

PRODUÇÃO DE QUARKS PESADOS EM INTERAÇÕES COERENTES NO GRANDE COLISOR DE HÁDRONS

YURI LEMOS DE AVILA¹; WERNER SAUTER²; VICTOR PAULO BARROS GONÇALVES³

¹Universidade Federal de Pelotas – yurilemosdeavila@hotmail.com

²Universidade Federal de Pelotas – werner.sauter@ufpel.edu.br

³Universidade Federal de Pelotas – barros@ufpel.tche.br

1. INTRODUÇÃO

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

2. PRODUÇÃO DE QUARKS PESADOS EM INTERAÇÕES FÓTON – PRÓTON

A fotoprodução de quarks pesados é de grande interesse para o estudo da estrutura hadrônica. A colisão entre um fóton energético e um hádron é mais fácil de ser entendida do que a colisão entre hádrons (hadroprodução), pois na fotoprodução apenas uma das partículas possui subestrutura, o hádron. Outra vantagem é que, devido a natureza dos sub-processos que contribuem, as correções de próxima ordem dominante (NLO) são bem maiores para a hadroprodução do que para a fotoprodução. Portanto, o cálculo da fotoprodução converge mais rápido e leva a resultados mais precisos para uma ordem menor de cálculo (FRIXIONE, 1995).

A Fig. 1 representa a interação fóton-próton, na qual um fóton com grande energia flutua num par quark-antiquark, que por sua vez interage com o glúon do próton, ganhando energia do glúon e se tornando um par quark-antiquark pesado.

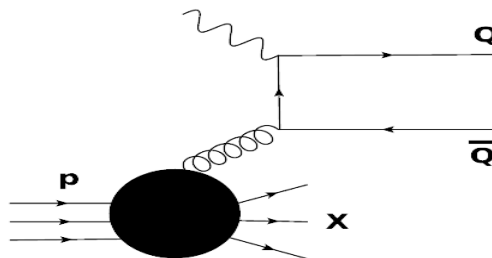


Fig. 1 Diagrama da interação fóton-próton.

Para este processo, a seção de choque para a fotoprodução de quarks pesados é dada em termos da convolução entre a seção de choque elementar para o sub-processo $\gamma g \rightarrow Q\bar{Q}$ e a probabilidade de encontrar um glúon dentro do próton. Dessa forma, podemos escrever (GONÇALVES, 2005):

$$\sigma_{tot}(\gamma p \rightarrow Q\bar{Q}X) = 4\pi e_Q^2 \int_{4m_Q^2}^{W_{\gamma p}^2} \frac{dM_{Q\bar{Q}}^2}{M_{Q\bar{Q}}^2} \alpha_{em} \alpha_s(\mu_F^2) g_p(x, \mu_F^2) \times \left[\left(1 + \beta + \frac{1}{2}\beta^2\right) \ln\left(\frac{1 + \sqrt{1-\beta}}{1 - \sqrt{1-\beta}}\right) - (1 + \beta) \sqrt{1-\beta} \right]$$

(1)

onde $M_{Q\bar{Q}}$ é a massa invariante do par de quarks pesados, com $x = M_{Q\bar{Q}}^2 / W_{\gamma p}^2$ e $g_p(x, \mu_F^2)$ é a densidade de glúons dentro do próton na escala de fatorização μ_F^2 . Além disso, m_Q é a massa dos quarks pesados, e_Q é a carga elétrica do quark e $\beta = 4m_Q^2 / M_{Q\bar{Q}}^2$.

