

## 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).

A Fig. 1 mostra a compilação do fluxo medido por vários experimentos no mundo. Podemos observar que na região de energias acima de  $10^{18}$  eV o fluxo é muito baixo.

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 chuviscos extensos partônicos, como mostra a Fig. 2. Analisando-se a constituição desses chuviscos 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) e Albacete ET. AL. (RCBK).

O formalismo de dipolos será utilizado como referencial teórico para o cálculo das seções de choque, este formalismo 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.

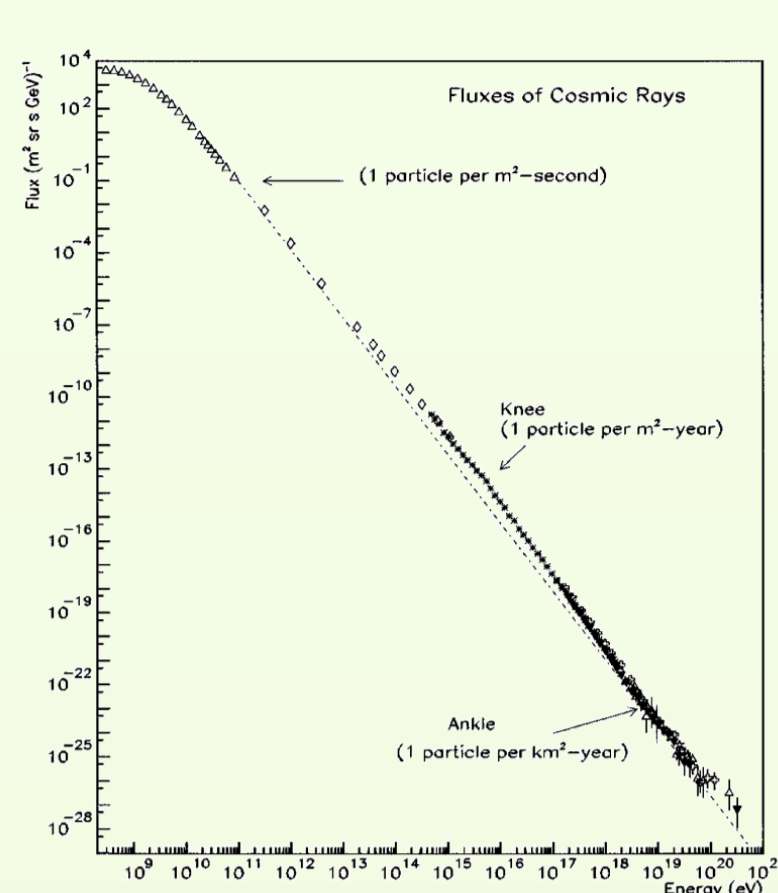


Fig. 1: Fluxo medido de raios cósmicos.

