

Introdução

Color Glass Condensate (CGC) é o formalismo da teoria efetiva das interações fortes no regime de pequeno acoplamento, com pequenos valores da variável de Bjorken (x).

A principal ferramenta teórica do CGC é uma equação de evolução associada que descreve a criação e mudança do meio nuclear com o aumento da energia [1][2]. Utilizamos esta abordagem para descrever a produção exclusiva nuclear de fótons diretos (o Deeply Virtual Compton Scattering- DVCS).

Resultados e Conclusões

Na figura 1 apresentamos a função de estrutura do próton e nuclear calculadas numericamente em função da variável de Bjorken para diferentes valores de Q^2 em GeV². Os parâmetros usados são referentes às massas de 140 MeV para os quarks leves e 1,3 GeV para o quark charm.

A figura 2 apresenta a seção de choque diferencial do DVCS em função da virtualidade do fóton virtual incidente para diferentes valor de x . Ambas figuras contém dados retirados de [4] e [5].

Função de estrutura e seção de choque

Para calcular a função de estrutura nuclear, assim como a seção de choque diferencial do DVCS, utilizamos o modelo de dipolo no espaço de momento [3].

Neste modelo a informação sobre o CGC está contida na amplitude de espalhamento dipolo-próton $T(k, Y)$, que é dada por:

$$T(k, Y) = \left[\log \left(\frac{k}{Q_s} + \frac{Q_s}{k} + 1 \right) \right] (1 - e^{-T_{dip}})$$

$$T_{dip} = \exp \left[-\gamma_c \log \left(\frac{k^2}{Q_s^2(Y)} - \frac{L_{red}^2 - \log^2(2)}{2\tilde{\alpha}\chi''(\gamma_c)Y} \right) \right]$$

Onde:

$$L_{red} = \log \left[1 + \frac{k^2}{Q_s^2(Y)} \right]; \quad Q_s^2(Y) = k_0^2 e^{\gamma_c Y}$$

Para um núcleo basta realizar a troca: $Q_s(Y) \rightarrow A^{1/3}Q_s(Y)$, onde $Q_s(Y)$ é a escala de saturação em função da rapidez, $Y = \log(1/x)$, e A é a massa do núcleo.

A função de estrutura do próton (F_2) depende tanto da amplitude de espalhamento quanto da função de onda de um fóton fluando em um dipolo quark anti-quark.

$$F_2(x, Q^2) = \frac{Q^2 F_p^2 N_c}{4\pi^2} \int_0^\infty \frac{dk}{k} \int_0^1 dz |\tilde{\Psi}(k^2, z; Q^2)|^2 T(k, Y)$$

A relação entre a F_2 do próton e a seção de choque total do espalhamento $\gamma^*p \rightarrow \gamma^*p$ é:

$$\sigma_T = \frac{4\pi^2 \alpha_{em}}{Q^2} F_2$$

A seção de choque diferencial do DVCS se relaciona com σ_T por:

