

EFEITOS DE ALTA DENSIDADE NA PRODUÇÃO DE DILEPTONS PARA ENERGIAS DOS RAIOS CÓSMICOS ULTRA-ENERGÉTICOS

DE CASTRO, Rosalia Krüger
Universidade Federal de Pelotas
Departamento de Física

BETEMPS, Marcos André
Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia Sul-Rio-Grandense
Campus Pelotas Visconde da Graça

1 INTRODUÇÃO

Os Raios Cósmicos são partículas vindas do espaço que atingem nossa atmosfera de todos os lados, a todo o instante. Essas partículas podem chegar a energias extremas da ordem de 10^{20} eV, sendo assim, neste caso, chamadas de Raios Cósmicos Ultra-Energéticos (UHECR) [1,2]. Na interação destes raios com a atmosfera temos um processo de colisão de extrema energia, muito superior às energias obtidas em laboratórios como, por exemplo, no Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) nos EUA ou no Large Hadron Collider (LHC) na Europa.

Como resultado da interação dos Raios Cósmicos com a atmosfera surge os chuveis extensos partônicos, que são detectados de duas formas: através de telescópios de fluorescência – que detecta a radiação de fluorescência que é uma fraca luz difusa emitida durante a propagação do chuveiro atmosférico – e no solo através de detectores de radiação Cherenkov que é a radiação emitida por partículas que passam através da matéria com uma velocidade maior que a da luz no meio. No detector de radiação Cherenkov, a grande maioria das partículas são léptons, mais especificamente os múons.

Analisando-se a constituição dos chuveis extensos, verifica-se que um dos produtos finais da interação dos UHECR com a atmosfera são pares de léptons, os dileptons. Calcular a produção de dileptons produzidos diretamente no processo de interação do UHECR com a atmosfera é uma das formas de se investigar os efeitos de alta densidade para energias extremas. Neste trabalho realizamos uma comparação entre diferentes modelos que descrevem a física de saturação partônica e verificamos se existe diferença entre a física de altas energias para limite extremo dos UHECR. Os modelos comparados neste trabalho foram propostos por Golec-Biernat e Wüsthoff (GBW) [3] e Albacete ET. AL. (RCBK) [4], que serão discutidos posteriormente.

O formalismo de dipolos será utilizado como referencial teórico para o cálculo das seções de choque e vamos investigar o comportamento em massa e momento transversal dos dileptons produzidos. O formalismo de dipolos torna-se mais adequado por levar em conta o momento transversal dos dileptons produzidos, entretanto, estudos recentes mostram que existe uma equivalência entre diferentes formalismos, quando se trata da produção de dileptons [5].

2 METODOLOGIA

Na colisão de raios cósmicos com átomos da atmosfera temos como possibilidade a produção direta de pares de dileptons. Pensando na estrutura fundamental dos prótons, nêutrons, etc. a colisão ocorre entre as partículas fundamentais (quarks e glúons), e a produção de dileptons é originada num

processo de aniquilação quark-antiquark, que são oriundos dos raios cósmicos e dos átomos da atmosfera. Esse processo é conhecido como Drell-Yan.

Para investigar o processo Drell-Yan em termos do momento transversal p_T e da massa M a expressão para a seção de choque obtida a partir do modelo de dipolo pode ser escrita como [7]:

$$\frac{d\sigma^{DY}}{dM^2 dx_F d^2p_T} = \frac{\alpha_{em}^2}{6\pi^3 M^2} \frac{1}{(x_1+x_2)} \int_0^\infty d\rho W(\rho, p_T) \sigma_{dip}(\rho)$$

onde

$$\begin{aligned} W(\rho, p_T) = & \int_{x_1}^1 \frac{d\alpha}{\alpha^2} \frac{x_1}{\alpha} \sum_{q=1}^{N_f} e_q^2 \left[q\left(\frac{x_1}{\alpha}, M^2\right) + \bar{q}\left(\frac{x_1}{\alpha}, M^2\right) \right] \\ & \times \left\{ [m_q^2 \alpha^4 + 2M^2(1-\alpha)^2] \right. \\ & \times \left[\frac{1}{p_T^2 + \eta^2} T_1(\rho) - \frac{1}{4\eta} T_2(\rho) \right] + [1 + (1-\alpha)^2] \\ & \left. \times \left[\frac{\eta p_T}{p_T^2 + \eta^2} T_3(\rho) - \frac{T_1(\rho)}{2} + \frac{\eta}{4} T_2(\rho) \right] \right\} \end{aligned}$$

