

# FOTOPRODUÇÃO DOS QUARKS CHARM E BOTTOM EM INTERAÇÕES PRÓTON-PRÓTON NO GRANDE COLISOR DE HÁDRONS

MENESES, Anelise

*Curso de Pós-Graduação em Física – IFM - UFPel*

GONÇALVES, Victor

*Curso de Pós-Graduação em Física – IFM - UFPel*

MACHADO, Magno

*Instituto de Física - UFRGS*

## 1 INTRODUÇÃO

Neste trabalho, estudamos a fotoprodução de quarks pesados em colisões próton-próton coerentes no Grande Colisor de Hádrons (LHC, do inglês *Large Hadron Collider*), considerando três modelos fenomenológicos baseados no formalismo do Condensado de Vidros de Cor (CGC), os quais descrevem satisfatoriamente os dados experimentais do colisor HERA para observáveis inclusivos e exclusivos [1]. Objetivamos com este estudo determinar a distribuição de glúons no regime de altas energias, a qual é determinada pela dinâmica de interações fortes – a Cromodinâmica Quântica (QCD), bem como a busca de observáveis que comprovassem a presença de um estado com alta densidade de glúons, o Condensado de Vidros de Cor, caracterizado pela limitação no espaço de fase da densidade partônica, podendo esta ser alcançada na função de onda do hádron (saturação partônica). A transição entre os limites linear e não-linear da dinâmica é especificada por uma escala típica, que é dependente da energia e é chamada escala de saturação  $Q_s$ . Possíveis sinais da saturação partônica foram observados em espalhamentos profundamente inelásticos elétron-próton em HERA e em colisões dêuteron-ouro no RHIC, mas interpretações teóricas alternativas existem. Dessa forma, a observação deste novo regime ainda necessita confirmação.

## 2 METODOLOGIA

Em colisores hadrônicos, prótons relativísticos dão origem a campos eletromagnéticos fortes, que podem interagir uns com os outros, isto é, fótons quasi-reais são espalhados por prótons com altas energias em colisões de hadrônicas. Nossa principal motivação vem do fato que, em interações coerentes no Tevatron e LHC, os fótons têm energias muito maiores que aquelas acessíveis no DESY-HERA. Em particular, a seção de choque de fotoprodução de quarks pesados em colisões próton-prótons é dada por

$$\sigma(p + p \rightarrow p + Q\bar{Q} + Y) = 2 \int_0^\infty \frac{dN_\gamma(\omega)}{d\omega} \sigma_{p \rightarrow Q\bar{Q}Y}(W_p^2 = 2\omega\sqrt{S_{NN}}) d\omega$$

Onde  $dN/d\omega$  é o fluxo de fótons,  $\omega$  é a energia do fóton no sistema centro de massa (c.m.s),  $w_{\gamma p}$  é a energia de c.m.s fóton-próton e  $\sqrt{s_{NN}}$  denota a energia de c.m.s próton-próton. O estado final  $Y$  pode ser um estado hadrônico gerado pela fragmentação de um dos prótons incidentes (produção inclusiva) ou um próton (produção difrativa).

Em uma aproximação, no formalismo de dipolos de cor, a seção de choque da fotoprodução inclusiva e difrativa de quarks pesados é dada por:

$$\sigma_{tot}(\gamma p \rightarrow Q\bar{Q}X) = 2 \int d^2\vec{b} \int d^2\vec{r} \int dz \Psi_\gamma^*(\vec{r}, z) N(x, \vec{r}, \vec{b}) \Psi_\gamma(\vec{r}, z)$$

e

$$\sigma_{tot}^D(\gamma p \rightarrow Q\bar{Q}p) = \int d^2\vec{b} \int d^2\vec{r} \int dz \Psi_\gamma^*(\vec{r}, z) N^2(x, \vec{r}, \vec{b}) \Psi_\gamma(\vec{r}, z).$$