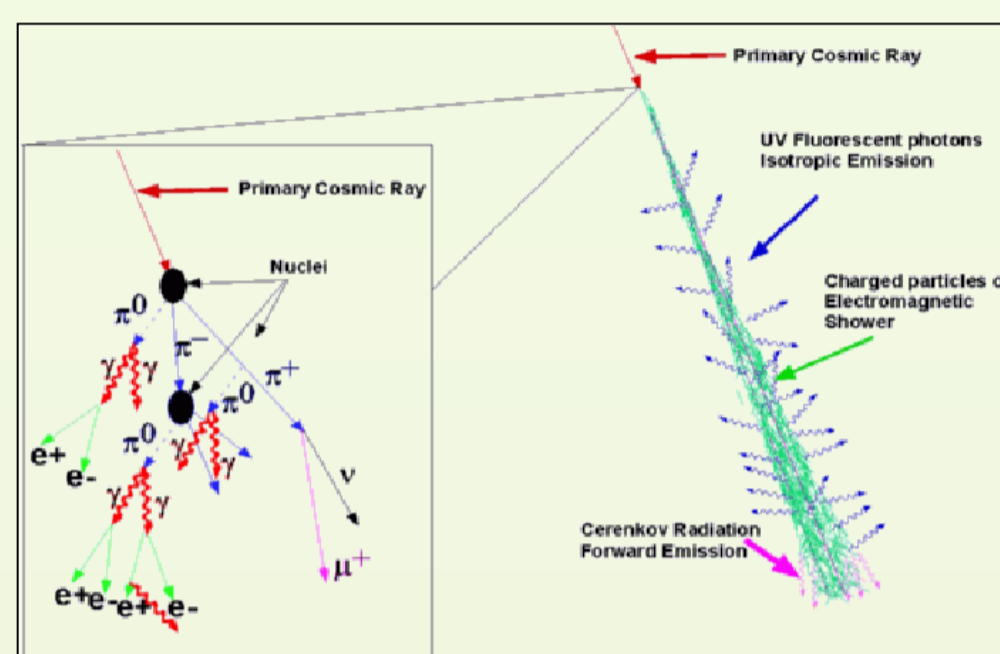


Fig.2: Evolução dos raios cósmicos.

## Metodologia

Na colisão de raios cósmicos com átomos da atmosfera temos como possibilidade a produção direta 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 mostrada na Fig. 3, 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:

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

onde

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

Na expressão  $\eta$  esta relacionada com a rapidez 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.

## Referências Bibliográficas

- [1] OLINTO, A. V. Ultra. **Phys. Rep.**, v. 333-334, p. 329, 2000.
- [2] GOLEC-BIERNAT, K.; WÜSTHOFF, M. **Phys. Rev. D**, v. 59, n. 014017, 10p., 1999.
- [3] ALBACETE, J. L., ET. AL. **Phys. Rev. D**, v. 80, n. 034031, 24p., 2009.
- [4] DE OLIVEIRA, E. G.; GAY DUCATI, M. B. **Phys. Rev. D**, v. 81, n. 054015, 10p., 2010.
- [5] GLUCK, M.; REYA, E.; VOGT, A. **Eur. Phys. Jour. C**, v. 5, n. 3, p. 461, 1998.
- [6] BETEMPS, M. A.; GAY DUCATI, M.B.; MACHADO, M.V.T.; RAUFEISEN, J. **Phys. Rev. D**, v. 67, n. 114008, 8p., 2003.

## Resultados e Discussão

A interação entre projétil e alvo é considerada através da seção de choque de dipolo  $\sigma_{dip}$  ou seja, da interação depende da densidade de partículas no alvo, qualquer efeito de saturação partônica é incluído na forma de descrever esta seção de choque.

Na Fig. 4 mostramos a análise do comportamento em termos da energia para a seção de choque de dipolo para as parametrizações GBW e RCBK. Podemos observar que na região de pequeno momento longitudinal  $x$  (energias extremas) a seção de choque satura para ambas as parametrizações, na região intermediária de  $x$  as curvas apresentam um comportamento diferenciado e na região de grande  $x$  (energias baixas) as curvas coincidem.

