons tem sido considerada um teste para a QCD perturbativa. Esse processo fornece não somente muitos testes, mas também alguns dos mais importantes ‘backgrounds’ para novos processos físicos, que tem motivado uma vasta fenomenologia no LHC. Esses estudos são principalmente motivados pela forte dependência da seção de choque com o comportamento da distribuição partônica, que determina a dinâmica da QCD para a distribuição partônica em altas energias [41]. Em particular, a fotoprodução de quarks pesados sobre alvos de núcleons tem sido estudada em detalhes nas referências [53, 54], considerando os vários cenários disponíveis para a dinâmica da QCD para altas energias.

Os colisores relativísticos de prótons fornecem um forte aumento para o campo eletromagnético que interage com outro próton. Ou seja, fótons quase-reais espalham prótons em altas energias nos atuais colisores de hádrons.

O diagrama da Fig. 4.1 representa a interação próton-próton, na qual um dos prótons é pensado como um fluxo de fótons equivalentes de grande energia. Esses fótons flutuam

em pares de quark-antiquark, os quais interagem com os glúons do outro próton, ganhando energia e tornando-se pares de quark-antiquark pesados.

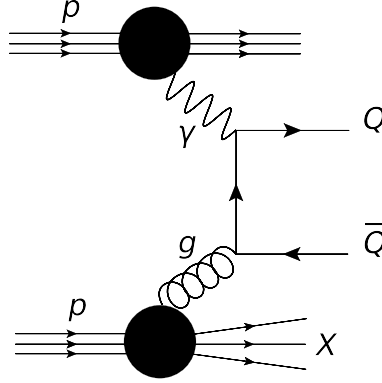


Fig. 4.1: Diagrama do processo próton-próton.

A seção de choque de fotoprodução de quarks pesados em colisões próton-próton é dada pela integral da convolução da seção de choque de fotoprodução $\sigma_{\gamma p \rightarrow Q\bar{Q}X}$ e o fluxo de fótons equivalentes, integrado sobre todo o espectro de fótons virtuais, derivado no capítulo anterior [41]:

$$\sigma(p + p \rightarrow p + X + Q\bar{Q}) = 2 \int_0^\infty \frac{dN_\gamma(\omega)}{d\omega} \sigma_{\gamma p \rightarrow Q\bar{Q}X} \left(W_{\gamma p}^2 = 2\omega\sqrt{S_{NN}} \right) d\omega \quad (4.1)$$

onde ω é a energia do centro de massa no referencial do fóton, $W_{\gamma p}$ é a energia do centro de massa da interação fóton-próton, $\sqrt{S_{NN}}$ denota a energia do centro de massa da interação próton-próton e $dN_\gamma(\omega)/d\omega$ é o espectro de fótons virtuais que é dado por

$$\frac{dN_\gamma(\omega)}{d\omega} = \frac{\alpha}{2\pi\omega} \left[1 + \left(1 - \frac{2\omega}{\sqrt{S_{NN}}} \right)^2 \right] \left(\ln \omega - \frac{11}{6} + \frac{3}{\omega} - \frac{3}{2\omega^2} + \frac{1}{3\omega^3} \right), \quad (4.2)$$

com a notação $\omega = 1 + [(0.71\text{GeV}^2)/Q_{\min}^2]$ e $Q_{\min}^2 = \omega^2/[\gamma_L^2(1 - 2\omega/\sqrt{S_{NN}})] \approx (\omega/\gamma_L)^2$, onde γ_L é o fator de Lorentz. A expressão acima foi derivada considerando o método dos fótons virtuais desenvolvido por Weizsäcker-Williams e usando um fator de forma elástico para o próton. É importante enfatizar que a expressão (4.2) é baseada numa aproximação heurística, que leva a superestimar a seção de choque em altas energias em aproximadamente $\approx 11\%$ para $\sqrt{s} = 1.3$ TeV em comparação com uma derivação mais rigorosa [55] do espectro de fótons para o espalhamento elástico dos prótons. O estado final X pode ser um estado hadrônico gerado pela fragmentação de um próton colidido (produção inclusiva). Um fóton originado de um campo eletromagnético de um dos dois prótons colidindo pode interagir tanto com um fóton do outro próton (processo fóton-fóton) quanto pode interagir

diretamente com outro próton (processo fóton-próton). A princípio, o sinal experimental desses dois processos é distinto e pode facilmente ser separado. Em interações fóton-fóton espera-se a presença de dois intervalos de rapidez e o hádron não se quebra, enquanto que na produção inclusiva de quarks pesados numa interação fóton-próton, esperamos apenas um intervalo de rapidez e a dissociação do hádron. Estas reações podem ocorrer em altas taxas no regime cinemático do LHC.

