

Estudo de fatores de forma em modelos inspirados em QCD*

Mateus Broilo da Rocha

Universidade Federal do Rio Grande do Sul

**XXV Reunião de Trabalhos sobre Interações Hadrônicas
Campinas, SP, 5-7 de Fevereiro, 2014**

Em colaboração com E.G.S. Luna

***Trabalho financiado pelo Capes**

Conteúdo

- ▶ Modelos inspirados em QCD
 - ⇒ Introdução
 - ⇒ Massa dinâmica do glúon e a seção de choque $gg \rightarrow gg$
 - ⇒ Formalismo eiconal
- ▶ Modelo eiconal e a distribuição de glúons CTEQ6
- ▶ Fatores de forma
 - ⇒ Dipolo
 - ⇒ Durand-Pi
- ▶ Dados experimentais e resultados
- ▶ Perspectivas

Introdução

- ▶ Tentativa de criar uma descrição dos processos de espalhamento totalmente baseada em QCD.
- ▶ Procurar descrever os processos hadrônicos ligados à região de pQCD e npQCD.
- ▶ Crescimento de $\sigma_{tot}(s)$ é associado, em altas energias, ao aumento das funções de distribuição de pártons **principalmente glúons** em pequeno x .
- ▶ Restringem a grande diversidade de eiconais
 - ⇒ Modelo a pártons
- ▶ Processo de construção: constrói-se uma eiconal puramente imaginária, sendo a parte real gerada por meio de relações de dispersão.

DGM e $\hat{\sigma}_{gg}(\hat{s})$

- ▶ Primeiros resultados em 7 TeV
 - ⇒ nenhum modelo descrevia bem ambas seção de choque total e diferencial até 2.5 GeV^2 [1, 2]
 - ▶ Rever o contexto fenomenológico
 - ⇒ QIM (Modelos inspirados em QCD)
 - ▶ Contribuição de interações suaves
 - ⇒ regime npQCD
 - ▶ Nova interpretação dos parâmetros fundamentais em QIM
 - ⇒ conexão entre os dados de espalhamento elástico de hádrons com a região npQCD
 - ▶ Abordagem DGM
- ⇒ introdução de uma massa efetiva para o glúon na região de pequeno x (npQCD) [3]

DGM e $\hat{\sigma}_{gg}(\hat{s})$

- ▶ Crescimento da seção de choque total em altas energias
 \Rightarrow principalmente $gg \rightarrow gg$, [3]

$$\hat{\sigma}_{gg}(\hat{s}) = \frac{3\pi\bar{\alpha}_s^2}{\hat{s}} \left[\frac{12\hat{s}^4 - 55M_g^2\hat{s}^3 + 12M_g^4\hat{s}^2 + 66M_g^6\hat{s} - 8M_g^8}{4M_g^2\hat{s}[\hat{s} - M_g^2]^2} - 3 \log \frac{\hat{s} - 3M_g^2}{M_g^2} \right]$$

- ▶ Sendo $\bar{\alpha}_s = \bar{\alpha}_s(\hat{s})$ e $M_g = M_g(\hat{s})$

$$\bar{\alpha}_s(\hat{s}) = \frac{4\pi}{\beta_0 \log \left[(\hat{s} + 4M_g^2(\hat{s})) / \Lambda_{QCD}^2 \right]}$$

$$M_g^2(\hat{s}) = m_g^2 \left[\frac{\log \left(\frac{\hat{s} + 4m_g^2}{\Lambda_{QCD}^2} \right)}{\log (4m_g^2 / \Lambda_{QCD}^2)} \right]^{-12/11}$$

Formalismo eiconal

- ▶ Eiconal

$$\chi(b, s) = \underbrace{\chi_{\text{Re}}(b, s)}_{\text{real}} + i \underbrace{\chi_{\text{Im}}(b, s)}_{\text{imaginária}}$$

- ▶ Seções de choque

$$\sigma_{\text{tot}}(s) = 4\pi \int_0^\infty db b \left[1 - e^{-\chi_{\text{Im}}(b, s)} \cos \chi_{\text{Re}}(b, s) \right]$$

$$\sigma_{\text{el}}(s) = 2\pi \int_0^\infty db b \left| 1 - e^{-\chi_{\text{Im}}(b, s) + i\chi_{\text{Re}}(b, s)} \right|^2$$

$$\sigma_{\text{in}}(s) = 2\pi \int_0^\infty db b \left[1 - e^{-2\chi_{\text{Im}}(b, s)} \right]$$

