

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL

INSTITUTO DE FÍSICA

**Investigando a dinâmica perturbativa da  
Cromodinâmica Quântica na produção de  
quarkonium nas colisões próton-núcleo no  
Large Hadron Collider**

**Érison dos Santos Rocha**

Trabalho de Conclusão de Curso realizado sob a  
orientação do Professor Dr. Magno Valério Trindade  
Machado.

Porto Alegre

Novembro de 2016

# Agradecimentos

Mesmo que essa seção seja resumida, um livro poderia ser escrito para mostrar a minha gratidão aos meus queridos amigos, tutores e familiares. Porém, não posso evitar de destacar algum deles nesse humilde agradecimento.

- Ao meu estimadíssimo orientador Prof. Magno Valério Trindade Machado: obrigado por ter me guiado com a tua imensa sabedoria. Serei eternamente grato pelo o teu apoio e pelos os teus ensinamentos.
- À minha namorada Vitória Machado Nani: obrigado por estar ao meu lado, me apoiando e me dando toda essa força. Não teria chegado aqui sem você.
- Ao irmão que fiz na física, Guilherme Lorenzatto Volkmer: obrigado pela filosofia, pela amizade, inteligência e aos livro indicados.
- Agradeço também a física, que me mudou o meu jeito de pensar e minha vida, e que me trouxe tanto amigos que muitas vezes não estão por perto hora por estarem surfando, ou esquecendo identidades, ou trocande de curso para ir para informática, ou então viajando para Alemanha, queimando radinho... agradeço a tudo isso.

# Resumo

O presente trabalho tem como objetivo estudar a dinâmica perturbativa da Cromodinâmica Quântica em colisões próton-núcleo no LHC (Large Hadron Collider) com foco nos processos de produção de quarkonium (mésons vetoriais  $J/\psi$  e  $\Upsilon$  e eventualmente seus estados excitados), que são processos onde efeitos de matéria nuclear fria e quente são de mesma ordem. Enfocaremos na região cinemática do processo que notadamente irá determinar a distribuição de glúons na região de altas energias (pequeno- $x$  de Bjorken) possibilitadas nas colisões p-Pb altamente energéticas do LHC. Com efeito, essa análise possibilita prever distribuições da dependência na energia de centro de massa da colisão.

A partir da obtenção no caso próton-próton e próton-núcleo da seção de choque total em função da energia do centro de massa dos mésons  $J/\psi$  e  $\Upsilon$ , propomos a comparação dos modelos baseados no formalismo de fatorização colinear com os dados experimentais disponíveis na literatura.

# Abstract

The present work aims the study of the perturbative dynamics of Quantum Chromodynamics in proton-nuclei collisions at LHC (Large Hadron Collider) with focus on production process of quarkonium (vectorial mesons  $J/\psi$  and  $\Upsilon$ , and possibly their excited states), that are process where the effects of cold and hot nuclear matter are of the same order. We will focus on the kinematics of the process region which will notably determine the distribution of gluons at high energy region (Bjorken's small- $x$ ) enabled in highly energetic p-Pb collisions at LHC. Indeed, this analysis makes possible to obtain transverse momentum distributions, rapidity, and energy dependence in the center of mass energy of collision.

From obtaining proton-proton and proton-nuclei case of total cross section in center of mass energy dependence of mesons  $J/\psi$  and  $\Upsilon$ , we propose the comparison of models based on formalism of collinear factorization with experimental data already available in literature.

# Índice

<b>Introdução</b>	p. 3
<b>1 Estados ligados de quarks pesados (Quarkonium)</b>	p. 8
1.1 Digressão: O átomo de hidrogênio e o positrônio . . . . .	p. 8
1.2 O Charmonium . . . . .	p. 10
1.3 O Bottomonium . . . . .	p. 12
<b>2 Estrutura teórica em QCD para descrição dos estados quarkonium</b>	p. 14
2.1 O Potencial Quark-Antiquark . . . . .	p. 14
2.2 A interação Cromomagnética . . . . .	p. 16
2.3 Cromodinâmica Quântica (QCD) . . . . .	p. 17
2.4 Lagrangeana da QCD e Regras de Feynman . . . . .	p. 19
2.5 Liberdade Assintótica e Confinamento . . . . .	p. 22
2.6 Espalhamento Profundamente Inelástico (DIS) . . . . .	p. 24
2.7 O Modelo de Partons . . . . .	p. 29
2.8 As equações de evolução partônicas: DGLAP . . . . .	p. 32
2.9 Fatorização colinear e colisões hadrônicas . . . . .	p. 35
2.10 Parametrizações nucleônicas . . . . .	p. 36
2.11 Plasma de Quarks e Glúons (QGP) . . . . .	p. 40
2.12 Color-Glass Condensate (CGC) . . . . .	p. 43

---

<b>3 Modelos de Produção Quarkonium</b>	p. 45
3.1 Modelo Singlete de Cor . . . . .	p. 45
3.2 Modelo Octeto de Cor . . . . .	p. 46
3.3 Modelo de Evaporação de Cor . . . . .	p. 49
<b>4 Produção de quarkonium em colisões próton-núcleo</b>	p. 55
4.1 Efeitos nucleares . . . . .	p. 55
4.2 Parametrizações nucleares . . . . .	p. 58
4.3 Produção de quarkonium em colisões $pA$ . . . . .	p. 59
4.4 Sombreamento . . . . .	p. 61
4.5 Absorção nuclear . . . . .	p. 62
<b>5 Resultados</b>	p. 65
<b>6 Conclusão</b>	p. 69
<b>Referências</b>	p. 71
<b>Apêndice A – Código Numérico</b>	p. 78

# Introdução

*What I am going to tell you about is what we teach our physics students in the third or fourth year of graduate school... It is my task to convince you not to turn away because you don't understand it. You see my physics students don't understand it... That is because I don't understand it. Nobody does.*

— Richard Phillips Feynman, *QED: The Strange Theory of Light and Matter*.

O Large Hadron Collider (LHC) tornou possível colisões nucleares na escala de energia da ordem de TeVs pela primeira vez e os dados acumulados no modo de íons-pesados (colisões Pb-Pb com energias de 2.76 TeV e 5.02 TeV; colisões p-Pb com energias de 5 TeV e futuras em 8.8 TeV) mostraram diferenças qualitativas deste novo regime comparado com experimentos de energia inferior, como no RHIC-BNL. O espaço de fase disponível abrange regiões completamente desconhecidas na Cromodinâmica Quântica (QCD) onde regimes de alta densidades ou altas temperaturas podem ser identificados. As colisões previstas no modo próton-núcleo são essenciais para uma interpretação completa dos dados e para o estudo dos novos regimes dominados por grandes números de ocupação na função de onda hadrônica. De fato, as colisões próton-núcleo (p-A) servem para um duplo propósito nos programas experimentais com feixes nucleares em altas energias [1]. Sob um aspecto, um conhecimento detalhado da chamada *matéria nuclear fria* é aferido nas colisões onde um meio quente e denso não é produzido. Os estudos das distribuições partônicas nucleares (nPDFs) [2, 3, 4] são especialmente relevantes para estes processos de aferição e controle. Por outro lado, os novos regimes físicos alcançados pela QCD, caracterizados pelas grandes densidades de glúons na função de onda hadrônica, são mais facilmente acessíveis com o aumento do número atômico dos núcleos colidores. Neste contexto, as colisões p-A fornecem a melhor ferramenta disponível para essas investigações antes da entrada em funcionamento de um futuro colisor lépton-íon (como os propostos LHeC [5] e eRHIC [6]).

As colisões próton-núcleo têm sido estudadas experimentalmente em várias energias, desde

o experimento CERN SPS (energias da ordem de 17-27 GeV) e nos experimentos de alvo fixo no Fermilab (energia de 39 GeV) até os experimentos mais energéticos no BNL RHIC. Neste último caso, núcleos do deutério são utilizados no lugar de prótons. Grande parte dos resultados do SPS ou do Fermilab refere-se à produção dos quarkonia e de produção de diléptons via processo Drell-Yan com alvos nucleares. Entretanto, no RHIC vários observáveis diferentes foram e continuam sendo estudados, em particular na região frontal (forward region), procurando-se sinais claros dos sinais de saturação das densidades partônicas. A energia nominal esperada do modo p-A no LHC será de 8.8 TeV já houve runs neste modo no ano de 2012 com energia de 5.02 TeV neste ano de 2016 planeja-se obter próximo de 8.8 TeV. A estimativa correspondente da luminosidade será de  $L = 1.5 \times 10^{29} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Assumindo um período de tempo de operação de um ano ( $10^6 \text{ s}$ ) esta levará a uma luminosidade integrada de  $0.1 \text{ pb}^{-1}$ . Tal luminosidade permite medir processos duros com grandes escalas de momento. Por exemplo, jatos serão produzidos em grande quantidade, mas também processos mais raros como a produção dos bósons massivos  $W^\pm$  e  $Z^0$  serão medidos com estatística suficiente para poder ser utilizada em análises globais de determinação das funções de distribuições nuclear de partons.

Este trabalho trata de situações em aberto sobre a dinâmica de evolução QCD nos novos regimes que estão sendo acessados nas colisões p-Pb no LHC, usando como ponto de partida o processo de controle próton-próton (onde efeitos nucleares não estão presentes). Neste caso, o interesse principal seria o efeito de saturação de glúons devido as altas energias alcançadas nas colisões próton-próton quando comparado com as casos nucleares. Em particular, a programação de colisões nucleares no LHC cobre uma região cinemática onde os vínculos para a matéria nuclear fria não existem advindas dos experimentos anteriores a que nos referimos. Isto inclui o conhecimento das distribuições partônicas nucleares, os efeitos nucleares no processo de hadronização e mesmo a validade da fatorização perturbativa colinear que é extensamente utilizada em colisões próton-próton. A incerteza na distribuição de glúons é enorme na região de pequeno-x e escala de momento  $Q^2$  pequeno. Esta incerteza na região cinemática (pequeno-x de Bjorken e escalas de momento da ordem de GeVs) para produção de partículas, por exemplo, é crucial. Portanto, calcular processos em alvos com prótons será um processo de controle em QCD, mesmo antes de adentrarmos aos ambientes mais incertos das previsões considerando alvo nucleares (p-A e A-A). Ainda, os novas regimes cinemáticos alcançados dão abertura para investigação inédita no âmbito da QCD em colisões onde são acessados a região de muito pequeno-x da função de onda [7, 8]. Argumentos muito gerais implicam que o regime linear nas equações de evolução das distribuições partônicas deve deixar de ser válido em uma escala de ordem de  $Q_{sat}^2 = A^\alpha x^\beta$  no qual o fator de proporcionalidade e os expo-



tes ( $\alpha$  e  $\beta$ ) não são completamente conhecidos. Nas últimas duas décadas um formalismo amplo que inclui sistematicamente estas correções, além do regime linear, tem sido desenvolvido em diferentes aproximações. A estes se dão nome genérico de Color Glass Condensate (CGC) [7, 8]. A presença de uma escala de saturação  $Q_{sat}^2$  (para altas energias), podendo estar na região perturbativa, permite-nos realizar cálculos de quantidades tipicamente consideradas como não-perturbativas através dos métodos perturbativos com acoplamento fraco, pois  $\alpha(Q_{sat}^2) \ll 1$ . Os primeiros resultados na produção de bósons massivos  $Z$  e  $W$  [9, 10] medidos no LHC estão de acordo com os métodos de fatorização na QCD perturbativa e modelo de Glauber para interações nucleares. Portanto, observáveis mais sensíveis a saturação partônica serão aqueles mésons menos massivos, como o quarkonium.

Neste trabalho focaremos no processo de produção de quarkonium. Estes são estados ligados de quarks-antiquarks pesados, por exemplo, os mésons  $J/\psi$  e  $\Upsilon$ , como detalhado mais adiante. A supressão na produção do quarkonium é um dos sinais da formação do chamado Plasma de Quarks e Glúons (QGP) em colisões ultra-relativísticas de íons pesados. No entanto, a supressão não é somente verificada em colisões A-A devido a formação do QGP. Uma supressão também é observada em colisões p-A. Com o objetivo de separar os efeitos de matéria quente (devido ao QGP) e matéria fria (efeitos não relacionados ao QGP), pode-se inicialmente investigar as colisões p-A, onde as propriedades da matéria fria nuclear desempenham um papel fundamental e onde o QGP não é formado. No regime de altas energias, a produção do mesmo é fortemente dependente da distribuição de glúons nuclear e, portanto, é uma questão em aberto na literatura. Os tópicos que abordaremos neste trabalho se referem à provas da dinâmica gluônica em alvos nucleares utilizando o processo de produção de méson vetoriais pesados. Esse tópico está contido em uma classe de processos que é de suma importância nas colisões p-A no LHC. São aqueles onde os efeitos de matéria nuclear fria e quente são de mesma ordem. Historicamente, o exemplo paradigmático desse caso é a supressão de quarkonium em colisões nucleares. Nas energias do SPS até RHIC e recentemente no LHC, uma forte supressão do  $J/\psi$  foi medida. No LHC, a supressão foi medida também para diferentes estados de quarkonium, incluindo os mésons  $\Upsilon$  [11]. Os efeitos correspondentes da matéria nuclear fria observadas com colisões p-A e d-Au extrapoladas para as colisões Pb-Pb ou Au-Au levam a supressão de magnitude da mesma ordem que o observado, o que significa que a interpretação dos dados requer a quantificação destes efeitos com precisão adequada. Neste trabalho analisaremos a produção inclusiva de quarkonium incluindo os efeitos de saturação de glúons na função de onda dos núcleos colisores.

Este trabalho está estruturada da seguinte forma: no Capítulo 1 apresentamos os estados ligados de quarks pesados, chamados de forma geral de estados *quarkonium*. Aqui, revisamos o átomo de hidrogênio e o positrônio a fim de estabelecer uma analogia com o  $q\bar{q}$ . Nisso, discutiremos a espectroscopia do *charmonium* (estados ligados de quarks charm-anticharm, denotados por  $c\bar{c}$ ) e do *bottomonium* (estados ligados de quarks bottom-antibottom, denotados por  $b\bar{b}$ ) e as principais características desse sistema.

No Capítulo 2, uma revisão da estrutura teórica da *cromodinâmica quântica* (QCD) é apresentada a fim de descrever os estados quarkonium. Começamos explorando o *potencial quark-antiquark*, o qual descreve as observações básicas dos estados  $c\bar{c}$  e serve como ponto de partida para explicar o *fenômeno do confinamento*. Também iremos discutir a *interação cromomagnética*, que fundamenta o potencial que inclui os efeitos de spin dos sistemas em questão. Seguimos para a *cromodinâmica quântica*, que é a teoria chave em todo o nosso estudo. Iremos explicar as suas características básicas e apresentar o *modelo padrão* e suas partículas elementares. Escreveremos a *lagrangeana da QCD* e apresentaremos uma ferramenta que simplifica em muito o nosso trabalho, chamada *regras de Feynman*. Logo após isso, reintroduziremos a questão do confinamento sob o ponto de vista da QCD, chamada *liberdade assintótica*, onde iremos apresentar a *constante de acoplamento* da QCD, denotada por  $\alpha_s$ . No que segue, aprofundamos o nosso estudo com um modelo que descreve os processos no regime altas energias, chamado *espalhamento profundamente inelástico (DIS)*. Sua descrição motiva a apresentação de outro modelo, o *modelo de pártons*, onde assume que os *pártons* são os constituintes dos hádrons. Depois, apresentaremos as equações desenvolvidas por *Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli e Parisi*, que descrevem a evolução dos pártons e que se chama *equações de evolução DGLAP*. Após isso, discutiremos o que vem a ser o procedimento de *fatorização colinear*, que basicamente assume que as seções de choque podem ser fatorizadas em termos *perturbativos* e termos *não-perturbativos*. Também iremos discutir as *colisões hadrônicas* sob a luz da fatorização. Seguiremos para as *parametrizações nucleônicas*, ao qual são o cerne da descrição das distribuições partônicas nos nucleons (prótons). Concluiremos com uma breve discussão o que vem a ser *plasma de quarks glúons* e o *color-glass condensate*.

Já no capítulo 3, apresentaremos os principais *modelos de produção de quarkonium*, que listam: *modelo singlete de cor (CS)*, *modelo octeto de cor (CO)* e o *modelo de evaporação de cor (CEM)*. Em especial, o último servirá de base para obter a seção de choque para as nossas previsões.

A *produção de quarkonium em colisões próton-núcleo* é discutida no Capítulo 4. Nele,

listam-se os *efeitos nucleares* relevantes a nossa análise e as *parametrizações nucleares*.

No Capítulo 5, apresenta-se os resultado a partir dos cálculos numéricos da seções de choque e resultados da literatura que solidificam os que foi estudado. Aqui, discutiremos os efeitos por trás desses resultados com base no que foi visto e quais são a expectativas para estudos futuros.

Finalmente, o Capítulo 6 trás as conclusões do trabalho ressaltando os ponto importantes da nossa análise.

# Capítulo 1

## Estados ligados de quarks pesados (Quarkonium)

O quarkonium é um sistema multiescala no qual pode investigar todos os regimes da QCD [12]. Como dito anteriormente, estamos interessados na produção de estados constituídos de um par  $Q\bar{Q}$ , um quark e seu antiquark pesados, que de uma forma geral são denominados pelo nome *quarkonium*. Portanto, tais estados são *mésons* desprovidos de *carga de cor* líquida (*flavorless states*). Os casos mais simples desses mésons são aqueles formados por pares de quarks pesados *charm* e *bottom* ( $c\bar{c}$  e o  $b\bar{b}$ ) e que, dado suas grandes massas, podem ter um tratamento não-relativístico. Esses estados são denominados *charmonium* e *bottomonium*, respectivamente, e mais adiantes serão descritos em detalhes.

### 1.1 Digressão: O átomo de hidrogênio e o positrônio

Antes de avançarmos, é interessante apresentar o estado *positronium* (estado ligado entre um elétron e um pósitron), derivado do simples formalismo do átomo de hidrogênio, a fim de estabelecer uma breve comparação entre o quarkonium e esse análogo eletromagnético. Temos que a equação não-relativística de Schrödinger, para o átomo de hidrogênio, é

$$\left( -\frac{\hbar^2}{2m} \vec{\nabla}^2 - \frac{\alpha \hbar c}{r} \right) \psi(\mathbf{r}) = E \psi(\mathbf{r}) \quad (1.1)$$

já com o potencial estático de Coloumb  $V_C \propto 1/r$  incorporado no Hamiltoniano da equação acima. Nesse caso, os autoestados do sistema são caracterizados pelo número de nodos  $N$  na

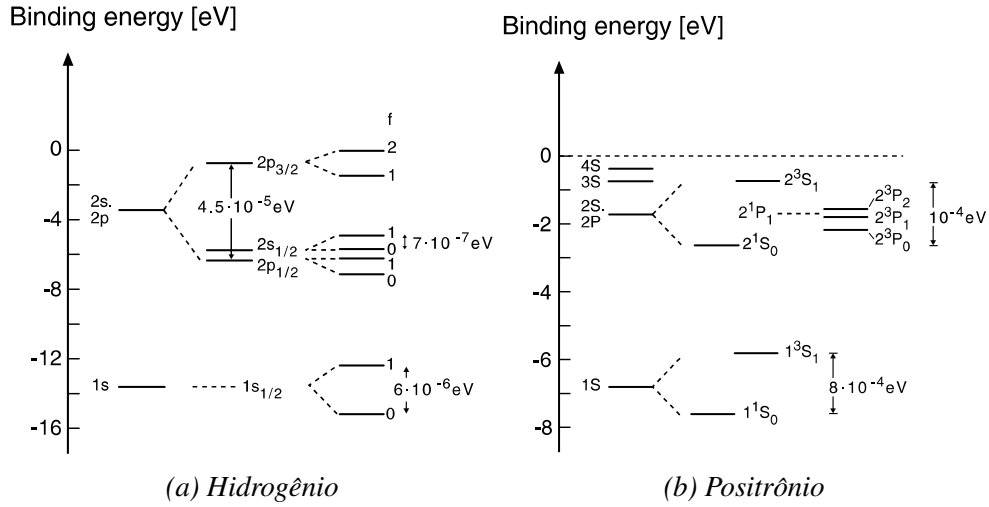


Figura 1.1: Níveis energéticos do átomo de hidrogênio e do positrônio. O estado fundamental ( $n = 1$ ) e o primeiro excitado ( $n = 2$ ) são mostrados juntos com as separações finas e hiperfinas. Figura extraída de [13].

função de onda radial e momentum orbital angular  $\ell$ ; além disso, estados com mesmo  $n = N + \ell + 1$  são ditos degenerados e  $n$  chama-se de *número quântico principal*. Os níveis de energia para tal sistema são descritos por

$$E_n = -\frac{\alpha^2 mc^2}{2n^2} \quad (1.2)$$

onde  $\alpha$  é a constante de acoplamento eletromagnético e  $m = M_p m_e / (M_p + m_e) \approx m_e = 0,511 \text{ MeV}/c^2$  é a massa reduzida do sistema (caso hidrogenóide), tal que quando  $n = 1$  em (1.2) vem que  $E_1 = -13,6 \text{ eV}$ . Tem-se ainda a definição do *raio de Bohr* dada por

$$r_b = \frac{\hbar \cdot c}{\alpha \cdot mc^2} \approx 0,53 \cdot 10^5 \text{ fm} \quad (1.3)$$

Com efeito, para o positrônio a quantidade  $m$  passa a ser  $m_e/2$ . Ademais, a *interação spin-órbita (estrutura fina)* e a *interação spin-spin (estrutura hiperfina)* abrem os níveis energéticos do número quântico principal, como de forma exagerada se observa na Figura 1.1. No caso, a estrutura fina corresponde a uma correção da ordem de  $\alpha^2$  enquanto que a estrutura hiperfina a uma correção de  $\alpha^2 \cdot \mu_p/\mu_e$  nos nível energéticos ( $\mu_{p,e}$  é o *momento de dipólo magnético*). Note que foi empregada a notação  $n\ell_j$  para representar os números quânticos na estrutura fina, fazendo ( $\ell = 0, 1, 2, 3$ ) o papel dos rútuos ( $s, p, d, f$ ) e  $j$  representando o *momento angular total* do elétron,  $\mathbf{j} = \boldsymbol{\ell} + \mathbf{s}$ . Ainda na Figura 1.1a, observe que há um número quântico  $f$  que caracteriza os efeitos da estrutura hiperfina, onde  $\mathbf{f} = \mathbf{j} + \mathbf{i}$  e  $\mathbf{i}$  o spin do próton. Para o positrônio,  $m = m_e/2$  implica que a energia de ligação do estado ligado também se reduz a metade e, uma

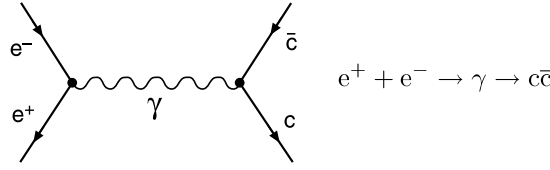


Figura 1.2: Diagrama de Feynman para a produção de fóton virtual e subsequente decaimento num  $c\bar{c}$ . Utilizou-se como convenção o eixo espacial decrescendo na vertical e o temporal horizontalmente crescente da esquerda para direita.

vez que  $\mu_e \approx 650\mu_p$  (mais forte acoplamento spin-spin entre  $e^-e^+$ ), observa-se que o espectro do positrônio não irá exibir um hierarquia energética clara, como observado no átomo de hidrogênio [13]. À vista disso, o spin total  $S$ , momento angular total  $J$ , momento angular orbital  $L$  e o número quântico principal  $n$  são bons números quânticos para o positrônio. Logo, temos estados com ou  $S = 0$  (singleto) ou  $S = 1$  (triplete), e  $J$  respeita a desigualdade do triângulo  $|L - S| \leq J \leq L + S$ . Ademais, é comum a notação  $n^{2S+1}L_J$ , onde  $L = (S, P, D, F)$ .

Naturalmente, pares  $e^-e^+$  se aniquilam e, portanto, o positrônio possui tempo de vida finito, decaindo em 2 ou 3 fótons ( $S = 0$  ou  $S = 1$ , respectivamente). Por exemplo, o decaimento do estado  $1^1S_0$  em dois fótons é dado como [14, p. 168]

$$\Gamma(1^1S_0 \rightarrow 2\gamma) = \frac{4\pi\alpha^2\hbar^3}{m_e^2c} |\psi(0)|^2 \approx 10^{-10}\text{s} \quad (1.4)$$

que leva em consideração a probabilidade de encontro do elétron e do pósitron na origem através do termo  $|\psi(0)|^2$ .

## 1.2 O Charmonium

Análogo ao positrônio, chamamos de *charmonium* estados ligados de quarks  $c$  e  $\bar{c}$ . Por razões históricas, o seu número quântico principal é definido como  $n_{q\bar{q}} = N + 1$ . No que segue, motivamos o estudo desses estados através da produção por colisões  $e^-e^+$ , dado a simplicidade do processo (aqui representado pelo *diagrama de Feynman* na Figura 1.2) e bem como o fato que foi nesse tipo de colisões que primeiro se detectou o  $J/\psi$  [15]. Nesse caso, os estados  $c\bar{c}$  são produzidos no decaimento de fótons virtuais dessas colisões (energia de centro de massa em torno de  $3 \sim 4,5$  GeV). Além disso, várias ressonâncias podem ser observadas na seção de choque desse processo variando a energia da colisão [16]. Ainda, uma vez que esse processo é intermediado por um fóton virtual de números quânticos  $J^P = 1^-$ , somente estados  $c\bar{c}$  caracterizados por esses mesmos números podem ser formados nessas colisões, sendo o estado  $1^3S_1$  o

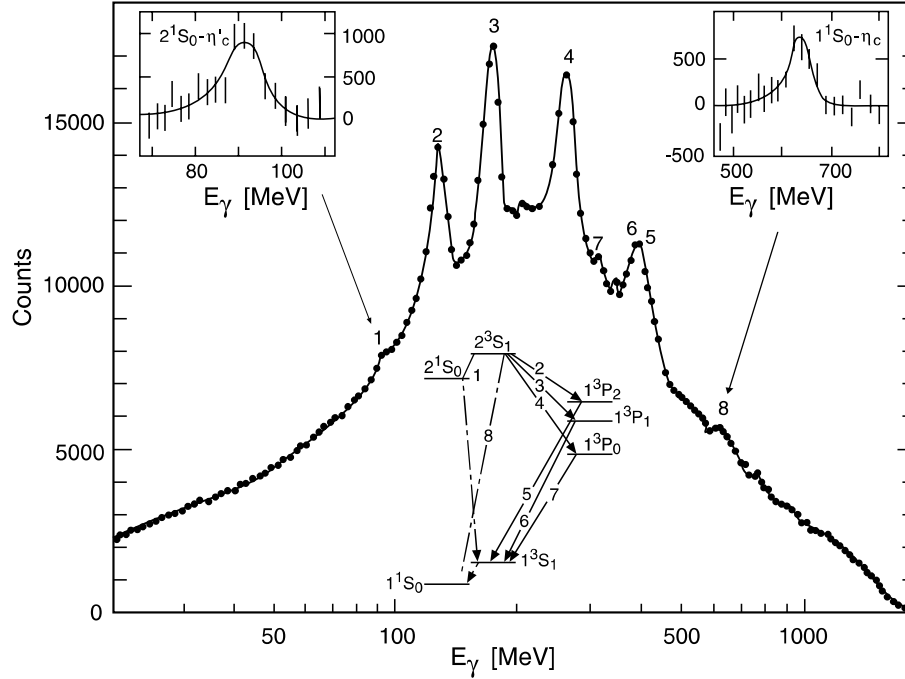


Figura 1.3: Espectro do decaimento do  $\psi$  ( $2^3S_1$ ) e um esquema extraída dos níveis energéticos do charmonium. Os picos numerados do espectro estão relacionados aos números legendados na esquete energética. As linhas contínuas da esquete representam transições do tipo dipólo elétrico com mudança de paridade e as tracejadas denotam transições do tipo dipolo magnético sem mudança de paridade [17].

menos energético e chamado de  $J/\psi$  (massa  $3,097 \text{ MeV}/c^2$ ). Naturalmente, mésons  $c\bar{c}$  (assim como os  $b\bar{b}$ ) também são produzidos em colisões p-p e p-A, mas dependem de modelos envolvendo regimes perturbativos e não-perturbativos da QCD, como será discutido posteriormente.