$$\frac{d\sigma_{dvcs}}{dt} = \frac{\sigma_T^2}{16\pi}$$

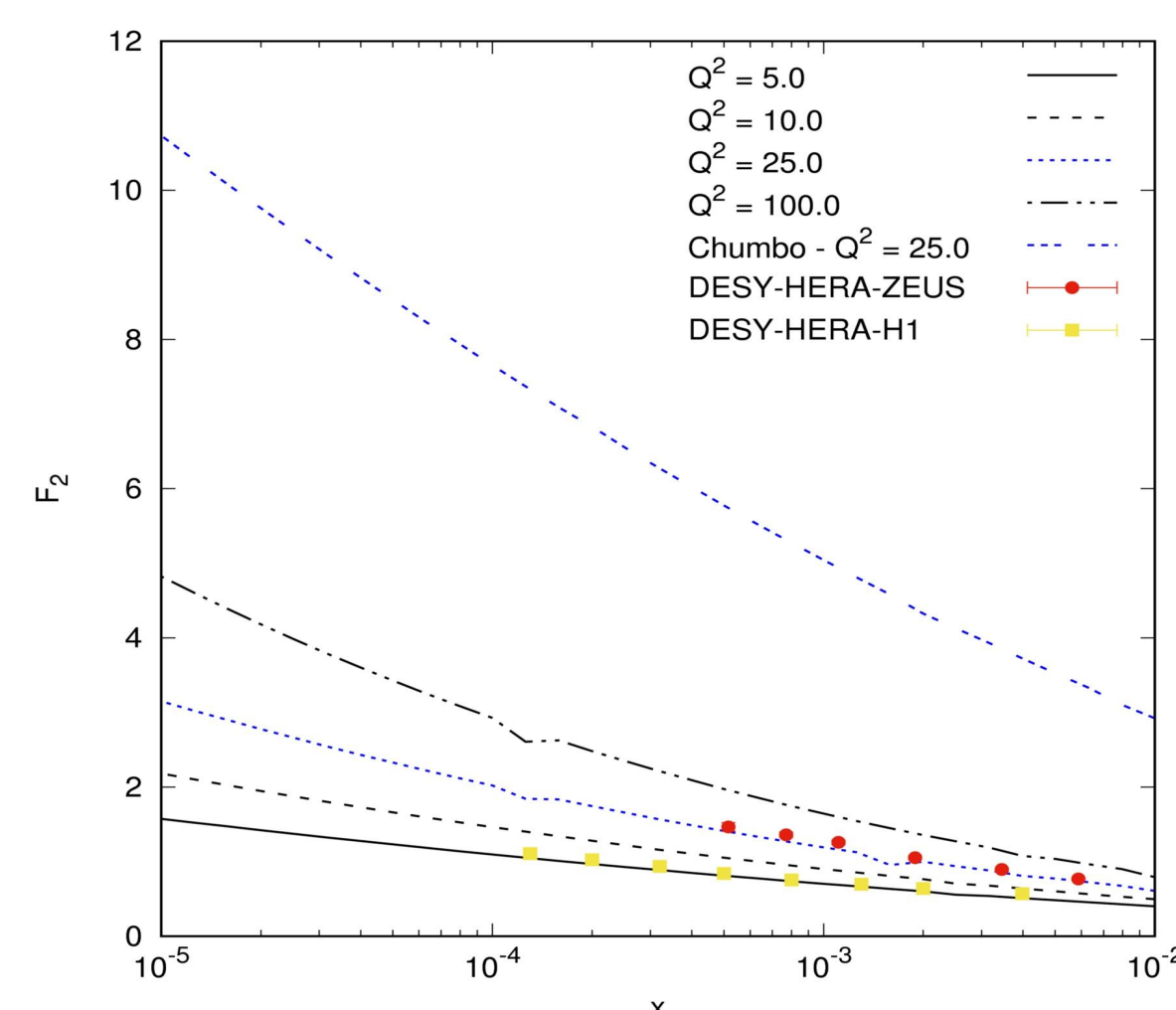


Figura 1: F_2 em função de x de Bjorken para diferentes valores de Q^2 (em GeV²). Dados experimentais retirados de [4] e [5].

