

Investigando Neutrinos Ultraenergéticos

Brenda Bertotto Malabarba

Orientador: Magno Valério Trindade Machado

Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Instituto de Física

Resumo

Trabalhar com neutrinos de natureza cósmica (cosmic neutrinos), significa trabalhar em uma região energética típica muito elevada, portanto as energias de interesse no estudo se situam acima dos valores de energias que se consegue obter hoje para estas mesmas partículas em colidores de partículas modernos. As virtualidades das partículas mediadoras trabalhadas (Q^2) são da ordem de $10^4 GeV^2$, enquanto que a variável de Bjorken (x) é da ordem de 10^{-7} . As predições para esta região foram obtidas por meio de uma extrapolação acurada das funções de estrutura, uma vez que a distribuição de quarks e glúons em tal região é desconhecida. Usando estas extrapolações se obteve as seções de choque neutrino-nucleon nesta região.

Introdução

Neutrinos cósmicos vêm sendo amplamente estudados devido as possíveis contribuições, para diversos estudos, que o melhor conhecimento destes pode trazer.

Neutrinos desta natureza não tem uma fonte certa, no entanto estes podem ser provenientes de núcleos ativos de galáxias (AGN's). Se espera que a detecção destes neutrinos leve a insights sobre a origem de raios cósmicos e sobre a física além do Modelo Padrão.

Em consequência a isso vários experimentos vem sendo feitos como o AMANDA (Antarctic Muon And Neutrino Detector Array), ANTARES (Neutrino Telescope and Abyss environmental Research), IceCube, entre outros. Os detectores do experimento IceCube conseguem observar neutrinos astrofísicos com energias de até 60TeV. Anteriormente os neutrinos mais energéticos observados tinham energias de cerca de 2 PeV ($2 \times 10^{15} eV$), o que equivale a uma energia 250 vezes maior que a dos feixes produzidos no LHC.

Contexto Teórico

As seções de choque das interações entre partículas nos fornecem informações sobre a forma como estas interagem entre si; Para se obter tais informações é necessário que se conheça a "forma" do alvo que se deseja analisar e também o tipo de interação entre as partículas.

As informações sobre o alvo podem ser expressas matematicamente pelos fatores de forma destas para colisões elásticas, no entanto para colisões inelásticas ou inelásticas profundas os fatores de forma não mais descrevem completamente o alvo, dado que o projétil pode provar componentes mais elementares do que o próton, então se faz necessária a descrição das partículas mais elementares constituintes da matéria por meio de um "fator de forma" para pártons, este fator de forma é dito PDF.

No lugar de utilizar os fatores de forma mostrados em 1 serão utilizadas as funções de estrutura, que são funções das convoluções das distribuições dos quarks (q_i) e antiquarks (\bar{q}_i) e as funções de estrutura partônicas dos alvos provados.

Formalismo Teórico

As seções de choque diferenciais para espalhamentos elásticos elétron-próton são dadas por:

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} \left[\left(1 - y - \frac{m_p^2 y^2}{Q^2}\right) f_2(Q^2) + \frac{1}{2} y^2 f_1(Q^2) \right] \quad (1)$$

Onde f_1 e f_2 são funções dos fatores de forma elétrico e magnético; f_1 está associada a interação magnética enquanto f_2 esta associada a interação magnética e elétrica.

Fatores de forma podem ser interpretados como a transformada de fourier da distribuição de carga do alvo, nesse caso, o próton.

Pode-se generalizar a equação 1 para o espalhamento inelástico, onde a seção de choque diferencial tem que ser expressa em função de duas variáveis cinemáticas distintas. Neste caso os fatores de forma são substituídos pelas funções de estrutura que não podem mais ser pensados como a transformada de fourier da carga, contudo continuam carregando o sentido de que estão associadas a interação magnética e elétrica. F_1 está associada a interação magnética e elétrica enquanto F_2 carrega informação apenas da interação magnética.

Com isso a seção de choque diferencial ganha a forma dada na equação 2 em função dos invariantes x e Q^2

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} \left[\left(1 - y - \frac{m_p^2 y^2}{Q^2}\right) \frac{F_2(x, Q^2)}{x} + y^2 F_1(x, Q^2) \right] \quad (2)$$

Para o caso de um interação por meio da força fraca, caso que desejamos tratar, teremos uma expressão similar, no entanto deve-se levar em consideração que para a força fraca não temos apenas um bóson e sim três bósons massivos.

Funções de Estrutura e PDF's

As seções de choque, na forma diferencial, podem ser expressas em função das funções distribuição de probabilidade dos constituintes dos alvos, em nosso caso os quarks, de forma geral para uma reação do tipo $\nu_l + N \rightarrow l^- + X$, como:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy}(E_\nu) = \frac{2G_F^2 m E_\nu}{\pi} \left(\frac{M_V^2}{Q^2 + M_V^2} \right)^2 \times [xq_i(x, Q^2) + x\bar{q}_i(x, Q^2)(1-y)^2] \quad (3)$$

Onde, $V = W$ ou Z (partículas mediadoras da interação fraca), $i = CC$ ou NC (corrente carregada ou corrente neutra), q_i é a PDF dos quarks, \bar{q}_i é a PDF dos antiquarks.