4.2 Resultados para a Distribuição de Rapidez em Ordem Dominante

Calculamos a distribuição de rapidez ($d\sigma/dY$) em função da rapidez (Y)¹ para a fotoprodução de quarks pesados e as seções de choque totais integradas em colisões próton-próton para altas energias, considerando diferentes distribuição partônicas.

A distribuição de rapidez do estado de quark pesado produzido pode ser diretamente calculado da equação (4.1), usando sua relação com a energia do fóton ω , isto é, $Y \propto \ln(\omega/m_Q)$. Uma reflexão em torno de $Y = 0$ leva em conta a troca entre o próton emissor do fóton e o próton alvo. Explicitamente a distribuição de rapidez é escrita como:

$$\frac{d\sigma[p + p \rightarrow p + Q\bar{Q} + X]}{dY} = \omega \frac{dN_\gamma(\omega)}{d\omega} \sigma_{\gamma p \rightarrow Q\bar{Q}X}(\omega), \quad (4.3)$$

onde $dN_\gamma(\omega)/d\omega$ é dado pela equação (4.2) e X representa um estado hadrônico final, resultante da fragmentação do próton (processo inclusivo). As distribuições de rapidez em função da rapidez para a fotoprodução inclusiva, em LO, de quarks pesados (Charm e Bottom) advinda de diferentes parametrizações, consideradas em capítulos anteriores, são mostradas nas Fig. 4.2 e 4.3 para as energias $\sqrt{S_{NN}} = 7$ TeV e $\sqrt{S_{NN}} = 14$ TeV.

A relação entre a rapidez, Y , e a variável de Bjorken, x , é dada por: $x = m_Q e^{-Y} / \sqrt{S_{NN}}$. Considerando a rapidez central ($Y = 0$), o x experimentado pelo processo de fotoprodução de quarks pesados, quando $\sqrt{S_{NN}} = 14$ TeV, é da ordem de 10^{-4} . Nessa região cinemática há uma grande incerteza associada a distribuição de glúons, como foi visto na Fig. 1.9. Isso explica a diferença entre as curvas para a distribuição de rapidez, advinda dos diferentes grupos de parametrização. Analisando as figuras Fig. 4.2 e Fig. 4.3 é possível notar que há um alargamento da distribuição de rapidez à medida que aumentamos a energia de centro de massa de 7 TeV para 14 TeV. Ou seja, quando aumentamos a energia do hádron, estamos aumentando, também, a energia dos fótons mais energéticos advindos do

¹ A rapidez Y de uma partícula é definida por $Y = \ln\left(\frac{E+p_z}{E-p_z}\right)$, onde o eixo z é tomado ao longo da direção do feixe incidente. Na prática a rapidez Y é frequentemente substituída pela variável pseudo-rapidez $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$ (θ é o ângulo de espalhamento, que coincide com Y no limite de massas nulas.)

