

## SOLUÇÃO DA EQUAÇÃO BFKL PARA O ACOPLAMENTO FORTE FIXO E DINÂMICO

CESAR EDUARDO KRUMREICH<sup>1</sup>; WERNER KRAMBECK SAUTER<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Universidade Federal de Pelotas – cesarkrumreich@hotmail.com

<sup>2</sup>Universidade Federal de Pelotas – werner.sauter@ufpel.edu.br

### 1. INTRODUÇÃO

Há algumas décadas os Físicos na área de Física de Partículas tem se deparado com um problema relacionado à descrição teórica da seção de choque total a altas energias. Uma proposta na década de 60, e, ainda vigente, nos diz que o leve crescimento da seção de choque total está relacionado com a troca de um objeto que porta os números quânticos do vácuo chamado de Pomeron (FORSHAW; ROSS, 1997) e (BARONE; PREDAZZI, 2002). No âmbito da teoria de Regge (uma teoria não perturbativa), ele surge como uma troca de um Reggeon com intercepte maior que um. Nessa teoria, a amplitude de espalhamento de um dado processo é construída a partir de ondas parciais, onde o momentum angular é estendido para valores complexos, resultando em

$$A(s, t) \xrightarrow{s \rightarrow \infty} s^{\alpha(t)}, \quad (1)$$

onde  $s$  é o quadrado da energia do centro de massa,  $t$  é o momentum transferido e  $\alpha(t) \approx \alpha(t) + \alpha't$  representa a trajetória de Regge. A seção de choque total é dado pelo teorema óptico, na qual tomamos o imaginário da Equação (1) quando temos zero momentum transferido ( $t = 0$ ), ou seja,

$$\sigma_{\text{tot}} \simeq \frac{1}{s} \text{Im } A(s, t = 0) \simeq s^{\alpha(0)-1}. \quad (2)$$

Donnachie e Landshoff (DONNACHIE; LANDSHOFF, 1992), efetuaram um ajuste dos dados da seção de choque total e quantificaram um valor para o intercepte do Pomeron, baseando-se na teoria de Regge, chegando no seguinte resultado para sua parametrização

$$\sigma_{\text{tot}} = X s^{0,0808} + Y s^{-0,4525}. \quad (3)$$

Comparado com a Equação (2), temos um intercepte do Pomeron a  $\alpha_P(0) = 1,0808$  e um intercepte do Reggeon a  $\alpha_R(0) = 0,5475$ .

Em uma abordagem da QCD (Cromodinâmica Quântica), o Pomeron é descrito perturbativamente e dominado pela troca de glúons. Para que se possa obter uma

configuração que porta os números quânticos do vácuo (estado singuleto de cor) seria necessário que pelo menos houvesse a troca de dois glúons, no entanto para altas energias com essa simples troca a seção de choque total permanesse constante, portanto para que se possa obter um leve crescimento da mesma é necessário que a interação entre glúons seja levada em conta. Essa interação entre glúons é descrita por uma “escada”, ilustrada pela Figura. 1, onde temos a troca de glúons reggeizados nas linhas verticais representado por asteriscos com vértices de Lipatov representados pelas circunferências,  $p_1$  e  $p_2$  são o momento dos quarks incidentes  $p'_1$  e  $p'_2$  são o momento dos quarks emergentes,  $i, j, k$  e  $l$  são os índices de cores dos quarks,  $a$  e  $a'$  são os índices de cores dos glúons,  $k$  momentum transverso e  $q$  o momentum transferido.

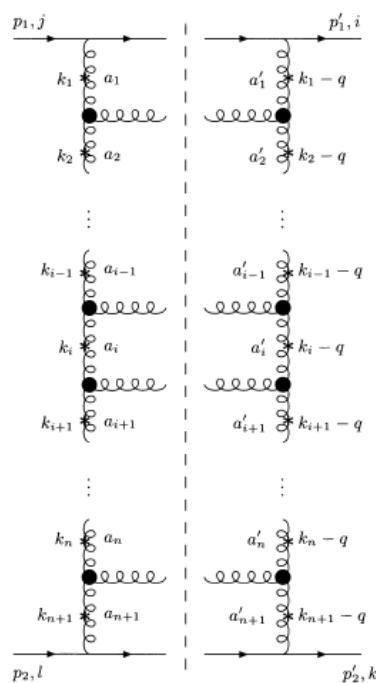


Figura. 1. Representa a parte imaginária da amplitude de espalhamento quark-quark com troca de uma “escada” de glúons (BARONE; PREDAZZI, 2002).

A equação de evolução que descreve o processo da Figura. 1 é a equação BFKL (Balitsky-Fadin-Kuraev-Lipatov). Para o caso em que temos zero momentum transferido ( $q = 0$ ), podemos representá-la por

$$wF(w, \mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{0}) = \delta^2(\mathbf{k} - \mathbf{k}') + \frac{N_c \alpha_s}{\pi^2} \int \frac{d^2 \mathbf{\kappa}}{(\mathbf{k} - \mathbf{\kappa})^2} \left[ F(w, \mathbf{\kappa}, \mathbf{k}', \mathbf{0}) - \frac{\mathbf{k}^2}{\mathbf{\kappa}^2 + (\mathbf{k} - \mathbf{\kappa})^2} F(w, \mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{0}) \right], \quad (4)$$

onde  $\mathbf{\kappa}$ ,  $\mathbf{k}$  e  $\mathbf{k}'$  são momenta transversos,  $w$  é o momentum angular,  $N_c$  é o número de cor e  $\alpha_s$  é a constante de acoplamento fixa. Uma solução da BFKL em termos do momentum angular é

$$F(w, \mathbf{k}, \mathbf{k}', 0) \propto \frac{1}{\sqrt{w - \lambda}}. \quad (5)$$