- ▶ Seção de choque diferencial

$$\frac{d\sigma_{\text{el}}}{dt}(s, t) = \frac{1}{2\pi} \left| \int db b \left[1 - e^{i\chi(b, s)} \right] J_0(qb) \right|^2$$

- ▶ Parâmetro ρ

$$\rho(s) = \frac{\text{Re} \left\{ i \int db b \left[1 - e^{i\chi(b, s)} \right] \right\}}{\text{Im} \left\{ i \int db b \left[1 - e^{i\chi(b, s)} \right] \right\}}$$

Formalismo eiconal

- ▶ Função eiconal pode ser escrita pela combinação de termos par e ímpar da eiconal

$$\chi_{pp}^{\bar{p}p}(b, s) = \chi^+(b, s) \pm \chi^-(b, s)$$

- ▶ Eiconal ímpar

$$\chi^-(b, s) = C^- \Sigma \frac{m_g}{\sqrt{s}} e^{i\pi/4} W(b; \mu^-)$$

- ▶ Eiconal par

$$\begin{aligned} \chi^+(b, s) &= \chi_{qq}(b, s) + \chi_{qg}(b, s) + \chi_{gg}(b, s) \\ &= i [\sigma_{qq}(s) W(b; \mu_{qq}) + \sigma_{qg}(s) W(b; \mu_{qg}) + \sigma_{gg}(s) W(b; \mu_{gg})] \end{aligned}$$

Formalismo eiconal

► Parametrizações

$$\chi_{qq}(b, s) = i\Sigma C_{qq} \frac{m_g}{\sqrt{s}} W(b; \mu_{qq})$$

$$\chi_{qg}(b, s) = i\Sigma \left[C_{qg} + C'_{qg} \log \frac{s}{m_g^2} \right] W(b; \mu_{qg})$$

$$\chi_{gg}(b, s) = \sigma_{gg}(s) W(b; \mu_{gg}) \Rightarrow \underbrace{g(x) \propto \frac{(1-x)^5}{x^J}}_{\text{naive}}$$

$$\Sigma = \frac{9\pi \bar{\alpha}_s^2(0)}{m_g^2}$$

Modelo eiconal e a distribuição de glúons CTEQ6

- ▶ Em regiões intermediárias de x , $g(x)$ não reproduz o comportamento de uma $g(x, Q^2)$.
- ▶ Atualização da informação referente às funções de distribuição empregadas em QIM.
- ▶ Implementação da escala Q no formalismo.

$$\frac{d\hat{\sigma}_{gg}}{d|\hat{t}|}(\hat{s}, |\hat{t}|) \Big|_{-\hat{t}=Q^2} = \frac{9\pi\bar{\alpha}_s^2}{2\hat{s}} \left[3 + \frac{Q^2 (4M_g^2 - \hat{s} + Q^2)}{\hat{s}^2} + \right. \\ \left. - \frac{\hat{s} (4M_g^2 - \hat{s} + Q^2)}{Q^4} + \frac{\hat{s}Q^2}{4M_g^2 - \hat{s} + Q^2} \right]$$

- ▶ Sendo $\bar{\alpha}_s = \bar{\alpha}_s(Q^2)$ e $M_g = M_g(Q^2)$

Modelo eiconal e a distribuição de glúons CTEQ6

- ▶ Seção de choque glúon-glúon

$$\sigma_{gg}(s) = \frac{1}{2} C_{gg} \int_{2Q^2/s}^1 dx_1 \int_{2Q^2/x_1 s}^1 dx_2 \int_{4m_g^2}^{s/2} d|\hat{t}| \frac{d\hat{\sigma}_{gg}}{d|\hat{t}|}(\hat{s}, |\hat{t}|) g_1(x_1, Q^2) g_2(x_2, Q^2)$$

- ▶ CTEQ6, [4]

⇒ Mais precisamente: função de distribuição de glúons em ordem dominante CTEQ6L

- ▶ Somente está sendo considerado a contribuição glúon-glúon.

Dipolo

- ▶ Distribuição de matéria hadrônica
⇒ fator de forma do tipo dipolo, [3, 5]

$$G(q^2) = \left(1 + \frac{q^2}{\mu^2}\right)^{-2}$$

- ▶ Função de recobrimento $W(b; \mu)$
⇒ transformada de Hankel de $G(q^2)$

$$W(b; \mu) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty dq q J_0(qb) [G(q^2)]^2$$

- ▶ Logo

$$W(\mu, b) = \frac{\mu^2}{96\pi} (\mu b)^3 K_3(\mu b)$$

- ▶ Sendo $K_3(z)$ a função de Bessel modificada de segunda espécie de terceira ordem.