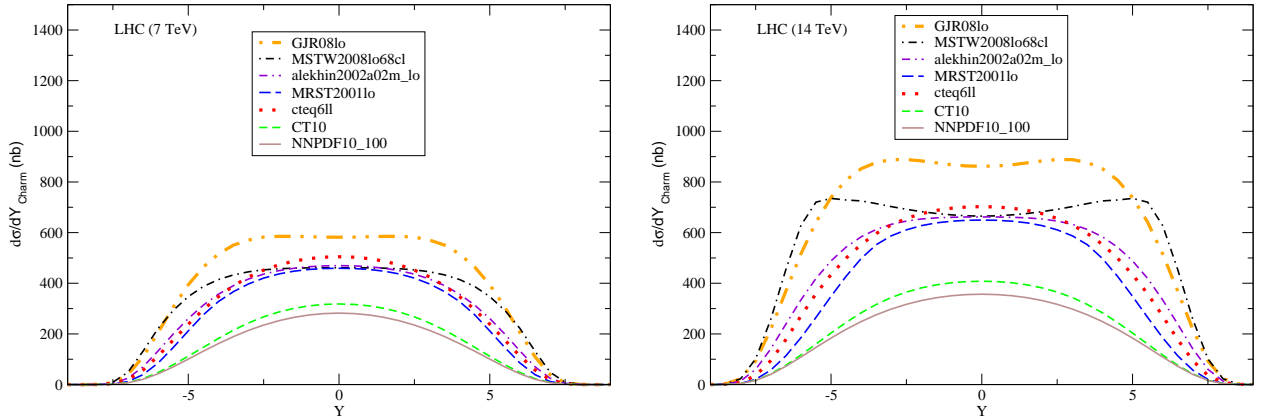


Fig. 4.2: Distribuição de rapidez em LO para o Charm para as energias de 7 TeV e 14 TeV, respectivamente, considerando $m_{\text{Charm}} = 1.5 \text{ GeV}$.

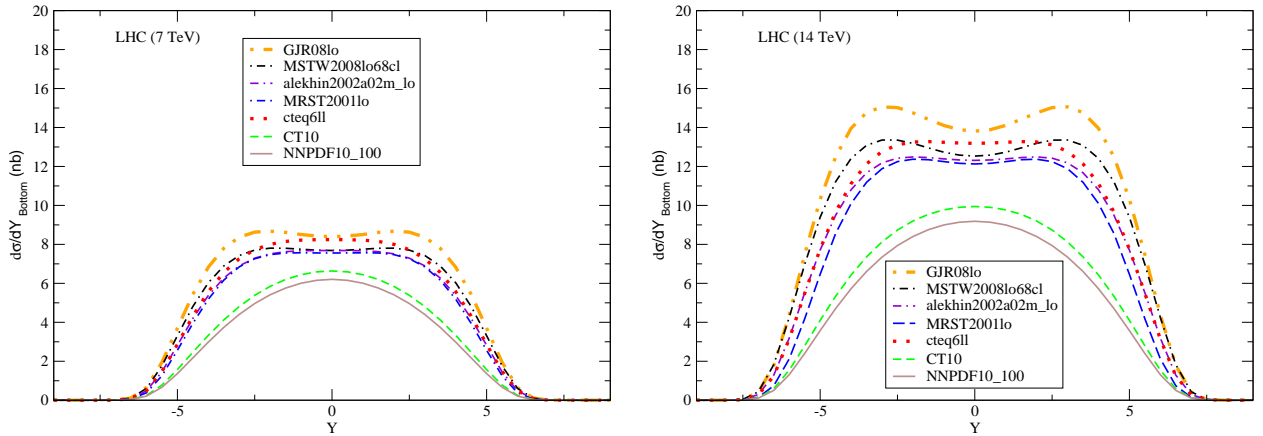


Fig. 4.3: Distribuição de rapidez em LO para o Bottom para as energias de 7 TeV e 14 TeV, respectivamente, considerando $m_{\text{Bottom}} = 4.5 \text{ GeV}$.

próton emissor, sendo assim a seção de choque de fotoprodução aumentará e o fluxo de fótons diminuirá mais lentamente, contribuindo para esse alargamento da distribuição de rapidez e, conseqüentemente, para o aumento da seção de choque total (área sob a curva) e do número de eventos por segundo ($N = \mathcal{L}\sigma$, onde \mathcal{L} é a luminosidade do colisor). A distribuição de rapidez vai a zero quando a energia do fóton ultrapassar a energia do hádron emissor desses fótons.

Observemos a Fig. 4.2 e a Fig. 4.3, ambas referentes a fotoprodução em colisões próton-próton dos quarks Charm e Bottom, respectivamente, considerando as energias de centro de massa do sistema próton-próton iguais a 7 TeV (esquerda) e 14 TeV (direita). Nelas podemos notar que as curvas da distribuição de rapidez são diferentes para cada uma das sete parametrizações apresentadas. A parametrização GJR é a que apresenta a maior distribuição de rapidez, enquanto que a NNPDF apresenta a menor, tanto para a energia de 7 TeV,

