

PRODUÇÃO DE MÉSONS VETORIAIS COM A SOLUÇÃO DA EQUAÇÃO BFKL COM ACOPLAMENTO DINÂMICO

CESAR EDUARDO KRUMREICH¹; WERNER KRAMBECK SAUTER²

¹Universidade Federal de Pelotas – cesarkrumreich@hotmail.com

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

1. INTRODUÇÃO

Atualmente, o desenvolvimento científico-tecnológico na área de física de partículas é muito expressivo, isso se deve em parcela a construção do Large Hadron Collider (LHC). Porém, até mesmo com o advento do LHC, existem ainda alguns resultados em relação a dados científicos que se encontram em questionamento, por exemplo a descrição teórica da curva da seção de choque total a altas energias. Por volta da década de 60 foi proposto 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. Donnachie e Landshoff em 1992 (DONNACHIE; LANDSHOFF, 1992), efetuaram um ajuste de dados para a seção de choque total e chegaram ao resultado de que a interseção da trajetória do Pomeron é de $\alpha_s \approx 1,0808$. Na QCD perturbativa, o Pomeron é modelado em forma de uma “escada” de glúons. A equação que descreve a evolução dos glúons nessa escada é a Balitsky-Fadin-Kuraev-Lipatov (BFKL) (FORSHAW; ROSS, 1997) e (BARONE; PREDAZZI, 2002). No caso de zero momentum transferido sua solução com constante de acoplamento fixa está associado a um corte no plano complexo do momentum angular, levando a interseção da trajetória do Pomeron a $\alpha_s \approx 1,5$. Porém, a constante de acoplamento se comporta de forma dinâmica. Neste contexto a solução da BFKL nos retorna uma sequência infinita de polos no plano complexo do momentum angular, em substituição ao corte. Usaremos a solução da equação BFKL para este caso no espalhamento $\gamma^* p \rightarrow \gamma^* p$ e aplicaremos o resultado encontrado em $\gamma^* p \rightarrow V p$.

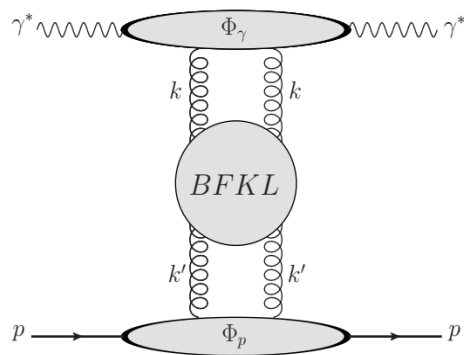


Figura 1: Fotoprodução de $\gamma^* p \rightarrow \gamma^* p$.

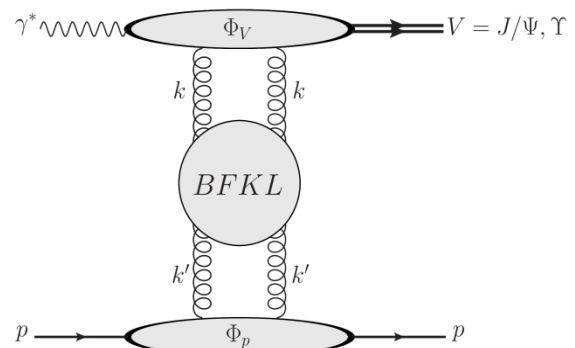


Figura 2: Fotoprodução de $\gamma^* p \rightarrow V p$.

Podemos identificar da Figura 1 e Figura 2 que γ^* é o fóton virtual, p é o próton k e k' são momenta transversos, Φ_p é o fator de impacto do próton, Φ_γ é o fator de impacto do fóton e V representa os mésons vetoriais J/Ψ e Υ .

Calcularemos a função de estrutura F_2 do processo da Figura 1, mediante equação (FORSHAW; ROSS, 1997)

$$F_2(x, Q) = \frac{Q^2 \alpha_s(Q^2)}{4\pi^2} \sum_q e_q^2 \int \frac{d^2 \mathbf{k}}{\mathbf{k}^2} \mathcal{F}(x, \mathbf{k}) \int_0^1 dz \int_0^1 d\zeta \times \frac{1 - 2z(1-z) - 2\zeta(1-\zeta) + 12z(1-z)\zeta(1-\zeta)}{Q^2 z(1-z) + \mathbf{k}^2 \zeta(1-\zeta)}, \quad (1)$$

onde Q representa a energia do fóton, z é fração de momentum e_q a carga dos quarks x é a fração de momentum do próton carregada pelo pártion interagente α_s é a constante de acoplamento e

$$\mathcal{F}(x, \mathbf{k}) = \int \frac{d\mathbf{k}'^2}{\mathbf{k}'^2} \Phi_p(\mathbf{k}', Q_0) \mathbf{k}^2 F(x, \mathbf{k}, \mathbf{k}'). \quad (2)$$