Na expressão η esta relacionada com a rapidez (variável que representa a região espacial onde a partícula foi detectada) e as funções T_i são:

$$T_1(\rho) = \rho J_0(p_T \rho / \alpha) K_0(\eta \rho / \alpha) / \alpha$$

$$T_2(\rho) = \rho^2 J_0(p_T \rho / \alpha) K_1(\eta \rho / \alpha) / \alpha^2$$

$$T_3(\rho) = \rho J_1(p_T \rho / \alpha) K_1(\eta \rho / \alpha) / \alpha$$

Onde as funções J_0 e J_1 são a primeira classe das funções de Bessel de ordem 0 e 1, enquanto K_0 e K_1 são a segunda classe modificada das funções de Bessel de ordem 0 e 1. A função $q(x, M)$ que aparece na expressão acima leva em conta a quantidade de quarks e glúons no projétil e neste trabalho vamos utilizar a parametrização GRV para descrever a mesma [6]. A interação entre projétil e alvo é considerada através da seção de choque de dipolo σ_{dip} , ou seja, como a interação depende da densidade de partículas no alvo, qualquer efeito de saturação partônica é incluído na forma de descrever esta seção de choque.

Diferentes parametrizações estão disponíveis para a seção de choque de dipolo, e neste trabalho vamos utilizar os modelos GBW e RCBK. O modelo GBW foi um dos primeiros modelos a prever que a seção de choque de dipolo deve saturar para dipolos com grande separação, portanto, foi um modelo que descreveu corretamente resultados experimentais utilizando a física de saturação partônica. O modelo denominado RCBK, utiliza a equação de evolução chamada de Balitski-Kovchegov para descrever a física de saturação partônica, entretanto leva em conta efeitos de modificação da constante de acoplamento da teoria. Portanto, uma comparação entre esses modelos se torna interessante, pois

permite identificar a região cinemática onde os mesmos podem apresentar diferentes previsões.

Tendo apresentado todas as partes que integram o cálculo da produção de dileptons no formalismo de dipolos, na próxima seção apresentaremos nossos resultados e conclusões.

3 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Apresentamos nesta seção os principais resultados obtidos, sendo que na Fig. 1 da esquerda uma comparação entre as parametrizações GBW e RCBK foi apresentada para descrever a distribuição em massa dos pares de léptons produzidos em colisões próton-próton para energias do acelerador RHIC e mostramos dileptons produzidos com diferentes valores de momento transverso. Verifica-se imediatamente que os dois modelos de saturação descrevem exatamente a mesma produção, sendo equivalentes para energias de RHIC.

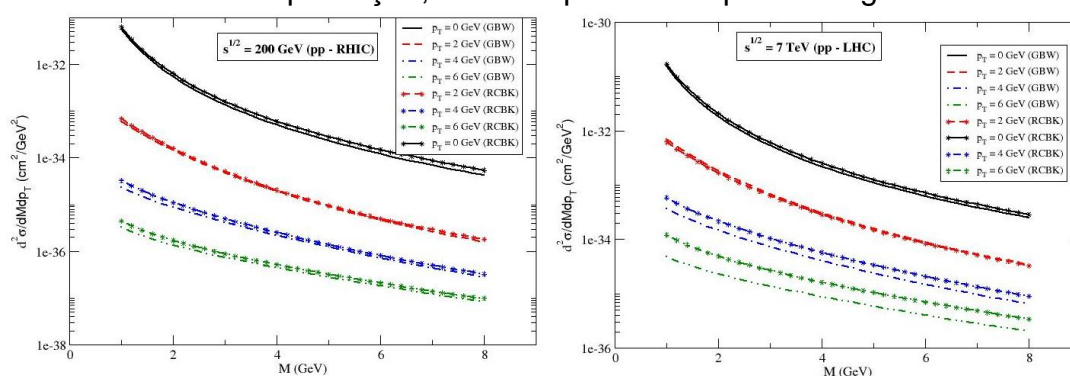


Figura 1: Seção de choque diferencial em termos da massa para energias de RHIC e LHC, comparando-se os resultados das parametrizações GBW e RCBK, para diferentes valores de momento transverso.

Na Fig. 1 direita apresentamos os mesmos resultados para LHC e percebe-se uma diferença entre as parametrizações apenas para dileptons com grande momento transverso. A parametrização RCBK apresenta valores maiores para a produção de dileptons na região de grande p_T , o que permite concluir que a constante de acoplamento não mais apresentar valores constantes pode ser um efeito observado na produção de dileptons, quando dados experimentais existirem para estes nos experimentos do LHC.