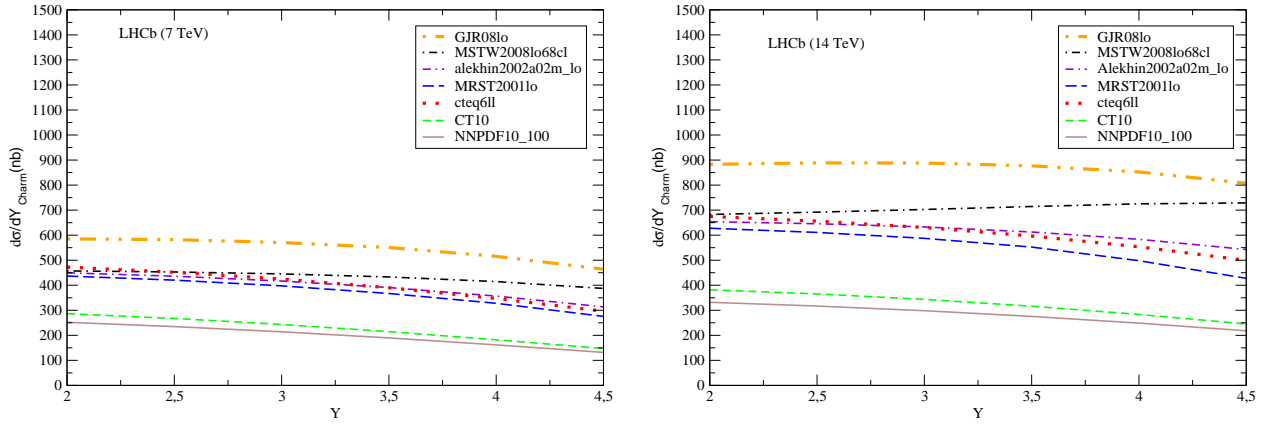


Fig. 4.4: Distribuição de rapidez em LO para o Charm para as energias de 7 TeV e 14 TeV, respectivamente, considerando o intervalo de rapidez $2 \leq Y \leq 4.5$ do detector LHCb.

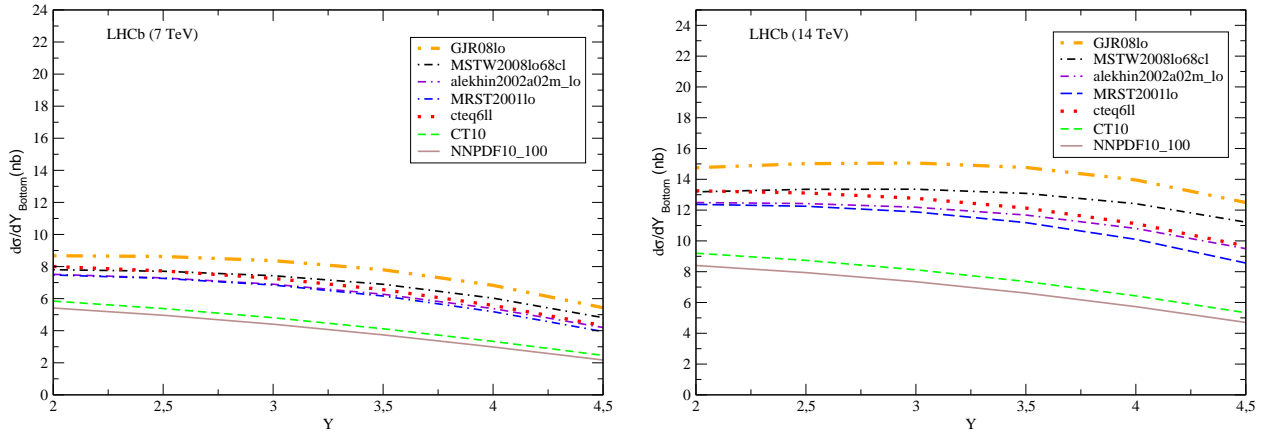


Fig. 4.5: Distribuição de rapidez em LO para o Bottom para as energias de 7 TeV e 14 TeV, respectivamente, considerando o intervalo de rapidez $2 \leq Y \leq 4.5$ do detector LHCb.

quanto para a de 14 TeV. A razão dessas diferenças se deve ao fato de que a distribuição de rapidez é diretamente proporcional a seção de choque de fotoprodução ($\gamma p \rightarrow Q\bar{Q}X$), que por sua vez, também é diretamente proporcional a densidade de glúons do próton, $G(x, \mu_F^2)$. Essa densidade de glúons é diferente para cada uma das sete parametrizações, como pode ser visto na Fig. 1.9. Nesta figura, a parametrização GJR apresentou a maior densidade de glúons, enquanto que a NNPDF apresentou a menor, isso explica o porquê da distribuição de rapidez da GJR ser maior do que a distribuição da NNPDF. Além disso, nas referidas Fig. 4.2 e Fig. 4.3 é possível verificar que a diferença entre a mínima e a máxima distribuição de rapidez cresce com o aumento da energia, tanto para o Charm, quanto para o Bottom. No caso do Charm, em rapidez central, a diferença cresce de um fator 2 para