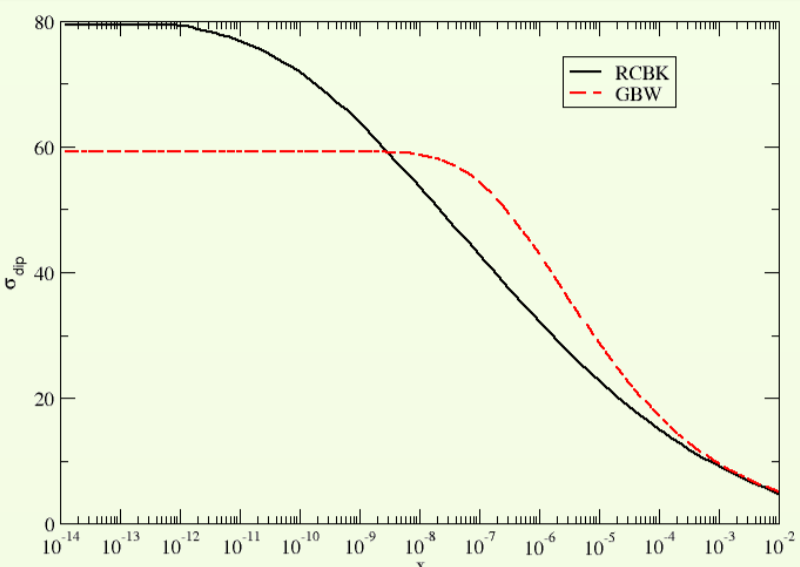


Fig. 4: Seção de dipolo em termos da energia.

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.

Na Fig. 5 uma comparação entre as parametrizações GBW e RCBK foi apresentada para descrever a distribuição em massa dos pares de léptons produzidos em colisões pp para energias do acelerador RHIC com diferentes valores de momento transversal. Verifica-se imediatamente que os dois modelos de saturação descrevem exatamente a mesma produção, sendo equivalentes para energias de RHIC. Na Fig. 6 apresentamos os mesmos resultados para LHC e percebe-se uma diferença entre as parametrizações apenas para dileptons com grande momento transversal. 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 apresenta valores constantes, que pode ser um efeito observado na produção de dileptons quando dados experimentais existirem para estes nos experimentos do LHC.

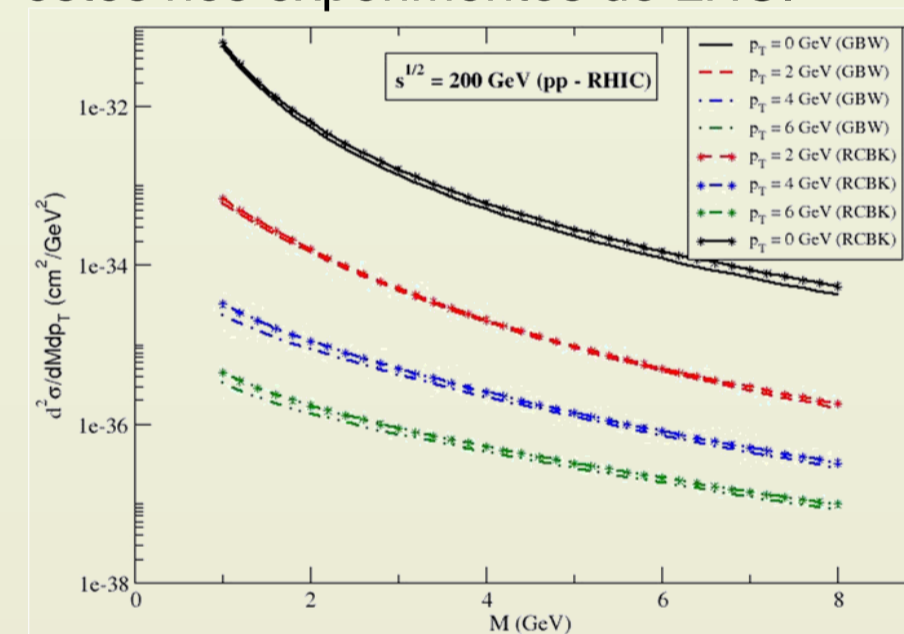


Fig. 5: Seção de choque em função da massa M para energia de RHIC.