Estados charmonium não são estáveis e, portanto, têm tempo de vida finito. Decaem predominantemente via interação forte em hádrons. No entanto, estados excitados pode decair em estados de mais baixa energia por emissão de um fóton, tal como ocorre na física atômica ou para o positrônio. Por exemplo, estados charmonium  $\psi$  ( $2^3S_1$ ) produzem o espectro da Figura 1.3, ao qual vários picos estão destacados entre 100 e 700 MeV. Os mais acentuados correspondem às transições de dipólo elétrico os quais obedecem as regras de seleção  $\Delta L = 1$  e  $\Delta S = 0$ , ao qual dão origem a estados intermediários com momento angular total 0, 1 e 2 e paridade positiva. Nessa situação, a parte espacial da função de onda tem paridade  $(-1)^L$ . Além disso, valendo-se da teoria de Dirac para férmions e anti-férmions, temos em geral que a paridade os estados  $q\bar{q}$  é  $(-1)^{L+1}$ . Observa-se que o estado  $\psi$  ( $2^3S_1$ ) decai primariamente no sistema tripleto ( $1^3P_J$ ), conhecido como  $\chi_c$  (e que decaem no  $J/\psi$ ). Tem-se ainda os estados de spin 0 ( $n^1S_0$ ), chamados  $\eta_c$ , são produzidos somente nas transições de dipólo magnético do  $J/\psi$  ou

$\psi(2^3S_1)$ , obedecendo as regras de seleção  $\Delta L = 0$  e  $\Delta S = 1$ , conectando estados de mesma paridade ( $\chi_c$  não podem ser produzido em colisões  $e^-e^+$ ). Isto corresponde a um *spin flip* em um dos quarks  $c$ . Transições de dipólo magnético são mais fracas do que as de dipólo elétrico, mas são observadas no charmonium uma vez que a interação spin-spin dos  $c\bar{c}$  são significativamente mais forte do que os sistemas atômicos. Tal fato deve-se a separação muito menor entre os quarks do que os pares atômicos.

### 1.3 O Bottomonium

Com uma energia em centro de massa  $\sim 10$  GeV, colisões leptônicas  $e^-e^+$  exibem ressonâncias identificadas com estados ligados de um quark *bottom* e um *anti-bottom* ( $b\bar{b}$ ), conhecidos como estados *bottomonium*. O menor estado  $b\bar{b}$  que pode ser obtido pela aniquilação de um par  $e^-e^+$  é chamado de  $\Upsilon$  (*upsilon*) com massa de  $9,46$  GeV/ $c^2$ . Varias transições eletromagnéticas entre estados  $b\bar{b}$  são observadas (Figura 1.4b). Observa-se que esse espectro é bastante parecido com o do charmonium (veja Figura 1.4). Depreende, portanto, que o potencial quark-antiquark é independente do sabor do quark. Além disso, nota-se que  $m_{b\bar{b}} \sim 3m_{c\bar{c}}$ , e por (1.3) é natural que o raio do  $b\bar{b}$  seja inversamente proporcional à massa do quark e a constante de acoplamento forte  $\alpha_s$ . Mas, o estado  $1S$  do  $b\bar{b}$  tem um raio de  $\sim 0,2$  fm [18], cerca

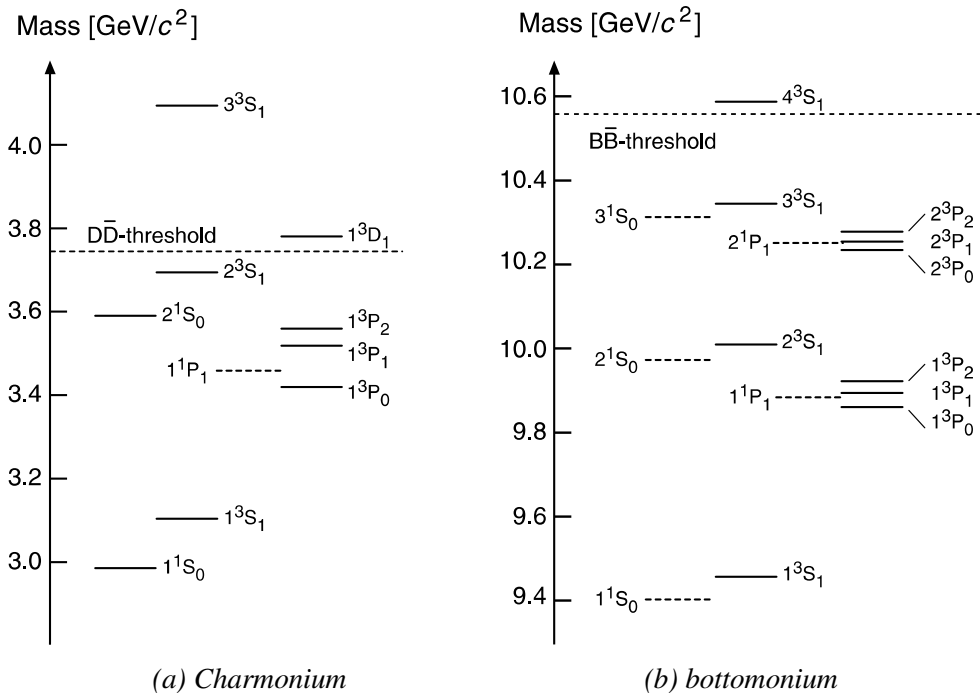


Figura 1.4: Espectro energético do charmonium e do bottomonium [13].



da metade em relação ao estado equivalente do  $c\bar{c}$ . É importante observar que é adequado um tratamento relativístico ao bottomonium e que é notável a similar diferença de massa entre os níveis  $1S$  e  $2S$  para esses dois sistemas. Isso é um efeito direto do potencial quark-antiquark [13]. Por último, apresenta-se duas tabelas (Tabelas 1.1 e 1.2 ) com as principais propriedade dos sistemas charmonium e bottomonium. Além da notação já usada, empregou-se  $J^{PC}$ , onde  $J$  é o *spin total*,  $P$  é a *paridade intrínseca* e  $C$  é *número de conjugação de carga*.

Méson	$n^{2S+1}L_J$	$J^{PC}$	Massa (GeV/ $c^2$ )
$\eta_c$	$1^1S_0$	$0^{-+}$	2.980
$J/\psi$	$1^3S_1$	$1^{--}$	3.097
$\chi_{c0}, \chi_{c1}, \chi_{c2}$	$1^3P_{0,1,2}$	$0^{++}, 1^{++}, 2^{++}$	3.415, 3.511, 3.556
$h_c$	$1^1P_0$	$1^{+-}$	3.523
$\eta_c(2S)$	$2^1S_0$	$0^{-+}$	3.594
$\psi'$	$2^3S_1$	$1^{--}$	3.686

Tabela 1.1: Propriedades do charmonium [19].

Méson	$n^{2S+1}L_J$	$J^{PC}$	Massa (GeV/ $c^2$ )
$\Upsilon(1S)$	$1^3S_1$	$1^{--}$	9.460
$\chi_{b0}, \chi_{b1}, \chi_{b2}(1P)$	$1^3P_{0,1,2}$	$0^{++}, 1^{++}, 2^{++}$	9.860, 9.893, 9.913
$\Upsilon(2S)$	$2^3S_1$	$1^{--}$	10.023
$\chi_{b0}, \chi_{b1}, \chi_{b2}(2P)$	$1^3P_{0,1,2}$	$0^{++}, 1^{++}, 2^{++}$	10.232, 10.255, 10.269
$\Upsilon(3S)$	$3^3S_1$	$1^{--}$	10.355

Tabela 1.2: Propriedades do bottomonium [19].

## Capítulo 2

# Estrutura teórica em QCD para descrição dos estados quarkonium

No que segue, faremos uma breve revisão de alguns conceitos teóricos a fim de melhor compreender os estados quarkonium e possibilitar o entendimento dos modelos que descrevem sua produção. Será apresentado, de forma breve, uma revisão de QCD e a fundamentação para sua aplicação utilizando métodos perturbativos.

### 2.1 O Potencial Quark-Antiquark

No capítulo anterior (Seção 1.2), chegamos a conclusão de que o potencial quark-antiquark não deveria depender do sabor do quark em questão, portanto, deve-se esperar que ele contenha termos que não correspondem ao análogo Coulombiano, que explica o positrônio. Observa-se que os níveis iniciais ( $n = 1, 2$ ) dos espectros do charmonium e do positrônio são bastante similares (compare as Figuras 1.4a e 1.1b) apesar da diferença de escala ( $10^8$ ). Isso demonstra o *comportamento Coulombiano da interação forte* nesse regime de distância pequeno (vide equação (1.3)). Porém, a ausência de degenerescência entre os estados  $2^3S$  e  $1^3P$ , sugere que o potencial não é puramente do tipo Coulombiano. Somado ao fato de que não há nenhuma evidencia experimental de quarks isolados, é plausível postular que em pequenas distâncias o potencial possui forte contribuição do tipo Coulomb e que cresce linearmente a maiores separações, levando ao confinamento dos quarks no hádrons. Escrevemos o ansatz para o po-

tencial como:

$$V = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_S(r) \hbar c}{r} + k \cdot r \quad (2.1)$$

ao qual apresenta o comportamento assintótico  $V(r \rightarrow 0) \propto 1/r$  e  $V(r \rightarrow \infty) \propto \infty$  (o fator  $4/3$  é devido 3 cargas de cor possíveis para os quarks). A dita *constante* de acoplamento  $\alpha_S(r)$ , depende da distância  $r$  do quarks, tornando-se menor a medida que  $r$  aumenta. Essa é um consequência direta da QCD que resulta na chamada *liberdade assintótica* relacionada a natureza da força forte. Tal comportamento nos permite considerar os quarks como partículas quasi-livres em pequenas distâncias (ver discussão em *Deep-Inelastic Scattering* [13, p. 107]). Além disso, o termo  $kr$  é chamado de *tubo de fluxo* ( $k$  tem unidades de energia por unidade de comprimento), em contraste com o termo do dipolo da contraparte Coulombiana, como representado na Figura 2.1b.

Os nível energéticos do charmonium, por exemplo, não dependem somente do potencial (2.1) mas também do termos cinéticos do Hamiltoniano, o qual contém a massa do quark  $m_c$ . No entanto, as quantidades  $\alpha_S$ ,  $k$  e  $m_c$  podem ser obtidas de forma aproximada por um fitting nos principais níveis energéticos dos estados  $c\bar{c}$  a partir da equação de Schrodinger não relativística no qual o potencial (2.1) está inserido. Valores típicos são  $\alpha_S \approx 0.15 \sim 0.25$ ,  $k \approx 1 \text{ GeV/fm}$  e  $m_c \approx 1.5 \text{ GeV}/c^2$ . Percebe-se que a constante  $\alpha_S$  é cerca de 20 – 30 vezes a correspondente versão eletromagnética ( $\alpha \approx 1/137$ ).

Outro fato importante é que a força entre quarks descrita pelo potencial (2.1) *permanece constante* com o aumento da distância, em evidente contraste com um potencial puramente

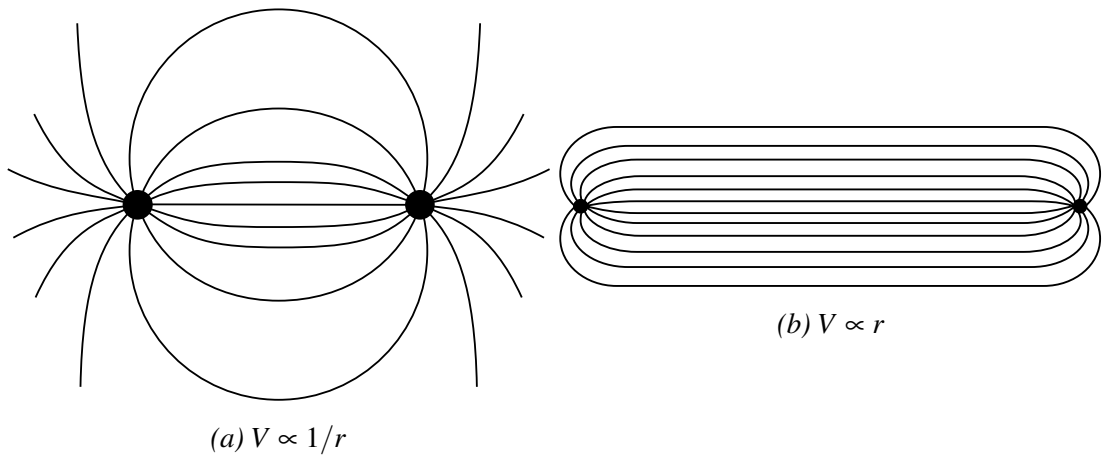


Figura 2.1: Linhas de campo para (a) dipolo entre partículas carregadas e (b) para dois quarks muito distantes [13].

Coulombiano. Nesse caso, uma quantidade infinita de energia seria necessária para remover um quark de um hadron. Com efeito, esse ponto de vista explica a impossibilidade de se isolar um quark de um outro ao qual se encontra ligado, em outras palavras, seria impossível encontrar um objeto *colorido* isoladamente (somente os *sem cor*).

Por outro lado, apesar desse modelo explicar o fenômeno do confinamento, é possível remover um quark de um outro ao qual está ligado mas numa circunstância diferente: hadrons são produzidos se a energia do tubo de fluxo alcança um determinado limiar. Nesse caso, os dois quarks separados tornam-se constituintes desses novos hadrons. Por exemplo, se um quark é retirado de um hadron em um espalhamento profundamente inelástico, o tubo de fluxo entre esse quark e o restante do hadron original quebra-se quando o tubo alcança  $1 - 2$  fm. A energia do campo, então, é convertida em um quark e um antiquark, aos quais separadamente se conectam às extremidades dos tubos de fluxo: um do hadron original e outro do quark “livre” do vácuo da QCD. A esse processo dá-se o nome de *hadronização*.

## 2.2 A interação Cromomagnética

Passamos agora a incluir o spin em nossa discussão sobre interações. Vimos que a similaridade da interação entre o potencial da força forte e da interação eletromagnética é devido ao termo Coulombiano  $r^{-1}$  de pequena distância, que corresponde a troca de de um glúon e fóton, respectivamente. Ademais, a interação spin-spin leva a uma forte separação dos estados  $S$  no charmonium bem como no positrônio. Tal força é grande somente em pequenas distâncias e, portanto, a troca de um glúon deve ser considerada no charmonium. Além disso, observa-se uma interação spin-spin 1000 vezes mais forte no charmonium do que no positrônio. A seguinte equação descreve a interação pontual spin-spin para o positrônio

$$V_{SS}(e^- e^+) = \frac{-2\mu_0}{3} \mu_1 \cdot \mu_2 \delta(\mathbf{x}) \quad (2.2)$$

onde  $\mu_0$  é a permeabilidade no vácuo e  $\mu_{1,2}$  são os momentos magnéticos do elétron e do pósitron, que explicitamente se escreve

$$\mu_i = \frac{z_i e \hbar}{2m_i} \sigma_i, \quad \text{onde } z_i = Q_i/e = \pm 1 \quad (2.3)$$

sendo  $\sigma_i$  os componentes do vetor  $\sigma$  composto pelas matrizes de Pauli ( $\sigma_x^2 = \sigma_y^2 = \sigma_z^2 = \mathbb{1}$ ); logo, de (2.2) e (2.3) vem

$$V_{SS}(e^-e^+) = \frac{-\hbar^2 \mu_0 z_1 z_2 e^2}{6 m_1 m_2} \mu_1 \cdot \mu_2 \delta(\mathbf{x}) = \frac{2\pi\hbar^3}{3c} \alpha \frac{\mu_1 \cdot \mu_2}{m_e^2} \delta(\mathbf{x}) \quad (2.4)$$

A carga de cor do quark leva a uma interação spin-spin chamada *interação cromomagnética* ou *interação magnética de cor*. Então generaliza-se (2.4) para interação cromomagnética com  $\alpha \rightarrow \alpha_S$  e um fator para as três cargas de cor

$$V_{SS}(q\bar{q}) = \frac{8\pi\hbar^3}{9c} \alpha_S \frac{\mu_q \cdot \mu_{\bar{q}}}{m_q m_{\bar{q}}} \delta(\mathbf{x}) \quad (2.5)$$

Portanto, a energia cromomagnética assim depende das orientações relativas dos spins do par  $q\bar{q}$ , onde o valor esperado para  $\mu_q \cdot \mu_{\bar{q}}$  é

$$\mu_q \cdot \mu_{\bar{q}} = 4\mathbf{s}_q \cdot \mathbf{s}_{\bar{q}}/\hbar^2 = 2 \cdot [S(S+1) - s_q(s_q+1) - s_{\bar{q}}(s_{\bar{q}}+1)] \quad (2.6)$$

$$= \begin{cases} -3 & \text{para } S=0 \\ +1 & \text{para } S=1 \end{cases} \quad (2.7)$$

onde  $\mathbf{S}$  é o spin total do estado charmonium e  $\mathbf{S}^2 = (s_q + s_{\bar{q}})^2$ . Com isso, a separação energética devido (2.5) toma a forma

$$\Delta E_{SS} = \langle \psi | V_{SS} | \psi \rangle = 4 \cdot \frac{8\pi\hbar^3}{9c} \frac{\alpha_S}{m_q m_{\bar{q}}} |\psi(0)|^2 \quad (2.8)$$

Percebemos que (2.8) é relevante somente para o estado  $S$  uma vez que  $\psi(0) \neq 0$  somente na origem. A transição, por exemplo,  $1^3S_1$  para  $1^1S_0$  (ou seja,  $J/\psi \rightarrow \eta_c$ ) é uma transição magnética, a qual corresponde a um flip no spin de um quark ( $\Delta E_{SS} \approx 120$  MeV).

## 2.3 Cromodinâmica Quântica (QCD)

Até agora, introduzimos uma fenomenologia básica para explicar os estados  $q\bar{q}$ , valendo-se do método de produção mais simples (elétron-pósitron) e dos análogos da física atômica. Iremos agora aprofundar as nossas bases teóricas a fim de fundamentar os modelos de produção de quarkonium em colisões p-A [20].

Das muitas preocupações que a física possui, umas dela é explicar do que é feito o universo

Campo	Carga	Bóson mediador
Eletromagnético	Elétrica	Fóton
Gravitacional	Massa	Gráviton
Cromodinâmico	Cor	Glúons
Fraco	Sabor	$W^\pm$ e $Z^0$

Tabela 2.1: Interações fundamentais, tipos de carga e sua partículas mediadoras da interação.

ao qual fazemos parte, quais são os seus constituintes básicos e qual a dinâmica que os regem. No último século, avançamos bastante e o objeto de estudo desse trabalho (quarkonium) já deu contribuições importante nessa empreitada. Descobriu-se, então, que a princípio o universo é constituído de quarks e léptons, aos quais tem suas interações possibilitadas por partículas mediadoras. A natureza dessas interações listam-se em 4 tipos: eletromagnética, gravitacional, forte e fraca; para cada uma dela, associa-se uma partícula intermediadora (Tabela 2.1). Esse conjunto de partículas elementares e interações fundamentais (exceto a gravitacional) são constituintes do chamado *Modelo Padrão* [21], que descreve teoricamente todas as partículas elementares atualmente conhecidas (Tabela 2.2) e suas interações [19]. Esse modelo é uma

		Partícula	Nome	Massa (MeV/c <sup>2</sup> )	Cargas		
					elétrica	isospin	cor
Férmions	Léptons	$\nu_e$	Neutrino do elétron	$< 10^{-8}$	0	+1/2	0
		$e$	Elétron	0.000511	-1	-1/2	0
		$\nu_\mu$	Neutrino do múon	$< 0.0002$	0	+1/2	0
		$\mu$	Múon	0.106	-1	-1/2	0
		$\nu_\tau$	Neutrino do tau	$< 0.02$	0	+1/2	0
		$\tau$	Tau	1.77	-1	-1/2	0
	Quarks	$u$	Up	0.003	2/3	+1/2	3
		$d$	Down	0.006	-1/3	-1/2	3
		$c$	Charm	1.3	2/3	+1/2	3
		$s$	Strange	0.1	-1/3	-1/2	3
		$t$	Top	174.3	2/3	+1/2	3
$b$		Bottom	4.3	-1/3	-1/2	3	
Bóson	$\gamma$	Fóton	0	0	0	0	
	$Z^0$	Bóson Z	91.19	0	0	0	
	$W^\pm$	Bóson W	80.42	$\pm 1$	$\pm 1$	0	
	$g$	Glúon	0	0	0	8	

Tabela 2.2: Partículas elementares descritas pelo Modelo Padrão, sua partículas mediadoras das interações e suas propriedades [19].

unificação de *teorias de gauge*. A *eletrodinâmica quântica* (QED) é uma delas: ela é uma teoria quântica de campos que descreve as interações eletromagnéticas entre férmions portadores de carga elétrica mediadas pela partícula de troca chamada *fóton*. A *cromodinâmica quântica* é outra teoria quântica de campos: ela nos permite calcular a propagação e interação dos quarks e glúons, portadores de *carga de cor*. Essas duas teorias diferem fundamentalmente. A QED está apoiada sobre o grupo  $U(1)$  pois sua natureza depende de *um único* tipo de carga e suas partículas mediadoras da interação (fóton) não interagem entre si pois não possuem carga; já a QCD está fundamentada sobre o grupo não-abeliano  $SU(3)$ , uma vez que nesta teoria, associado aos quarks, um grau de liberdade denominado carga de cor está presente e se dá *em três tipos* (vermelho(r), verde(g), azul(b) e anticores, ou seja, anti-vermelho, etc)[22, 23]. Para a interação forte, o cenário é ainda mais complexo, onde os *glúons*, mediadores dessa interação, são objetos bicolores (superposição de estados com cor+anticor) apresentando-se em 8 tipos distintos os quais podem interagir entre si.

Uma última observação: somente hádrons sem cor são detectados. Foi esse fato experimental que deu origem à carga de cor a fim de respeitar o princípio de exclusão de Pauli, correspondendo ao estado singleto de cor do grupo  $SU(3)$  [24].

## 2.4 Lagrangeana da QCD e Regras de Feynman

Como dito antes, devemos nos valer de métodos perturbativos da QCD para descrever satisfatoriamente os modelos de produção dos estados quarkonium. Por métodos perturbativos entende-se por *regras de Feynman*, aos quais descrevem as interações dos quarks e glúons. As regras de Feynman podem ser derivadas da densidade Lagrangeana dada por [25, 26]

$$\mathcal{L}_{QCD} = \mathcal{L}_{classical} + \mathcal{L}_{gauge-fixing} + \mathcal{L}_{ghost} \quad (2.9)$$

onde a Lagrangeana clássica resulta de dois termos

$$\mathcal{L}_{classical} = \mathcal{L}_{qqg} + \mathcal{L}_{gg} \quad (2.10)$$

onde o termo  $\mathcal{L}_{qqg}$  corresponde as interações quark-glúon e  $\mathcal{L}_{gg}$  interações glúon-glúon. Explicitamente  $\mathcal{L}_{qqg}$  escreve-se

$$\mathcal{L}_{qqg} = \sum_{flavors} \bar{q}_a \left( i\gamma^\mu \partial_\mu \delta_{ab} - g_S \gamma^\mu \left( t_{ab}^C \mathcal{A}_\mu^C \right) - m \right) q_b \quad (2.11)$$

sendo  $a$  e  $b$  os índices de cor dos espinores  $\bar{q}_a$  e  $q_b$  dos quarks (índice espinorial foi suprimido), podendo ser representados como

$$q_a = \begin{pmatrix} q_1 \\ q_2 \\ q_3 \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

Ainda em (2.11), tem-se que  $\gamma^\mu$  são as *matrizes de Dirac* e  $\mathcal{A}_\mu^C$  são os campos gluônicos indexados com um índice de cor  $C = \{1, \dots, 8\}$  e um de Lorentz  $\mu$ ; cada campo  $\mathcal{A}_\mu^C$  interage com os quarks, sendo que a interação é proporcional a uma das matrizes  $t_{ab}^C$ , geradoras do grupo  $SU(3)$ . Uma representação possível para os geradores do grupo  $SU(3)$  se faz com as oito *matrizes de Gell-Mann*

$$t^A = \frac{1}{2} \lambda^A \quad (2.13)$$

$$\begin{aligned} \lambda^1 &= \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \\ \lambda^4 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda^5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda^6 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \\ \lambda^7 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, \lambda^8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.14)$$

as quais são hermitianas e de traço nulo. Os quarks e os glúons pertencem às representações fundamental e adjunta do grupo de cor  $SU(3)$ , respectivamente, cujas matrizes geradoras  $t^A$  e de cor  $T^A$ , são definidas por

$$[t^A, t^B] = if^{ABC} t^C, \quad [T^A, T^B] = if^{ABC} T^C, \quad (T^C)_{BC} = -if^{ABC} \quad (2.15)$$

Temos ainda a parte puramente gluônica  $\mathcal{L}_{gg}$

$$\mathcal{L}_{gg} = -\frac{1}{4} F_{\alpha\beta}^A F_A^{\alpha\beta} \quad (2.16)$$



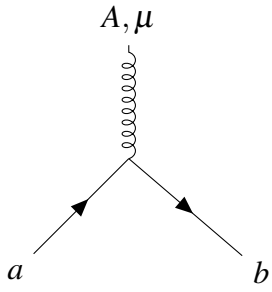
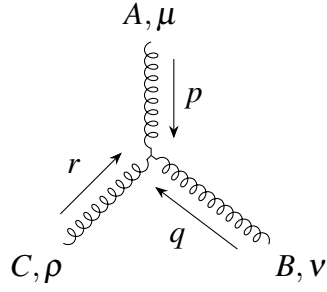
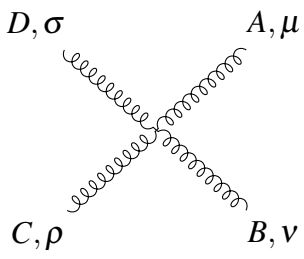
Diagrama	Expressão
	$-ig_S t_{ab}^C \gamma^\mu$
	$-g_S f^{ABC} [(p-q)^\rho g^{\mu\nu} + (q-r)^\mu g^{\nu\rho} + (r-p)^\nu g^{\rho\mu}]$
	$-ig_S^2 f^{XAC} f^{XBD} [g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} - g^{\mu\sigma} g^{\nu\gamma}] + (C, \gamma) \leftrightarrow (D, \rho) + (B, \nu) \leftrightarrow (C, \gamma)$

Tabela 2.3: Regras de Feynman dos vértices das interações da QCD [27].

sendo o tensor  $F_{\alpha\beta}^A$  derivado dos campos  $\mathcal{A}_\alpha^A$  como

$$F_{\alpha\beta}^A = \partial_\alpha \mathcal{A}_\beta^A - \partial_\beta \mathcal{A}_\alpha^A - g_S f^{ABC} A_\alpha^B A_\beta^C \quad (2.17)$$

em que os índices  $A, B$  e  $C$  somam sobre os oito campos gluônicos,  $f^{ABC}$  são as constantes de estrutura da QCD (antissimétricas sob a troca de índices) e  $g_S^2 = 4\pi\alpha_S$ . O termo não Abelianiano  $\alpha_S f^{ABC} A_\alpha^B A_\beta^C$ , é responsável por uma das diferenças significantes entre QCD e QED: este dá origem aos vértices de três e quatro glúons da QCD. As regras de Feynman para os vértices de interação quark-glúon e glúon-glúon estão representadas na Tabela 2.3.