PRODUÇÃO DE QUARKS PESADOS EM INTERAÇÕES PRÓTON – PRÓTON

A seção de choque de fotoprodução de quarks pesados em colisões próton – próton é dada pela integral da convolução da seção de choque de fotoprodução $\sigma_{\gamma g \rightarrow Q\bar{Q}X}$ e o fluxo de fótons equivalentes, integrado sobre todo o espectro de fótons virtuais. Dessa forma, podemos escrever (GONÇALVES, 2005):

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

(2)

Onde $dN_\gamma(\omega)/d\omega$ é o fluxo de fótons equivalentes, dado pela expressão abaixo (DRESS, 1989):

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

(3)

A distribuição de rapidez do estado de quark pesado produzido pode ser diretamente calculado da expressão da seção de choque total, usando sua relação com a energia do fóton ω , isto é, $y \propto \ln(\omega/m_Q)$. Uma reflexão em torno de $y=0$ leva em conta a troca entre o próton emissor do fóton e o próton alvo. Explicitamente a distribuição de rapidez é escrita como (GONÇALVES, 2005):

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

(4)

onde X representa um estado hadrônico final, resultante da fragmentação do próton (processo inclusivo).

3. RESULTADOS E DISCUSSÃO

Implementamos numericamente a expressão do sub-processo para produção dos quarks Charm e Bottom e, utilizando sete parametrizações de distribuições partônicas, geramos os gráficos das seções de choque em função da energia do centro de massa representados na Fig. 2. Analisando os resultados, percebemos que a taxa de produção do quark Charm é cerca de duas ordens de grandeza superiores a do quark Bottom. Este fato é explicado pela diferença existente entre as massas e as cargas elétricas dos respectivos quarks. A seção de choque é inversamente proporcional a massa dos quarks, ou seja, quanto maior for a massa do quark que queremos produzir, menor será probabilidade de produção dessa partícula.

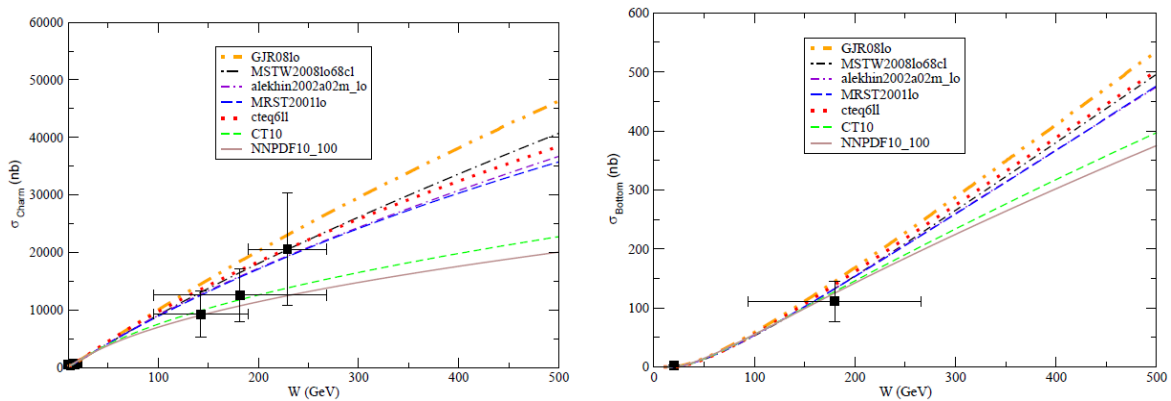


Fig. 2 Seção de Choque para o Charm e o Bottom, respectivamente, considerando $m_{Charm} = 1,5$ GeV e $m_{Bottom} = 4,5$ GeV. As medidas experimentais são de DESY-HERA.

As distribuições de rapidez resultantes para a fotoprodução inclusiva de quarks pesados advinda de diferentes parametrizações, são mostradas nas Fig. 3 e Fig. 4 para as energias de $\sqrt{S_{NN}} = 14$ TeV e $\sqrt{S_{NN}} = 14$ TeV. Na Fig. 3 é possível verificar que com o aumento da energia do centro de massa a diferença entre a mínima e a máxima distribuição de rapidez para o Charm aumenta de um fator de 2 para 3, enquanto que para o Bottom, na Fig. 4, essa diferença é de 1,4 para 1,5.