$\sigma_{Total}(nb)$	Charm 7 TeV	Charm 14 TeV	Bottom 7 TeV	Bottom 14 TeV
GJR	6373.54	10834.8	81.9186	159.78
MSTW	5255.67	9511.19	73.5833	144.078
CTEQ	4729.18	7427.94	73.1057	136.315
ALEKHIN	4685.9	7678.5	69.232	130.449
MRST	4311.54	6555.42	67.6098	122.856
CT10	2699.49	3962.33	51.1427	88.5601
NNPDF	2388.14	3489.39	46.9854	80.1318

Tab. 4.1: *Seção de choque total integrada em LO para as energias de 7 TeV e 14 TeV, levando em conta as parametrizações das distribuições partônicas.*

$\sigma_{Total}(nb)$	Charm 7 TeV	Charm 14 TeV	Bottom 7 TeV	Bottom 14 TeV
GJR	1371.85	2175.69	19.3414	36.2124
MSTW	1084.09	1770.03	17.1854	32.2044
CTEQ	999.096	1512.04	16.6448	30.2982
ALEKHIN	991.147	1536.46	15.8491	29.0444
MRST	934.444	1388.18	15.5871	27.9421
CT10	562.264	811.181	10.9006	18.9595
NNPDF	496.164	707.356	9.94452	17.0885

Tab. 4.2: *Seção de choque integrada em LO para o LHCb para as energias de 7 TeV e 14 TeV, levando em conta as parametrizações das distribuições partônicas.*

2.33, ao considerarmos as energias de 7 TeV e 14 TeV, respectivamente. No caso do Bottom, também em rapidez central, o fator cresce de 1.37 para 1.55.

Também calculamos a seção de choque total para toda a região cinemática do LHC, considerando as sete parametrizações das distribuições partônicas mostradas em capítulos anteriores. Os resultados da fotoprodução dos quarks Charm e Bottom em colisões próton-próton no LHC são apresentados na Tab. 4.1, levando em conta as energias de 7 TeV e 14 TeV. Analisando a tabela percebemos que para as energias de centro de massa iguais a 7 TeV e 14 TeV a seção de choque total apresenta um limite superior quando utilizamos a parametrização GJR e um limite inferior quando utilizamos a NNPDF, tanto para o quark Charm, quanto para o quark Bottom. A diferença entre esses limites aumenta de um fator 2.67 para 3.10 na produção do Charm e de 1.64 para 1.99 na produção do Bottom.

O experimento LHCb está situado em um dos quatro pontos ao redor do colisor LHC,

onde feixes de prótons são colididos, produzindo um conjunto de partículas diferentes. O objetivo desse experimento é gravar os dados advindos do decaimento de partículas contendo os quarks b , conhecidos coletivamente como mésons B. Esse detector possui uma massa de 4500 toneladas e foi projetado especificamente para filtrar essas partículas e os produtos de seu decaimento. Os mésons B são formados durante a colisão dos feixes de prótons e sofrem pequenos desvios, isso se reflete na forma como o LHCb foi projetado. Outros experimentos do LHC circundam todo o local de colisão com camadas de sub-detectores, análogas a uma cebola. Já o LHCb se estende por 20 metros ao longo do tubo do feixe, com seus sub-detectores empilhados um atrás do outro, de forma análoga a livros organizados em uma prateleira. Nossas previsões para as seções de choque totais LO integradas para a produção de quarks pesados no detector LHCb, que fará medições nos intervalos de rapidez $2 \leq Y \leq 4.5$ estão na Tab. 4.2. Os valores apresentados foram obtidos através do cálculo da área sob cada uma das curvas representadas na Fig. 4.4 e na Fig. 4.5. Observemos a tabela e perceberemos que para as energias de centro de massa iguais a 7 TeV e 14 TeV a seção de choque total no LHCb apresenta um limite superior quando utilizamos a parametrização GJR e um limite inferior quando utilizamos a NNPDF, tanto para o quark Charm, quanto para o quark Bottom. A diferença entre esses limites aumenta de um fator 2.76 para 3.07 na produção do Charm e de 1.94 para 2.12 na produção do Bottom. As diferenças entre as seções de choque totais máximas e mínimas são maiores quando consideramos toda a região cinemática do LHC, quando comparamos com a região cinemática testada pelo LHCb. Diante do que foi exposto sobre a distribuição de rapidez e as seções de choque totais para a produção dos quarks Charm e Bottom é possível perceber que há uma notável diferença nos resultados para as distintas parametrizações, o que serve de motivação para um olhar mais atento sobre esses observáveis em colisores como o LHC.