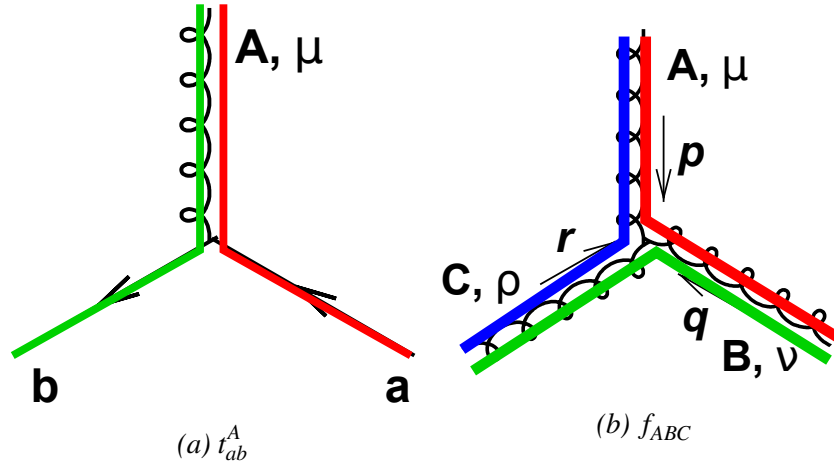


Figura 2.2: Diagramas de fluxo de cor para os vértices da QCD (a) quark–quark–glúon e (b) tri–glúon [27].

A interação quark–glúon se dá via o termo  $\bar{q}_a g_S \gamma^\mu t_{AB}^C A_\mu^C q_b$ . As interações gluônicas são devidas ao termo contido em  $F_{\alpha\beta}^A F_A^{\alpha\beta}$ , que dá origem às interações de três e quatro campos gluônicos.

Além disso, na Figura 2.2 representamos o fluxo de cor nas interações. A interação  $qqg$  pode ser interpretada da seguinte maneira: ao interagir com o quark, o glúon absorve a sua cor, substituindo a cor do quark. Para as interações gluônicas  $gg$ , um glúon absorve a cor do outro, modificando mutualmente suas cores. Por serem bicolores, os glúon interagem entre si duas vezes mais fortemente que com os quarks. Os demais termos da densidade Lagrangeana da QCD,  $\mathcal{L}_{gauge-fixing}$  e  $\mathcal{L}_{ghost}$ , são introduzidos para fixar a arbitrariedade dos campos de glúons e eliminar problemas matemáticos resultantes da teoria não-abeliana, respectivamente [25].

## 2.5 Liberdade Assintótica e Confinamento

Uma das principais diferenças entre QED e QCD é a *blindagem de cargas*. Na QED, um elétron pode emitir um fóton que subsequentemente flutua em um par  $e^- e^+$  os quais, por sua vez, podem emitir um fóton e o processo se repete novamente. Logo, tal elétron é circundado por uma nuvem de pares de  $e^- e^+$  que blindam a carga elétrica do elétron original. Para medir a carga elétrica do mesmo utiliza-se uma carga teste, que irá experimentar a força de Coulomb entre cargas. Ao nos aproximarmos ou afastarmos desta nuvem, a carga medida é enaltecida e diminuída, respectivamente. A Figura 2.3 mostra o comportamento da constante de acoplamento da QED em função da energia. Esta cresce com o aumento da energia do fóton, em que

a blindagem é menos intensificada. No caso de um fóton com baixa energia, a blindagem é acentuada e a constante de acoplamento decresce. Situação análoga ocorre na QCD, em que glúons flutuam em pares  $q\bar{q}$ ; além disso temos, porém, a característica que glúons flutuam em outros glúons e afetam substancialmente a carga do quark (Figura 2.4). Supomos, então, que um quark está circundado por uma nuvem de quarks e glúons. Ao realizarmos o mesmo experimento mental anterior, teremos como resultado a *antiblindagem*, a carga medida será enaltecida e diminuída ao afastarmos e aproximarmos o quark de teste. O comportamento da constante de acoplamento das interações fortes,  $\alpha_s$ , em função da energia é visualizado na Figura 2.4, e o resultado é oposto àquele da QED. Com o aumento da energia do glúon há o decréscimo de  $\alpha_s$ , enquanto que, para um glúon de baixa energia,  $\alpha_s$  é enaltecida.

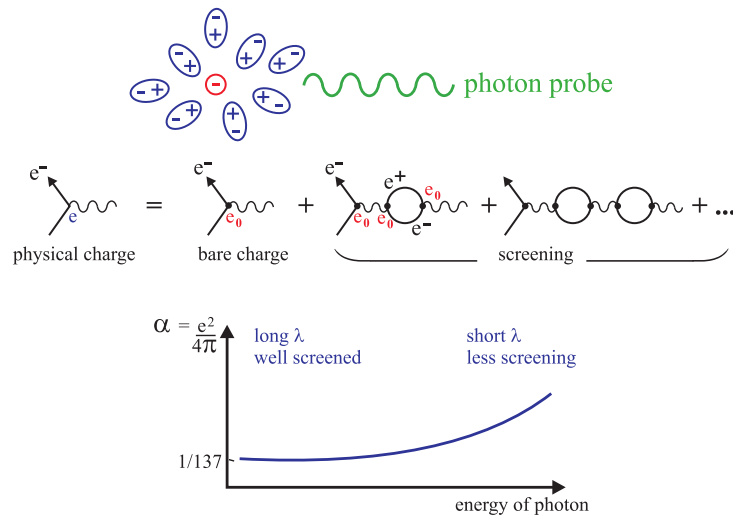


Figura 2.3: Blindagem de carga elétrica na QED [28].

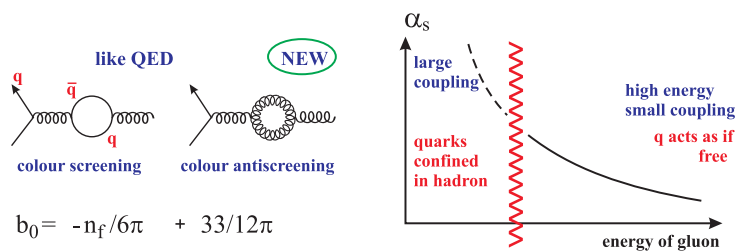


Figura 2.4: Blindagem de carga de cor na QCD [28].

A constante de acoplamento da Cromodinâmica Quântica é dada em mais baixa ordem por

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{1}{b \ln(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)} \tag{2.18}$$

onde  $b = (33 - 2n_f)/12\pi$  e  $n_f$  é o número de sabores dos quarks. A constante  $\Lambda_{QCD}$  é um

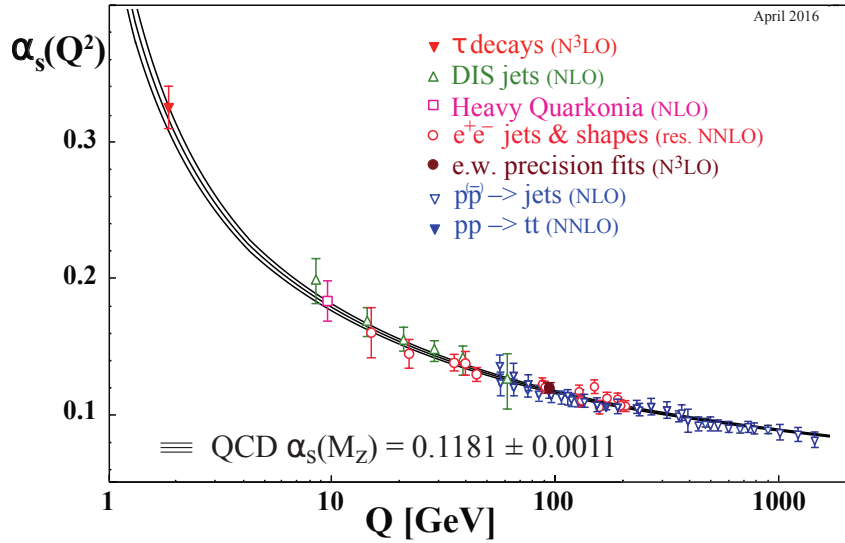


Figura 2.5: Comparação entre dados para o acoplamento forte como função da escala de energia  $Q$  extraídos de vários processos. Os respectivos graus de teoria perturbativa da QCD utilizados na obtenção de  $\alpha_s$  é indicado nos parênteses (NLO: next-to-leading order; NNLO: next-to-next-to leading order; etc)[19].

parâmetro da QCD com valor em torno de 200 MeV. A constante de acoplamento é avaliada em  $Q^2$ , que é um dado valor de escala de energia. A Figura 2.5 ilustra o comportamento de  $\alpha_s$ , comparado com valores obtidos em vários experimentos. Com o aumento de energia, a constante de acoplamento decresce com a potência inversa de  $\ln Q^2$ , caracterizando a *liberdade assintótica*. Neste regime de *pequenas distâncias* os quarks e glúons são assintoticamente livres. Isto justifica o emprego de teoria de perturbação para o cômputo das amplitudes de espalhamento no regime de altas energias, em que  $\alpha_s(Q^2)$  é suficientemente pequena. Para baixas energias (*longas distâncias*), a constante de acoplamento cresce, e a interação torna-se enaltecida, logo a QCD perturbativa não pode mais ser empregada. Desta forma, não podemos tratar os quarks como livres. Isto caracteriza o regime do confinamento, onde os quarks não podem ser detectados isoladamente, mas apenas confinados nos hádrons, que não apresentam cor efetiva (*estados singleto de cor*).

## 2.6 Espalhamento Profundamente Inelástico (DIS)

No regime de altas energias, a estrutura hadrônica pode ser investigada através do processo de espalhamento profundamente inelástico (DIS) lépton-nucleon. Tal processo ocorre devido a interação eletromagnética do lépton com o nucleon, representado na Figura 2.6. No caso de

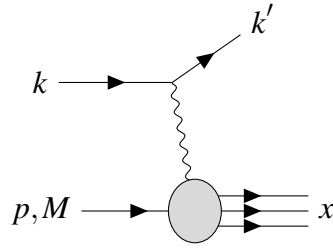


Figura 2.6: Processo profundamente inelástico lépton-núcleon, intermediado por um bóson de calibre eletrodinâmico - fóton. O círculo preenchido na figura representa a estrutura interna do hádron de entrada, no caso o próton, ao qual pode ser expresso em termos de uma função de estrutura.

um lépton carregado, este é espalhado por um próton ou núcleo atômico. Logo, o DIS pode ser descrito como

$$kp \rightarrow k'X \quad (2.19)$$

Essa reação pode ser entendida da seguinte forma: os quadrimomentos  $k$  e  $k'$  representam os léptons incidente e espalhado, respectivamente,  $p$  o quadrimomento do próton e  $X$  o estado hadrônico final, constituído de muitas partículas com quadrimomento  $pX$ . Quando somente o lépton no estado final é detectado, o processo é dito inclusivo, ao passo que, ao medir um estado final preferencial como os mésons:  $J/\psi$ ,  $\Upsilon$ , ..., o processo é dito semi-inclusivo. Podemos enumerar as variáveis cinemáticas do DIS (quantidades invariantes):

- *Energia do bóson mediador da interação* ou então, a energia perdida pelo lépton no referencial de repouso do nucleon

$$\nu = \frac{q \cdot p}{M} = E - E' \quad (2.20)$$

Aqui,  $E$  e  $E'$  são as energias inicial e final do lépton em tal referencial. Portanto, (2.20) define o quão energético é o bóson trocado na interação no referencial de repouso do nucleon, em que  $M$  é a massa do hádron.

- Virtualidade ou momento transferido

$$Q^2 = -q^2 = -k \cdot k' \quad (2.21)$$

A variável  $q$  representa o momento portado pelo *fóton virtual*<sup>1</sup>, portanto, a troca de momento do processo. A grandeza  $Q^2 = -q^2$  está relacionada com a escala de energia no

<sup>1</sup>Partícula que participa apenas de etapas intermediárias da reação.

qual a constituição hadrônica é testada, ou seja, o poder de resolução com o que o bóson virtual resolve a estrutura hadrônica.

- Fração de momento do nucleon (*variável adimensional de Bjorken*)

$$x = \frac{Q^2}{2M\nu} \quad (2.22)$$

- Fração de energia que o lépton perdeu no referencial de repouso do nucleon (*Inelasticidade*)

$$y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k} = \frac{\nu}{E} \quad (2.23)$$

- Massa (na potência 2) do sistema  $X$  que recuou contra o lépton espalhado

$$W^2 = (p + q)^2 = M^2 + 2M\nu - Q^2 \quad (2.24)$$

- Energia do centro de massa (na potência 2) do sistema lépton-nucleon

$$s^2 = (p + k)^2 = \frac{Q^2}{xy} + M^2 + m_\ell^2 \quad (2.25)$$

O processo na Figura 2.6 é dito profundo pois  $Q^2 \gg M^2$  (assim o fóton penetra no arranjo hadrônico) e inelástico pois  $W^2 \gg M^2$  (fragmentando o nucleon). Dado isso, seguimos para a definição da seção de choque do DIS.

O quadrado da amplitude de espalhamento não polarizada mediada sobre os spins é dada por

$$\overline{|\mathcal{M}|^2} = \frac{e^4}{Q^4} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu} 4\pi M \quad (2.26)$$

onde  $L_{\mu\nu}$  é o tensor leptônico descrito completamente pela Eletrodinâmica Quântica (QED). Este é calculado pelas regras de Feynman da QED, e em ordem dominante assume a forma [29]

$$L_{\mu\nu} = 2(k_\mu k'_\nu + k_\nu k'_\mu - k \cdot k' g_{\mu\nu}) \quad (2.27)$$

Dado o regime de altas energias, as massas dos léptons podem ser desprezadas. Por outro lado,  $W^{\mu\nu}$  é o tensor hadrônico, que a princípio contém toda a informação sobre a interação

bóson-nucleon, sendo sua forma desconhecida. Contudo, podemos expressá-lo em termos de uma parametrização envolvendo os quadrivetores  $q$  e  $p$  pertencentes ao seu vértice. Este é invariante de Lorentz, e sua forma mais geral adquire a seguinte estrutura [29]

$$W^{\mu\nu} = -W_1 g^{\mu\nu} + \frac{W_2}{M^2} p^\nu p^\mu + \frac{W_4}{M^2} q^\nu q^\mu + \frac{W_5}{M^2} (p^\nu p^\mu + q^\nu q^\mu) \quad (2.28)$$

onde o fator  $W_2$ , destinado às interações fracas, não foi incluído. Da conservação de corrente no vértice hadrônico, temos que

$$q_\mu W^{\mu\nu} = q_\nu W^{\mu\nu} = 0 \quad (2.29)$$

resultando em

$$W_5 = -W_2 \left( \frac{q \cdot p}{q^2} \right); \quad W_4 = W_2 \left( \frac{q \cdot p}{q^2} \right)^2 + W_1 \frac{M^2}{q^2} \quad (2.30)$$

Portanto, o tensor hadrônico pode ser expresso em termos de duas das *funções de estrutura*

$$W^{\mu\nu} = W_1 \left( -g^{\mu\nu} + \frac{q \cdot p}{q^2} \right) + \frac{W_1}{M^2} \left( p^\mu + \frac{q \cdot p}{q^2} q^\mu \right) + \left( p^\nu + \frac{q \cdot p}{q^2} q^\nu \right) \quad (2.31)$$

Os termos  $W_i$  são funções escalares invariantes de Lorentz e são medidas experimentalmente devido ao desconhecimento do vértice hadrônico, impossibilitando uma previsão teórica. No sistema do laboratório, a seção de choque diferencial inclusiva para o espalhamento inelástico elétron-próton é dada por

$$d\sigma = \frac{|\overline{\mathcal{M}}|^2}{F} \frac{d^3\vec{k}'}{2E'(2\pi)^3} \quad (2.32)$$

em que  $F = 4EM$  é o fluxo inicial de partículas. Esta pode ser expressa em termos das funções de estrutura  $W_1(v, Q^2)$  e  $W_2(v, Q^2)$ , resultado em

$$\frac{d\sigma}{dE' d\Omega} = \frac{2\alpha_{EM}^2 E'^2}{Q^4} \left[ 2W_1(v, Q^2) \sin^2 \left( \frac{\theta}{2} \right) + W_2(v, Q^2) \cos^2 \left( \frac{\theta}{2} \right) \right] \quad (2.33)$$

sendo  $\alpha_{EM}$  a constante de acoplamento da QED e  $\theta$  o ângulo de espalhamento do lépton. Esse resultado pode ser reescrito na forma

$$\frac{d\sigma}{dE' d\Omega} = \frac{\alpha_{EM}^2 E'}{Q^4 E} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu} \quad (2.34)$$

Agora, usando os invariantes cinemáticos (2.22) e (2.23), (2.34) obtemos a seção de choque

diferencial

$$\frac{d\sigma}{dxdy} = \frac{8\pi M\alpha_{EM}^2}{Q^4} \left[ xy^2 MW_1(v, Q^2) + vW_2(v, Q^2) \left( 1 - y - \frac{xyM}{2E} \right) \right] \quad (2.35)$$

e definindo a *funções de estrutura* adimensionais como

$$F_1(x, Q^2) = MW_1(v, Q^2) \quad (2.36)$$

e

$$F_2(x, Q^2) = vW_2(v, Q^2) \quad (2.37)$$

a equação (2.35) fica dada na forma

$$\frac{d\sigma}{dxdy} = \frac{8\pi M\alpha_{EM}^2}{Q^4} \left[ xy^2 F_1(x, Q^2) + \left( 1 - y - \frac{xyM}{2E} \right) F_2(x, Q^2) \right] \quad (2.38)$$

Porém, no cenário de altas energias, a massa do nucleon pode ser desprezada pois  $\sqrt{s} \gg M$ . Dado isso, (2.38) pode ser simplificada e escrita em termos da variável de Bjorken  $x$  e da virtualidade  $Q^2$

$$\frac{d\sigma}{dxdQ^2} = \frac{4\pi M\alpha_{EM}^2}{xQ^4} \left[ xy^2 F_1(x, Q^2) + (1 - y) F_2(x, Q^2) \right] \quad (2.39)$$

Para medir  $F_1$  e  $F_2$  simultaneamente como função de  $x$  e  $Q^2$  necessitamos de experimentos em diferentes valores de  $\sqrt{s}$ . Entretanto, pode-se determinar isoladamente  $F_1$  e  $F_2$  ao selecionar, para  $\sqrt{s}$ , eventos com grande ou pequena inelasticidade, respectivamente. Em particular, HERA<sup>2</sup> ( $\sqrt{s}$  de até 320 GeV) determinava  $F_2$  ao selecionar dados experimentais associados a eventos com pequeno  $y$  (Figura 2.8). A Figura 2.7 mostra resultados experimentais para a função de estrutura  $F_2(x, Q^2)$  em diferentes valores de  $x$ , comparados aos dados das colaborações H1, ZEUS, BCDMS, E665 e NMC; as curvas são ajustes obtidos pelas colaborações H1 e ZEUS usando a equação *DGLAP*, que discutiremos subsequentemente.

<sup>2</sup>do alemão: Hadron-Elektron-Ringanlage, ou inglês: Hadron-Electron Ring Accelerator, foi um acelerador de partículas no DESY (Hamburgo, Alemanha).



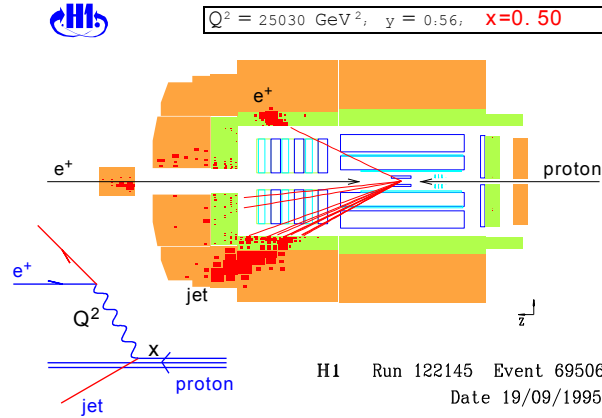


Figura 2.7: Evento produzido no detector H1 em HERA, processo inclusivo [27].

## 2.7 O Modelo de Partons

Bjorken [30] fez a predição que quando  $\nu \rightarrow \infty$  e  $Q^2 \rightarrow \infty$ , com  $x = \frac{Q^2}{2M\nu}$  fixo, as funções de estrutura dependeriam apenas de  $x$ , o que indicaria que o fóton estaria interagindo com constituintes pontuais da estrutura hadrônica, denominados de *pártons*

$$F_i(x, Q^2) \rightarrow F_i(x) \quad (2.40)$$

A interação inelástica lépton-nucleon em grande  $Q^2$  pode ser expressa como a soma das probabilidades da interação elástica do fóton com os quarks, conforme mostrado na Figura 2.9. A seção de choque total inelástica lépton-nucleon é a soma da seção de choque elástica lépton-párton

$$\frac{d\sigma}{dx dQ^2} = \sum_q \int_0^1 d\xi f_q(\xi) \frac{d\hat{\sigma}}{dx dQ^2} \quad (2.41)$$

em que  $f_q(\xi)$  é a probabilidade de encontrarmos o quark no próton com fração de momento  $\xi$  do mesmo. A soma é feita sobre todos os pártons constituintes do nucleon. Assim, temos que o numero de pártons do nucleon é dado por

$$N_q = \int_0^1 f_q(\xi) d\xi \quad (2.42)$$

A conservação de momento implica em

$$\sum_q \int_0^1 \xi f_q(\xi) d\xi = 1 \quad (2.43)$$

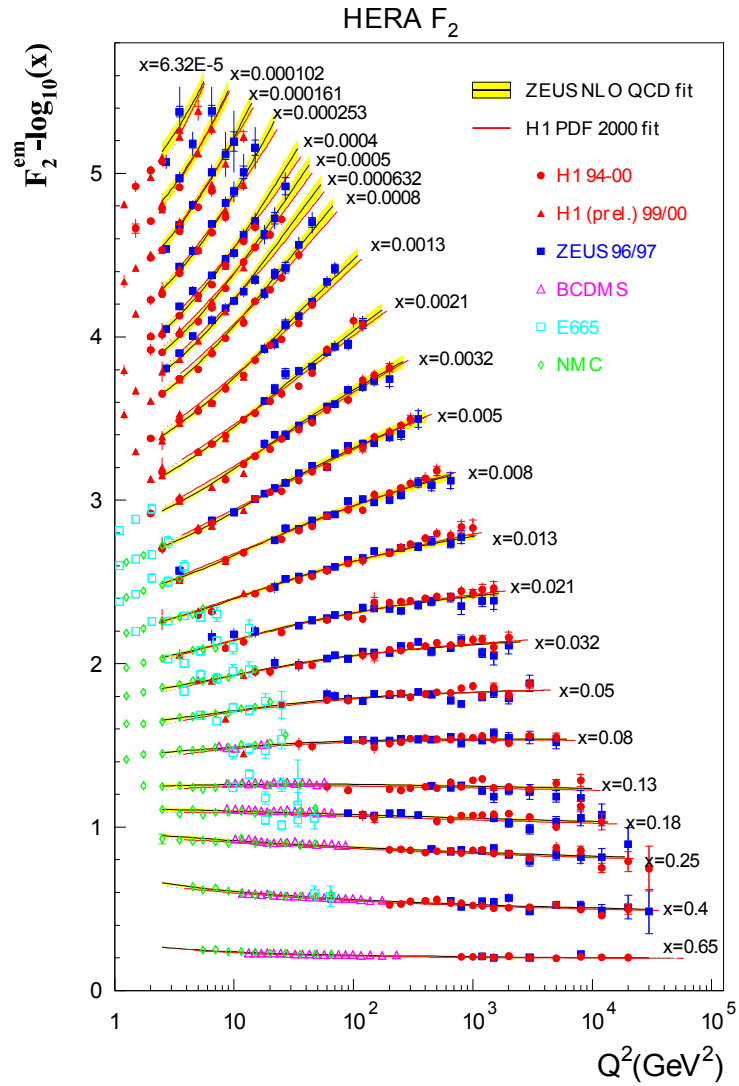


Figura 2.8: Resultados de  $F_2$  em função de  $Q^2$  para diferentes  $x$  comparados aos dados providos pelas diferentes colaborações; ajuste das curvas devido a colaborações H1 e ZEUS mediante o uso da equação de evolução DGLAP [27].

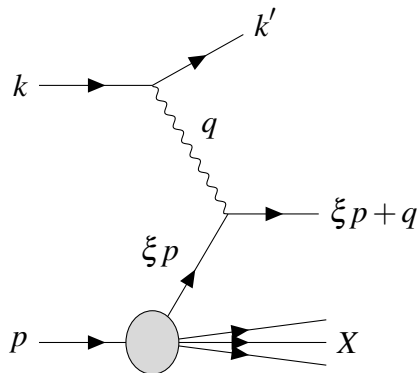


Figura 2.9: Espalhamento lépton-nucleon no modelo de pártons [30].

Ainda, através da interação fóton-quark temos a relação

$$m_q^2 = (\xi p + q)^2 \quad (2.44)$$

sendo  $m_q$  a massa do quark. Portanto temos que

$$\xi = \left(1 + \frac{m_q^2}{Q^2}\right) x \quad (2.45)$$

Para o regime de altas energias vale que  $Q^2 \gg m_q^2$  e é, portanto, possível desprezar a massa do quark, logo

$$\xi = x \quad (2.46)$$

Devido a conservação de momento no processo elástico bóson-párton, identificamos  $\xi$  com a variável cinemática adimensional de Bjorken. Logo, esta pode ser interpretada como a fração de momento do nucleon carregada pelo párton interagente. A amplitude de espalhamento fóton-quark pode ser escrita em termos das variáveis de Mandelstam

$$s = (k + p)^2 \approx 2k \cdot p \approx 2k' \cdot p' \quad (2.47)$$

$$t = (k - k')^2 \approx -2k \cdot k' \approx -2p \cdot p' \quad (2.48)$$

$$u = (k - p')^2 \approx -2k \cdot p' \approx -2k' \cdot p \quad (2.49)$$

que fica escrita como

$$\overline{|\mathcal{M}|^2} = 2e^4 e_q^2 \left( \frac{s^2 + u^2}{t^2} \right) \quad (2.50)$$

em que  $e_q^2$  é a fração da carga do quark em unidades da carga fundamental  $e$ . No referencial centro de massa, a seção de choque é dada por

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{64\pi^2 s} \overline{|\mathcal{M}|^2} = \frac{\alpha_{EM}^2 e_q^2}{2s} \left( \frac{s^2 + u^2}{t^2} \right) \quad (2.51)$$

Em função das variáveis de Mandelstam do subprocesso fóton-quark

$$\hat{s} = xs \quad (2.52)$$

$$\hat{t} = t \quad (2.53)$$

$$\hat{u} = xu \quad (2.54)$$

a amplitude de espalhamento em (2.51) escreve-se como

$$\frac{d\hat{\sigma}}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha_{EM}^2 e_q^2}{Q^4} [1 + (1-y)^2] \delta(x-\xi) \quad (2.55)$$

Com (2.55) escrevemos a seção de choque (2.41) como

$$\frac{d\hat{\sigma}}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha_{EM}^2}{xQ^4} \sum_q \int_0^1 d\xi f_q(\xi) e_q^2 \frac{x}{2} [1 + (1-y)^2] \delta(x-\xi) \quad (2.56)$$

Comparando com a fórmula geral (2.39) obtida no DIS, reescrita de forma conveniente

$$\frac{d\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha_{EM}^2}{xQ^4} \left\{ \frac{y^2}{2} (2xF_1(x, Q^2) - F_2(x, Q^2)) + \frac{1}{2} [1 + (1-y)^2 F_2(x, Q^2)] \right\} \quad (2.57)$$

resulta que

$$F_2(x) = 2xF_1(x) = \sum_q \int_0^1 d\xi f_q(\xi) x e_q^2 \delta(x-\xi) = \sum_q e_q^2 x f_q(x) \quad (2.58)$$

confirmando o escalamento de Bjorken para as funções de estrutura adimensionais. A relação  $F_2(x) = 2xF_1(x)$  é conhecida como *relação de Callan-Gross* [24], oriunda da hipótese que os pártons que interagem com o fóton possuem spin fracionário  $\frac{1}{2}$ . Experimentalmente, através da regra de soma de momento, verifica-se que os quarks e antiquarks portam metade do momento total do próton

$$\sum_q \int_0^1 \xi [q(\xi) + \bar{q}(\xi)] d\xi \approx 0.5 \quad (2.59)$$

sugerindo que a metade restante do momento seja portada por pártons que não possuem carga elétrica, associando estes aos glúons, logo

$$\sum_q \int_0^1 \xi g(\xi) d\xi \approx 0.5 \quad (2.60)$$

Esta é a primeira evidência indireta dos glúons, pois não são detectados diretamente em experimentos de DIS, uma vez que são eletricamente neutros.