Nestas equações a variável  $\vec{r}$  define a separação transversa relativa do par (dipolo),  $z(1-z)$  é a fração longitudinal do quark (antiquark) e a função  $\Psi_\gamma(\vec{r}, z)$  é a função de onda do cone de luz para fótons polarizados transversalmente, que depende, no nosso caso, da carga e da massa do quark pesado. A função  $N(x, \vec{r}, \vec{b})$  é a amplitude de espalhamento dipolo-alvo para um dipolo, com tamanho  $\vec{r}$  e parâmetro de impacto  $\vec{b}$ , que engloba toda informação sobre o espalhamento hadrônico e, assim, sobre efeitos não-lineares e quânticos na função de onda do hádron. Durante os últimos anos uma intensa atividade na área resultou em modelos sofisticados para a amplitude de espalhamento dipolo-próton que são capazes de descrever dados de HERA e do RHIC. Usamos três distintos modelos fenomenológicos de saturação baseados no Condensado de Vidros de Cor que descrevem muito bem os mais recentes dados de HERA: o IIM [6], o bCGC [7] e IP-SAT [8]. No modelo bCGC, que é a aproximação quântica do formalismo CGC, a amplitude de espalhamento dipolo-próton é dada por:

$$N^{bCGC}(x, \vec{r}, \vec{b}) = \begin{cases} N_0 \left( \frac{rQ_S}{2} \right)^{2\left(\gamma_s + \frac{\ln(2/rQ_S)}{\kappa\lambda Y}\right)} & rQ_S \leq 2 \\ 1 - \exp[-A \ln^2(BrQ_S)] & rQ_S > 2 \end{cases}$$

com a escala de saturação do próton:  $Q_S \equiv Q_S(x, \vec{b}) = \left(\frac{x_0}{x}\right)^{\frac{\lambda}{2}} \left[ \exp\left(-\frac{\vec{b}^2}{2B_{CGC}}\right) \right]^{\frac{1}{2\gamma_s}}$ .

No modelo IP-SAT, que é a aproximação clássica do formalismo CGC, a amplitude de espalhamento dipolo-próton é dada como:

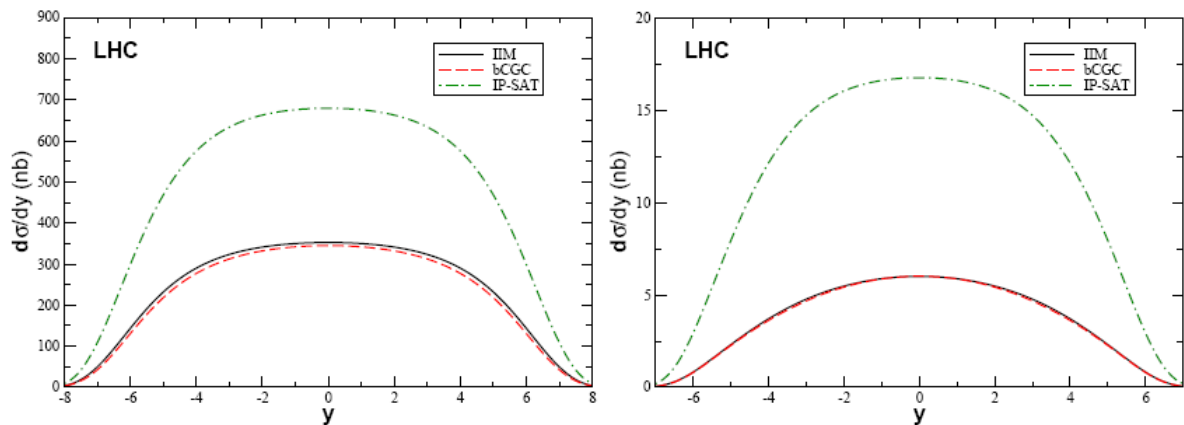
$$N^{IP-SAT}(x, \vec{r}, \vec{b}) = \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\pi^2}{2N_C} \vec{r}^2 \alpha_S(\mu^2) xg(x, \mu^2) T(\vec{b})\right) \right].$$