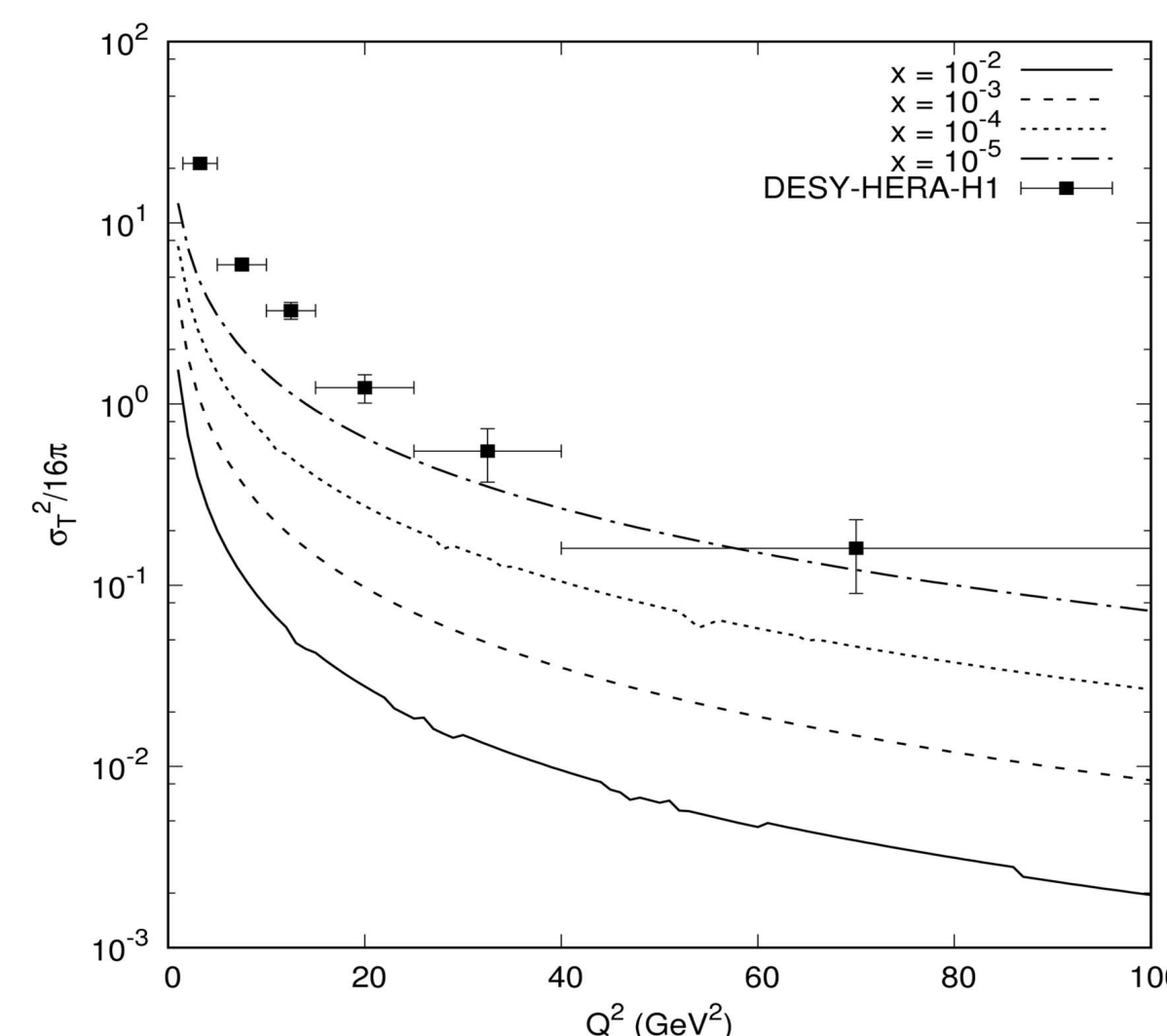


Figura 2: Seção de choque do DVCS em função de Q^2 para diferentes valores de x de Bjorken. Dados experimentais retirados de [4].

Tanto a seção de choque do DVCS quanto a função de estrutura calculadas crescem para Q^2 pequenos e também para pequenos valores de x , sendo esse o resultado esperado.

A amplitude de espalhamento utilizada mostrou-se uma boa parametrização para investigar as propriedades dos observáveis em energias do RHIC e do LHC, considerando a abordagem de dipolo.

Referências

- [1] L. McLerran, Lect. Notes Phys.583, 291–334 (2002).
- [2] T. Lappi, hep-ph/0505095.
- [3] J. T. de Santana Amaral, M. A. Betemps, M. B. Gay Ducati, G. Soyez, Phys.Rev.D76:094018, 2007.
- [4] The H1 Collaboration, Aaron, F.D., Alexa, C. et al. Eur. Phys. J. C 63: 625 (2009).
- [5] ZEUS Collaboration, S. Chekanov, M. Derrick et al. Nucl. Phys. B 800:1-76 (2008).