Através da distribuição de glúon não integrada Equação (2), temos o vínculo com a equação BFKL. A solução da equação BFKL para o caso da constante de acoplamento dinâmica é

$$F(x, \mathbf{k}, \mathbf{k}') = \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{x}{x_0} \right)^{-w_n} f_n(\mathbf{k}) f_n^*(\mathbf{k}').$$

A autofunção é descrita por

$$f_n(\mathbf{k}) \sim \sqrt{\frac{\pi}{\mathbf{k}^2}} \left(\frac{\pi \beta_0 w_n}{14 N_c \zeta(3)} \right)^{-1/6} Ai \left(\left(\frac{\pi \beta_0 w_n}{14 N_c \zeta(3)} \right)^{1/3} (r - r_c) \right)$$

e o autovalor é

$$w \rightarrow w_n = \frac{3}{\pi \beta_0 (n\pi + \eta_{np} + \nu_0 r_0 - \frac{\pi}{4})} \int_0^{\nu_0} \chi_0(\nu') d\nu'.$$

Temos que $\nu_0 = 0,67309$ e $\int_0^{\nu_0} \chi_0(\nu') d\nu' = 0,96278$. O valor da fase não perturbativa foi fixado a $k_0 = 1$ GeV. É importante salientar que a solução da equação BFKL no caso do acoplamento dinâmico é dado por uma sequência infinita de polos no plano complexo do momentum angular que está representado por w_n . O valor de cada polo varia conforme a fase não perturbativa. Esta fase η_{np} , juntamente com x_0 são nossos parâmetros livres. Estes parâmetros livres são ajustados a dados experimentais via um programa de minimização numérica conforme será descrito na metodologia.

Além de F_2 , podemos determinar a seção de choque total via modelo de dipolos (BAUTISTA; FERNANDEZ TELLEZ; HENTSCHINSKI, 2016) para os mésons vetoriais J/Ψ e Υ . Nosso vínculo com a distribuição de glúon não integrada é através da seção de choque de dipolo, dada por

$$\sigma_{dip}(x, R) = \frac{4\pi \alpha_s(escala)}{N_c} \int_{\Lambda_{QCD}^2}^{escala} \frac{d^2 \mathbf{k}}{\mathbf{k}^4} (1 - e^{i\mathbf{k}\mathbf{R}}) \mathcal{F}(x, \mathbf{k}).$$

A escala utilizada foi de M_V^2 e $M_V^2/4$, onde M_V representa a massa do méson vetorial, N_c é o número de cor e Λ_{QCD} é um parâmetro da Quantum Chromodynamics (QCD). Temos que a seção de choque total para zero momentum transferido ($\Delta = 0$) é

$$\sigma^{\gamma p \rightarrow Vp}(W) = \frac{1}{16\pi B_D(W)} \left| \int d^2 \mathbf{R} \int_0^1 \frac{dz}{4\pi} \left(i + \tan \frac{\lambda\pi}{2} \right) (\Psi_V^* \Psi)_T \sigma_{dip}(x, R) R_g \right|^2,$$

onde W é a energia do centro de massa, o termo entre parênteses representa a correção da parte real, $B_D(W)$ é um parâmetro de inclinação, R_g é a correção de torção, \mathbf{R} é o tamanho do dipolo, $(\Psi_V^* \Psi)_T$ são as superposição das funções de onda transversal do méson vetorial.

2. METODOLOGIA

Com a utilização de artigos, livros e revistas foi feita uma revisão dos conceitos teóricos. Temos que este trabalho é de carácter fenomenológico, cujo objetivo é comparar dados experimentais de observáveis físicos com a teoria em questão. Devido à complexidade dos cálculos há a necessidade de utilizarmos de recursos computacionais. Foram construídas rotinas computacionais em código Fortran. Essas rotinas, juntamente com a utilização do Minuit que é um programa de minimização numérica produzida pelo European Organization for Nuclear Research (CERN) (JAMES, F; ROOS, M), trouxeram a possibilidade de fazer ajustes de dados experimentais de F_2 do Hadron Electron Ring Accelerator (HERA) da colaboração H1 (Andreev, V; et al) com sua função teórica Equação (1). Com este ajuste foi possível definir os dois parâmetros livres que são a η_{np} e x_0 . Além disso, propusemos e aplicaremos deste resultado do ajuste para o espalhamento da Figura 2.

3. RESULTADOS E DISCUSSÃO

A função de estrutura F_2 foi minimizada entre o intervalo de fase não perturbativa $-3\pi/4$ a $\pi/4$, conforme definido em (KOWALSKI; LIPATOV; ROSS; SCHULZ, 2017) e com Q^2 indo de 3,5 GeV a 45 GeV. Os resultados mostrados na Tabela 1 foram feitos para 2, 3 e 4 polos. Foi com eles que obtivemos os melhores χ^2 , que é um dado estatístico relacionado a “eficiência” do modelo teórico em relação a dados experimentais e N_{df} define o número de graus de liberdade.