## 2.8 As equações de evolução partônicas: DGLAP

O modelo de pártons ignora que quarks podem emitir glúons, que por sua vez podem fluir em pares quark-antiquark, ditos *quarks de mar*. A Figura 2.10 ilustra alguns diagramas

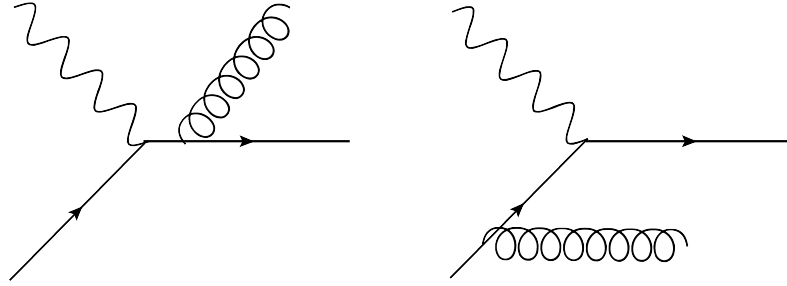


Figura 2.10: Exemplos de diagramas negligenciados pelo modelo de pártons.

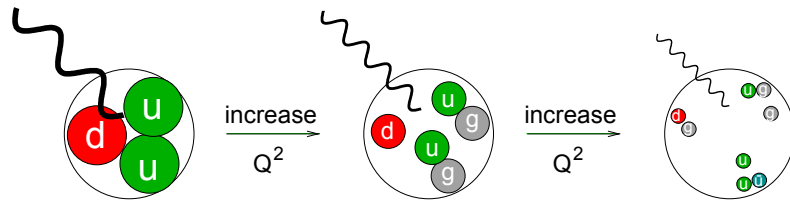


Figura 2.11: Resolução da estrutura partônica via grandes transferências de momento [27].

negligenciados. Segundo a QCD, estas flutuações formam uma nuvem que envolve os quarks de valência dos hádrons, responsáveis por sua espectroscopia. Porém, esta não é alterada, pois os números quânticos de pares de partículas e antipartículas se cancelam. A QCD prediz que a quantidade de pártons num dado espalhamento também depende da virtualidade  $Q^2$ , quebrando o escalamento das distribuições partônicas. A Figura 2.8 mostra que para menores valores de  $x$ , o escalamento de Bjorken para a função de estrutura  $F_2$  é violado. Quanto maior for a virtualidade, maior a probabilidade de encontrar um párton portando menor fração de momento  $x$  do hádron. No regime de altas energias os glúons dominam esta região cinemática (ou seja, pequeno  $x$ ). A Figura 2.11 mostra que quanto mais intensa for a transferência de momento, menor o comprimento de onda do fóton virtual, e portanto maiores detalhes da estrutura hadrônica são sondados.

Do ponto de vista da QCD,  $F_2$  depende de  $x$  e  $Q^2$ , porém, a dependência em  $Q^2$  é de ordem logarítmica e a violação do escalamento de Bjorken é uma assinatura de emissão de glúons. A evolução em  $Q^2$  pode ser tratada de forma perturbativa e o resultado são as *equações de evolução DGLAP*, ao qual constitui um conjunto de equações íntegro diferenciais acopladas (desenvolvidas por Dokshitzer [31], Gribov e Lipatov [32], Altarelli e Parisi [33]).

A equação de evolução DGLAP para a distribuição de quarks  $f_{qi}$  é dada por

$$\frac{d}{d \log Q^2} f_{qi}(x, Q^2) = \frac{\alpha_S}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left( f_{qi}(y, Q^2) P_{qq} \left( \frac{x}{y} \right) + g(y, Q^2) P_{qg} \left( \frac{x}{y} \right) \right) \quad (2.61)$$

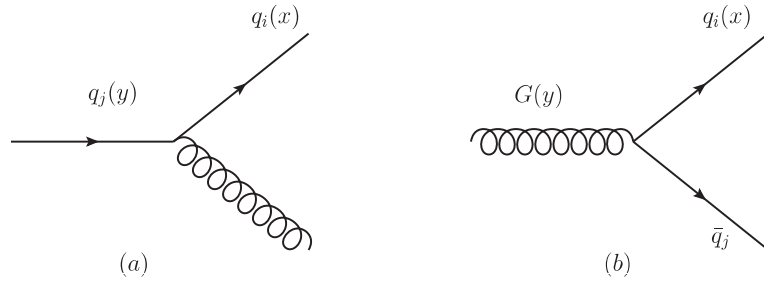


Figura 2.12: (a) Quark  $q_j$  emite um glúon originando um quark  $q_i$ . (b) Emissão de um par  $q_i\bar{q}_j$  por um glúon em.

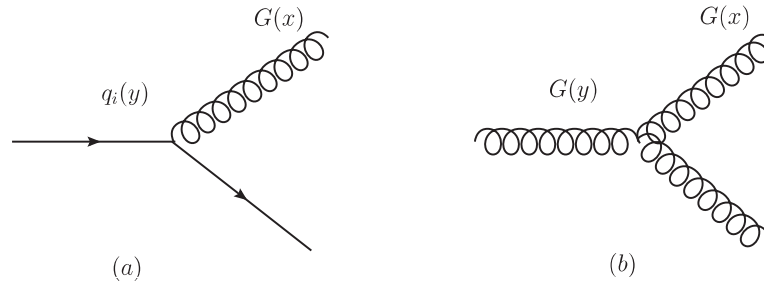


Figura 2.13: (a) Quark  $q_i$  emite um glúon. (b) Flutuação gluônica em um par de glúons.

onde  $i$  denota o sabor dos quarks,  $P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right)$  e  $P_{qg}\left(\frac{x}{y}\right)$  são funções de desdobramento e  $g(y, Q^2)$  é a distribuição de glúons. A função de desdobramento  $P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right)$  representa a probabilidade que um quark de sabor  $i$  e momento  $x$  seja originado via emissão de um glúon por um quark de sabor  $j$  e fração de momento  $y$ . Já  $P_{qg}\left(\frac{x}{y}\right)$ , representa a probabilidade que um quark de sabor  $i$  e momento  $x$  seja originado a partir da flutuação de um glúon de fração de momento  $y$  em um par  $q_i\bar{q}_j$ . Os diagramas na Figura 2.12 são os que originam tais funções.

A equação de evolução DGLAP para a distribuição de glúons é dada por

$$\frac{d}{d \log Q^2} g(x, Q^2) = \frac{\alpha_S}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left( \sum_i f_{qi}(y, Q^2) P_{gq}\left(\frac{x}{y}\right) + g(y, Q^2) P_{gg}\left(\frac{x}{y}\right) \right) \quad (2.62)$$

onde a soma sobre  $i$  contempla todos os sabores de quarks e antiquarks. Um glúon de momento  $x$  pode surgir a partir de um quark de sabor  $i$  e fração de momento  $y$ , sendo a probabilidade dada por  $P_{gq}\left(\frac{x}{y}\right)$ , ou então a partir de um glúon de momento  $y$  via o vértice de três glúons, com a probabilidade dada por  $P_{gg}\left(\frac{x}{y}\right)$ . Estes processos de desdobramento estão ilustrados na Figura 2.13. As equações DGLAP somente permitem determinar a evolução das distribuições partônicas, mas não predizem as condições iniciais. Estas são de natureza não perturbativa, devendo ser determinadas a partir de dados experimentais.

## 2.9 Fatorização colinear e colisões hadrônicas

Fatorização é um procedimento no qual a seção de choque pode ser escrita como a convolução de dois termos: a seção de choque para o espalhamento entre pártons (obtida via técnicas perturbativas da QCD) e com as densidades partônicas (que contêm informações não perturbativas)[34]. Ou seja, separa-se as dinâmicas de longas e curtas distâncias nas expressões para as seções de choque. Logo, a essência da fatorização colinear é a separação entre o regime perturbativo e o não perturbativo.

Na fatorização colinear, considera-se que os pártons são colineares aos nucleons aos quais pertencem, não portando momento transversal [35]. A fatorização colinear pode ser empregada em colisões hadrônicas. O processo de espalhamento entre dois hádrons é descrito pelo espalhamento duro<sup>3</sup> entre quarks e glúons, que são seus constituintes. A seção de choque para os processos iniciados por dois hádrons com quadrimomento  $P_1$  e  $P_2$  é escrita como [25]

$$\sigma(h_1, h_2) = \sum_{i,j} \int dx_1 \int dx_2 f_{i/h_1}(x_1, Q^2) f_{j/h_2}(x_2, Q^2) \hat{\sigma}_{ij}(p_1, p_2, \alpha_s(Q^2), Q^2) \quad (2.63)$$

valendo 1 e 2 para os hádrons  $h_1$  e  $h_2$ , respectivamente. As frações de momento que os pártons interagentes carregam são  $p_{1,2} = x_{1,2}P_{1,2}$ , sendo  $Q$  a escala característica do espalhamento. Esta pode ser, por exemplo, a massa de quarks pesados ou o momento transversal de um *jato*<sup>4</sup> produzido. Esta escala deve ser grande o suficiente para possibilitar a expansão perturbativa em séries de potências da constante de acoplamento  $\alpha_s(Q^2)$ . As funções  $f_{i,j}(x_{1,2}, Q^2)$  são as distribuições partônicas, que contêm informação não perturbativa sobre a quantidade de cada constituinte do hádron numa dada escala. As quantidades  $\hat{\sigma}_{ij}(p_1, p_2, \alpha_s(Q^2), Q^2)$  são as seções de choque para o espalhamento duro entre os pártons interagentes de tipo  $i$  e  $j$ . A Figura 2.14 esquematiza a separação entre as partes perturbativa e não perturbativa em uma colisão hadrônica. Após a interação dura entre os pártons, estes sofrem o processo não perturbativo da hadronização, dando origem a hádrons no estado final.

<sup>3</sup>A interação é considerada dura quando pode ser calculada perturbativamente.

<sup>4</sup>De partículas.

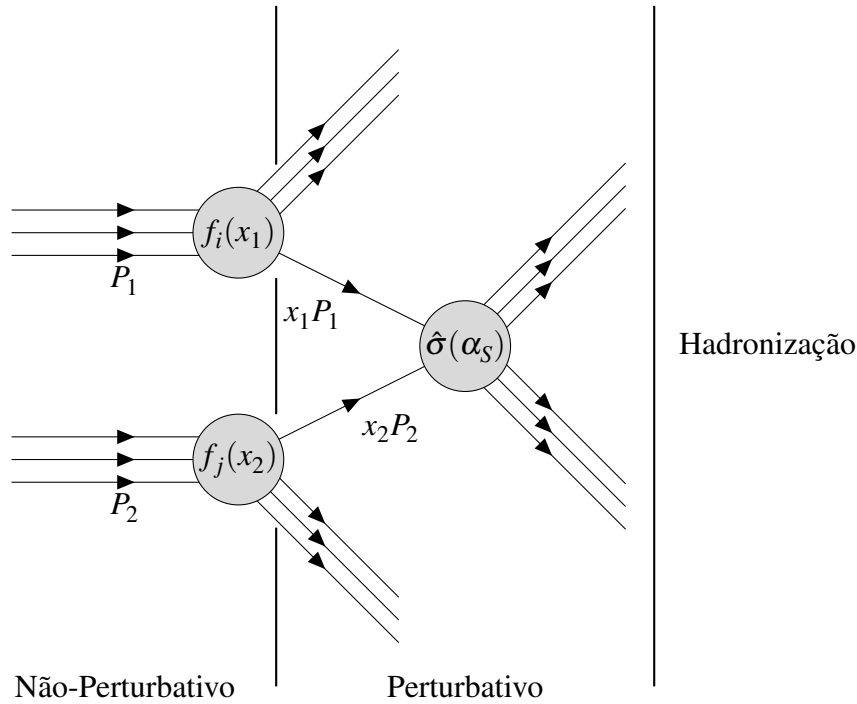


Figura 2.14: Os círculos representam os hádrons colidores com suas correspondentes distribuições partônicas  $f_{i,j}(x_{1,2})$ . O subprocesso partônico dá origem a seção de choque elementar  $\hat{\sigma}(\alpha_S)$ , em que os partons interagentes portam frações de momento  $x_{1,2}P_{1,2}$  de seus respectivos hádrons, e após a colisão hadronizam.

## 2.10 Parametrizações nucleônicas

Para prever as quantidades físicas observáveis resultantes de um processo envolvendo hádrons, se faz necessário o conhecimento sobre as distribuições partônicas do hádron [35]. Ao solucionar as equações DGLAP para um determinado  $Q^2$ , é obtida a evolução das distribuições partônicas. Um método amplamente utilizado para a determinação destas distribuições é o da *análise global*.

O método da análise global consiste no uso de dados experimentais de vários processos físicos, conjuntamente com as equações de evolução partônicas, a fim de extrair um conjunto de distribuições partônicas universais que tenham melhor adequação aos dados existentes. Os processos usualmente utilizados na análise global são: DIS, Drell-Yan, produção de jatos, entre outros, em que o maior número de observáveis físicos é incluído para restrição das diferentes distribuições partônicas (uma vez que diferentes processos fornecem informações de distintas distribuições partônicas em diferentes regiões cinemáticas). Usualmente, um procedimento para a análise global pode se dar nos seguintes passos [28]



- Desenvolver um programa que resolva as equações de evolução numericamente: um conjunto de equações íntegro-diferenciais acopladas;
- Escolher um conjunto de dados experimentais que melhor ajuste as distribuições partônicas;
- Selecionar o esquema de fatorização e optar por um conjunto consistente de escalas de fatorização para todos os processos;
- Especificar uma condição inicial, evoluir as distribuições partônicas, vincular os parâmetros e ajustar os dados.

Existem diversos grupos que de modo distinto parametrizam as distribuições partônicas do nucleon; consideramos por exemplo as parametrizações dos grupos GRV (Glück, Reya e Vogt) [36] e CTEQ (The Coordinated Theoretical - Experimental Project on QCD) [37], que diferem em alguns aspectos. Na Figura 2.17 temos as distribuições de pártons com diferentes sabores nas parametrizações GRV e CTEQ. Podemos observar que a estrutura nucleônica para uma dada escala de evolução é distinta para cada parametrização. Em  $x \approx 1/3$ , os quarks de valência dominam a estrutura hadrônica, onde se observa os picos nas distribuições dos quarks  $u$  e  $d$ . À medida que  $x$  diminui, os quarks de mar originados de flutuações de glúons superam a quantidade de quarks de valência. A Figura 2.16 apresenta uma comparação da distribuição gluônica predita por diversos grupos. A diferença é notável em pequeno  $x$  ( $x < 10^{-2}$ ), região cinemática dominada por glúons: tal resultado se deve ao fato dos diferentes pressupostos adotados por estes grupos.

Figura 2.15: Alguns dos processos utilizado na análise global. Em (a) está representado o processo Drell-Yan: consiste numa aniquilação de um par quark-antiquark em que cada parton é oriundo de um hádron, dando origem a um bóson vetorial, o qual decai em um par de léptons [38]. Jatos (b) são considerados como um aglomerado de partículas numa dada região angular de um detector, as quais são provenientes da fragmentação de partons oriundos de um espalhamento duro [39].

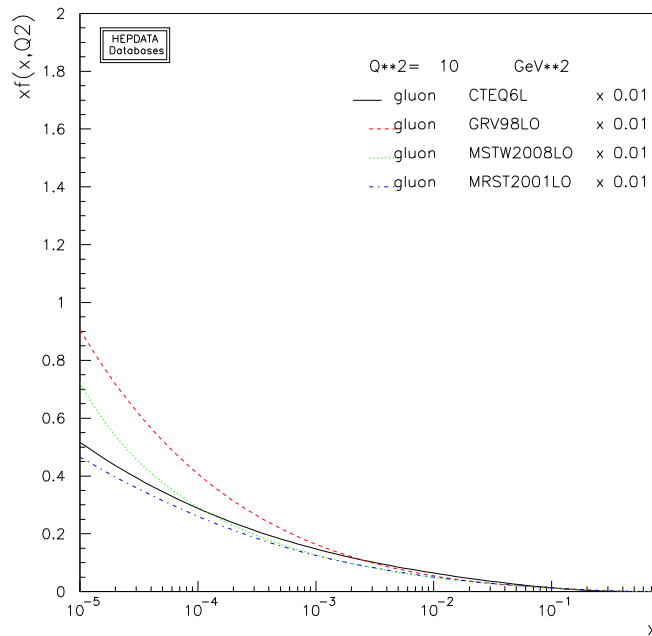
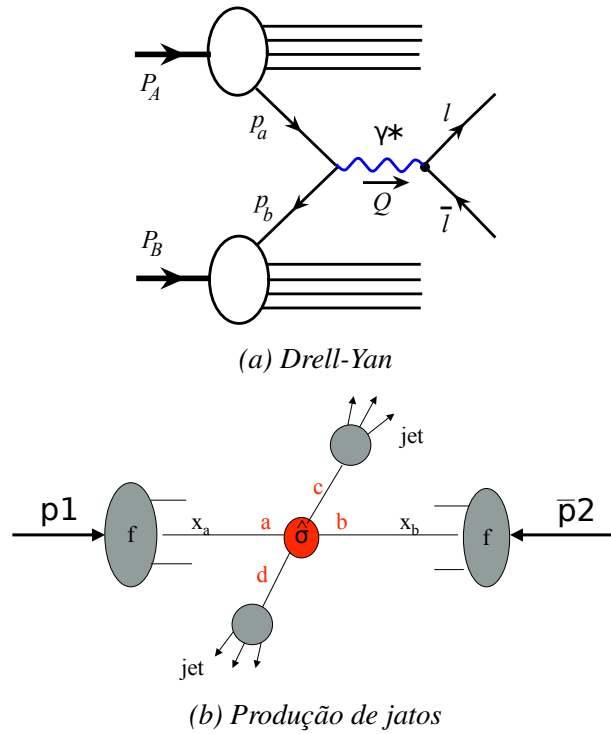


Figura 2.16: Distribuições gluônicas como função de  $x$  para fixo  $Q^2 = 10 \text{ GeV}$  preditas pelas parametrizações CTEQ, GRV, MSTW e MRST.

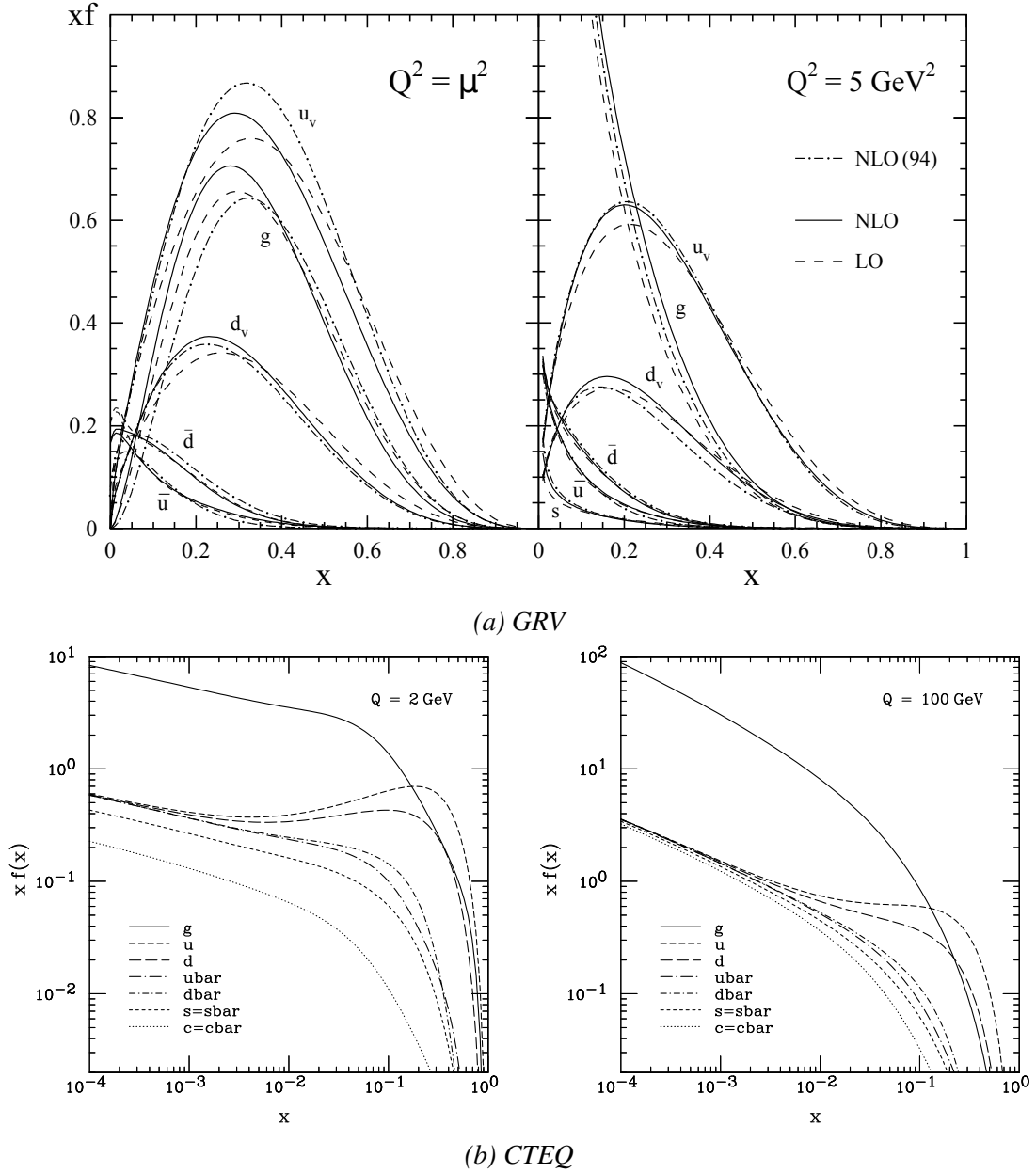


Figura 2.17: Distribuições partônicas dos grupos GRV e CTEQ. Em (a) tem-se as densidades  $xf(f = u_v, d_v, \bar{u}, \bar{d}, g)$  com  $Q^2 = \mu_{LO}^2 = 0.26 \text{ GeV}^2$  e  $Q^2 = \mu_{NLO}^2 = 0.40 \text{ GeV}^2$ ; os quarks de mar  $s$  e  $\bar{s}$  desaparecem nessas escalas; o plot NLO GRV(1994) também é apresentado para comparação com  $Q^2 = 5 \text{ GeV}^2$  [36]. Já em (b) temos a PDF CTEQ6M para  $Q = 2 \text{ GeV}$  e  $Q = 100 \text{ GeV}$  [37]. (LO e NLO referem-se a Leading Order e Next to Leading Order, que são o grau da ordem das expansões nos cálculos perturbativos)

## 2.11 Plasma de Quarks e Glúons (QGP)

A QCD prediz que em temperaturas e/ou densidades de partículas elevadas, há uma nova fase da matéria, o *Plasma de Quarks e Glúons (QGP)*, consistindo de quarks e glúons desconfiados dos hádrons. Há expectativa que após o Big Bang, o QGP seria o estado da matéria nuclear presente nos primórdios do Universo. Também esperado-se a existência de um plasma de quarks e glúons de baixa temperatura e elevada densidade bariônica no centro de estrelas de nêutrons. Outra possibilidade para a formação do QGP, é em colisões nucleares de íons pesados em altas energias, onde é esperada a formação do plasma como um estado em transição, desde que a temperatura e densidade de energia críticas (exigidas para a transição de fase) sejam atingidas. Portanto, estas colisões tornam-se uma ferramenta importante para investigar a matéria em condições extremas de temperatura e densidade bariônica. Não há somente um único sinal para a identificação do QGP em colisões de alvos pesados. Existem mais indicativos desta fase desconfiada da matéria, por exemplo:

- produção de diléptons;
- blindagem de Debye;
- supressão de quarkonium.

O modelo de sacola, proposto em [40] (denotado *modelo MIT*) pode ser utilizado para justificar como se dá este novo estado da matéria. O modelo pressupõe que os pártons não possuem massa e *estão confinados dentro da sacola* devido ao contrabalanço entre a pressão da mesma e a pressão cinética associada a temperatura e a pressão de Fermi associada ao potencial químico dos férmions no interior da sacola. A carga total de cor dos objetos que compõem a sacola é nula.

Supomos a situação em que o número bariônico é nulo e a temperatura da matéria nuclear é elevada. Se a pressão interna, proporcional à temperatura, for superior a pressão de sacola, esta não conseguirá manter os pártons confinados, formando assim um QGP. Similarmente, no caso de temperatura nula, temos que se a densidade bariônica no interior da sacola crescer, haverá o crescimento da pressão de Fermi, podendo exceder a pressão de sacola e assim formar um QGP. É possível construir um diagrama de fases para as interações fortes da matéria nuclear (Figura 2.18). Este mostra um plano entre a temperatura e a densidade bariônica. Estimativas [41] indicam que a temperatura crítica de transição de fase varia de  $140 \sim 200$  MeV (número

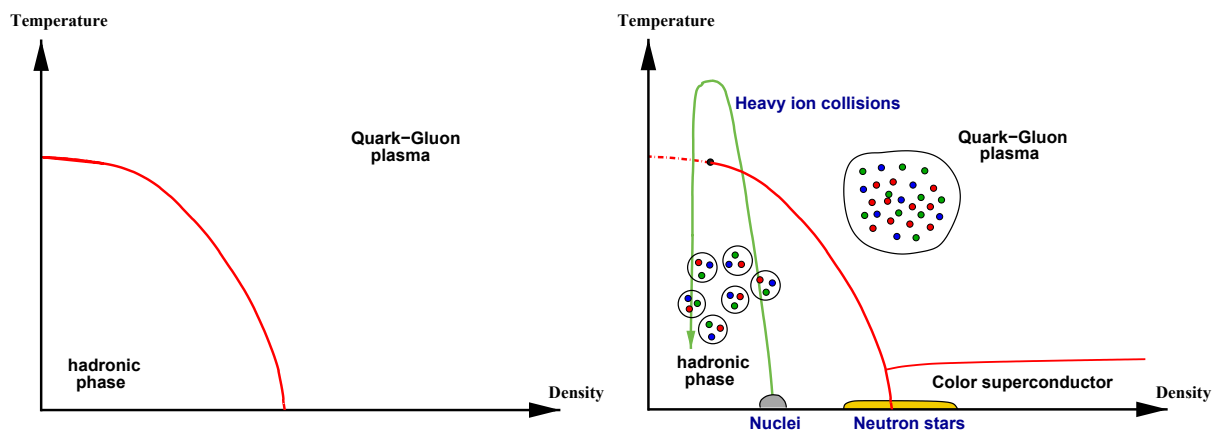


Figura 2.18: Esquerda: primeira ideia sobre as transições de fase, adaptada de [42]. Direita: Atual estado da arte para o diagrama de fases [42].

bariônico nulo), enquanto que a densidade bariônica crítica é cerca de  $5 \sim 10$  vezes a densidade bariônica da matéria nuclear em equilíbrio (temperatura nula). A ordem da transição de fase entre a matéria hadrônica e o QGP é estimada pelos cálculos de QCD na rede (lattice QCD<sup>5</sup>). Um importante objetivo das colisões ultrarelativísticas de íons pesados é investigar estas transições de fase da matéria em diferentes regiões de temperatura e número bariônico.