Para x pequeno podemos pensar que:

- Somente os quarks de mar tem uma contribuição significativa;
- Todos os quarks de mar tem contribuição igual nas funções de estrutura;

Dada a função de estrutura da forma:

$$F_2^p = \sum e_i^2 x [q_i(x, Q^2) + \bar{q}_i(x, Q^2)] \quad (4)$$

Para x pequeno, $x < x_{max}$ onde $x_{max} \approx 10^{-4}$, também podemos escrever que:

$$xq_i(x, Q^2) = x\bar{q}_i(x, Q^2) = \frac{9}{10} F_2^p(x, Q^2) \quad (5)$$

Ao substituir isso na equação para a seção de choque diferencial teremos que:

$$\frac{d^2\sigma_i}{dx dy} = \frac{2G_F^2 m E_\nu}{\pi} \left(\frac{M_V^2}{Q^2 + M_V^2} \right)^2 \times \left[\frac{9}{10} F_2^p(x, Q^2) \right] (2 - 2y + y^2) \quad (6)$$

A equação 6 é válida para corrente carregada, no caso da corrente neutra a fração $\frac{9}{10}$ deve ser substituída por 0.298; Para x pequeno ($x < 0,09 = x_p$) um excelente fit da função de estrutura para o espalhamento inelástico profundo é dado pela função 7

$$F_2^p(x, Q^2) = (1-x) \left(\frac{F_P}{1-x_p} + A(Q^2) \ln \left[\frac{x_p(1-x)}{x(1-x_p)} \right] + B(Q^2) \ln^2 \left[\frac{x_p(1-x)}{x(1-x_p)} \right] \right) \quad (7)$$

Onde A e B são da forma \ln^2 e são também ajustadas numericamente.

Já para $x > x_p$ a função de estrutura pode ser aproximada da função de estrutura do próton, que é dada pela equação 8

$$F_2^p = \frac{F_P}{x_p^{\alpha(Q^2)} (1-x_p)^3} x^{\alpha(Q^2)} (1-x)^3 \quad (8)$$

Onde, F_P é uma constante, e α é determinado pela continuidade da derivada das funções 7 e 8 no ponto x_p .

Cálculo Numérico e Análise de Resultados

O modelo adotado assume o espalhamento como sendo o espalhamento de um fóton (virtual)-próton (γ^*p) e utiliza a condição de saturação de Froissart nos dados das funções de estrutura, sendo estas funções as apresentadas na seção anterior.

Utilizando estas funções, em seus devidos limites de validade, e expressando as mesmas em função das variáveis de Bjorken x e y , sabendo que $Q^2 = 2m_p E_\nu xy$, pode-se integrar a seção de choque diferencial sobre x e y , de um valor mínimo definido pela energia até 1 encontramos a uma curva de $\ln\sigma \times \ln E_\nu$, que apresenta o formato de logaritmo, como se pode verificar em 1.