A análise do resultado da Equação (5) no plano complexo do momentum angular nos retorna um corte, onde  $\lambda$  é a singularidade com maior parte real neste plano. Em relação a  $s$ , temos o resultado de que

$$F(s, \mathbf{k}, \mathbf{k}', 0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi^3 \lambda' \mathbf{k}^2 \mathbf{k}'^2}} \frac{1}{\sqrt{\ln\left(\frac{s}{\mathbf{k}^2}\right)}} \left(\frac{s}{\mathbf{k}^2}\right)^\lambda e^{\left(-\frac{\ln^2\left(\frac{\mathbf{k}^2}{\mathbf{k}'^2}\right)}{4\lambda' \ln\left(\frac{s}{\mathbf{k}^2}\right)}\right)}. \quad (6)$$

O valor de  $\lambda \approx 0,5$ , o que nos retorna um intercepte do Pomeron aproximadamente a  $\alpha_P \approx 1,5$ , diferindo bastante do resultado encontrado na teoria de Regge em que o intercepte do Pomeron tem o valor de  $\alpha_P(0) \approx 1,0808$ . Esse resultado encontrado na Equação (6) para o Pomeron não é plausível, pois do ponto de vista da Física de Partículas a equação que originou-o possui uma inconsistência relacionada a constante de acoplamento. Nesta primeira tentativa de solucionar a equação BFKL não se levou em conta uma propriedade da Cromodinâmica Quântica chamada liberdade assintótica que descreve que o acoplamento varia em relação a energia e a distância. A implementação de uma constante dinâmica nos trás uma nova perspectiva em relação ao resultado da equação BFKL. Agora o corte no plano positivo do momentum angular é substituído por uma sequência infinita de polos, como mostrado em (LEVIN, 1995) e (HAAKMAN; KANCHELI; KOCH, 1998). Esse resultado nos dá um panorama diferente na descrição de eventos relacionados com a troca do Pomeron na QCD e será objeto de aplicações futuras.

## 2. METODOLOGIA

Com a utilização de artigos, livros e revistas o trabalho até então consistiu em uma revisão de conceitos preliminares como, por exemplo, a Matriz-S ou também chamada de Matriz de Transição. Um estudo do Pomeron em teoria de Regge foi feita. Ambos conceitos serviram como base teórica para que se pudesse, estudar o Pomeron no âmbito da QCD.

## 3. RESULTADOS E DISCUSSÃO

Uma análise da mudança da constante de acoplamento fixa para a dinâmica já foi concluída. Os próximos objetivos da pesquisa são, ajustar os pólos encontrados no eixo real positivo do plano complexo do momentum e somar a ele o corte proveniente do eixo real negativo (KOWALSKI; LIPATOV; ROSS; SCHULZ, 2017). A finalidade é usar esse resultado para reproduzir a troca do Pomeron na produção de

mésons vetoriais (GONCALVES; SAUTER, 2013) e a dupla produção de fótons (EVANSON; FORSHAW, 1999).

#### 4. CONCLUSÕES

Um estudo do Pomeron foi feito via teoria não-perturbativa (teoria de Regge) e perturbativa (equação BFKL). Na equação BFKL o acoplamento fixo nos dá um corte no plano complexo do momentum angular. A substituição por uma constante de acoplamento dinâmica, além de mudar a forma de como o intercepto do Pomeron é representado nesse plano complexo, nos dá a possibilidade de descrever de modo mais real o processo pelo qual ele é trocado. Podemos citar como exemplo a produção de mésons vetoriais e a dupla produção de fótons.

#### 5. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICA

- BARONE, V.; PREDAZZI, E. **High-Energy Particle Diffraction**. Berlin: Springer Verlag, 2002.
- DONNACHIE, A.; LANDSHOFF, P.V. Total cross section. **Physics Letters B**, v.296, p. 227-232, 1992.
- EVANSON, N.G.; FORSHAW, J.R. Diffractive photon production in  $gp$  and  $gg$  interactions. **Physical Review D**, v.60, n.13, p.034016, 1999.
- FORSHAW, J. R.; ROSS, D. A. **Quantum Chromodynamics and the Pomeron**. Cambridge: Cambridge University Press, 1997.
- GONCALVES, V.; SAUTER, W. Diffractive photon production at high momentum transfer in  $ep$  collisions. **Physical Review D**, v.87, n. 5, p. 054035, 2013.
- HAAKMAN, L.; KANCHELI, O.; KOCH, J. The BFKL Pomeron with running coupling constant: how much of its hard nature survive? . **Nuclear Physics B**, v.518, p. 275–302, 1998.
- KOWALSK, H.; LIPATOV, L.N.; ROSS, D.A.; SCHULZ, O. A New Approach to the BFKL Mechanism: Application to High-Precision HERA Data. V.1, 2017. arXiv:1707.01460
- LEVIN, E. Renormalons at low  $x$ . **Nuclear Physics B**, v.453, p. 303–333, 1995.