No plasma de quarks e glúons a carga de cor de um quark está sujeita a blindagem através da presença de outros pártons neste meio desconfinado. Este fenômeno é denominado de blindagem de Debye, em analogia ao fenômeno presente na QED. Pode-se considerar o potencial fenomenológico do tipo (2.1) para modelar o sistema em  $T = 0$ , logo

$$V(r, T = 0) = \kappa r - \frac{\alpha_c}{r} \quad (2.64)$$

ou seja, está se considerando um sistema sem interações externas (sistema isolado). Estados ligados de quarks são descritos pelo potencial não relativístico acima, em que  $r$  é a separação e  $\kappa$  é o *coeficiente de tensão* entre os quarks. Vamos supor que um par  $q\bar{q}$  está imerso no QGP, onde os quarks, antiquarks e glúons deste meio nuclear afetam o sistema ligado de quarks da seguinte forma [43]

- O QGP possui temperatura finita, o que altera o coeficiente de tensão;
- A presença da matéria de quarks leva a redistribuição dos quarks, antiquarks e glúons, formando uma nuvem em torno do par  $q\bar{q}$ . Isto, conduz à blindagem da carga de cor do quark  $q$  em relação  $\bar{q}$  e vice-versa. Em consequência, o potencial Coulombiano é modificado

<sup>5</sup>São simulações numéricas da equação de estado da QCD num volume finito discretizado do espaço-tempo.

para um potencial de interação a curtas distâncias como o *potencial de Yukawa*. Este é o efeito da blindagem de Debye, ilustrado na Figura 2.19.

O potencial modificado assume a seguinte forma

$$V(r, T) = \frac{\kappa}{\mu(T)}(1 - e^{-\mu(T)r}) - \frac{\alpha_c}{r}e^{-\mu(T)r} \tag{2.65}$$

onde  $-\mu(T)$  é a massa de blindagem de Debye. A Figura 2.20 mostra que quando o comprimento de Debye, dado por  $\lambda_D(T) = 1/\mu(T)$ , é inferior ao tamanho do estado ligado, a magnitude da interação decresce exponencialmente. Logo, em altas temperaturas, o intervalo de distâncias onde a interação é atrativa torna-se pequena, impossibilitando o par  $q\bar{q}$  se estabeleça como um estado ligado. Portanto, o sistema *dissocia-se no QGP*, e no caso de quarks pesados, temos a *supressão de quarkonium* [43]. Verifica-se na Figura 2.8, que para uma temperatura superior a  $T_c$  o potencial é aproximadamente constante, e a força que une o par  $q\bar{q}$  enfraquece. Consequentemente, haverá a desintegração do par. Salientamos que quanto mais intensa for a temperatura, maior é a blindagem, em outras palavras, o *desconfinamento* ocorrerá a menores distâncias.

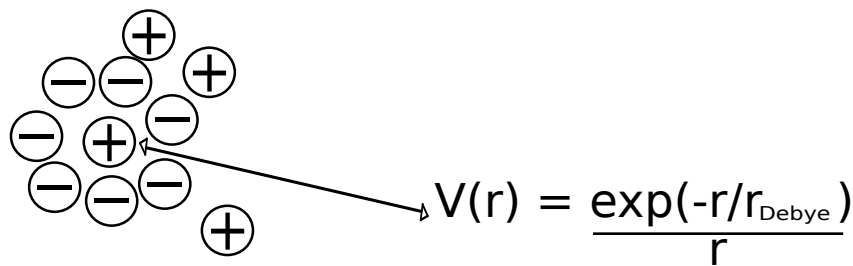


Figura 2.19: Fenômeno da blindagem de Debye.

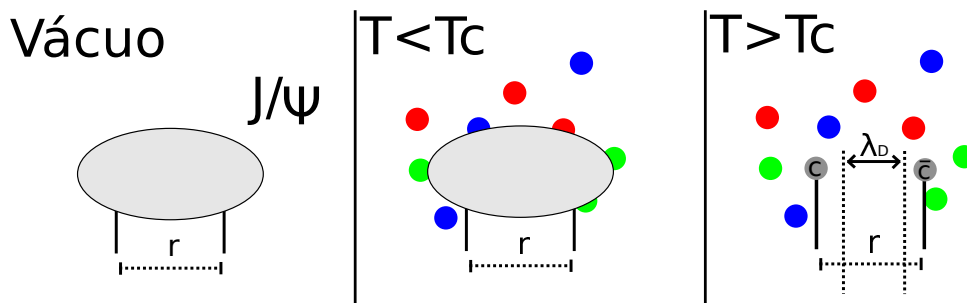


Figura 2.20: O raio de Debye é o limite máximo em que um estado ligado pode permanecer coeso.

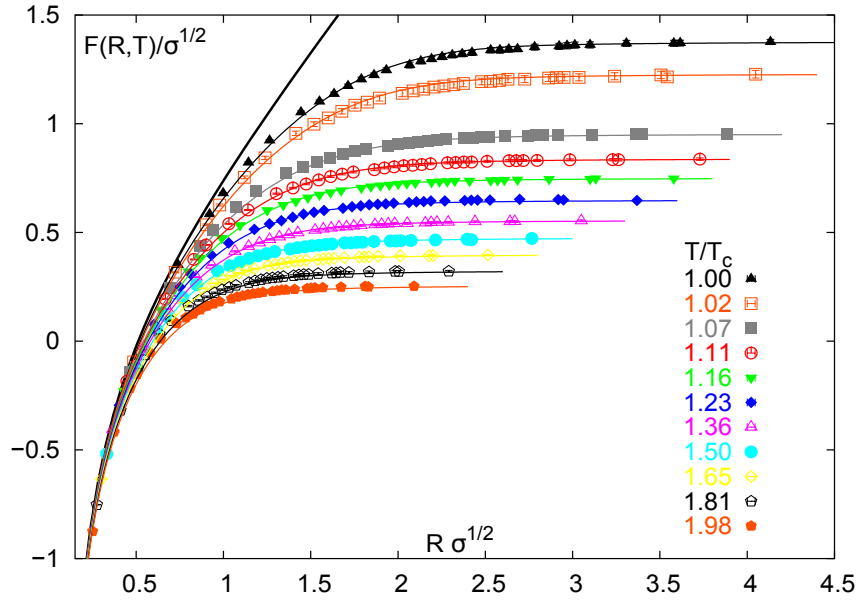


Figura 2.21: Potencial em função de diferentes distâncias para um par  $q\bar{q}$  submetido a distintas temperaturas [46].

## 2.12 Color-Glass Condensate (CGC)

Por último, discutimos brevemente o que vem a ser o *Color-Glass Condensate*. Entende-se o Color-glass condensate como um tipo de matéria que se dá no âmbito das altas energias, por exemplo, em colisões hadrônicas. No caso, em altíssimas velocidades, próxima à da luz, as partículas colisoras (que são constituídas de *pártons*) tornam-se *comprimidas* na direção do movimento<sup>6</sup>. Como resultado, os glúons dentro dos núcleos parecem ao observador estacionário como uma *parede de glúons* viajando próximo à velocidade da luz. Além disso, em altíssimas energias, a densidade de glúons cresce enormemente. Em contraste com o QGP (que é produzido nas paredes gluônicas), o CGC preocupa-se em descrever as propriedades intrínsecas dessa parede, que só podem ser apreciadas no regime de altíssimas energias, como no caso do LHC [7].

O CGC tem a sua importância calcada na proposta de servir como uma forma universal de matéria que descreve as propriedades de partículas altamente energéticas e que interagem fortemente e que, naturalmente, fundamenta-se no cunho teórico da QCD [44, 45, 7].

Do ponto de vista teórico, as altas energias do LHC definem um pequeno  $x$  de Bjorken. Nesse regime, observa-se um crescimento na densidade de glúons, uma vez que é esperado

<sup>6</sup>Esse é um resultado da Teoria da Relatividade.

*emissões suaves*<sup>7</sup> de glúons por outros glúons, dado que eles próprios agem como fontes pois possuem *carga de cor*<sup>8</sup>. Porém, esse processo de crescimento na densidade compete com a *recombinação de glúons*, tal que se define, para uma dada escala de momentum, uma *escala de saturação* ( $Q_s$ ). Em outras palavras, ocorre uma *saturação de glúons*. É exatamente essa situação que se levou a cunhar o termo “Color-Glass Condensate” [7].

---

<sup>7</sup>Não-perturbativas.

<sup>8</sup>Em gritante contraste com a QED, ou seja, fótons não emitem outros fótons pois os mesmo não possuem carga elétrica.



## Capítulo 3

# Modelos de Produção Quarkonium

Como discutido, quarkonium é um sistema de multiescala no qual se examina todos os regimes da QCD: em altas energias, a expansão perturbativa na constante de acoplamento é possível; em baixas energias, os efeitos não perturbativos dominam. Conseqüentemente, a produção de quarkonium é um laboratório ideal para testar a interface entre a QCD perturbativa e não perturbativa [12]. Em particular, a produção do par é descrita perturbativamente, enquanto, a formação do estado ligado  $q\bar{q}$  envolve dinâmica não perturbativa. A escala de pequenas distâncias que rege a produção do par  $q\bar{q}$  é da ordem  $1/m_q$ , enquanto que a escala de processos de longas distâncias é da magnitude  $1/\Lambda_{QCD}$ . A formação do estado de quarkonium é tratada de forma distinta na literatura em vários modelos fenomenológicos, entre eles

- Modelo Singleto de Cor (CSM) [47, 48];
- Modelo Octeto de Cor (COM) [49, 50, 51];
- Modelo de Evaporação de Cor (CEM) [52, 53].

### 3.1 Modelo Singleto de Cor

O *Modelo Singleto de Cor* (CSM) parte do princípio que o par  $q\bar{q}$ , o qual evolui para o estado quarkonium, é produzido em um estado singleto de cor com os mesmos números quânticos do quarkonium produzido. Assim, a prescrição que rege a seleção de cor e spin restringe a quantidade de diagramas que contribuem e fazem com que diferentes estados de quarkonium sejam

produzidos por dinâmicas diferentes [20]. Portanto, o modelo requer a produção direta do estado sem cor efetiva à curtas distâncias. Neste modelo, a seção de choque é escrita na forma [54]

$$d\sigma(A + B \rightarrow n^{2S+1}L_J + X) = d\sigma_{\text{perturbativa}}(A + B \rightarrow n^{2S+1}L_J + X) \left| \frac{d^l}{dr^l} R_{nl}(0) \right|^2 \quad (3.1)$$

onde o termo  $d\sigma_{\text{perturbativa}}$  é a seção de choque partônica a curtas distâncias da produção do par  $q\bar{q}$  no estado singlete de cor. A quantidade  $\left| \frac{d^l}{dr^l} R_{nl}(0) \right|^2$  (onde  $R_{nl}(0)$  é a função de onda radial na origem) fornece o fator de longa distância. O parâmetro não perturbativo  $R_{nl}(0)$  é extraído dos decaimentos do quarkonium através da seguinte relação

$$\Gamma(J/\psi \rightarrow e^- e^+) = \frac{4\alpha^2}{9m_c^2} \left| R_{J/\psi}(0) \right|^2 \quad (3.2)$$

onde a taxa de decaimento é dado por  $\Gamma = (5.971 \pm 0.033)\%$  [55], e  $m_c$  a massa do quark charm.

Pode-se entender o CSM considerando a *fotoprodução* do  $J/\psi$ , em que um fóton de *virtualidade nula* interage com o nucleon. A fim de neutralizar a cor do par  $c\bar{c}$ , é necessário que aconteça a emissão de um glúon duro, implicando que a contribuição em ordem dominante (LO) inicie em  $\alpha_S^2$  (Figura 3.1a). Em mais alta ordem da expansão, ordem superior (NLO), são adicionadas correções virtuais (b,c), correções reais (d,e<sub>1,2</sub>), incluindo interações fóton-quark. No experimento HERA, a Figura 3.2 mostra que os dados experimentais concordam com as previsões teóricas de fótoprodução via CSM na ordem NLO.

No entanto, apesar dessa concordância com os dados de HERA, o CSM falha quando confrontado com os dados do Tevatron. Além disso, também há questionamentos de como a série perturbativa converge [57, 58, 59]. Correções de mais alta ordem ( $\alpha_S^5$ ) já foram estudadas [60].

## 3.2 Modelo Octeto de Cor

O próximo modelo que iremos discutir é *Modelo Octeto de Cor* (COM) e é uma extensão do CSM, uma vez que ele parte do princípio que o quarkonium pode ser produzido a partir de um par  $q\bar{q}$  que está num *estado octeto de cor*. A transição para o estado de quarkonium ocorre através da emissão de glúons suaves<sup>1</sup>. Na Figura 3.3 são apresentados algumas contribuições via estados octeto de cor para a fotoprodução de  $J/\psi$ . Este modelo é fundamentado na fatorização

<sup>1</sup>Contribuição não perturbativa.

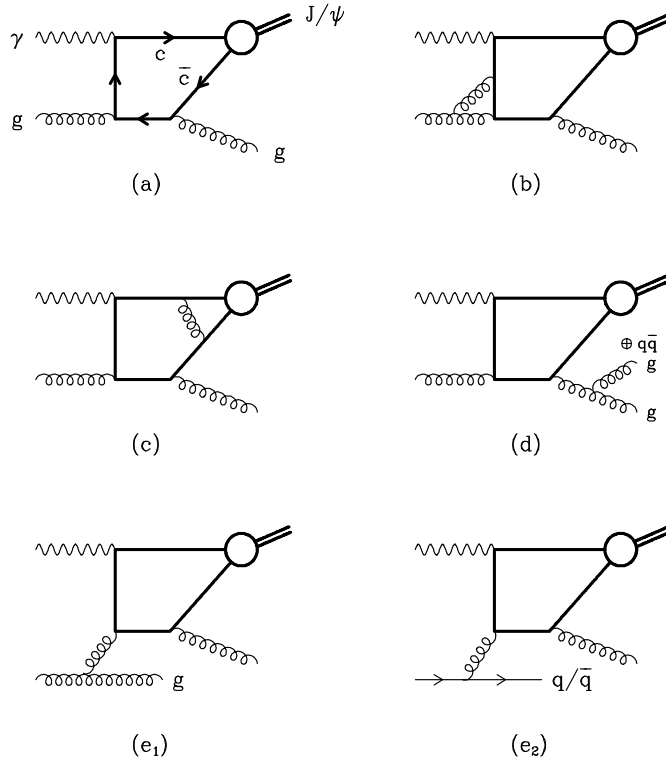


Figura 3.1: Diagramas para fotoprodução de  $J/\psi$  em NLO via estados singlete de cor. (a) Contribuição em ordem dominante; (b) Correções de vértices; (c) Diagramas de caixa; (d) Desdobramento de um glúon no estado final em um glúon ou pares de quarks e antiquarks mais leves; (e) Diagramas renormalizando a densidades de pártons de estado inicial [56].

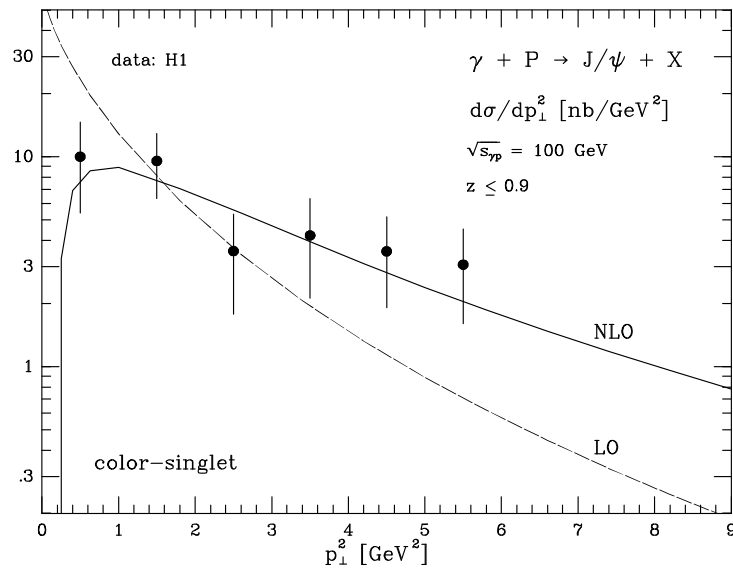


Figura 3.2: Predições da seção de choque diferencial para fotoprodução do  $J/\psi$  em LO e NLO em função do momento transverso em  $\sqrt{s} = 100$  GeV comparadas com os dados experimentais da colaboração H1 em HERA [56].

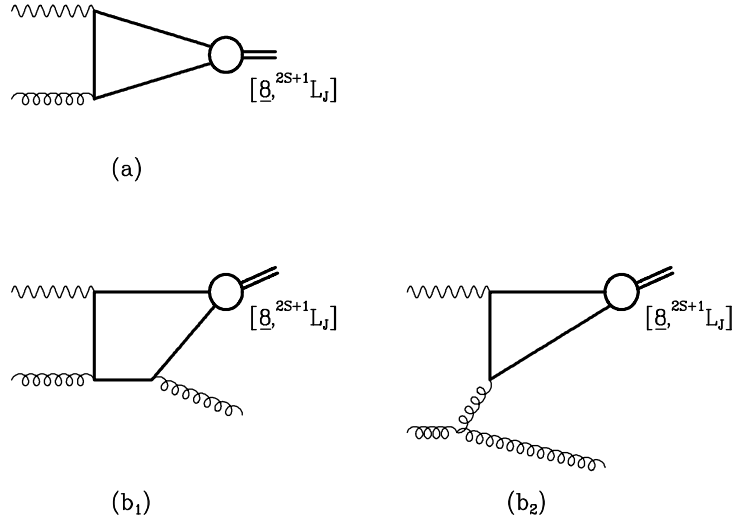


Figura 3.3: Diagramas genéricos para produção de  $J/\psi$  via canais de octeto de cor: (a) contribuição em LO COM; (b) contribuição COM para produção inelástica de  $J/\psi$  [56].

NRQCD<sup>2</sup> [51], na qual a seção de choque para a produção direta de um estado de quarkonium pode ser escrita como [12]

$$\sigma(H) = \sum_n \sigma_n(\Lambda) \langle 0 | \mathcal{O}_n^H(\Lambda) | 0 \rangle \quad (3.3)$$

onde  $\sigma_n(\Lambda)$  são convoluções das seções de choque partônicas de produção do par  $q\bar{q}$  com cor, spin, momento orbital e angular do estado  $n$ , e com as distribuições partônicas. A parte de longas distâncias são parametrizadas pelo valor esperado dos elementos de matriz  $\langle 0 | \mathcal{O}_n^H(\Lambda) | 0 \rangle$  da NRQCD no vácuo, caracterizados por seu escalamento com a velocidade relativa  $\mathcal{V}$  entre o quark e antiquark pesados no referencial de repouso do estado ligado. Efeitos não perturbativos que envolvem a hadronização do par  $q\bar{q}$  no estado  $n$  para o estado ligado  $H$  estão vinculados a estes elementos e são extraídos do experimento. Como não há dependência da parte de curtas distâncias, uma vez determinados é possível prever as seções de choque para outros processos.

Considerando um estado quarkonium qualquer, se considerado somente as contribuições singleto de cor em (3.3) para LO em  $\mathcal{V}$ , nos retornará o CSM. É importante enfatizar que o COM considera ambos os processos, ou seja, o par  $q\bar{q}$  ser produzido diretamente num estado singleto de cor ou octeto com posterior transição para o singleto. Neste modelo, a função de onda do estado quarkonium  $H$  é dada pela soma de todas as contribuições no espaço de Fock,

<sup>2</sup>A abordagem de fatorização NRQCD (Nonrelativistic QCD) é uma estrutura sistemática para a analisar taxas de decaimento de aniquilação e seções de choque de produção suficientemente inclusiva para quarkoniuns pesados [61].

por meio das expressões [56]

$$\left| H = n^{2S+1} L_J \right\rangle = \mathcal{O}(1) \left| q\bar{q} \left( {}^{2S+1} L_J; 1 \right) \right\rangle + \mathcal{O}(v) \left| q\bar{q} \left( {}^{2S+1} (L \pm 1)_J; 8 \right) g \right\rangle + \dots \quad (3.4)$$

a qual é feita nos parâmetros  $\alpha_S$  e  $\mathcal{V}$ . Para os estados de quarkonium,  $\alpha_S$  é numericamente da mesma ordem que  $\mathcal{V}^2$ , logo, os dois canais podem ser competitivos [25]. Portanto, a fórmula de fatorização NRQCD é uma dupla expansão em  $\alpha_S$  e  $\mathcal{V}$ . Na Figura 3.4 compara-se o modelo COM aos dados de hadroprodução de quarkonium no Tevatron. Os dados de  $J/\psi$  e  $\Upsilon$  são bem descritos, dado que as contribuições de singleto e octeto de cor estão adicionadas. Apesar do sucesso para produção de quarkonium, a fatorização NRQCD mantém discrepâncias entre sua predições e o experimento [20]. O modelo COM prevê que os estados de quarkonium possam ser produzidos polarizados. Contudo, medidas recentes concordam com polarização do quarkonium nula [12].

### 3.3 Modelo de Evaporação de Cor

O último modelo que iremos abordar é o chamado *Modelo de Evaporação de Cor*. Este modelo assume que todos os pares  $q\bar{q}$  produzidos podem evoluir para o estado de quarkonium, desde que possuam massa menor do que o limiar para a produção de mésons abertos<sup>3</sup>. Dado isso, todos os pares singleto de cor que obedecem tal premissa irão formar estados quarkonium, enquanto que para os estados octeto de cor, o CEM assume que a cor é evaporada por *múltiplas interações* suaves que randomizam a cor e os números quânticos do par produzido [52], implicando no tratamento estatístico da cor. Ilustramos na Figura 3.5 esse modelo para o processo de fotoprodução do  $J/\psi$ .

De acordo com o modelo, a seção de choque para a produção de charmonium ( $\sigma_{quarkonium}$ ) e mésons abertos ( $\sigma_{open}$ ) é dado pelas expressões

$$\sigma_{quarkonium} = \frac{1}{9} \int_{2m_c}^{2m_D} dM_{c\bar{c}} \frac{d\sigma_{c\bar{c}}}{M_{c\bar{c}}} \quad (3.5)$$

$$\sigma_{open} = \frac{8}{9} \int_{2m_c}^{2m_D} dM_{c\bar{c}} \frac{d\sigma_{c\bar{c}}}{M_{c\bar{c}}} + \int_{2m_D}^{\sqrt{s}} dM_{c\bar{c}} \frac{d\sigma_{c\bar{c}}}{M_{c\bar{c}}} \quad (3.6)$$

onde  $\sqrt{s}$  representa a energia disponível para o processo.  $M_{c\bar{c}}$  é a massa invariante do par,  $m_c$  é a massa do quark charm e  $2m_D$  é o limite para a produção de mésons abertos. A seção de

<sup>3</sup>Estado ligado de um quark pesado e um quark leve ( $Q\bar{q}$  ou  $q\bar{Q}$ ).

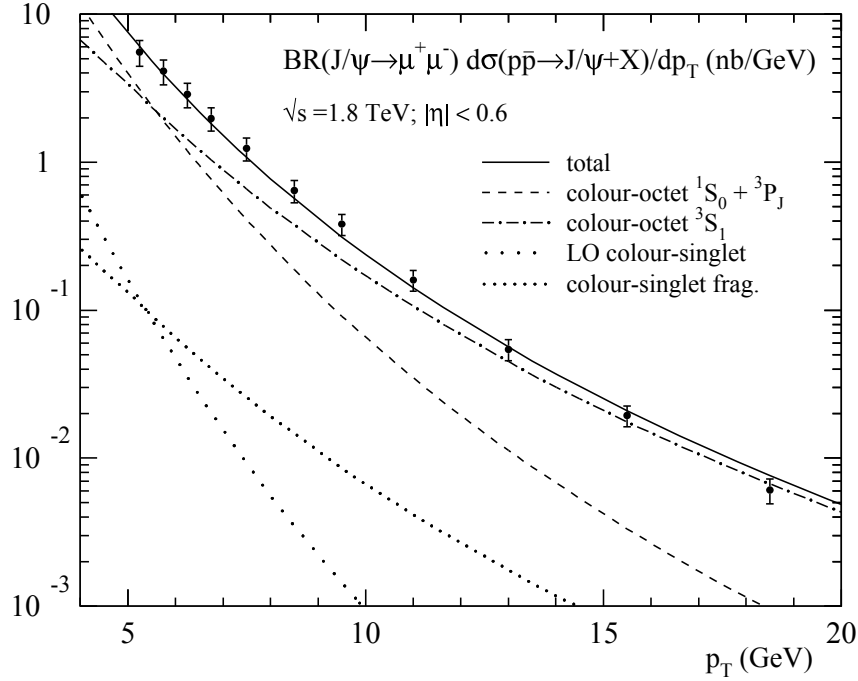
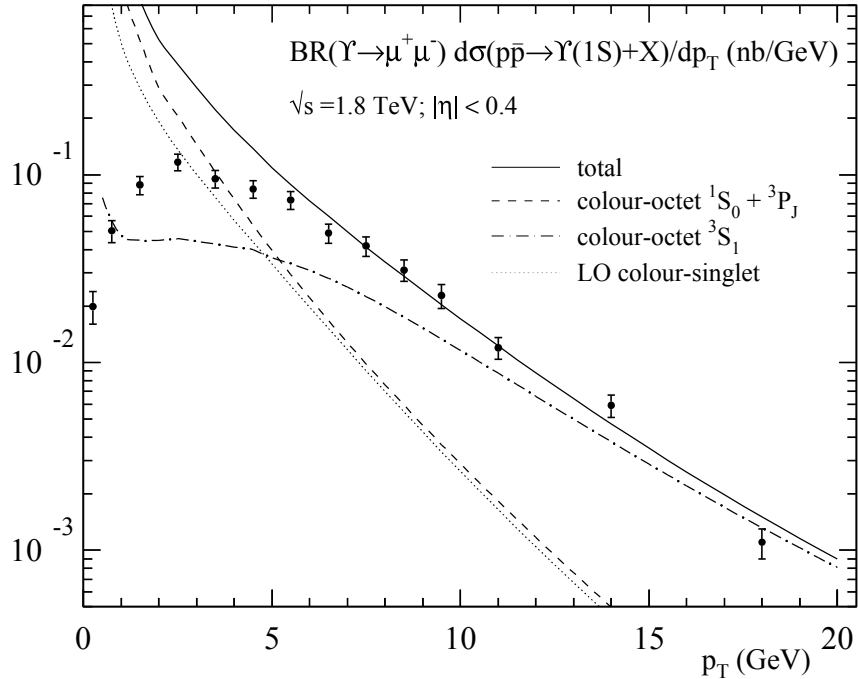
(a)  $J/\psi$ (b)  $\Upsilon$ 

Figura 3.4: (a) Contribuições singlete de cor e octeto de cor para produção direta de  $J/\psi$  no processo  $p\bar{p} \rightarrow J/\psi + X$  no Tevatron ( $\sqrt{s} = 1.8$  TeV, corte na pseudorapidez de  $|\eta| < 0.6$ ) comparado com os dados experimentais da colaboração CDF [62]. Parâmetros: PDF's CTEQ5L [37]; escalas de fatorização e renormalização  $\mu = \sqrt{p_t^2 + 4m_c^2}$ ;  $m_c = 1.5$  GeV [63]. (b) Contribuições singlete de cor e octeto de cor para produção inclusiva de  $\Upsilon(1S)$ ,  $p\bar{p} \rightarrow \Upsilon(1S) + X$ , no Tevatron ( $\sqrt{s} = 1.8$  TeV, corte na pseudorapidez de  $|\eta| < 0.4$ ) comparado com os dados experimentais da colaboração CDF [62]. Parâmetros: PDF's CTEQ5L [37]; escalas de fatorização e renormalização  $\mu = \sqrt{p_t^2 + 4m_c^2}$ ;  $m_b = 4.88$  GeV [63]. Elementos de matriz para os cálculos da NRQCD para os dois casos e outro detalhes também em [63].