4.3 Conclusão

Neste capítulo, abordamos interações hádron-hádron através da fotoprodução dos quarks pesados Charm e Bottom, apresentando as distribuições de rapidez e as seções de choque integradas em LO para diferentes distribuições partônicas na região cinemática do LHC e do LHCb. Demonstramos que esses observáveis podem ser úteis na discriminação das diferentes parametrizações, permitindo que se estabeleça um vínculo na densidade partônica do próton.

Capítulo 5

Conclusão e Perspectivas

Nesta dissertação calculamos numericamente as distribuições de rapidez e as seções de choque para fotoprodução inclusiva de quarks pesados em interações ultraperiféricas próton-próton para energias do LHC. Este cálculo foi realizado utilizando sete parametrizações de distribuições partônicas, evidenciando através dos valores obtidos que é possível discriminar entre essas parametrizações. A viabilidade de detecção destas reações é factível, uma vez que existe uma assinatura experimental. Além disso, permite precisar o entendimento da dinâmica QCD para altas energias, o que é fundamental para prever os observáveis que serão medidos em colisões hádron-hádron no LHC.

Futuramente pretendemos estimar a fotoprodução de quarks pesados em interações fóton-núcleo para energias do futuro colisor elétron-íon, usando diferentes parametrizações para a função de distribuição gluônica do núcleo. Pretendemos, também, estimar a distribuição de rapidez e a seção de choque total para a produção de quarks pesados em colisões núcleo-núcleo para energias do LHC. Ademais, objetivamos calcular a fotoprodução de quarks pesados em interações próton-próton em próxima ordem dominante e estudar física de saturação.

Referências Bibliográficas

- [1] MARIOTTO, C. B. *Produção de quarkonium: aspectos perturbativos e não-perturbativos da QCD*. Porto Alegre: Instituto de Física da UFRGS, 2003. Tese de doutorado.
- [2] BETHKE, S. The 2009 world average of α_s . *The European Physical Journal C*, v. 64, n. 4, p. 689–703, 2009.
- [3] NEWMAN, P. Deep inelastic lepton-nucleon scattering at HERA. *Int. J. Mod. Phys. A*, v. 19, p. 1061–1073, 2004.
- [4] FORTE, S. Parton distributions at the dawn of the LHC. *Acta Physica Polonica B*, v. 41, n. 12, 2010.
- [5] MOREIRA, B. D. S. *Fotoprodução de pares de léptons em colisões próton-núcleo e núcleo-núcleo no grande colisor de hádrons*. Pelotas: Instituto de Física e Matemática da UFPEL, 2012. Dissertação de mestrado.
- [6] FRANKFURT, L.; STRIKMAN, M.; ZHALOV, M. Fading out of J/Ψ color transparency in high energy heavy ion peripheral collisions. *Physics Letters B*, v. 540, n. 3, p. 220–226, 2002.
- [7] MARTIN, A. D. Proton structure, partons, QCD, DGLAP and beyond. *Acta Physica Polonica B*, v. 39, n. 9, 2008.
- [8] BALTZ, A. J.; BAUR, G.; D'ENTERRIA, D.; FRANKFURT, L.; GELIS, F.; GUZEY, V.; HENCKEN, K.; KHARLOV, Y.; KLASSEN, M.; KLEIN, S. et al. The physics of ultraperipheral collisions at the LHC. *Physics Reports*, v. 458, n. 1, p. 1–171, 2008.
- [9] ANSELMINO, M.; CARUSO, F. *Introdução à QCD perturbativa*. Rio de Janeiro, 2013.
- [10] HALZEN, F.; MARTIN, A. D. *Quarks e léptons: An introductory course in modern particle physics*. New York: John Wiley Sons, 1984.