Durand-Pi

- ▶ Glúons distribuídos em torno dos quarks de valência na forma de uma distribuição de Yukawa

$$\left(1 + \frac{q^2}{\mu^2}\right)^{-1}$$

- ▶ Distribuição de glúons em um próton será a convolução de um termo de dipolo com um monopolo, [6]

$$G(q^2) = \left(1 + \frac{q^2}{\nu^2}\right)^{-2} \left(1 + \frac{q^2}{\mu^2}\right)^{-1}$$

- ▶ Logo

$$W(b; \nu, \mu) = \frac{\nu^2}{12\pi(1-w)^2} \left\{ \frac{(\nu b)^3}{8} K_3(\nu b) - \frac{3w(\nu b)^2}{2(1-w)} K_2(\nu b) + \right. \\ \left. + \frac{9w^2(\nu b)}{(1-w)} K_1(\nu b) - \frac{24w^3}{(1-w)^3} [K_0(\nu b) - K_0(\mu b)] + \frac{3w^3(\mu b)}{(1-w)^2} K_1(\mu b) \right\}$$

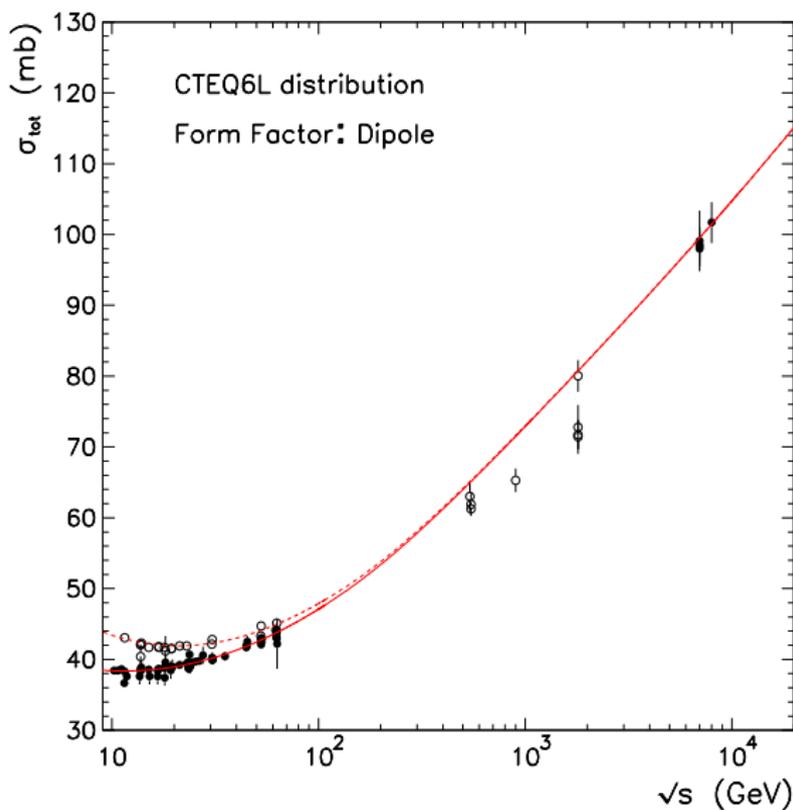
- ▶ Sendo $w \equiv \nu^2/\mu^2$

Dados experimentais e resultados

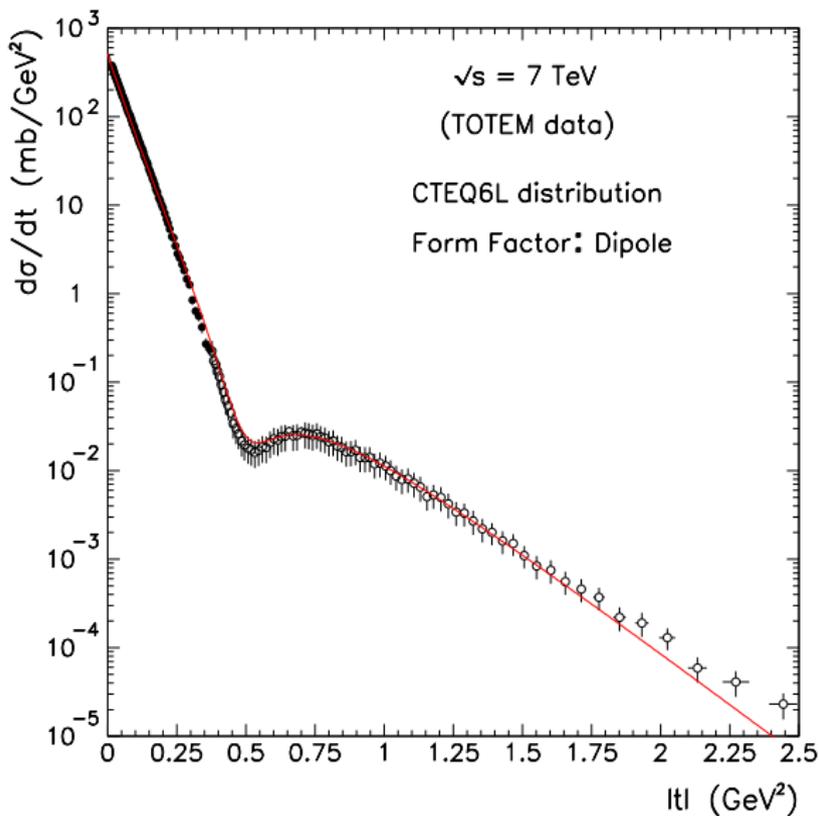
- ▶ **Antigo:** Dados para seção de σ_{tot} para espalhamentos pp e $\bar{p}p$ acima de $\sqrt{10}$ GeV.
- ▶ **Novo:** Dados para espalhamento elástico pp em $\sqrt{7}$ TeV, [7]
- ▶ σ_{tot} [mb] medidas pela colaboração TOTEM, por três técnicas diferentes, [8, 9]

Method	$\sigma_{tot}(7 \text{ TeV})$	$\sigma_{tot}(8 \text{ TeV})$
Elastic only	98.30 ± 2.80	-
Elastic only	98.58 ± 2.23	-
\mathcal{L}_{int} -independent	98.00 ± 2.50	101.7 ± 2.90
ρ -independent	99.10 ± 4.30	

Dados experimentais e resultados



Dados experimentais e resultados



Dados experimentais e resultados

Fixado	Ajustado