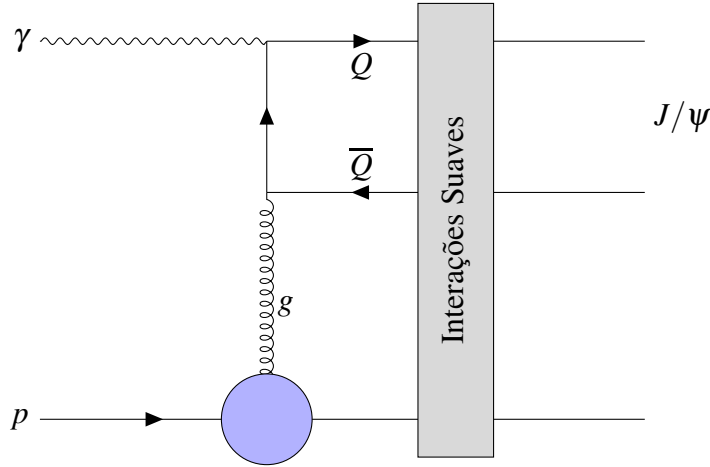


Figura 3.5: Exemplificação do CEM através de um processo de fotoprodução do  $J/\psi$ . A evaporação da cor do par de quarks massivos, que ocorre posteriormente ao espalhamento duro, mediante as interações suaves é representada pelo retângulo.

choque diferencial a nível partônico  $d\sigma_{c\bar{c}}/dM_{c\bar{c}}$  é a usual convolução da seção de choque da QCD perturbativa com as distribuições partônicas. Cada estado de quarkonium  $H$  carrega uma fração da seção de choque total de quarkonium produzido

$$\sigma_H = \rho_H \sigma_{quarkonium} \quad (3.7)$$

em que a quantidade não perturbativa  $\rho_H$  é assumida ser independente do processo e energia. Este parâmetro pode ser obtido pela comparação com medidas da *seção de choque total* da produção de quarkonium. Uma vez estabelecido, pode-se fazer uso deste para realizar previsões sem parâmetros adicionais para outros processos. Esta seção de choque é somada sobre todos possíveis estados de cor e spin do quarkonium. O fator  $1/9$  representa a probabilidade estatística de que o par  $c\bar{c}$  esteja num estado singleto de cor, enquanto que o fator  $8/9$  representa a probabilidade de que o par  $c\bar{c}$  esteja num estado octeto de cor. O modelo assume que após as interações suaves, se o estado for singleto então ele contribui para a produção do quarkonium, se octeto então liga-se a um quark leve produzindo o méson aberto. Assim, todos os estados de quarkonium e mésons abertos são produzidos pela mesma dinâmica e descritos pelas mesmas distribuições, mas com distintas normalizações [20].

Para os cálculos de hadroprodução de  $J/\psi$  e  $\Upsilon$ , a seção de choque total pode ser escrita na forma de uma convolução [20]

$$\sigma_H = \sum_{a,b} \Phi_{a/A} \otimes \Phi_{b/B} \otimes \hat{\sigma}_{ab \rightarrow Q\bar{Q}} \otimes F_{Q\bar{Q} \rightarrow H} \quad (3.8)$$

em que  $\Phi_{a,b/A,B}$  é a distribuição do pártons  $a(b)$  nos hádrons  $A(B)$ ,  $\hat{\sigma}_{ab \rightarrow Q\bar{Q}}$  as seções de choque elementares a nível partônico e  $F_{Q\bar{Q} \rightarrow H} = \rho_H/9$  (probabilidade de transição do par  $Q\bar{Q}$  para o estado quarkonium  $H$ ). Considerando os seguintes subprocessos partônicos

$$q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}; \quad gg \rightarrow Q\bar{Q} \quad (3.9)$$

para aos quais os correspondentes diagramas de Feynman estão dispostos na Figura 3.6, tem-se as seguintes seções de choque:

$$\sigma_{q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}}(Q^2) = \frac{16\pi\alpha_s^2(Q^2)}{27Q^2} (1+\gamma)(1-\gamma)^{-1/2} \quad (3.10)$$

$$\sigma_{gg \rightarrow Q\bar{Q}}(Q^2) = \frac{\pi\alpha_s^2(Q^2)}{3Q^2} \left[ -\left(7 + \frac{31}{4}\gamma\right) \frac{1}{4}X + \left(1 + \gamma + \frac{1}{16}\gamma^2\right) \ln\left(\frac{1+X}{1-X}\right) \right] \quad (3.11)$$

onde  $\gamma = \frac{4m_D^2}{Q^2}$ ,  $X = (1-\gamma)^{1/2}$  e  $Q^2$  é o quadrado da massa invariante do par  $Q\bar{Q}$ , cuja relação com a energia do processo  $\sqrt{s}$  e a fração de momento  $x_{A,B}$  dos hádrons  $A/B$  é dada por  $Q^2 = x_A x_B s$ . Pode-se expressar a seção de choque de uma forma conveniente fazendo uma mudança de variáveis  $(x_A, x_B) \rightarrow (x_F, Q^2)$  em que a fração longitudinal do par  $Q\bar{Q}$  é dada como  $x_F = x_A - x_B$ , logo tem-se que

$$x_{A,B} = \frac{1}{2} \left[ \pm x_F + \left( x_F^2 + \frac{4Q^2}{s} \right)^{1/2} \right] \quad (3.12)$$

tal que o Jacobiano da transformação é dado por

$$J = \frac{\partial(x_A, x_B)}{\partial(x_F, Q^2)} = \frac{1}{s(x_F^2 + 4Q^2/s)^{1/2}} \quad (3.13)$$

dadas as equações (3.8), (3.10), (3.11), (3.13), temos [64, 20]

$$\sigma_H = \int_{4m_D^2}^s dQ^2 \int_0^{1-Q^2/s} \frac{dx_F}{s(x_F^2 + \frac{4Q^2}{s})^{1/2}} \sum_{a,b} \hat{\sigma}_{ab \rightarrow Q\bar{Q}} \Phi_a(x_F, Q^2) \Phi_b(x_F, Q^2) \otimes F_{Q\bar{Q} \rightarrow H} \quad (3.14)$$

O limite inferior de integração  $Q^2$  estabelece a massa invariante mínima para que ocorra a produção do par  $Q\bar{Q}$ , e o limite superior representa situação onde ambos os pártons carregam a máxima fração de momento dos hádrons no estado inicial ( $x_A = x_B = 1$ ). Já na integração em  $x_F$ , o cálculo é feito na região frontal  $x_F > 0$  e o resultado é multiplicado por um fator 2 para levar em conta a região  $x_F < 0$ . Usualmente, o CEM fornece boa descrição da seção de choque total, assim como a diferencial na variáveis  $x_F$  e  $p_T$  para produção de  $J/\psi$  (Figura 3.7)



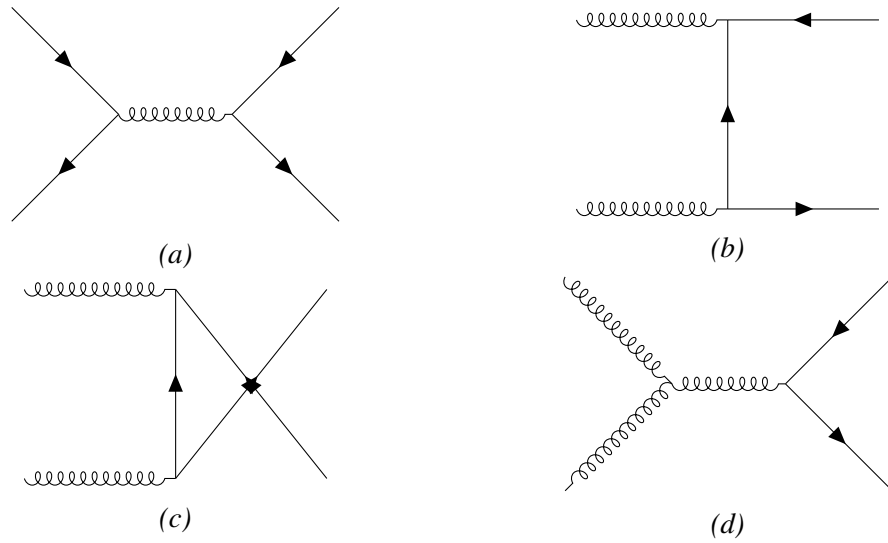


Figura 3.6: Diagramas para as contribuições em LO para a produção de quarks pesados. (a) Aniquilação de pares  $q\bar{q}$  ( $q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}$ ); (b,c,d) Processos gluônicos ( $gg \rightarrow Q\bar{Q}$ )

[53, 65, 66].

Ademais, o CEM também fornece uma alternativa para modelos baseados no pomeron para a descrição da fotoprodução dos mésons  $J/\psi$ ,  $D$  e  $\Upsilon$  em HERA [67, 68]. Outro ponto é que a simplicidade com a qual esse modelo trata a neutralização da cor, em contraste com os outros abordados. Além disso, possui uma boa concordância fenomenológica com muitos processos num determinado intervalo de energia amplo.

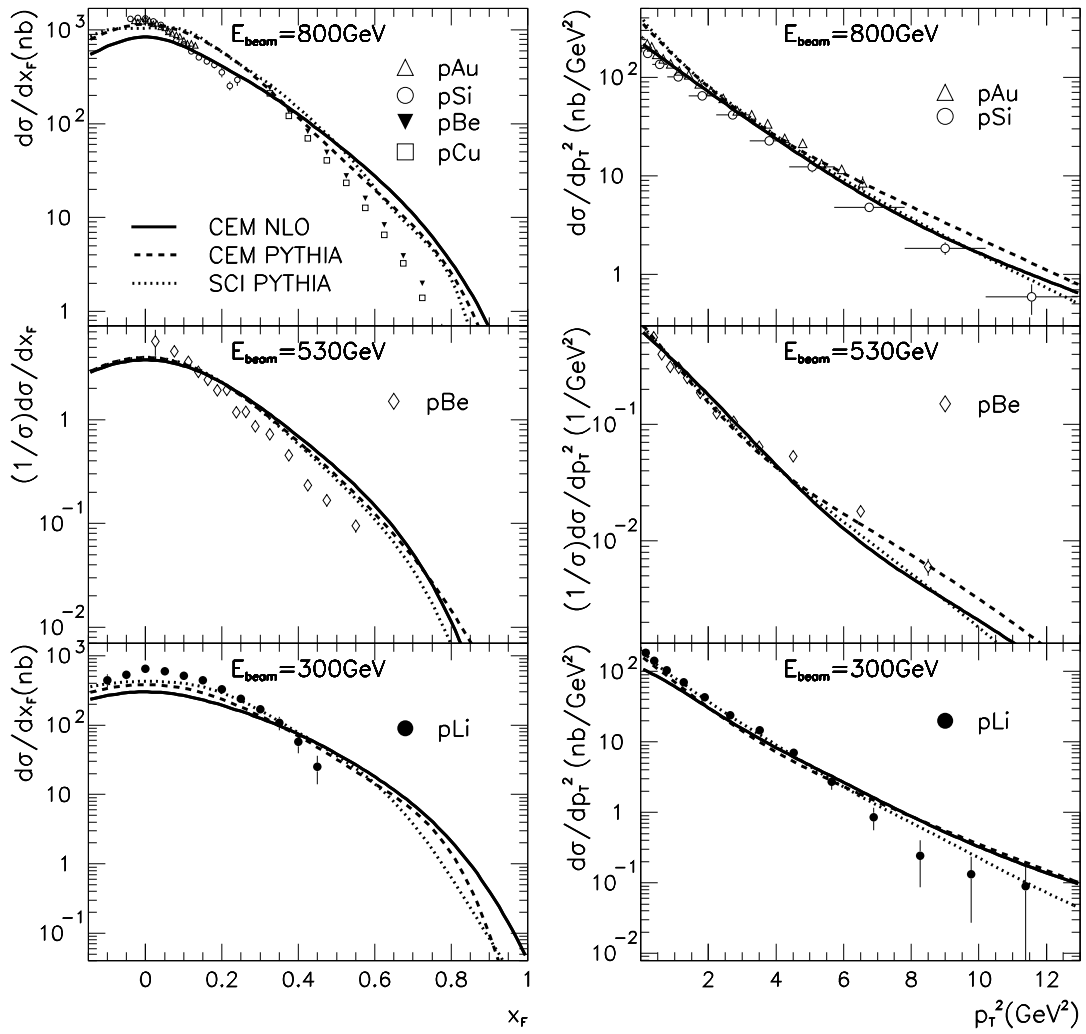


Figura 3.7: Distribuição em  $x_F$  e  $p_T^2$  da produção do  $J/\psi$  em NLO via CEM, confrontada com os dados para processos de alvo fixo com feixe de prótons a 800, 530, e 300 GeV[65].

## Capítulo 4

# Produção de quarkonium em colisões próton-núcleo

Devido a estrutura nuclear, as distribuições partônicas tem seu comportamento modificado. A fim de mensurar tais efeitos, pode-se analisar *razões nucleares* entre as funções de estrutura de núcleos e nucleons, que são distintos para diversas *regiões* na variável de Bjorken.

### 4.1 Efeitos nucleares

Informação sobre a quantidade de pártons em um núcleo ( $A$ ) ou nucleon ( $n$ ) para uma determinada escala ( $Q^2$ ) está relacionada com as funções de estrutura

$$F_2^n(x, Q^2) = \sum_q e_q^2 x q_n(x, Q^2) \quad (4.1)$$

$$F_2^A(x, Q^2) = \sum_q e_q^2 x q_A(x, Q^2) \quad (4.2)$$

onde  $A$  representa o número de massa do núcleo. Pode-se considerar, como aproximação, que a distribuição partônica do núcleo é uma superposição de pártons no núcleo e, como consequência, assume-se que não há influência do meio nuclear. Nessa aproximação, chamada *incoerente*, podemos relacionar a quantidade de quarks e glúons nos núcleos e nucleons através de

$$x q_A(x, Q^2) = A x q_n(x, Q^2) \quad (4.3)$$

$$x g_A(x, Q^2) = A x g_n(x, Q^2) \quad (4.4)$$

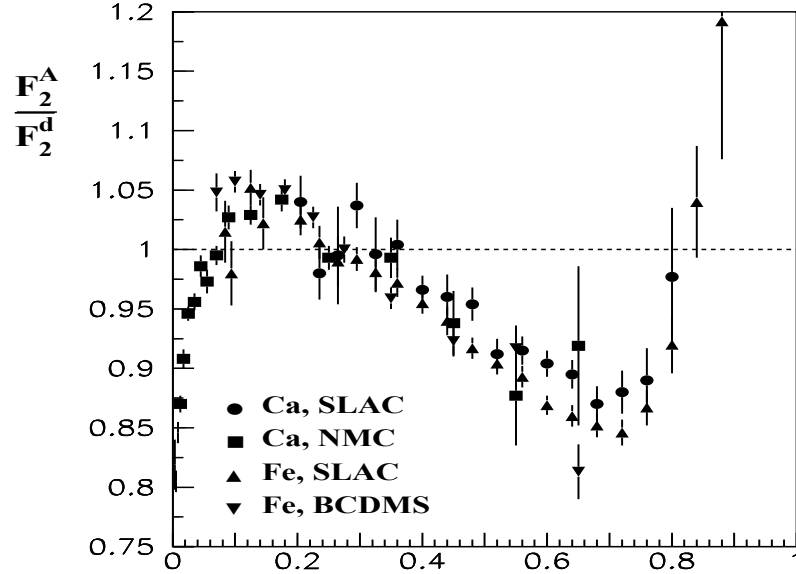


Figura 4.1: Razão para a função de estrutura nuclear  $F_2^A/F_2^d$  para  $^{40}\text{Ca}$  e  $^{56}\text{Fe}$ . Dados experimentais obtidos da colaboração NMC no CERN, SLAC - Stanford Linear Accelerator Center e BCDMS.[69].

Uma vez que assumimos essa hipótese como verdade, também será verdade que as seções de choque  $pA$  possam vir a ser escritas a partir das seções de choque  $pp$  a menos do escalonamento pelo número de nucleons no núcleo  $A$

$$\sigma_{pA \rightarrow J/\psi} = A \sigma_{pp \rightarrow J/\psi} \quad (4.5)$$

No entanto verifica-se experimentalmente que as igualdades (4.3) e (4.4) *não valem* e portanto, não vale a hipótese de superposição. A razão entre estas funções de estrutura quantifica os efeitos nucleares, podendo ser definida como [70]

$$R_{F_2}^A(x, Q^2) = \frac{F_2^A(x, Q^2)}{A F_2^n(x, Q^2)} \quad (4.6)$$

Note que caso  $R_{F_2}^A(x, Q^2) = 1$ , as equações (4.3) e (4.3) valeriam. A Figura 4.1 mostra o comportamento (a partir de dados experimentais) da razão das funções de estrutura  $F_2^A/F_2^d$  (núcleo com número atômico  $A$  e deutério) em função do  $x$  de Bjorken para um dado  $Q^2$ . A fim de entender o que acontece na Figura 4.1, lista-se os efeitos nucleares [70, 71] em distintas regiões cinemáticas.

- Região de Sombreamento (*Shadowing*)

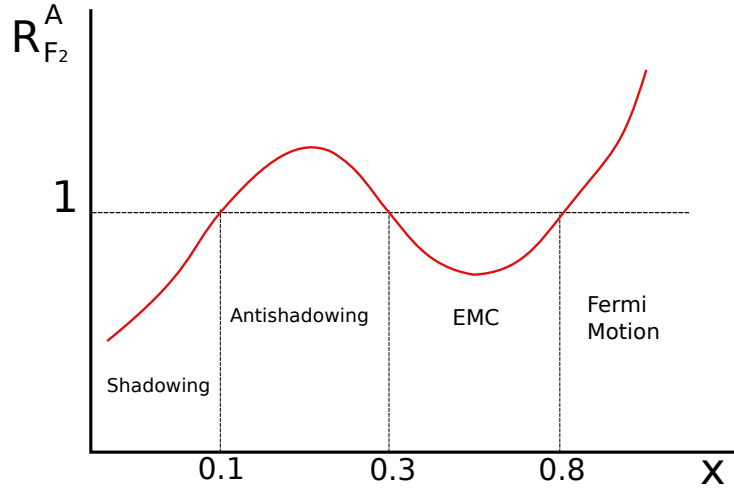


Figura 4.2: Regiões cinemáticas e os seus respectivos efeitos nucleares.

Em  $x < 0.1$ , a razão (4.6) é menor do que 1 e decresce com o decréscimo  $x$ . A região de sombreamento aumenta sistematicamente com o número de massa atômica  $A$ , sendo que este efeito depende apenas fracamente do momento transferido  $Q^2$ .

- Região de Antisombreamento (*Antishadowing*)

Em  $0.1 < x < 0.3$ , observa-se um pequeno reforço nas funções de estrutura nucleares, onde  $R_{F_2}^A > 1$ , sem dependência em  $Q^2$ .

- Região de Efeito EMC (*European Muon Collaboration*)

Na região  $0.2 < x < 0.8$ , a medida da razão entre as funções de estrutura nuclear e nucleônica decresce com o crescimento de  $x$ , sendo  $R_{F_2}^A < 1$  com um mínimo em  $x \approx 0.7$ . Não há dependência de  $Q^2$  em  $R_{F_2}^A$  para essa região de efeito nuclear.

- Região de Movimento de Fermi

Já em  $0.8 < x$ , tem-se novamente  $R_{F_2}^A > 1$ . No entanto, as informações experimentais são reduzidas aqui. A função de estrutura para um nucleon livre  $F_2^n$  decresce com  $(1-x)^3$  quando se tem quase  $x = 1$ , ou seja, quando quase se atinge o limite cinemático. Efeitos nucleares se fazem cada vez menores nesse limite, quando exibidos na forma da razão  $F_2^A/F_2^n$ .

Na Figura 4.2, ilustramos estas distintas regiões cinemáticas.

## 4.2 Parametrizações nucleares

Levando em consideração o que já foi dito, fica claro que as distribuições partônicas nucleares não podem ser simplesmente consideradas como uma extrapolação das distribuições partônicas para nucleons livres no espaço (aproximação incoerente). Estão disponível na literatura diferentes parametrizações que predizem os efeitos nucleares, dentre elas

- EKS (Eskola, Kolhinen e Salgado) [72, 73],
- DS (de Florian e Sassot) [4],
- EPS (Eskola, Paukkunen e Salgado)[74],
- HKN (Hirai, Kumano e Nagai) [75, 3].

Todas empregam equações de evolução partônicas DGLAP e fazem uso do método de análise global (Seção 2.10) sobre dados de DIS nuclear (nDIS) e produção Drell-Yan de múons. Estes dados permitem uma restrição indireta na densidade gluônica nuclear, que é obtida através do ajuste da dependência em  $\mu^2$  da função de estrutura nuclear  $F_2^A$  e da conservação de momento. Em específico, para dados oriundos de nDIS, o intervalo da escala perturbativa  $\mu^2$  é limitado e, portanto, o intervalo da fração de momento. Há poucos dados disponíveis na região  $x < 10^{-2}$  para valores perturbativos de  $\mu^2$  [76]. As parametrizações nucleares diferem em vários aspectos [70, 76]

- A forma da parametrização na escala inicial

O sombreamento satura para pequeno  $x$  em EPS e EKS, mas não para DS.  $Q_0^2$  difere entre eles:  $\sim 0.4\text{GeV}^2$  (DS) até  $\sim 2.25\text{GeV}^2$  (EPS e EKS);

- No emprego de diferentes conjuntos de dados experimentais

EPS e EKS utilizam dados de processos Drell-Yan, porém, HKN não. Além disso EPS, EKS e DS fornecem dados da dependência de  $Q^2$  da razão nuclear, mas a HKN não o faz. Tal valor vincula a distribuição de glúons em pequeno e moderado  $x$ ;

- Na ordem da evolução DGLAP

EKS considera evolução em LO, enquanto EPS, HKN e DS faz uso de evoluções em LO e NLO, o que modifica a dependência em  $Q^2$  da razão nuclear;

- No intervalo da região cinemática  $x$

As parametrizações EKS, EPS e DS são válidas na região cinemática de  $10^{-6} \leq x < 1$ , ao passo que HKN vale em  $10^{-9} \leq x < 1$ ;

- Na escala perturbativa  $\mu^2$

As parametrizações EKS, DS, HKN e EPS são válidas, respectivamente, nas escalas de

$$* 2.25\text{GeV}^2 \leq \mu^2 \leq 10^4\text{GeV}^2;$$

$$* 1.00\text{GeV}^2 < \mu^2 < 10^6\text{GeV}^2;$$

$$* 1.00\text{GeV}^2 < \mu^2 < 10^8\text{GeV}^2;$$

$$* 1.96\text{GeV}^2 \leq \mu^2 \leq 10^6\text{GeV}^2.$$

- Nas diferentes densidades partônicas do nucleon usadas nas análises

Existe uma grande incerteza nas distribuições gluônicas para pequenos  $x$  (Figura 4.3), devido ao fato de que as parametrizações respondem em diferentes magnitudes os efeitos nucleares.

### 4.3 Produção de quarkonium em colisões $pA$

Como já apresentado, a supressão na produção de quarkonium com respeito a colisões  $pp$  é uma das mais distintivas assinatura da formação de QGP (*Quark-Gluon Plasma*). No entanto, a supressão de quarkonium massivo e hádrons leves com respeito a colisões  $pp$  também acontece em colisões próton-núcleo, onde a princípio não se espera a formação de QGP mas sim somente efeitos da matéria nuclear fria, tal como absorção nuclear, sombreamento partônico e perda de energia partônica no estados inicial e final [77]. Com efeito, o estudo de colisões  $pA$  são importantes para separar os efeitos do QGP e da matéria nuclear fria. Podemos, então, considerar dois efeitos da matéria fria relevantes para a produção de  $q\bar{q}$ . O primeiro deles é o *sombreamento* e a *absorção nuclear*, que são definidos como efeitos de estado inicial e final respectivamente. A produção de quarkonium nas energias dos aceleradores do LHC é dominada pelas distribuições de glúons no estado inicial. Neste cenário, colisões  $pA$  fornecem valiosas informações sobre a distribuição gluônica no núcleo. Dessa forma, qualquer variação na distribuição gluônica resultará numa diferença significativa na produção de pares  $q\bar{q}$ , uma

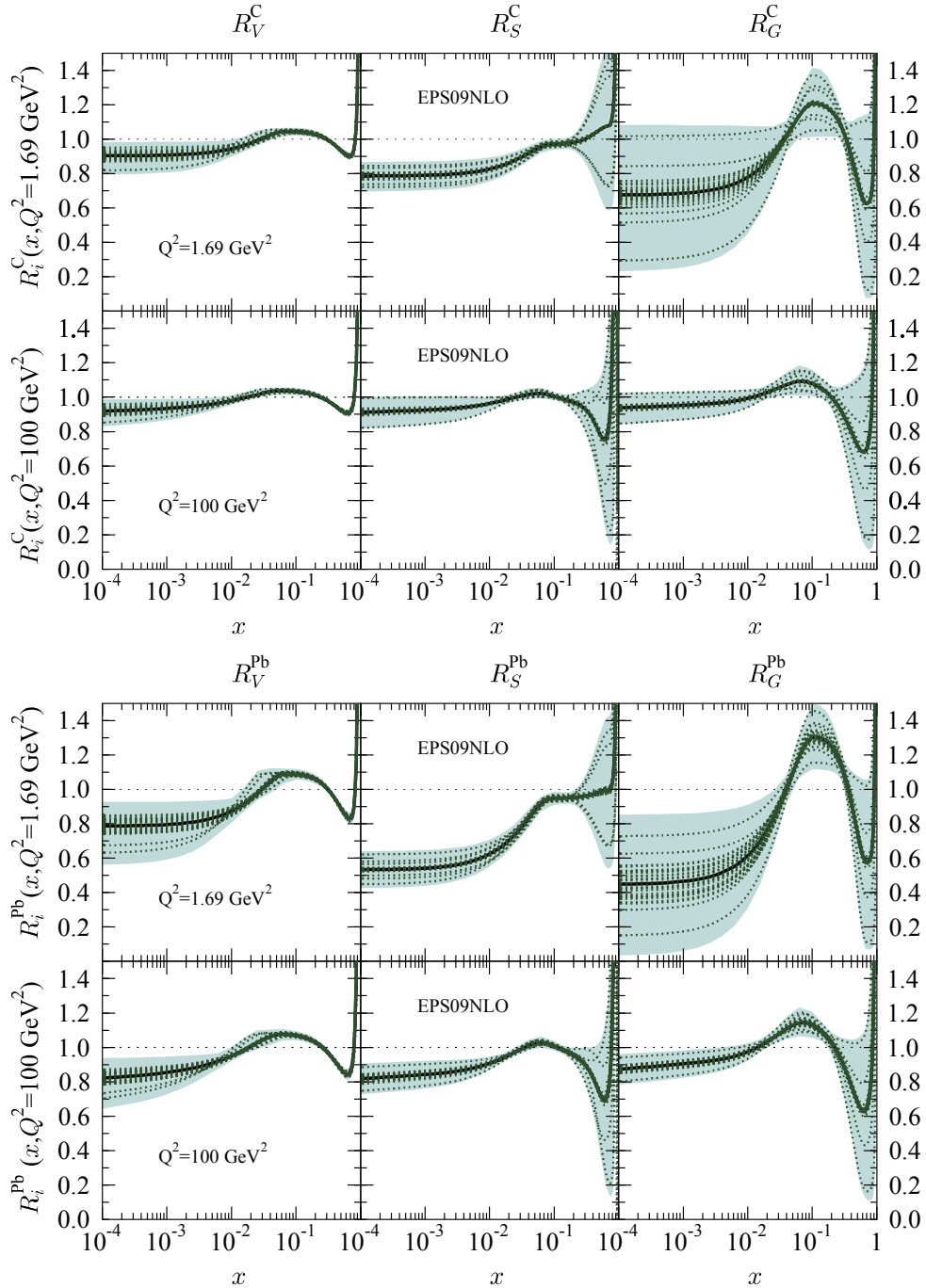


Figura 4.3: Modificações nucleares  $R_V$ ,  $R_S$  e  $R_G$  para carbono (acima) e Chumbo (abaixo) na escala inicial de  $Q_0^2 = 1.69 \text{ GeV}^2$  e em  $Q^2 = 100 \text{ GeV}^2$  para a parametrização EPS09 em NLO [2].



vez que existe uma relação linear nos subprocessos que envolvem glúons e a probabilidade de produzir tal estado. No modelo de evaporação de cor (Seção 3.3), a seção de choque para a produção de quarkonium em colisões  $pA$  é dada por

$$\sigma_H = \sum_{a,b} \Phi_{a/p} \otimes \Phi_{b/A} \otimes \hat{\sigma}_{ab \rightarrow Q\bar{Q}} \otimes F_{Q\bar{Q} \rightarrow H} \quad (4.7)$$

em que  $\Phi_{a/p}$  é a distribuição do párton  $a$  no próton  $p$  e  $\Phi_{b/A}$  é a distribuição do párton  $b$  no núcleo  $A$ ; a seção de choque a nível partônico é dada por  $\hat{\sigma}_{ab \rightarrow Q\bar{Q}}$  e a probabilidade de transição do par  $Q\bar{Q}$  para o estado quarkonium  $H$  está contemplada em  $F_{Q\bar{Q} \rightarrow H} = \rho_H/9$ . Temos que a seção de choque se escreve explicitamente como:

$$\sigma_H = \int_{4m_Q^2}^s dQ^2 \int_0^{1-Q^2/s} \frac{dx_F}{s(x_F^2 + \frac{4Q^2}{s})^{1/2}} \sum_{a,b} \hat{\sigma}_{ab \rightarrow Q\bar{Q}} \Phi_{a/p}(x_F, Q^2) \Phi_{b/A}(x_F, Q^2) \otimes F_{Q\bar{Q} \rightarrow H} \quad (4.8)$$

Assim, para a produção de quarkonium, a seção de choque total próton-núcleo é uma convolução da seção de choque partônica com probabilidade de transição  $F_{Q\bar{Q} \rightarrow H}$ .

