

## PRODUÇÃO DE QUARKS PESADOS EM ALTAS ENERGIAS

JEAN TORRES REIS<sup>1</sup>; WERNER KRAMBECK SAUTER<sup>2</sup>

<sup>1</sup> UFPel – [jeantreis@gmail.com](mailto:jeantreis@gmail.com) 1

<sup>2</sup> UFPel – [werner.sauter@gmail.com](mailto:werner.sauter@gmail.com) 2

### 1. INTRODUÇÃO

O objetivo deste trabalho é calcular a seção de choque de produção exclusiva de quarks pesados em interações próton-próton no Large Hadron Collider (LHC), onde os prótons são energizados até uma determinada energia e então colidem nos detectores. Calculando a seção de choque podemos estimar a taxa de produção, multiplicando a seção de choque pela luminosidade do colisor. A seção de choque total é a soma das seções de choque exclusiva (prótons intactos), semi-inclusiva (próton intacto e quebrado) e inclusivo (prótons quebrados). Estamos interessados em processos exclusivos, pois apresentam grandes intervalos de rapidez nos detectores. Em outras palavras, os prótons permanecem intactos e as partículas trocadas geram apenas o sistema central.

A interação entre partículas ocorre através de partículas mediadoras, em nossos estudos o pomeron é esta partícula. Trata-se de um objeto que possui os números quânticos do vácuo e é composto, no mínimo, por dois glúons, que são partículas mediadoras da interação forte. Para que o próton permaneça intacto devemos considerar uma dupla troca de pomerons (DPE), desta forma, temos uma troca de partículas com estado singlete de cor.

A descrição de interação dos prótons é feita usando o modelo de Landshoff-Nachtmann que foi usado como base para outros trabalhos posteriormente. Após descrever a interação acrescentamos o fator de Sudakov, assim como no trabalho de Adam Bzdak. O fator de Sudakov é a probabilidade da partícula mediadora, que no nosso caso é o pomeron, não emitir outras partículas no intervalo de rapidez.

A análise de da seção de choque será feita em quantidades, como a energia do centro de massa dos prótons, a massa invariante e rapidez dos quarks produzidos na região central.

### 2. METODOLOGIA

O cálculo da seção de choque é feito usando o modelo de Landshoff-Nachtmann. Neste modelo, inicialmente, é calculado a amplitude de espalhamento entre os mesmos quarks, ou seja, um quark de cada próton interagem. O segundo passo é calcular a amplitude de espalhamento entre os prótons em relação a amplitude de espalhamento quark-quark. Para isto, leva-se em consideração que cada próton é constituído por três quarks e o fator de forma. As amplitudes de espalhamento são dadas por

$$\begin{aligned} |\overline{M}_{pp}|^2 &= 81 |\overline{M}_{qq}|^2 [F(t_1) F(t_2)]^2, \\ |\overline{M}_{qq}|^2 &= C R^2 (s/m_{t_1} m_{t_2})^2 \rho(1-\rho) \delta_1^{2-2\alpha(t_1)} \delta_2^{2-2\alpha(t_2)} \exp(2\beta(t_1 + t_2)), \\ C &= H / 162 \pi^2 (G^2 D_0 \tau)^6 (g/G)^4 \tau^2, \\ R &= \int_{\Lambda}^{\mu^2} d\vec{q}^2 \vec{q}^2 \exp(-3\vec{q}^2) = 1 \end{aligned}$$

onde  $\rho = 4m_q^2/M_{qq}^2$  é a razão entre a massa dos quarks e a massa invariante,  $F(t) = \exp(2\lambda t)$  é o fator de forma para cada próton,  $g$  e  $G$  são as constantes de acoplamento perturbativa e não-perturbativa respectivamente,  $m_t$  é a massa transversa dos quarks,  $t$  é o momento transverso,  $\delta_1 = 1 - x_1$ ,  $\delta_2 = 1 - y_2$ , onde  $x_1$  e  $y_2$  são variáveis de Sudakov. Os parâmetros são mostrados na tabela 1. A seção de choque é dada por

$$d\sigma = 1/2 s (2\pi)^8 |M_{pp}|^2 dPH,$$

onde  $dPH$  é o espaço de fase, dado por

$$dPH = d^2 k_1 \delta(k_1^2) d^2 k_2 \delta(k_2^2) d^2 r_1 \delta(r_1^2 - m_q^2) d^2 r_2 \delta(r_2^2 - m_q^2) \delta^{(4)}(p_1 + p_2 - k_1 - k_2 - r_1 - r_2).$$