- [11] BJORKEN, J.; PASCHOS, E. Inelastic electron-proton and γ -proton scattering and the structure of the nucleon. *Phys. Rev.*, v. 185, n. 5, p. 1969, 1975.
- [12] KOGUT, J.; SUSSKIND, L. Scale-invariant parton model. *Physical Review D*, v. 9, n. 3, p. 697, 1974.
- [13] LEADER, E.; PREDAZZI, E. *An introduction to gauge theories and the new physics*. Cambridge University Press, Cambridge, 1982. v. 148.
- [14] WEINBERG, S. Dynamics at infinite momentum. *Physical Review*, New York.
- [15] CALLAN, C. G.; GROSS, D. J. High-energy electroproduction and constitution of the electric current. *Phys. Rev. Lett.*, v. 22, n. 1, p. 156–159, Jan 1969.
- [16] FRIEDMAN, J. I.; KENDALL, H. W. Deep inelastic electron scattering. *Annual Review of Nuclear Science*, v. 22, n. 1, p. 203–254, 1972.
- [17] MUTA, T. *Foundations of quantum chromodynamics: an introduction to perturbative methods in gauge theories*. World Scientific, 2010.
- [18] GREINER, W.; SCHARAMM, S. S. E. *Quantum chromodynamics*. New York: Springer, 2002.
- [19] STERMAN, G.; SMITH, J.; COLLINS, J. C.; WHITMORE, J.; BROCK, R.; HUSTON, J.; PUMPLIN, J.; TUNG, W.-K.; WEERTS, H.; YUAN, C.-P. et al. Handbook of perturbative QCD. *Reviews of Modern Physics*, v. 67, n. 1, p. 157, 1995.
- [20] FEYNMAN, R. P. Space-time approach to non-relativistic quantum mechanics. *Reviews of Modern Physics*, v. 20, n. 2, p. 367, 1948.
- [21] GOMES, M. O. C. *Teoria quântica dos campos*. Edusp, 2002.
- [22] ALTARELLI, G.; PARISI, G. Asymptotic freedom in parton language. *Nuclear Physics B*, v. 126, n. 2, p. 298–318, 1977.
- [23] MACKEDANZ, L. F. *Supressão de J/Ψ em processos próton-núcleo e núcleo-núcleo devido aos efeitos de alta densidade*. Porto Alegre: Instituto de Física da UFRGS, 2003. Dissertação de mestrado.
- [24] GONÇALVES, V. P. *A obtenção da distribuição de glúons na QCD para pequeno x* . Porto Alegre: Instituto de Física da UFRGS, 1997. Dissertação de mestrado.

- [25] GRIEP, M. T. *Determinação da distribuição de glúons nuclear na fotoprodução de quarkonium no RHIC e no LHC*. Pelotas: Instituto de Física e Matemática da UFPEL, 2010. Dissertação de mestrado.
- [26] PUMPLIN, J.; STUMP, D. R.; HUSTON, J.; LAI, H.-L.; NADOLSKY, P.; TUNG, W.-K. New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis. *Journal of High Energy Physics*, v. 2002, n. 07, p. 012, 2002.
- [27] LAI, H.-L.; GUZZI, M.; HUSTON, J.; LI, Z.; NADOLSKY, P. M.; PUMPLIN, J.; YUAN, C.-P. New parton distributions for collider physics. *Physical Review D*, v. 82, n. 7, p. 074024, 2010.
- [28] MARTIN, A. D.; ROBERTS, R.; STIRLING, W. J.; THORNE, R. S. Uncertainties of predictions from parton distributions I: Experimental errors. *The European Physical Journal C*, v. 28, n. 4, p. 455–473, 2003.
- [29] MARTIN, A.; STIRLING, W. J.; THORNE, R. S.; WATT, G. Parton distributions for the LHC. *The European Physical Journal C*, v. 63, n. 2, p. 189–285, 2009.
- [30] ALEKHIN, S.; BLÜMLEIN, J.; KLEIN, S.; MOCH, S. 3-, 4-, and 5-flavor next-to-next-to-leading order parton distribution functions from deep-inelastic-scattering data and at hadron colliders. *Physical Review D*, v. 81, n. 1, p. 014032, 2010.
- [31] GLÜCK, M.; JIMENEZ-DELGADO, P.; REYA, E. Dynamical parton distributions of the nucleon and very small- x physics. *The European Physical Journal C*, v. 53, n. 3, p. 355–366, 2008.
- [32] BALL, R. D.; BERTONE, V.; CERUTTI, F.; DEL DEBBIO, L.; FORTE, S.; GUFFANTI, A.; LATORRE, J. I.; ROJO, J.; UBIALI, M. Impact of heavy quark masses on parton distributions and LHC phenomenology. *Nuclear Physics B*, v. 849, n. 2, p. 296–363, 2011.
- [33] BALL, R. D.; DEL DEBBIO, L.; FORTE, S.; GUFFANTI, A.; LATORRE, J. I.; ROJO, J.; UBIALI, M. A first unbiased global NLO determination of parton distributions and their uncertainties. *Nuclear Physics B*, v. 838, n. 1, p. 136–206, 2010.
- [34] FRIXIONE, S. E. A. Total cross sections for heavy flavour production at HERA. *Phys. Lett. B*, v. 348, n. 3/4, p. 633–645.
- [35] SCHULER, G. A.; SJÖSTRAND, T. Towards a complete description of high-energy photoproduction. *Nucl. Phys. B*, v. 407, n. 3, p. 539–605, Oct 1993.