## 4.4 Sombreamento

Já vimos que um dos efeitos nucleares que modificam o comportamento da distribuição nuclear é o *sombreamento*, o qual pode ser expresso em termos do conteúdo de pártons nos nucleons *ligados* ao núcleo, sendo diferente do conteúdo de pártons num núcleo livre. Portanto, quando comparadas com as distribuições usuais, as funções de distribuição nucleares (nPDF's) podem ser suprimidas (sombreamento) ou enaltecidas (antisombreamento) para um do  $x$  dos pártons. Existe, em particular, grande incerteza na distribuição de glúons nuclear. Na Figura 4.4, apresenta-se uma comparação entre diferente parametrizações (EKS, DS, HKN e EPS), e exibe distintas magnitudes para os efeitos nucleares. Observa-se, até  $x \leq 10^{-1}$  (grande  $x$ ), que EKS e EPS apresentam o antisombreamento, porém, esse efeito está ausente nas parametrizações HKN e DS. Por outro lado, em  $x \leq 10^{-5}$  (pequeno  $x$ ), DS e HKN apresentam supressão de aproximadamente 10 e 20%, ao passo que EKS prediz aproximadamente 40% e EPS de 38%. A medida que  $x$  cresce,  $x < 10^{-2}$ , a parametrização DS não apresenta efeito nuclear, enquanto que a HKN deixa de predizer efeito nuclear quando  $x \rightarrow 10^{-1}$ .

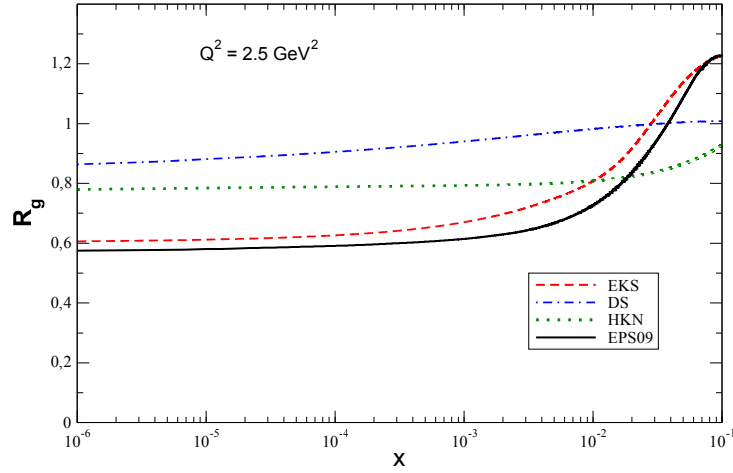


Figura 4.4: Razão nuclear  $R_g = xg_A/A \times xg_n$ , a partir de EKS, DS, HKN e EPS para  $Q^2 = 2.5 \text{ GeV}^2$  e  $A = 208$  [20].

Em contraste com (4.6), pode-se estimar as razões nucleares como

$$R_{pA} = \frac{d\sigma_{pA}(J/\psi, \Upsilon)/dy}{Ad\sigma_{pp}(J/\psi, \Upsilon)/dy} \quad (4.9)$$

cujos resultados serão apresentados adiante. A variável  $y$  é a rapidez do estado quarkonium, que pode ser aproximada pela pseudorapidez  $\eta$ , pois dada elevada energia, a aproximação  $p \gg m$  é válida e portanto

$$\eta = -\ln \left[ \tan \left[ \frac{\theta}{2} \right] \right] \approx y \quad (4.10)$$

A relação entre rapidez e a fração de momento  $x$  é

$$x = \frac{m_Q}{\sqrt{s}} e^{-y} \quad (4.11)$$

onde o  $m_Q$  é a massa do quark pesado e  $s = E_{CM}^2$ . Medidas experimentais são feitas da variável rapidez, uma vez que os detectores cobrem uma região  $\theta$  bem definida com respeito ao eixo da colisão do feixe de partículas.

## 4.5 Absorção nuclear

Um outro efeito nuclear relevante de matéria fria está relacionado com a *propagação e atenuação do estado de quarkonium através do meio nuclear* criado na colisão [78]. Absorção nuclear (ou a desintegração do estado de quarkonium) ocorre depois que o par  $Q\bar{Q}$  foi produ-

zido e enquanto atravessa o meio nuclear. No processo de absorção nuclear estão envolvidas diferentes escalas de tempo [45, 79, 78, 80, 81]:

- Tempo de formação

O estado charmonium  $\psi'$  possui o dobro do raio nuclear do  $J/\psi$ , portanto, deve atenuar mais fortemente na matéria nuclear do que o  $J/\psi$ . Porém, o tempo de formação da função de onda desses estado não pode ser distinguido. Esse intervalo de tempo, chamado *tempo (comprimento) de formação* é ampliado em altas energias  $E_\psi$  pela dilatação temporal de Lorentz

$$t_f = \frac{2E_\psi}{M_{\psi'}^2 - M_{J/\psi}^2} \quad (4.12)$$

e pode ser comparado com o raio nuclear, denotado por  $R_A$ . Sendo  $t_f \gg R_A$ , o que se propaga no meio nuclear não é nem o  $J/\psi$  nem o  $\psi'$ , mas um pacote da função de onda do  $c\bar{c}$  pré-formado [82].

- Tempo de coerência

A produção do par  $c\bar{c}$  está vinculada ao momento longitudinal transferido  $q_c$ , o qual diminui com a energia. Consequentemente, as amplitudes de produção em diferentes nucleons se somam de forma coerente e sofrem interferência se os pontos de produção estão dentro do intervalo  $l_c = 1/q_c$ , denominado de *tempo (comprimento) de coerência*

$$t_c = \frac{2E_\psi}{M_{J/\psi}^2} \quad (4.13)$$

tal que  $t_f \gg t_c$ . Isto, também, pode ser interpretado em termos do princípio da incerteza como o tempo de vida de uma flutuação do par  $c\bar{c}$ . Se a energia de produção do  $J/\psi$  é suficientemente grande ( $E_{J/\psi} \geq 25(\text{GeV}) \times L(\text{fm})$ ) tal que  $t_c \gg R_A$ , efeitos de coerência possuem relevância, e podemos negligenciar a flutuação do tamanho do dipolo durante a propagação pelo núcleo. Ou seja, podemos tratar o tamanho do dipolo como congelado frente a dilatação temporal de Lorentz. Efeitos de coerência estão associados a produção de um par  $Q\bar{Q}$  sem cor, numa determinada função de onda, o qual se propaga através do núcleo com uma separação transversal  $r_T$  pequena,  $r_T \approx 0.1 \text{ fm}$  [45], configurando um dipolo.

Então, para o limite  $t_f \gg t_c \gg R_A$ , o quarkonium é produzido coerentemente através das

múltiplas interações do glúon projétil com os nucleons do alvo. Destes processos, um par octeto de cor é criado com um tempo de vida superior ao raio nuclear, e transita pelo núcleo onde é atenuado pela seção de choque de absorção  $\sigma_0$ . Neste ponto, o par flutua para o estado singlete de cor com os números quânticos do estado de quarkonium a ser formado. Em seguida, continua se propagando através do núcleo onde é atenuado novamente pela seção de choque de dipolo  $\sigma_{c\bar{c}}$  [20]. Por fim, constitui o estado de quarkonium após emergir do núcleo. A seção de choque de absorção é assumida ser universal para todos os núcleos e independente da energia e  $x_F$ , sendo fitada de dados em HERA. A probabilidade de sobrevivência da amplitude  $S_{pA}(b, z)$  ode ser elevada ao quadrado e integrada sobre a coordenada do ponto de produção (dentro do núcleo massivo), levando à razão nuclear [20]

$$R_{pA} = \frac{1}{A} \int d^2b \int_{-\infty}^{\infty} dz |S_{pA}(b, z)|^2 \quad (4.14)$$

Como resultado do cálculo a partir de (4.14)[20], tem-se que o efeito de supressão se torna-se acentuado para o núcleo de maior massa nuclear, uma vez que estamos tratando do mesmo estado ligado e energia de centro de massa. Por exemplo, para o  $J/\psi$  produzido no colisões pPb, em  $y = 2$  a supressão é de aproximadamente 75%, enquanto para o processo pCa esta é de aproximadamente 60%. Quando confrontamos a produção de diferentes estados, mas em que as colisões envolvam o mesmo núcleo e energia de centro de massa, novamente, concluímos que a supressão é intensificada para o estado de quarkonium de menor massa. Para o processo pPb, a produção de  $J/\psi$  e  $\Upsilon$  apresentam uma supressão nuclear em  $y = 2$  de aproximadamente 75 e 20%, respectivamente.

# Capítulo 5

## Resultados

Como conclusão deste trabalho, seguem alguns resultados obtidos via o cálculo numérico das seção de choque totais nas energias do LHC. Nos restringimos a uma análise usando o modelo de evaporação de cor (CEM) em ordem dominante (LO), dada pela seção de choque total (3.14) para o caso  $pp$  e por (4.8) para o caso  $pA$ , em função da energia do centro de massa  $E_{cm}$ , discutida no formalismo do Modelo de Evaporação de Cor (Seção 3.3) e na Produção de Quarkonium em colisões  $pA$  (Seção 4.3).

Para o cálculo, foi escrito um código em FORTRAN 77 (apresentado no Apêndice A) ao qual se contemplou as energias do LHC, numa faixa de  $0 < \sqrt{s} < 10$  TeV. Para a obtenção da seção de choque do méson  $J/\psi$  utilizou-se como parâmetros a massa do quark como sendo  $m_c = 1.5$  GeV, bem como  $F_{Q\bar{Q} \rightarrow J/\psi} = 0.5/9$ . Já para o caso do  $\Upsilon$ , utilizou-se como parâmetros a massa do quark  $m_c = 4.5$  GeV e  $F_{Q\bar{Q} \rightarrow \Upsilon} = 0.207/9$ . Para a constante de acoplamento forte “running” (dependente da escala), implementamos uma função que descreve a equação (2.18), com um  $\Lambda_{QCD} = 0.5$  GeV, ao qual se pode verificar no Apêndice A. Além disso, foi calculado curvas adicionais com um fator de correção  $K = 2$ , a fim de estimar as correções do cálculo para o caso em NLO. No resultado, usou-se a parametrização CTEQ6 [37, 83, 84] para as distribuições partônicas e para a razões nucleares, utilizou-se a parametrização EKS98 [73].

Na Figura 5.1, segue o resultado obtido para o cálculo da seção de choque total  $pp$  para as energias do LHC para o  $J/\psi$  com os parâmetro supracitados. Observa-se uma boa concordância com os dados experimentais obtidos da literatura [85, 86, 87].

Na Figura 5.2, temos a seção de choque total  $pp$  para o  $\Upsilon$  com  $m_c = 4.5$  GeV e  $F_{Q\bar{Q} \rightarrow \Upsilon} = 0.207/9$ . Naturalmente, se observa uma atenuação da seção de choque do  $\Upsilon$  em relação o  $J/\psi$ ,

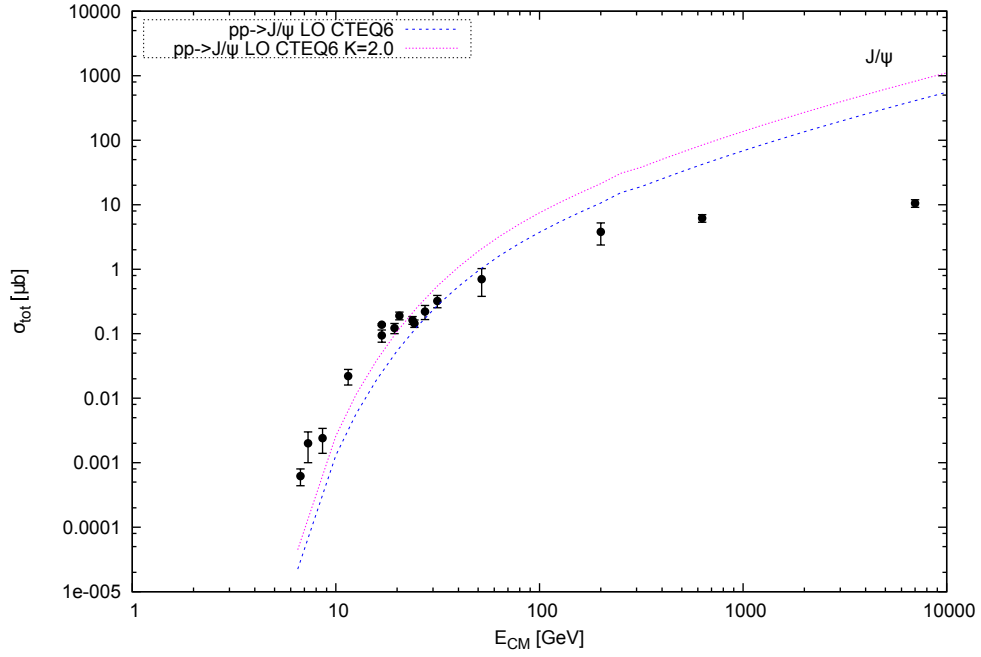


Figura 5.1: Predições em LO para seção de choque total  $pp$  para produção do  $J/\psi$  através do modelo CEM confrontados com dados existentes na literatura. Os parâmetros utilizados foram  $m_c = 1.5$  GeV e  $F_{Q\bar{Q} \rightarrow J/\psi} = 0.5/9$ . Um fator de correção  $K = 2$  foi utilizado para ajustar a curva.

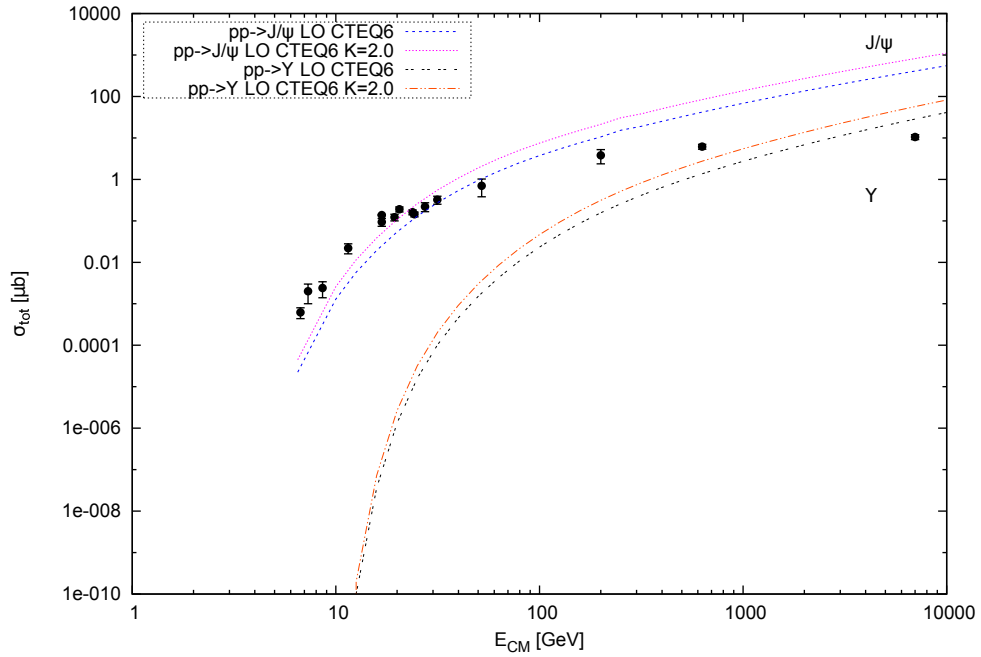


Figura 5.2: Predições em LO para seção de choque total  $pp$  para produção do  $J/\psi$  e  $\Upsilon$  através do modelo CEM confrontados com dados existentes na literatura. Os parâmetros utilizados foram  $m_c = 4.5$  GeV e  $F_{Q\bar{Q} \rightarrow \Upsilon} = 0.207/9$ . Um fator de correção  $K = 2$  foi utilizado para ajustar a curva.

uma vez que temos uma probabilidade de transição do par  $Q\bar{Q}$  para o estado  $J/\psi$  diminuída bem como uma maior massa dos quarks envolvido no estado ligado ( $b\bar{b}$ ).

Já na Figura 5.3, apresentamos o resultado obtido para o cálculo da seção de choque total  $pA$  para as energias do LHC, tanto para o  $J/\psi$  como o  $\Upsilon$ . Além dos parâmetro supracitados, calculou-se razões nucleares para o núcleo de chumbo, ao qual tem número atômico  $A = 208$ .

De acordo com o que foi discutido nas seções precedentes, devíamos observar uma supressão mais acentuada na Figura 5.3 para energias mais altas. Por exemplo, discutimos na Seção 4.5 que a supressão do  $J/\psi$  e do  $\Upsilon$  deveria ser bastante apreciável no meio nuclear. Isso é corroborado com o que é observado na Figura 4.4, a qual demonstra que para qualquer valor de  $x$  menor que  $\approx 10^{-4}$ , se observa  $\sim 60\%$  de supressão no distribuição de glúons para a parametrização EKS, e uma vez que a distribuição de glúons domina em pequeno  $x$  (altas energias), uma maior supressão é esperada. Porém, o modelo de evaporação de cor é um modelo satisfatório para avaliar observáveis físicos em colisões próton-próton com boa descrição do dados experimentais, logo, pode ser utilizado para se continuar num estudo futuro com outras parametrizações a fim completar a análise.

Isso, portanto, motiva enormemente a continuação do trabalho, estudando um número maior

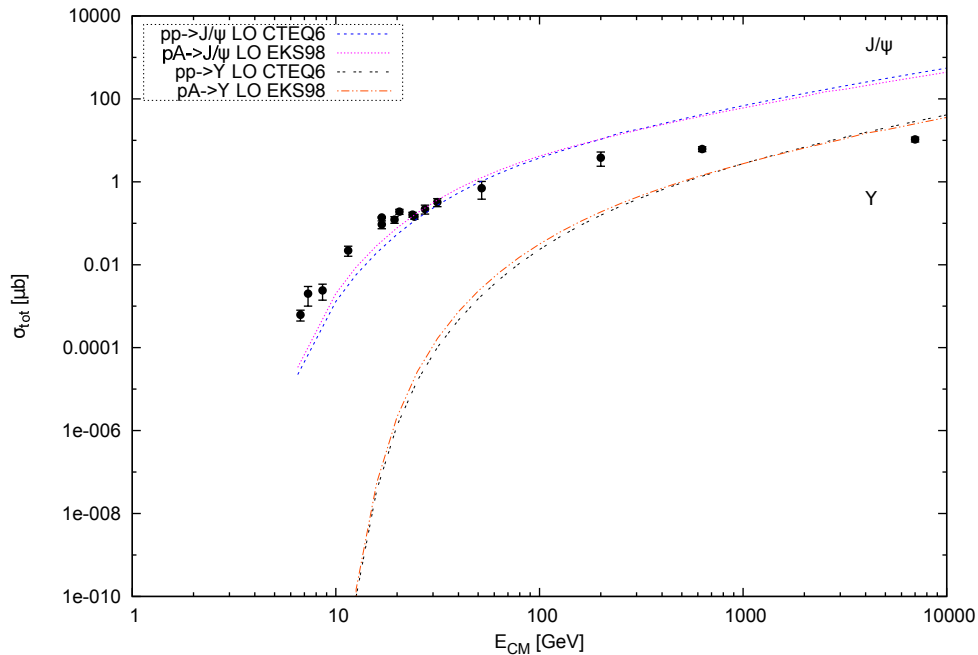


Figura 5.3: Predições em LO para seção de choque total  $pA$  para produção do  $J/\psi$  e  $\Upsilon$  através do modelo CEM confrontados com dados existentes na literatura. As curvas para o caso  $pp$  utilizam os mesmos parâmetros anteriores. Agora, utilizou-se o número atômico do átomo de chumbo para parametrizar as correções, correspondendo a um número de massa  $A = 208$ .

---

de parametrizações e modelos que melhor descrevam as distribuições partônicas. A investigação de novas abordagens possibilitará elucidar de forma mais clara a física em pequeno  $x$ . Separar os efeitos da matéria fria e quente ainda é um tema aberto na literatura e precisa ser explorado.



## Capítulo 6

### Conclusão

A dinâmica perturbativa da QCD é um dos principais motores que alavanca o estudo aprofundado de fenômenos físicos os quais aos poucos tem se conseguido explicar dentro da fenomenologia de partículas no contexto das colisões hadrônicas. Não menos importante, a produção de quarkonium é de grande interesse em relação aos vários regimes dentro da QCD. Todo o mecanismo de produção deste méson pesado, desde a produção a curtas distâncias (regime no qual temos a *liberdade assintótica*), até a hadronização para o estado final (o *confinamento* o qual observamos), envolve dinâmicas perturbativas bem como não perturbativas da cromodinâmica quântica.

Neste trabalho, realizou-se uma revisão dos conceitos teóricos básicos o qual rege essa dinâmica, apresentamos os modelos de produção de quarkonium  $pp$  e, naturalmente, avançamos no estudo de colisões  $pA$ . Conseguimos, então, obter as seções de choque de produção  $pp$  e  $pA$  aos olhos da teoria de perturbação, bem como o seu cálculo numérico. Dado o que foi discutido e a partir dos resultados obtidos com o modelo de evaporação de cor em LO, podemos concluir que a QCD perturbativa descreve com fidelidade os dados experimentais.

Portanto, com base na eficácia do Modelo de Evaporação de Cor (CEM) na descrição dos observáveis físicos em colisões hadrônicas, avaliamos a sua utilização para verificar os efeitos nucleares. Porém, fica em aberto um trabalho futuro sobre o ponto de vista de outras abordagens. Por exemplo, dentro do âmbito do Color-Glass Condensate, pode-se obter observáveis que visam aprofundar o estudo e entendimento dos efeitos nucleares bem como a física em pequeno  $x$ . Além disso, pode-se ainda evoluir as técnicas computacionais a fim de compatibilizar uma análise futura com os dados experimentais futuros, que em breve estarão

disponíveis.

## Referências

- [1] SALGADO, C. A. et al. Proton–nucleus collisions at the LHC: scientific opportunities and requirements. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, v. 39, n. 1, p. 015010, 2012. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/0954-3899/39/i=1/a=015010>>.
- [2] ESKOLA, K. J.; PAUKKUNEN, H.; SALGADO, C. A. EPS09: A New Generation of NLO and LO Nuclear Parton Distribution Functions. *JHEP*, v. 04, p. 065, 2009.
- [3] HIRAI, M.; KUMANO, S.; NAGAI, T.-H. Determination of nuclear parton distribution functions and their uncertainties at next-to-leading order. *Phys. Rev. C*, American Physical Society, v. 76, p. 065207, Dec 2007. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.76.065207>>.
- [4] FLORIAN, D. de; SASSOT, R. Nuclear parton distributions at next to leading order. *Phys. Rev. D*, American Physical Society, v. 69, p. 074028, Apr 2004. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.69.074028>>.
- [5] FERNANDEZ, J. L. A. et al. On the Relation of the LHeC and the LHC. 2012.
- [6] ASCHENAUER, E. C. et al. eRHIC Design Study: An Electron-Ion Collider at BNL. 2014.
- [7] WEIGERT, H. Evolution at small: The color glass condensate. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, v. 55, n. 2, p. 461 – 565, 2005. ISSN 0146-6410. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0146641005000359>>.
- [8] GELIS, F.; LAPPI, T.; VENUGOPALAN, R. High energy scattering in Quantum Chromodynamics. *Int. J. Mod. Phys.*, E16, p. 2595–2637, 2007.
- [9] CHATRCHYAN, S. et al. Study of Z Boson Production in PbPb Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV. *Physical Review Letters*, v. 106, n. 21, p. 212301, may 2011.
- [10] AAD, G. et al. Measurement of the centrality dependence of J/ψ yields and observation of Z production in lead-lead collisions with the ATLAS detector at the LHC. *Physics Letters B*, v. 697, p. 294–312, mar 2011.
- [11] CHATRCHYAN, S. et al. Indications of Suppression of Excited Y States in Pb-Pb Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV. *Phys. Rev. Lett.*, v. 107, p. 052302, 2011.
- [12] BRAMBILLA, N. et al. Heavy quarkonium: progress, puzzles, and opportunities. *Eur. Phys. J.*, C71, p. 1534, 2011.