Na Fig. 2 da esquerda apresentamos os mesmos resultados para energias dos Raios Cósmicos Ultra-Energéticos. Verifica-se imediatamente que não existe diferença entre as parametrizações para energias extremas. Isto pode ser compreendido de duas formas. A região cinemática atingida em energias de raios cósmicos é tal que a física de saturação domina todos os processos, e como ambas as parametrizações consideram os efeitos de saturação, ambas estão descrevendo os mesmos resultados. Por outro lado, este comportamento pode ser consequência de um procedimento matemático necessário para realizar esses cálculos, pois para poder realizar uma extensão do regime cinemático, somos obrigados a congelar o comportamento das parametrizações para o regime de extrema energia, o que pode levar a uma mesma previsão de ambas as parametrizações para tais energias.

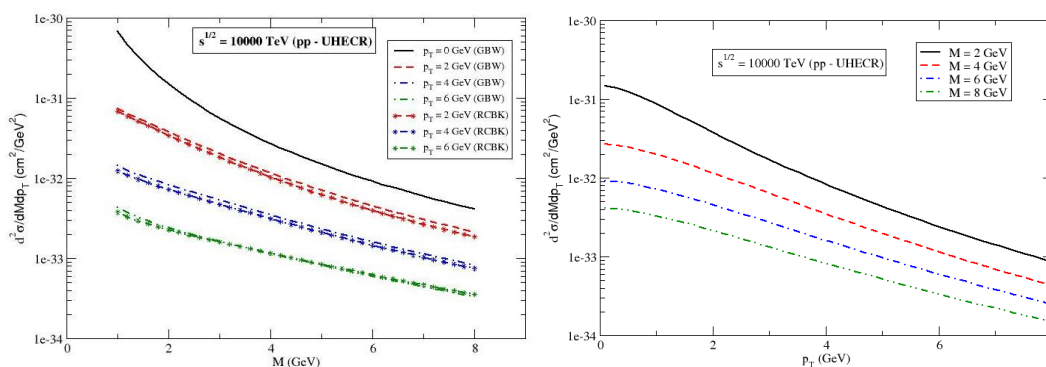


Figura 3: Seção de choque diferencial em termos da massa e momento transverso para energias dos UHECR, comparando-se os resultados das parametrizações GBW e RCBK, para diferentes valores de momento transverso.

Podemos também analisar a distribuição de momento transverso para os dileptons produzidos, e verificar se existe alguma diferença entre as parametrizações. Na Fig. 3 da direita apresentamos os resultados e foi verificada que a diferença entre os modelos é pequena, de forma que apresentamos apenas o comportamento da produção de dileptons em função do momento transverso para energias dos UHECR.

4 CONCLUSÕES

Neste trabalho analisamos a produção de dileptons para energias dos aceleradores RHIC e LHC e realizamos uma extrapolação para energias dos UHECR. Os resultados indicaram que não existe diferença significativa entre os modelos de saturação analisados neste trabalho. Entretanto, uma análise mais profunda dos modelos deve ser realizada de forma a estender os mesmos para o regime cinemático dos UHECR sem a idéia simples do congelamento dos mesmos. Também cabe salientar que os resultados aqui apresentados foram simulados para colisões próton-próton, e portanto, necessitamos realizar estes mesmos cálculos para colisões nucleares e verificar se alguma diferença entre as parametrizações pode ser observada.

5 REFERÊNCIAS

- [1] OLINTO, A. V. Ultra high energy cosmic rays: the theoretical challenge. **Physics Report**, Melville, v. 333-334, p. 329-348, 2000.
- [2] WATSON, A. A. Ultra-high-energy cosmic rays: the experimental situation. **Physics Report**, Melville, v. 333-334, p. 309-327, 2000.
- [3] GOLEC-BIERNAT, K.; WÜSTHOFF, M. Saturation effects in deep inelastic scattering at low Q^2 and its implications on diffraction. **Physical Review D**, Melville, v. 59, n. 014017, 10p., 1999.
- [4] ALBACETE, J. L., ARMESTO, N., MILHANO, J. G., SALGADO, C. A. Non-linear QCD meets data: A Global analysis of lepton-proton scattering with running coupling BK evolution. **Physical Review D**, Melville, v. 80, n. 034031, 24p., 2009.
- [5] DE OLIVEIRA, E. G.; GAY DUCATI, M. B. Backward dilepton production in color dipole and parton models. **Physical Review D**, Melville, v. 81, n. 054015, 10p., 2010.
- [6] GLUCK, M.; REYA, E.; VOGT, A. Dynamical parton distributions revisited. **European Physics Journal C**, Berlin, v. 5, n. 3, p. 461-470, 1998.
- [7] BETEMPS, M. A.; GAY DUCATI, M.B.; MACHADO, M.V.T.; RAUFEISEN, J. Investigating the Drell-Yan transverse momentum distribution in the color dipole approach, **Physical Review D**, Melville, v. 67, n. 114008, 8p., 2003.