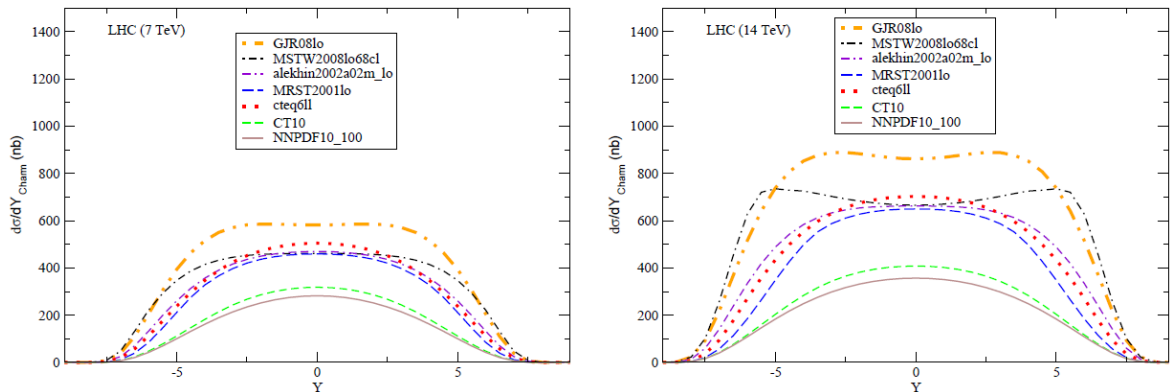


Fig. 3 Distribuição de rapidez para o Charm, considerando $m_{Charm} = 1,5$ GeV.

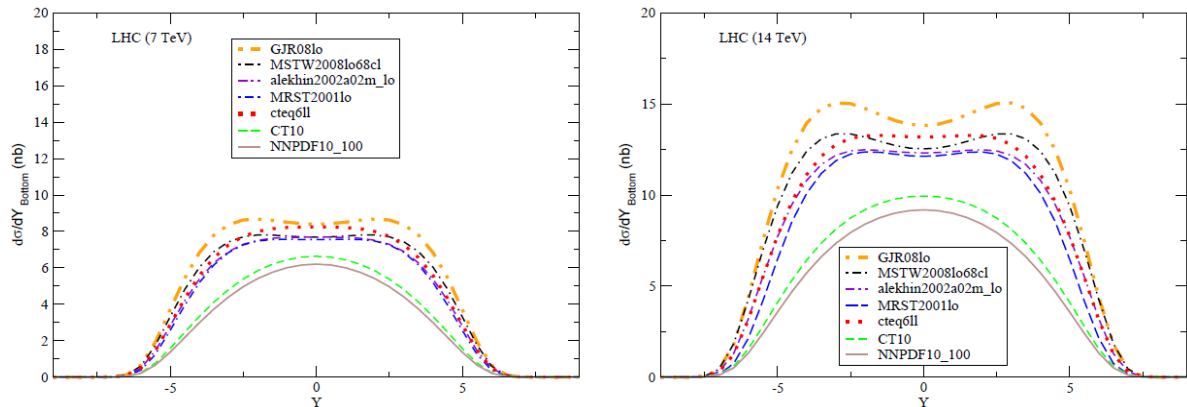


Fig. 4 Distribuição de rapidez para o Bottom, considerando $m_{Bottom} = 4,5$ GeV.

4. CONCLUSÕES

Nossos resultados demonstram que o processo de produção de quarks pesados em interações coerentes pode ser utilizado para vincular o comportamento das distribuições partônicas para altas energias, pois as seções de choque e as distribuições de rapidez correspondentes a cada uma das sete parametrizações divergem entre si, ou seja, há uma notável diferença nos resultados para as diferentes parametrizações, o que serve de motivação para um olhar mais atento desses observáveis em colisores como o LHC.

5. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

GONÇALVES, V. P.; MACHADO, M. V. T. Heavy quark photoproduction in proton - proton collisions. **Phys. Rev. D**, v. 71, p. 1–2, 2005.

DRESS, M.; ZEPPEFELD, D. Production of supersymmetric particles in elastic ep collisions. **Phys. Rev. D**, v. 39, p. 25–36, 1989.

FRIXIONE, S. E. A. Total cross sections for heavy flavour production at HERA. **Phys. Lett. B**, Amsterdam, v. 348, n. 3/4, p. 633–645, 1995.