- [36] GARBINCIUS, P. H. Charm photoproduction dynamics. In: CBT WORKSHOP, 1995, Rio de Janeiro. *Proceedings of the LISHEP'95*, Session C: Heavy Flavour Physics. Edited by F. CARUSO *et al.* Singapore: Frontières, p. 27–39, 1995.
- [37] MARIOTTO, C. B. *Efeitos de massa e de cor na produção de quarks pesados*. Porto Alegre: Instituto de Física da UFRGS, 1999. Dissertação de mestrado.
- [38] FIELD, R. D. *Applications of perturbative QCD*. Reading: Addison Wesley, 1989.
- [39] JONES, L. M.; WILD, H. W. Charmed-particle production by photon-gluon fusion. *Phys. Rev. D*, v. 17, n. 3, p. 759–764, 1978.
- [40] GLÜCK, M.; REYA, E. Duality predictions for the production of heavy quark systems in QCD. *Phys. Lett. B*, v. 79, n. 4/5, p. 453–458, 1978.
- [41] GONCALVES, V.; MACHADO, M. Heavy quark photoproduction in proton-proton collisions. *Physical Review D*, v. 71, n. 1, p. 014025, 2005.
- [42] GASSER, J.; LEUTWYLER, H. Quark masses. *Physics Reports*, v. 87, n. 3, p. 77–169, 1982.
- [43] VON WEIZSACKER, C. Radiation emitted in collisions of very fast electrons. *Z. Phys*, v. 88, n. 612, p. 95, 1934.
- [44] WILLIAMS, E. Nature of the high energy particles of penetrating radiation and status of ionization and radiation formulae. *Physical Review*, v. 45, n. 10, p. 729, 1934.
- [45] CARUSO, F. *Sobre o método de Weizsäcker-Williams e suas primeiras aplicações*. Monografia apresentada ao Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas–CBPF, 2009.
- [46] FERMI, E. On the theory of collisions between atoms and elastically charged particles. *Zeitschrift Physik*, v. 29, p. 315, 1924.
- [47] JACKSON, J. D. *Classical eletrodynamics*. John - Wiley, 1975.
- [48] BERTULANI, C. A.; BAUR, G. Electromagnetic processes in relativistic heavy ion collisions. *Phys. Rept.*, v. 163, p. 299, 1988.
- [49] NYSTRAND, J. Electromagnetic interactions in nucleus-nucleus and proton-proton collisions. *Phys. Rev. A*, v. 752, p. 470–479, 2005.
- [50] DRESS, M.; ZEPPENFELD, D. Production of supersymmetric particles in elastic *ep* collisions. *Phys. Rev. D*, v. 39, p. 25–36, 1989.

-
- [51] NYSTRAND, J. Electromagnetic interactions in nucleus-nucleus and proton-proton collisions. *Nuclear Physics A*, v. 752, p. 470–479, 2005.
- [52] KNIEHL, B. A. Elastic ep scattering and the Weizsäcker-Williams approximation. *Physics Letters B*, v. 254, n. 1, p. 267–273, 1991.
- [53] MARIOTTO, C. B.; DUCATI, M. G.; MACHADO, M. V. T. Heavy quark photoproduction in the k -factorization approach. *Physical Review D*, v. 66, n. 11, p. 114013, 2002.
- [54] GONCALVES, V.; MACHADO, M. Parton saturation approach in heavy quark production at high energies. *Modern Physics Letters A*, v. 19, n. 34, p. 2525–2539, 2004.
- [55] KLEIN, S. R.; NYSTRAND, J. Photoproduction of quarkonium in proton-proton and nucleus-nucleus collisions. *Physical Review Letters*, v. 92, n. 14, p. 142003, 2004.