Após integrar sobre todas as variáveis exceto em  $x_1$  e  $y_2$  e depois substituir as variáveis ficamos com

$$\sigma = C_E R^2 \int_0^{t_0} dx x^3 (1-x^2)^{(1+2\epsilon)} \left( \ln \frac{1+x}{1-x} + \frac{2x}{1-x^2} \right) \left( B + \frac{1}{2} \ln \frac{1-x^2}{\delta^2} \right)^{-1} \ln \frac{B + \ln \Delta (1-x^2)/\delta^2}{B + \ln 1/\Delta}$$

$$C_E = \frac{\pi}{3} \left( \frac{s}{4m_q^2} \right)^{2\epsilon} \left( \frac{\pi^2 (G^2 D_0)^3 \mu^4}{18 (2\pi)^6 m_q \alpha'} \right)^2 \left( \frac{g^2}{G^2} \right)^2$$

onde  $B = (\lambda + \beta)/\alpha$  e  $t_0 = \sqrt{1 - \delta^2/\Delta^2}$ . Para a distribuição com relação a massa invariante fazemos a seguinte substituição

$$x = \sqrt{1 - 4m_q^2/M^2}$$

vamos obter a distribuição da seção de choque na massa invariante

$$\frac{d\sigma}{dM_{qq}^2} = \frac{C_E R^2}{M^2} \rho^{2(1+\epsilon)} (1-\rho) \left[ \ln \left( \frac{M}{2m_q} + \sqrt{\rho^{-1}-1} + \frac{1}{\rho} \sqrt{1-\rho} \right) \right]$$

$$\left( B + \frac{1}{2} \left( \frac{s}{M^2} \right) \right)^{-1} \ln \left( \frac{B + \ln(s \Delta / M^2)}{B + \ln(1/\delta)} \right)$$

Para a distribuição da seção de choque em relação a rapidez de um dos quarks, integramos sobre todas variáveis do espaço de fase, exceto a rapidez dos quarks. O resultado desse cálculo é dado por

$$\frac{d\sigma}{dy_1 dy_2} = \pi^2 C R^2 \frac{\rho^{1+2\epsilon} (1-\rho)}{m^4 (L_1 + L_2)},$$

$$L_{1,2} = 2(\lambda + \beta - \alpha' \ln \delta_{1,2}),$$

$$\delta_{1,2} \sqrt{s} = m_q (\exp(\pm y_1) + \exp(\pm y_2)),$$

onde aproximamos a massa transversa para ser igual a massa dos quarks. Para obter resultados mais realísticos, consideramos o fator de Sudakov, substituindo a constante  $R$  por

$$R = \int_{\Lambda}^{\mu^2} d\vec{q}^2 \vec{q}^2 \exp(-3\vec{q}^2) T(\vec{q}^2, \mu^2)$$

$$T(\vec{q}^2, \mu^2) = \int_{\vec{q}^2}^{\mu^2} \alpha_s(\vec{k}^2) \frac{d\vec{k}^2}{2\pi\vec{k}^2} \left[ \frac{-11}{2} + 12\Delta - 9\Delta^2 + 4\Delta^3 - \frac{3\Delta^4}{2} - 6\ln\Delta + \frac{1}{3} - \frac{\Delta}{2} + \frac{\Delta^2}{2} - \frac{\Delta^3}{3} \right],$$

o corte  $\Delta$  possui diferentes formas na literatura, usamos duas delas

$$\Delta_1 = \vec{k}^2/\mu^2 \text{ e } \Delta_2 = \vec{k}/(\vec{k} - \mu)$$

Estes são os passos que usamos para analisar a produção central de quarks em colisões próton-próton. A seguir mostramos nossos resultados com e sem a inclusão do fator de Sudakov em todas as análises.