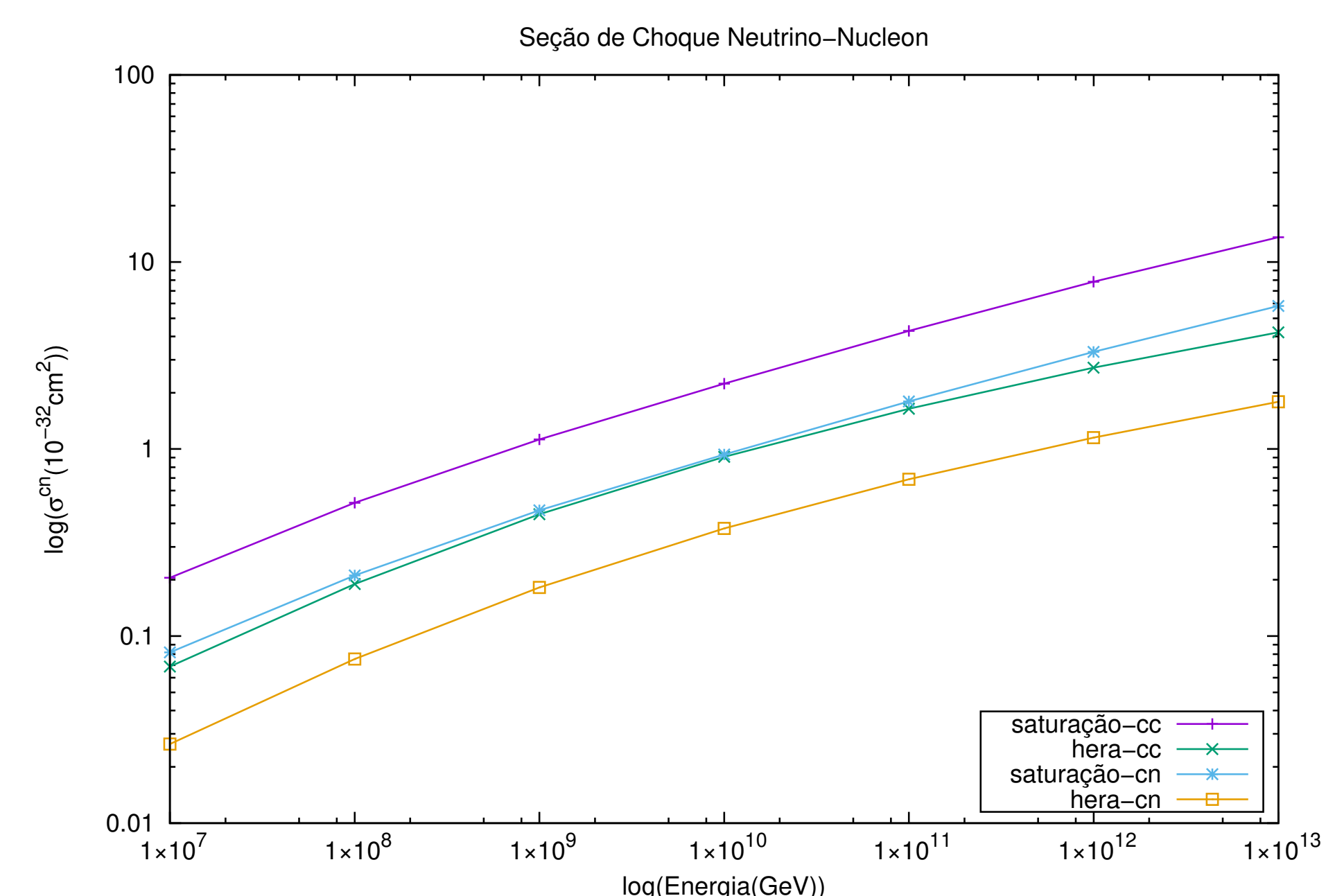


Figura 1: Comparação entre o método de saturação e a aproximação com seção de choque para γ^*p para corrente neutra e carregada

O gráfico 1 foi gerado a partir de dados obtidos utilizando:

- Hera - : Os dados do Hera para fitar a função de estrutura, apresentada em 7 e 8, para os diferentes valores de x ;
- Saturação-: Os dados obtidos pelo método de saturação CGC, ver [3].

Ao analisar-se o gráfico nota-se uma concordância quanto a forma da curva tal que a seção de choque é dada na forma de um logaritmo quadrado, no entanto se vê uma discordância no valor das seções de choque, sendo essa diferença mais acentuada para o caso de corrente carregada.

O modelo de saturação cujos gráficos estão apresentados em 1 é o modelo CGC (Color-Glass Condensate). Este modelo teoriza a existência de núcleos atômicos com velocidades próximas a velocidade da luz; pela teoria da relatividade de Einstein, um núcleo muito energético teria seu comprimento contraído na direção de sua propagação, como consequência, os glúons presentes neste nucleon pareceriam com uma "parede de glúons" para um observador estacionário. Para energias muito altas esta parede aumentaria substancialmente de densidade, esta parede é considerada uma propriedade intrínseca da partícula para altas energias.

O nome "Color-Glass Condensate" se deve ao fato de que: Color - se refere ao tipo de cara portada pelos quarks e glúons, Glass - Vem do fato de que materiais como a sílica são desordenados e agem como sólidos para curtos espaços de tempo e como líquidos para longos espaços de tempo, os glúons na "parede" não mudam rapidamente suas posições por conta da dilatação do tempo, Condensate - pois a "parede de glúons" é muito densa. O modelo de saturação portanto, é um modelo para o cálculo de seção de choques a altas energias, onde se supõem que os glúons estejam altamente condensados entre si, devido a grande aumento da população destes com o aumento da energia.

Referências

- [1] Douglas W. McKay Edmond L. Berger, Martin M. Block and Chung-I Tan. Ultrahigh energy neutrino scattering. *Physical Review D*, pages 1–3, 2008.
- [2] Martin M. Block Edmond L. Berger and Chung-I Tan. Analytic expression for the joint x and q^2 dependences of the deep-inelastic structure functions. *Physicasl Review Letters*, 2007.
- [3] M.V.T.Machado. Ultrahigh energy neutrinos and non-linear qcd dynamics. *Phys.Rev.D70:053008*, 2004.
- [4] Debajyoti Choudhury Rahul Basu and Swapan Majhi. NLO corrections to ultra-high energy neutrino-nucleon scattering, saturation ans small x . *JHEP 0210 (2002) 012*, 2002.
- [5] Mark Thomson. *Modern Particle Physics*. Cambridge University Press, 2013.