$m_g = 364 \text{ MeV}$ $\Lambda = 326 \text{ MeV}$	$C_{gg} = 0.026082 \pm 0.011753$ $\mu_{gg} = 0.95493 \pm 0.11591 \text{ GeV}$ $C_{qq} = 106.17 \pm 58.655$ $\mu_{qq} = 1.9920 \pm 0.065059 \text{ GeV}$ $C_{qg} = -0.80860 \pm 0.40013$ $C'_{qg} = 0.12339 \pm 0.032842$ $\mu_{qg} = 0.64719 \pm 0.033436 \text{ GeV}$ $C_{qq}^- = 4.1381 \pm 2.1763$ $\mu^- = 0.93503 \pm 0.27098 \text{ GeV}$

Perspectivas

- ▶ Introdução da contribuição quark-glúon (contribuição *hard*)
 - ⇒ melhor ajuste aos dados de σ_{tot}
 - ⇒ obter a escala de massa favorecida na análise.
Fenomenologicamente $m_g = 500 \pm 200 MeV$
- ▶ Implementação do fator de forma de Durand-Pi.
- ▶ Estudo do fator de forma de Durand-Pi com dependência em \sqrt{s} .

Referências

- [1] G. Antchev, et al., TOTEM Collaboration, Europhys. Lett. 95 (2011) 41001.
- [2] G. Antchev, et al., TOTEM Collaboration, Europhys. Lett. 96 (2011) 21002.
- [3] E.G.S. Luna, A.F. Martini, M.J. Menon, A. Mihara, A.A Natale, Phys. Rev. D 72 (2005) 034019.
- [4] J. Pumplin, D.R.Stump, J. Huston, H.L. Lai, P. Nadolsky, W. K. Tung, JHEP 07 (2002) 012.
- [5] P. L'Heureux, B. Margolis, P. Valin, Phys. Rev. D 32 (1985) 1681.
- [6] L. Durand, H. Pi, Phys. Rev. D 40 (1989) 1436.
- [7] G. Antchev, et al., TOTEM Collaboration, Europhys. Lett. 101 (2013) 21002.
- [8] G. Antchev, et al., TOTEM Collaboration, Europhys. Lett. 101 (2013) 21004.
- [9] G. Antchev, et al., TOTEM Collaboration, Phys. Rev. Lett. 111 (2013) 012001.