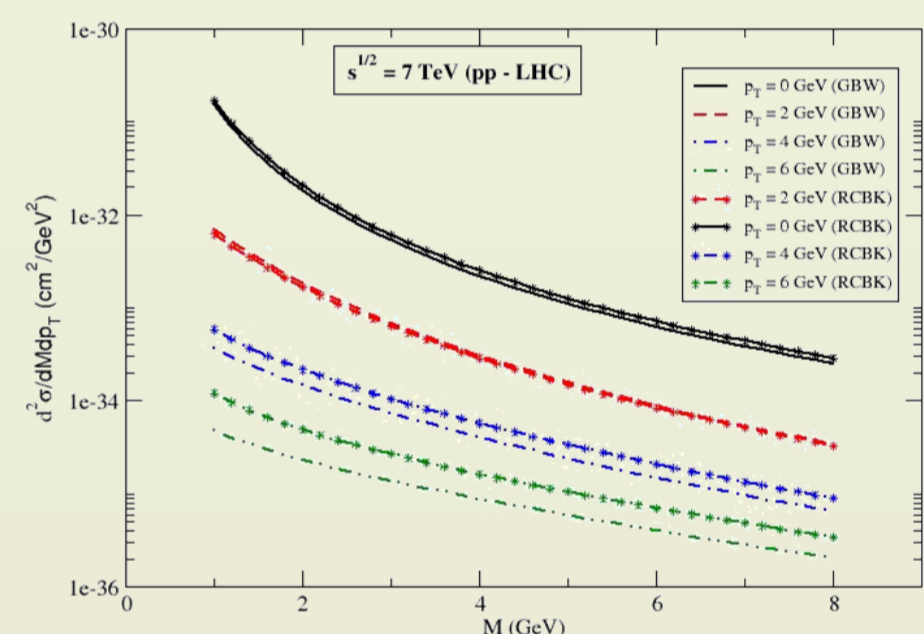


Fig. 6: Seção de choque em função da massa M para energia de LHC.

Na Fig. 7 apresentamos os mesmos resultados para energias dos UHECR. 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.

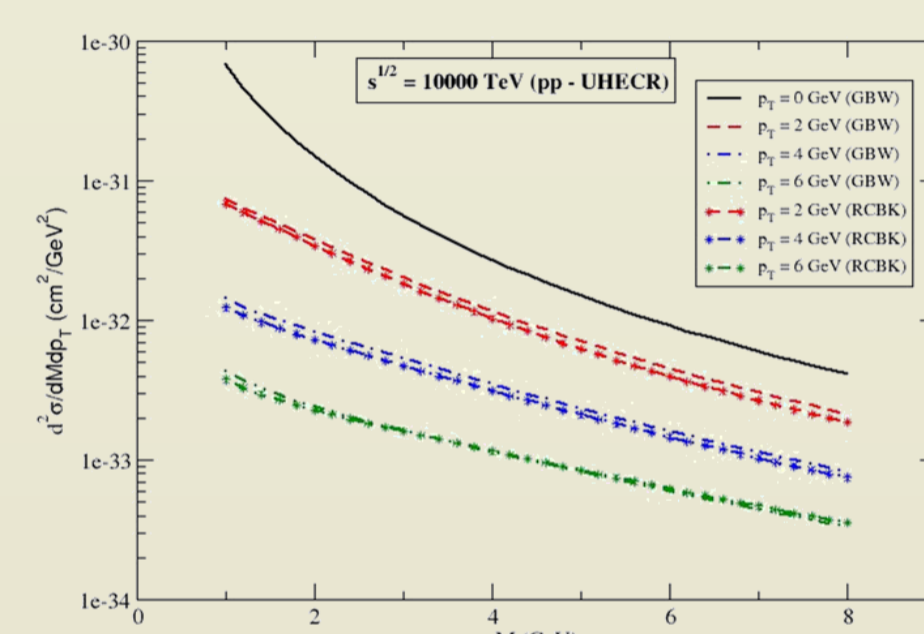


Fig. 7: Seção de choque em função da massa M para energia dos UHECR.

## Conclusão e Perspectivas

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 pp, e portanto, necessitamos realizar estes mesmos cálculos para colisões nucleares e verificar se alguma diferença entre as parametrizações pode ser observada.

Como continuação desse trabalho vamos analisar a distribuição de momento transversal para os dileptons produzidos, e verificar se existe alguma diferença entre as parametrizações.