### 3. RESULTADOS E DISCUSSÃO

Os resultados que obtivemos utilizando a metodologia apresentada anteriormente. A energia do centro de massa dos prótons é de 13 TeV. Na figura 1, apresentamos a seção de choque total da produção exclusiva de quarks e a distribuição em relação a massa invariante. Na figura 2, apresentamos a distribuição da seção de choque com relação a rapidez de um dos quarks, para isto, integramos sobre uma das rapidezes no intervalo de  $-5 \leq y_1 \leq 5$ .

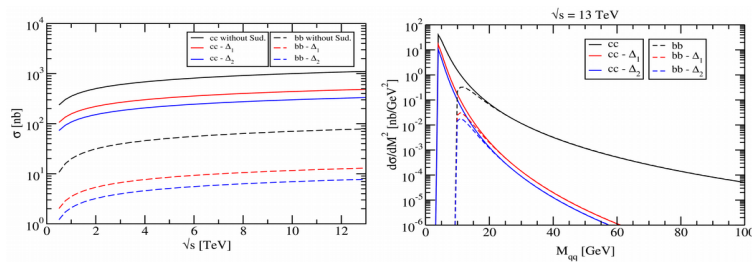


Figura 1: Seção de choque total em relação a energia do centro de massa, figura a esquerda. Distribuição da seção de choque em relação a massa invariante dos quarks, figura a direita.

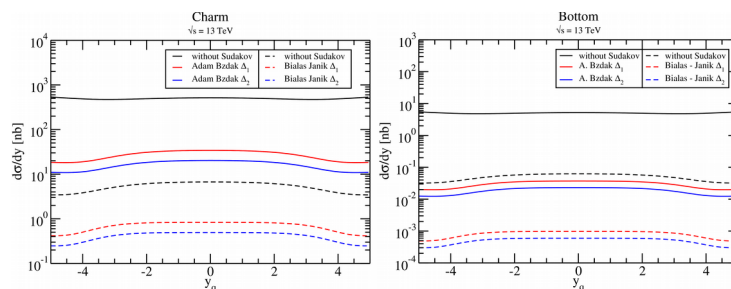


Figura 2: Distribuição da seção de choque em relação a rapidez de um dos quarks produzidos.

Como podemos observar nas figura 1 e 2, a inclusão do fator de Sudakov diminui todos resultados, seção de choque, distribuição em massa invariante e distribuição em rapidez. Isso ocorre porque o fator de Sudakov é a probabilidade de pomeron não emitir outras partículas. Sabendo que o pomeron é formado por glúons, a probabilidade de não haver outras emissões, preservando o intervalo de rapidez é menor para altas energias. Analisando apenas o gráfico a direita da figura 1, é possível observar que em determinado valor de massa invariante a produção de charm e bottom são equivalentes, desta forma é impossível distinguir que partículas estão sendo produzidas. No entanto, ao analisarmos a distribuição de seção de choque em relação a rapidez do quark, podemos ver que a seção de choque é maior para produção de charm do que a produção de bottom.

#### 4. CONCLUSÕES

Nossos resultados nos mostram que a produção central de charm é dominante sobre a produção central de bottom. A inclusão do fator de Sudakov faz com que a probabilidade de produção central diminua, gerando um resultado mais realístico já que em altas energias a preservação do intervalo de rapidez é pequena.

#### 5. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

LANDSHOFF, P. V.; NACHTMANN, O. Vacuum Structure and Diffraction Scattering. **Z. Phys.**, C35, p. 405, 1987.

BIALAS, A.; LANDSHOFF, P. V. Higgs production in p p collisions by double pomeron exchange. **Phys. Lett.**, B256, p. 540-546

BIALAS, A.; SZEREMETA, W. Heavy quark production by double pomeron exchange. **Phys. Lett.**, B296, p. 191-194, 1992.

BIALAS, A.; JANIĆ, R. A. Rapidity and transverse momentum distributions of heavy quarks produced by double pomeron exchange. **Z. Phys.**, C62, p. 487-490, 1994.

SZEREMETA, W. Production of heavy quark-anti-quark pair by double pomeron exchange in high-energy proton proton collisions. **Acta Phys. Polon.**, B24, p. 1159-1176.

BZDAK, A. Exclusive Higgs and dijet production by double pomeron exchange: The CDF upper limits. **Phys. Lett.**, B615, p. 240-246, 2005. 15, 36, 43, 47, 50.