- [13] POVH, B. et al. *Particles and nuclei: An Introduction to the physical concepts*. Berlin, Germany: Springer, 1995.
- [14] NACHTMANN, O.; LAHEE, A.; WETZEL, W. *Elementary Particle Physics: Concepts and Phenomena*. Springer, 2012. (Theoretical and Mathematical Physics). ISBN 9783642612817. Disponível em: <[https://books.google.com.br/books?id=Co3\\_CAAAQBAJ](https://books.google.com.br/books?id=Co3_CAAAQBAJ)>.
- [15] KHARE, A. The November  $J/\Psi$  Revolution: Twenty-Five Years Later. *ArXiv High Energy Physics - Phenomenology e-prints*, oct 1999.
- [16] FELDMAN, G. J.; PERL, M. L. Electron-positron annihilation above 2 GeV and the new particles. *Physics Reports*, v. 19, n. 5, p. 233–293, 1975. ISSN 0370-1573. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370157375900319>>.
- [17] KÖNIGSMANN, K. Radiative decays in the  $\psi$  family. *Physics Reports*, v. 139, n. 5, p. 243 – 291, 1986. ISSN 0370-1573. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370157386900608>>.
- [18] GOTTFRIED, K.; WEISSKOPF, V. *Concepts of Particle Physics*. Walton Street, Oxford: [s.n.], 1986. 206 p. (Concepts of Particle Physics, vol. 1). ISBN 9780195364583. Disponível em: <<https://books.google.com.br/books?id=3N6BfEL9ZzwC>>.
- [19] PATRIGNANI, C. et al. Review of Particle Physics. *Chin. Phys. C*, v. 40, n. 10, p. 100001.
- [20] SANTOS, G. S. d. Os efeitos nucleares em processos de produção de quarkonium no Relativistic Heavy Ion Collider RHIC e no Large Hadron Collider LHC. *Institutional repository of Federal University of Rio Grande*, v. 81f, p. 81, 2012. Disponível em: <<http://repositorio.furg.br/handle/1/6395>>.
- [21] GAILLARD, M. K.; GRANNIS, P. D.; SCIULLI, F. J. The standard model of particle physics. *Rev. Mod. Phys.*, American Physical Society, v. 71, p. S96–S111, Mar 1999. Disponível em: <<https://arxiv.org/abs/hep-ph/9812285>>.
- [22] AITCHISON, I.; HEY, A. *Gauge Theories in Particle Physics: A Practical Introduction, Volume 1: From Relativistic Quantum Mechanics to QED, Fourth Edition*. CRC Press, 2012. ISBN 9781466513020. Disponível em: <<https://books.google.com.br/books?id=qz7SBQAAQBAJ>>.
- [23] AITCHISON, I.; HEY, A. *Gauge Theories in Particle Physics: A Practical Introduction, Volume 2: Non-Abelian Gauge Theories: QCD and The Electroweak Theory, Fourth Edition*. Taylor & Francis, 2012. ISBN 9781466513075. Disponível em: <<https://books.google.com.br/books?id=0A6rNrYHqEEC>>.
- [24] GREINER, W. et al. *Quantum Chromodynamics*. Springer Berlin Heidelberg, 2013. ISBN 9783662047071. Disponível em: <<https://books.google.com.br/books?id=f8vuCAAAQBAJ>>.

- [25] ELLIS, R.; STIRLING, W.; WEBBER, B. *QCD and Collider Physics*. Cambridge University Press, 2003. (Cambridge Monographs on Particle Physics, Nuclear Physics and Cosmology). ISBN 9780521545891. Disponível em: <<https://books.google.com.br/books?id=TqrPVoS6s0UC>>.
- [26] MUTA, T. *Foundations of Quantum Chromodynamics: An Introduction to Perturbative Methods in Gauge Theories*. World Scientific, 2010. (World Scientific lecture notes in physics). ISBN 9789812793539. Disponível em: <<https://books.google.com.br/books?id=Rq5q0l5XRvkC>>.
- [27] SALAM, G. P. Elements of QCD for hadron colliders. In: *High-energy physics. Proceedings, 17th European School, ESHEP 2009, Bautzen, Germany, June 14-27, 2009*. [s.n.], 2010. p. False. Disponível em: <<https://inspirehep.net/record/880643/files/arXiv:1011.5131.pdf>>.
- [28] MARTIN, A. D. Proton structure, Partons, QCD, DGLAP and beyond. *Acta Phys. Polon.*, B39, p. 2025–2062, 2008.
- [29] HALZEN, F.; MARTIN, A. *QUARK & LEPTONS: AN INTRODUCTORY COURSE IN MODERN PARTICLE PHYSICS*. Wiley India Pvt. Limited, 2008. ISBN 9788126516568. Disponível em: <<https://books.google.de/books?id=ITQy9G62H0gC>>.
- [30] BJORKEN, J. D.; PASCHOS, E. A. Inelastic Electron Proton and gamma Proton Scattering, and the Structure of the Nucleon. *Phys. Rev.*, v. 185, p. 1975–1982, 1969.
- [31] DOKSHITZER, Y. L. Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and  $e^+ e^-$  Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics. *Sov. Phys. JETP*, v. 46, p. 641–653, 1977. [*Zh. Eksp. Teor. Fiz.*73,1216(1977)].
- [32] GRIBOV, V. N.; LIPATOV, L. N. Deep inelastic electron scattering in perturbation theory. *Phys. Lett.*, B37, p. 78–80, 1971.
- [33] ALTARELLI, G.; PARISI, G. Asymptotic Freedom in Parton Language. *Nucl. Phys.*, B126, p. 298–318, 1977.
- [34] DEVENISH, R.; COOPER-SARKAR, A. *Deep Inelastic Scattering*. Oxford University Press, 2004. ISBN 9780198506713. Disponível em: <<https://books.google.de/books?id=LsSumroE7nsC>>.
- [35] BROCK, R. et al. Handbook of perturbative QCD: Version 1.0. *Rev. Mod. Phys.*, v. 67, p. 157–248, 1995.
- [36] GLÜCK, M.; REYA, E.; VOGT, A. Dynamical parton distributions revisited. *Eur. Phys. J.*, C5, p. 461–470, 1998.
- [37] PUMPLIN, J. et al. New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis. *JHEP*, v. 07, p. 012, 2002.
- [38] PENG, J.-C.; QIU, J.-W. Novel phenomenology of parton distributions from the Drell–Yan process. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, v. 76, p. 43–75, 2014.

- [39] ELLIS, S. D. et al. Jets in hadron-hadron collisions. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, v. 60, p. 484–551, 2008.
- [40] CHODOS, A. et al. A New Extended Model of Hadrons. *Phys. Rev.*, D9, p. 3471–3495, 1974.
- [41] PAJARES, C. RHIC Physics. *Acta Physica Polonica B*, v. 30, p. 2263, jul 1999.
- [42] GELIS, F. Some aspects of ultra-relativistic heavy ion collisions. *Acta Phys. Polon. Suppl.*, v. 1, p. 395–402, 2008.
- [43] MATSUI, T.; SATZ, H.  $J/\psi$  Suppression by Quark-Gluon Plasma Formation. *Phys. Lett.*, B178, p. 416–422, 1986.
- [44] GELIS, F. Color Glass Condensate and Glasma. *Int. J. Mod. Phys.*, A28, p. 1330001, 2013.
- [45] KOPELIOVICH, B. Z. Puzzles of  $J/\Psi$  production off nuclei. *Nucl. Phys.*, A854, p. 187–197, 2011.
- [46] SATZ, H. Heavy Quark Interactions and Quarkonium Binding. *J. Phys.*, G36, p. 064011, 2009.
- [47] BAIER, R.; RUCKL, R. Hadronic Collisions: A Quarkonium Factory. *Z. Phys.*, C19, p. 251, 1983.
- [48] BERGER, E. L.; JONES, D. L. Inelastic Photoproduction of  $J/\psi$  and Upsilon by Gluons. *Phys. Rev.*, D23, p. 1521–1530, 1981.
- [49] CHO, P. L.; LEIBOVICH, A. K. Color octet quarkonia production. *Phys. Rev.*, D53, p. 150–162, 1996.
- [50] CHO, P. L.; LEIBOVICH, A. K. Color octet quarkonia production. 2. *Phys. Rev.*, D53, p. 6203–6217, 1996.
- [51] BODWIN, G. T.; BRAATEN, E.; LEPAGE, G. P. Rigorous QCD analysis of inclusive annihilation and production of heavy quarkonium. *Phys. Rev.*, D51, p. 1125–1171, 1995. [Erratum: *Phys. Rev.*D55,5853(1997)].
- [52] AMUNDSON, J. F. et al. Quantitative tests of color evaporation: Charmonium production. *Phys. Lett.*, B390, p. 323–328, 1997.
- [53] EBOLI, O. J. P.; GREGORES, E. M.; HALZEN, F. On forward  $J/\psi$  production at Fermilab Tevatron. *Phys. Rev.*, D60, p. 117501, 1999.
- [54] SCHÜMANN, J. *Inelastic  $J/\psi$ -Photoproduction at HERA and the Color Evaporation Model*. Tese (Doutorado) — Hamburg U., 2000.
- [55] OLIVE, K. A. et al. Review of Particle Physics. *Chin. Phys.*, C38, p. 090001, 2014.
- [56] KRAMER 1, M. Color singlet and color octet contributions to  $J/\psi$  photoproduction. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, v. 51C, p. 195–200, 1996. [Int. J. Mod. Phys.A12,3985(1997)].

- [57] ARTOISENET, P.; LANSBERG, J. P.; MALTONI, F. Hadroproduction of  $J/\psi$  and  $\psi$  in association with a heavy-quark pair. *Phys. Lett.*, B653, p. 60–66, 2007.
- [58] CAMPBELL, J. M.; MALTONI, F.; TRAMONTANO, F. QCD corrections to  $J/\psi$  and Upsilon production at hadron colliders. *Phys. Rev. Lett.*, v. 98, p. 252002, 2007.
- [59] ARTOISENET, P. et al.  $\Upsilon$  Production at Fermilab Tevatron and LHC Energies. *Phys. Rev. Lett.*, v. 101, p. 152001, 2008.
- [60] LANSBERG, J. P. On the mechanisms of heavy-quarkonium hadroproduction. *Eur. Phys. J.*, C61, p. 693–703, 2009.
- [61] BRAATEN, E. Introduction to the NRQCD factorization approach to heavy quarkonium. In: *3rd International Workshop on Particle Physics Phenomenology Taipei, Taiwan, November 14-17, 1996*. [S.l.: s.n.], 1996.
- [62] ABE, F. et al.  $J/\psi$  and  $\psi(2S)$  production in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV. *Phys. Rev. Lett.*, v. 79, p. 572–577, 1997.
- [63] KRAMER, M. Quarkonium production at high-energy colliders. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, v. 47, p. 141–201, 2001.
- [64] GLUCK, M.; REYA, E. Duality Predictions for the Production of Heavy Quark Systems in QCD. *Phys. Lett.*, B79, p. 453–458, 1978.
- [65] MARIOTTO, C. B.; DUCATI, M. B. G.; INGELMAN, G. Soft and hard QCD in charmonium production. *AIP Conf. Proc.*, v. 631, p. 631–636, 2002.
- [66] VOGT, R.  $J/\psi$  production and suppression. *Phys. Rept.*, v. 310, p. 197–260, 1999.
- [67] DUCATI, M. B. G.; MARIOTTO, C. B. The Color evaporation model in diffractive  $J/\psi$  photoproduction. *Phys. Lett.*, B464, p. 286–292, 1999.
- [68] DUCATI, M. B. G.; GONCALVES, V. P.; MARIOTTO, C. B. Color evaporation and elastic Upsilon photoproduction at DESY HERA. *Phys. Rev.*, D65, p. 037503, 2002.
- [69] PILLER, G.; WEISE, W. Nuclear deep inelastic lepton scattering and coherence phenomena. *Phys. Rept.*, v. 330, p. 1–94, 2000.
- [70] ARMESTO, N. Nuclear shadowing. *J. Phys.*, G32, p. R367–R394, 2006.
- [71] ARNEODO, M. Nuclear effects in structure functions. In: *15th International Warsaw Meeting on Elementary Particle Physics: Quest for Links to New Physics Kazimierz, Poland, May 25-29, 1992*. [S.l.: s.n.], 1992. p. 412–428.
- [72] ESKOLA, K. J.; KOLHINEN, V. J.; RUUSKANEN, P. V. Scale evolution of nuclear parton distributions. *Nucl. Phys.*, B535, p. 351–371, 1998.
- [73] ESKOLA, K. J.; KOLHINEN, V. J.; SALGADO, C. A. The Scale dependent nuclear effects in parton distributions for practical applications. *Eur. Phys. J.*, C9, p. 61–68, 1999.

- [74] ESKOLA, K. J.; PAUKKUNEN, H.; SALGADO, C. A. An Improved global analysis of nuclear parton distribution functions including RHIC data. *JHEP*, v. 07, p. 102, 2008.
- [75] HIRAI, M.; KUMANO, S.; NAGAI, T. H. Determination of nuclear parton distribution functions and their uncertainties in next-to-leading order. *Phys. Rev.*, C76, p. 065207, 2007.
- [76] VOGT, R. Cold Nuclear Matter Effects on  $J/\psi$  and  $\Upsilon$  Production at the LHC. *Phys. Rev.*, C81, p. 044903, 2010.
- [77] AAIJ, R. et al. Study of  $J/\psi$  production and cold nuclear matter effects in  $pPb$  collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5$  TeV. *JHEP*, v. 02, p. 072, 2014.
- [78] KOPELIOVICH, B. Z.; POTASHNIKOVA, I. K.; SCHMIDT, I. Nuclear suppression of  $J/\psi$ : from RHIC to the LHC. *Nucl. Phys.*, A864, p. 203–212, 2011.
- [79] ADARE, A. et al. Cold Nuclear Matter Effects on  $J/\psi$  as Constrained by Deuteron-Gold Measurements at  $s(NN)^{1/2} = 200$ -GeV. *Phys. Rev.*, C77, p. 024912, 2008. [Erratum: *Phys. Rev.*C79,059901(2009)].
- [80] KOPELIOVICH, B.; TARASOV, A.; HUFNER, J. Coherence phenomena in charmonium production off nuclei at the energies of RHIC and LHC. *Nucl. Phys.*, A696, p. 669–714, 2001.
- [81] KOPELIOVICH, B. Z. et al. Heavy quarkonium production: Nontrivial transition from  $pA$  to  $AA$  collisions. *Phys. Rev.*, C83, p. 014912, 2011.
- [82] BRODSKY, S. J.; MUELLER, A. H. Using Nuclei to Probe Hadronization in QCD. *Phys. Lett.*, B206, p. 685–690, 1988.
- [83] KRETZER, S. et al. Cteq6 parton distributions with heavy quark mass effects. *Phys. Rev.*, D69, p. 114005, 2004.
- [84] LAI, H. L. et al. Global QCD analysis of parton structure of the nucleon: CTEQ5 parton distributions. *Eur. Phys. J.*, C12, p. 375–392, 2000.
- [85] AAIJ, R. et al. Measurement of  $J/\psi$  production in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV. *Eur. Phys. J.*, C71, p. 1645, 2011.
- [86] ALBAJAR, C. et al.  $J/\psi$  and  $\psi$ -prime production at the CERN  $p$  anti- $p$  collider. *Phys. Lett.*, B256, p. 112–120, 1991.
- [87] MACHADO, M. V. T. Hard diffractive quarkonium hadroproduction at high energies. *Eur. Phys. J.*, C54, p. 443–449, 2008.
- [88] ABELEV, B. B. et al.  $J/\psi$  production and nuclear effects in  $p$ -Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV. *JHEP*, v. 02, p. 073, 2014.
- [89] ABELEV, B. B. et al. Production of inclusive  $\Upsilon(1S)$  and  $\Upsilon(2S)$  in  $p$ -Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV. *Phys. Lett.*, B740, p. 105–117, 2015.
- [90] LINNYK, O. et al. Dilepton production from parton interactions in the early stage of relativistic heavy-ion collisions. *J. Phys. Conf. Ser.*, v. 312, p. 012010, 2011.



- 
- [91] AAIJ, R. et al. Study of  $\Upsilon$  production and cold nuclear matter effects in  $p\text{Pb}$  collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=5$  TeV. *JHEP*, v. 07, p. 094, 2014.
- [92] KHARE, A. The November  $J/\Psi$  Revolution: Twenty-Five Years Later. *ArXiv High Energy Physics - Phenomenology e-prints*, oct 1999.
- [93] VOGT, R. Shadowing effects on  $J/\psi$  and  $\Upsilon$  production at energies available at the CERN Large Hadron Collider. *Phys. Rev.*, C92, n. 3, p. 034909, 2015.

## ***APÊNDICE A – Código Numérico***

Segue o código numérico para o cálculo dos resultados apresentados. O código está escrito em FORTRAN 77.

```

CC Rotina de Cálculo numérico para seção de choque
CC do modelo de evaporação de cor em LO
CC
CC Érison Rocha / erison.rocha@ufrgs.br
CC
CC Observações:
CC
CC As funções declaradas como "external" poderão ser
CC passadas como argumento para outras funções, o que
CC é conveniente no caso da integração.
CC
CC As variáveis configuradas nos parâmetro "common"
CC permeiam todo o código. Os seus nomes são organizacionais
CC
CC
      include 'eks98r.f'
include 'setNpdf2.f'
include 'Cteq6Pdfab.f'
include 'Cteq6Pdf.f'
include 'npdf07e.f'
      program JPsiUpsilon
      implicit double precision (a-z)
      common /parametros/ mQ, mc

```

```
common /integracao/ Q2
common /control/ ctrl1
common /loop/ s, E, dE
integer i, step, ierr
external intx
logical :: xatest, xbtest

c -----
C      Inicialização da PDF
c--L0
c      Call SetCtq6(3)
c--heavy mass scheme
      Call SetCtq6(21)

c -----
c -----
      Call SetNPDF ('./PDSnCTEQ208/nCTEQ15_e00_208.pds',ierr)
      if(ierr.ne.0) then
          write(*,*) ' ***** Erro com o arquivo da nPDF',file
          write(*,*) ' fim da execução do programa '
          goto 999
      endif

c -----
c -----

C      controle de debug: 0.d0 just fine / 1.d0 energy implemente must occur
      ctrl1 = 0.d0

C      !#####
C      Parâmetros de massas dos quarks
mc = 1.5d0
      mQ = 1.5d0
```

```
C      !#####
C      Energia inicial
      Ei = 6.5d0
      Ef = 6000.d0
      step = 100
      dE = (dabs(Ef-Ei))/(step*1.d0)

C      !#####
C      Arquivo de saída
      open(unit=10, file='./results/pAJpsiLHC.dat')
      E = Ei
s = E**2

C      Threshold da massa/limite infeior de intgração em Q2
sth = 4.d0*(mQ**2.d0)

C      !#####
C      Fator de ajute da curva
      kk = 1.d0

C      !#####
C      Começo do loop de integração sobre a massa invariante
      do ee = 1.d0, 4.2d0, 0.1d0
          sigmatot = kk*2.d0*SGS1(sth,s,1.d-3,intx)

C      !#####
C      Imprime e salva os dados
C          write(10,*) E,sigmatot
C          write(*,*) E, sigmatot, " done", ee
C          write(*,'(F20.10,4X,F20.10)') E,sigmatot

          write(10,'(F20.10,4X,F20.10)') E,sigmatot
          write(*,'(F20.10,4X,F20.10,4X,A6,F20.10)')
```

```
+ E, sigmatot, " done", ee

88         continue
           E = (10.d0)**ee
s = E**2
           enddo

           close(10)
999 end program JPsiUpsilon

CC=====
CC Integrando do loop na rotina principal que realiza a integração
CC no x de Feynman
           function intx(QQ)
           implicit double precision (a-z)
           common /parametros/ mQ, mc
           common /integracao/ Q2
           common /control/ ctrl1
           common /loop/ s, E, dE
           external integrandox

C           !#####
C           Limites de integração
inferior = 1.d-6
superior = 1.d0-(QQ/s)

C           debug
C           write(*,*) Q2, QQ
C           read(*,*)

           Q2 = QQ
intx = SGS1(inferior,superior,1.d-3,integrandox)
end

CC=====
```

```

CC integrando da integral em xF
    function integrandox(xf)
    implicit double precision (a-z)
    common /parametros/ mQ, mc
    common /integracao/ Q2
    common /control/ ctrl1
    common /loop/ s, E, dE
dimension DNPdf(-4:4), GRAD(-4:4,12)
dimension DNPdfpa(-4:4), GRADpa(-4:4,12)
dimension DNPdfpb(-4:4), GRADpb(-4:4,12)
    dimension qqa (-5:5)
    dimension qqb (-5:5)
    dimension RpA (1:8)
dimension npdf(-6:6)
    parameter(pi = 3.14159265359d0)
    integer :: Iparton, i, chumbo, OrdemL0, proton
    logical :: xatest, xbtest

C          !#####
C          Cálculo das frações de momento a partir do xF
    xa = (0.5d0)*( xf+(((xf**2)+(4.d0*Q2/s))**0.5d0))
    xb = (0.5d0)*(-xf+(((xf**2)+(4.d0*Q2/s))**0.5d0))
    Q  = Q2**0.5d0
C          !#####
C          Limites para PDFs/xbjorken resolution
    xatest = .TRUE.
    xbtest = xb.LT.2.d-5

C
C          write(*,*) xa, xb, xf, s, E, dE
C          read(*,*)
C          if ( xbtest ) then
                ctrl1 = 1.d0
            end if

```

```

C          !#####

c -----
c -----

      APb      = 208.d0
      do i=1, 8, 1
C      write(*,*) xa, xb, xf
C          read(*,*)
          RpA(i) = eks98r(xb,Q,APb,i)
      enddo
C #####
      do Iparton=-3, 3, 1
          qqa(Iparton) = Ctq6Pdf(Iparton, xa, Q)
          qqb(Iparton) = Ctq6Pdf(Iparton, xb, Q)
      enddo
c.... nCTEQ
      do Iparton=-5,5
          npdf(Iparton)= CtqNpdf(Iparton,xb,Q,208,82)
C      write(*,*) xa, xb, xf, npdf(Iparton)
C          read(*,*)
      enddo

c -----
C--      HKN nPDF
      chumbo = 18
      proton = 1
      OrdemLO = 1
C      Call HKNNPDF(Q2,xa,proton,OrdemLO,DNPDPa,GRAD)
C      Call HKNNPDF(Q2,xb,proton,OrdemLO,DNPDPb,GRAD)
      Call HKNNPDF(Q2,xb,chumbo,OrdemLO,DNPDP,GRAD)
C      DNPDP(I) --> nuclear parton distribution functions.
C      I = -4 ... c-bar quark (c-bar = c)
C          -3 ... s-bar quark
C          -2 ... d-bar quark
C          -1 ... u-bar quark

```

```

C          0 ... gluon
C          1 ... u quark
C          2 ... d quark
C          3 ... s quark
C          4 ... c quark
c -----
c -----

C #####
C Probabilidades de hadronização
rhoH = 0.5d0
C rhoH = 0.207d0
FQQH = rhoH/9.d0

termo1 = 1.d0/(s*((xf**2)+((4*(Q2))/s))*0.5d0))

C #####
C somatório caso pp
CCC      CTEQ6 PDF
up       = (qqa(1)*qqb(-1))+ (qqa(-1)*qqb(1))
down     = (qqa(2)*qqb(-2))+ (qqa(-2)*qqb(2))
strage   = (qqa(3)*qqb(-3))+ (qqa(-3)*qqb(3))
gluon    = qqa(0)*qqb(0)

C #####
C somatórios caso pA
CCC      EKS98
C up     = (qqa(1)*qqb(-1)*RpA(1))+ (qqa(-1)*qqb(1)*RpA(1))+
C +      (qqa(1)*qqb(-1)*RpA(3))+ (qqa(-1)*qqb(1)*RpA(3))
C down   = (qqa(2)*qqb(-2)*RpA(2))+ (qqa(-2)*qqb(2)*RpA(2))+
C +      (qqa(2)*qqb(-2)*RpA(4))+ (qqa(-2)*qqb(2)*RpA(4))
C strage = (qqa(3)*qqb(-3)*RpA(5))+ (qqa(-3)*qqb(3)*RpA(5))
C gluon  = qqa(0)*qqb(0)*RpA(8)

```



```

C #####
C somatório caso pA
CCC      CTEQ6 PDF com HKN nPDF
C up      = (qqa(1)*DNPdf(-1))+ (qqa(-1)*DNPdf(1))
C down    = (qqa(2)*DNPdf(-2))+ (qqa(-2)*DNPdf(2))
C strage  = (qqa(3)*DNPdf(-3))+ (qqa(-3)*DNPdf(3))
C gluon   = qqa(0)*DNPdf(0)

CC #####
C somatório caso pp
CCC      HKN PDF
C up      = (DNPdfpa(1)*DNPdfpb(-1))+ (DNPdfpa(-1)*DNPdfpb(1))
C down    = (DNPdfpa(2)*DNPdfpb(-2))+ (DNPdfpa(-2)*DNPdfpb(2))
C strage  = (DNPdfpa(3)*DNPdfpb(-3))+ (DNPdfpa(-3)*DNPdfpb(3))
C gluon   = DNPdfpa(0)*DNPdfpb(0)

CCC      CTEQ6 nPDF
C up      = (qqa(1)*npdf(-1))+ (qqa(-1)*npdf(1))
C down    = (qqa(2)*npdf(-2))+ (qqa(-2)*npdf(2))
C strage  = (qqa(3)*npdf(-3))+ (qqa(-3)*npdf(3))
C gluon   = qqa(0)*npdf(0)

somatorio = (up+down+strage)*sigmaqq(Q2)+
            + gluon*sigmagg(Q2)

integrandox = termo1*somatorio*FQQH
            end
CC=====
CC função do subprocesso qq
            function sigmaqq(Q2)
            implicit double precision (a-z)

```

```

        common /parametros/ mQ, mc
        parameter(pi = 3.14159265359d0)

gamma = (4.d0*(mQ**2))/(Q2)
X = (1-gamma)**(0.5d0)

termo1 = (2.d0/9.d0)*(4.d0)*(pi)*((alpha(Q2, 0.5d0))**2)/(3.d0*(Q2))
termo2 = 1.d0 + (gamma/2.d0)
termo3 = X

sigmaqq = termo1*termo2*termo3
        end
CC=====
CC função do subprocesso gg
        function sigmagg(Q2)
        implicit double precision (a-z)
        common /parametros/ mQ, mc
        parameter(pi = 3.14159265359d0)

gamma = (4.d0*(mQ**2))/(Q2)
X = (1.d0-gamma)**(0.5d0)

termo1 = 1.d0*(pi)*((alpha(Q2, 0.5d0))**2)/(3.d0*(Q2))
termo2 = (-1.d0)*(7.d0 + (31.d0*gamma/4.d0))*(X/4.d0)
termo3 = (1.d0+gamma+((gamma**2)/16.d0))*dlog((1.d0+X)/(1.d0-X))

sigmagg = termo1*(termo2+termo3)
        end
CC=====
CC função da constante deacoplamento forte
CC pode-se fazer em função de lambda ou ajustar dentro dela mesma
        function alpha(Q2, lambda)
        implicit double precision (a-z)

```

```

        parameter(pi = 3.14159265359d0)

C      lambda = 0.5d0
      Nf = 4.d0

termo1 = ((12.d0)*(pi))/(33.d0-(2.d0*Nf))
termo2 = dlog(Q2/lambda**2)
alpha  = termo1*termo2

      end

CC=====
CC      *** INTEGRATION ROUTINE (SGS) ***
CC      Método de Gauss 8 pontos
      DOUBLE PRECISION FUNCTION SGS1 (A,B,EPS,F )
      DOUBLE PRECISION A,B,S,U,V,SF,C,SL,SG
      DOUBLE PRECISION SP,SA,F,SGS9,EPS,abb
      EXTERNAL F
      S = 0.d0
      U = A
1     V = B
      IF ( U .LT. B ) THEN
      SF = SGS9 ( F,U,V )
2     C = (U+V)/2
      SL = SGS9 ( F,U,C )
      SG = SGS9 ( F,C,V )
      SP = SL+SG
      abb=abs(sf)
      if(abb.ne.0.0) go to 5
      abb=1.
5     SA = ABS(SP-SF)/(abb*EPS)
      IF ( SA.GE.1.0 ) THEN
      V = C
      SF = SL
      GOTO 2

```

```
END IF
U = V
S = S+SP
GOTO 1
END IF
SGS1=S
RETURN
END
```

C

```
DOUBLE PRECISION FUNCTION SGS9 ( F,A,B )
DOUBLE PRECISION A,B,H,S,C,X,F
EXTERNAL F
C = (A+B)/2
H = (B-A)/2
X = .96028985E0*H
S = .10122853E0*(F(C+X)+F(C-X))
X = .79666647E0*H
S = S + .22238103E0*(F(C+X)+F(C-X))
X = .52553240E0*H
S = S + .31370664E0*(F(C+X)+F(C-X))
X = .18343464E0*H
S = S + .36268378E0*(F(C+X)+F(C-X))
SGS9 = S * H
RETURN
END
```