Polos	x_0	η_{np}	χ^2/N_{df}
2	0,000035678	-1,2474	62,53099/56
3	0,000007515	-0,84075	66,69527/56
4	0,000001745	-0,23821	122,9235/56

Tabela 1 : Resultado do ajuste de F_2 .

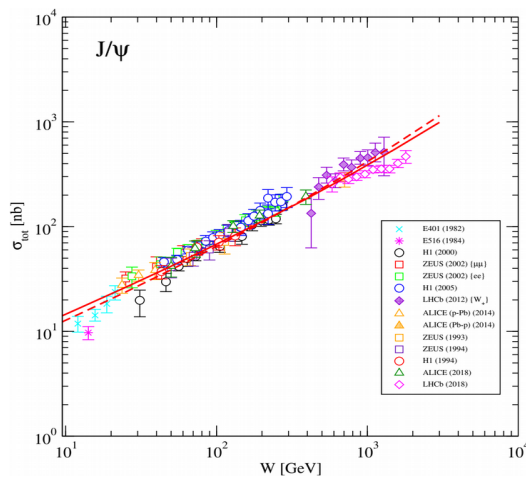


Figura 3: Gráfico σ_{tot} versus W .

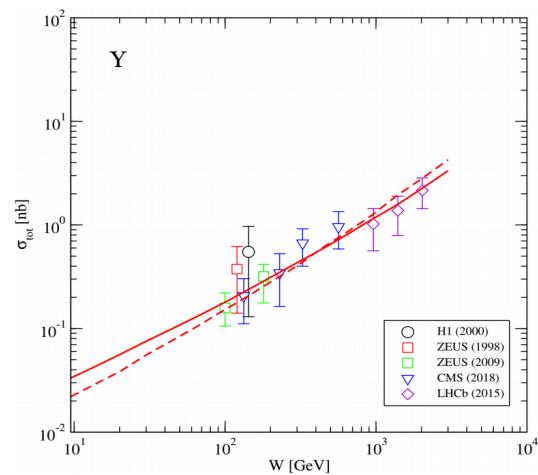


Figura 4: Gráfico σ_{tot} versus W .

Utilizamos os resultados da Tabela 1 para aplicar no caso de mésons vetoriais massivos. Obtivemos os melhores resultados com 3 polos. As curvas tracejadas das

Figuras 3 e Figura 4, utilizamos a escala de M_V^2 e as curvas sólidas a escala de $M_V^2/4$. Além disso, ajustamos uma constante de normalização C e calculamos o χ^2 , conforme pode ser visto na Tabela 2 e Tabela 3.

escala	C	χ^2/N_{df}
$M_V^2/4$	1,9246	262,6539/98
M_V^2	1,1274	365,2832/98

Tabela 2: Resultados de J/Ψ .

escala	C	χ^2/N_{df}
$M_V^2/4$	1,9353	2,6033/10
M_V^2	2,4542	4,2685/10

Tabela 3: Resultados de Υ .

4. CONCLUSÕES

Ajustamos a função de estrutura F_2 teórica com dados experimentais com a utilização da equação BFKL com polos discretos. Obtivemos resultados satisfatórios para o caso de 2, 3 e 4 polos. Esses resultados obtidos a partir da F_2 foram aplicados para o caso de mésons vetoriais. Neste caso o que retornou melhor solução foi a utilização dos resultados da Tabela 1 referentes a 3 polos. Mostramos que a utilização da solução da equação BFKL nos retornam resultados aceitáveis para o caso de mésons vetoriais e, além disso, mostramos que dependendo da escolha da escala ha uma incerteza no resultado.

5. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

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.

FORSHAW, J. R.; ROSS, D. A. **Quantum Chromodynamics and the Pomeron**. Cambridge: Cambridge University Press, 1997.

KOWALSKI, H.; LIPATOV, L. N.; ROSS, D. A.; SCHULZ, O. Decoupling of the leading contribution in the discrete BFKL Analysis of High-Precision HERA Data. **The European Physical Journal C**, v. 77, n. 11, p. 777, 2017.

JAMES, F; ROOS, M. Minuit: A System for Function Minimization and Analysis of the Parameter Errors and Correlations. **Comput. Phys. Commun.**, 10:343–367, 1975.

Andreev,V; et al. Measurement of inclusive ep cross sections at high Q^2 at $s = 225$ and 252 GeV and of the longitudinal proton structure function FL at HERA. **Eur. Phys. J.**, C74(4):2814, 2014.

BAUTISTA, I.; Fernandez Tellez, A.; HENTSCHINSKI, M. BFKL evolution and the growth with energy of exclusive J/Ψ and Υ photoproduction cross sections. **Physical Review D**, v. 94, n. 5, p. 054002, 2016