### 3 RESULTADOS E DISCUSSÕES

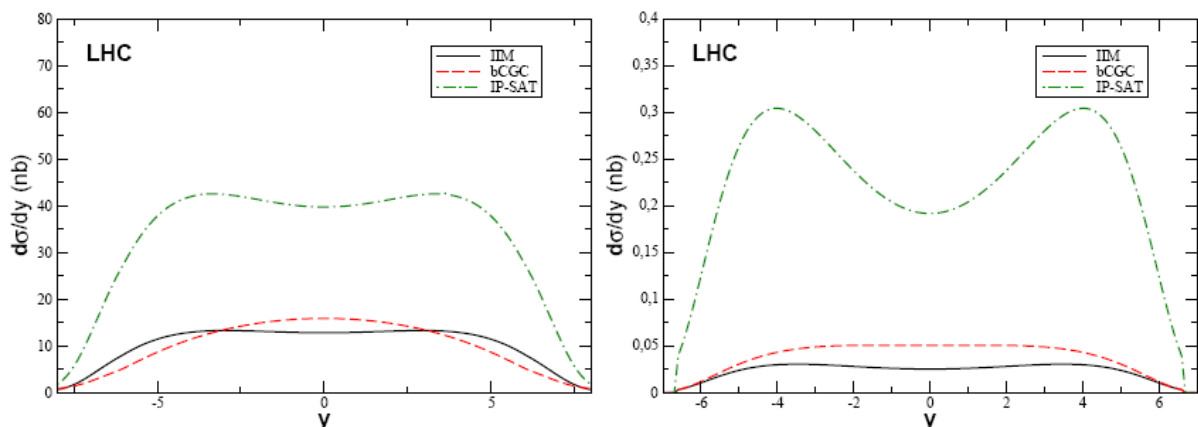
A distribuição de rapidez  $y$  do estado de quark pesado produzido pode ser diretamente calculada usando esta relação com a energia do fóton  $W_{\gamma}$ , isto é,  $y \propto \ln(\omega/m_Q)$ . Explicitamente, a distribuição de rapidez é escrita abaixo como:

$$\frac{d\sigma[p+p \rightarrow p+Q\bar{Q}+Y]}{dy} = \omega \frac{dN_{\gamma}(\omega)}{d\omega} \sigma_{\gamma \rightarrow Q\bar{Q}Y}(\omega)$$

onde  $Y$  é um estado hadrônico final  $X$  resultando da fragmentação do próton no caso inclusivo e  $Y = p$  para produção difrativa. A distribuição de rapidez resultante para fotoprodução inclusiva e difrativa de quarks pesados a altas energias no LHC para distintos modelos fenomenológicos considerados previamente são descritos nas figuras abaixo:



**Figura 1:** A distribuição de rapidez para fotoprodução inclusiva de charm (gráfico à esquerda) e bottom (gráfico à direita) em reações  $pp$  no LHC com energias  $\sqrt{s_{NN}} = 14TeV$ . Diferentes curvas correspondem a distintos modelos fenomenológicos.



**Figura 2:** A distribuição de rapidez para fotoprodução difrativa de charm (gráfico à esquerda) e bottom (gráfico à direita) em reações  $pp$  no LHC com energias  $\sqrt{s_{NN}} = 14TeV$ . Diferentes curvas correspondem a distintos modelos fenomenológicos.

Para o caso inclusivo (Figura 1) as predições IIM e bCGC são muito similares. Em contraste, estas predições são distintas no caso difrativo (Figura 2), com a predição bCGC sendo maior que IIM para rapidez média. Por outro lado, a predição IP-SAT é maior que estas predições por um fator de 2 (3) no caso do charm (bottom). Nós consideramos as predições IIM e bCGC como um limite inferior para produção coerente de quarks pesados no LHC.

#### 4 CONCLUSÕES

Nossos resultados indicam que o estudo experimental da fotoprodução inclusiva de quarks pesados pode ser muito útil para discriminar entre as versões, clássica e quântica, do formalismo CGC. Isto também é verdadeiro para o caso difrativo, onde a diferença entre os modelos pode ser discriminada mais facilmente.

#### 5 REFERÊNCIAS

[1] GONÇALVES, V. P., MACHADO, M. V. T., MENESES, A. R. **Phys. Rev. D** **80**, 034021, 2009.

[2] BAUR, G., HENCKEN, K., TRAUTMANN, D., SADOVSKY, S., KHARLOV, Y. **Phys. Rep.** **364**, 359, 2002; BERTULANI, C. A., KLEIN, S. R., NYSTRAND, J. **Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.** **55**, 271, 2005.

[3] GONÇALVES, V. P., MACHADO, M. V. T., **Phys. Rev. D** **75**, 031502, 2007.

[4] IANCU, E., VENUGOPALAN, R., [arXiv:hep-ph/0303204](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0303204); STASTO, A. M. **Acta Phys. Polon.** **B 35**, 3069, 2004; WEIGERT, H. **Prog. Part. Nucl. Phys.** **55**, 461, 2005.

[5] IANCU, E., ITAKURA, K., MUNIER, S. **Phys. Lett. B** **590**, 199, 2004.

[6] WATT, G., KOWALSKI, H. **Phys. Rev. D** **78**, 014016, 2008.

[7] KOWALSKI, H., MOTYKA, L., WATT, G. **Phys. Rev. D** **74**, 074016, 2006.