

PRODUÇÃO DE DILÉPTONS EM COLISÕES DE ÍONS PESADOS NO GRANDE COLISOR DE HÁDRONS

CELSINA DOS SANTOS AZEVEDO NETA¹; BRUNO DUARTE DA SILVA MOREIRA²; VICTOR PAULO BARROS GONÇALVES³

¹Universidade Federal de Pelotas – acelsina@gmail.com

²Universidade Federal de Pelotas – bduartesm@gmail.com

³Universidade Federal de Pelotas – victorpbg@gmail.com

1. INTRODUÇÃO

Recentemente o estudo de processos induzidos por fótons em colisores hadrônicos como o Grande Colisor de Hádrons (LHC) se tornou uma realidade, com uma grande quantidade de dados tendo sido publicada para diferentes estados finais e novos estudos são esperados para o Run 2 do LHC. A ideia básica presente nestes processos é que hádrons carregados ultrarelativísticos, como por exemplo prótons e núcleos, geram campos eletromagnéticos intensos. Como consequência, em uma colisão hádron – hádron, a grande parametro de impacto, podem ocorrer interações fóton – fóton e fóton – hádron gerando um dado estado final. Para que a contribuição destes procesos seja significativa, aquelas induzidas pelas interações fortes devem ser suprimidas. Portanto, os processos induzidos por fótons são em geral estudados em colisões hadrônicas ultraperiféricas, nas quais o parâmetro de impacto é maior que a soma dos raios dos hádrons incidentes. Entretanto, esse fator de supressão das interações fortes é um tema de intenso debate.

Neste trabalho estudamos a produção de pares de léptons (elétrons, múons e taus) em interações fóton – fóton presentes em colisões hadrônicas. Iremos estimar a seção de choque e as distribuições de rapidez e de massa invariante para a produção de diléptons, considerando as colisões hadrônicas nas energias dos colisores RHIC e LHC.

2. METODOLOGIA

Para entender o processo de produção exclusiva de pares de léptons através das colisões fóton – fóton em colisores hadrônicos, estudamos o artigo de SZCZUREK (2010). Aplicamos a aproximação de fótons equivalentes de WEIZSÄCKER (1934) e WILLIAMS (1935) para o cálculo da seção de choque.

Estimamos as seções de choque para produção de diléptons em colisões chumbo – chumbo e ouro – ouro. Calculamos a seção de choque de interação fóton – fóton e o fluxo de fótons usando dois diferentes fatores de forma, sendo eles o fator de forma pontual e o de monopolo. Reproduzimos os resultados obtidos por SZCZUREK (2010) para as distribuições de rapidez e massa invariante para a produção de múons, estimando também para os outros dois léptons (elétron e tau), os quais não foram estudados no referido artigo.

Os cálculos das seções de choque, dos fluxos e das distribuições foram feitas em linguagem de programação FORTRAN 90 e os gráficos foram gerados usando o XMGRACE.

3. RESULTADOS E DISCUSSÃO

Calculamos as seções de choque total hádron – hádron com as energias dos colisores hadrônicos denominados Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) e Large Hadron Collider (LHC). Estas seções de choque são expressas em termos do fluxo de fótons dos hádrons e da seção de choque de interação fóton – fóton (MOREIRA).

$$\sigma_{AA}(\sqrt{s}) = \int d\omega_1 d\omega_2 \frac{n(\omega_1)}{\omega_1} \frac{n(\omega_2)}{\omega_2} \sigma_{\gamma\gamma}(W = \sqrt{4\omega_1\omega_2})$$

Onde ω_i é a energia dos fótons incidentes e o fluxo de fótons $n(\omega)$ pode ser expresso em termos de $N(\omega, b)$, que nos dá o fluxo de fótons $N(\omega, b)$ com energia ω a uma distância b do centro do hádron, o qual depende do quadrado da carga e também do fator de forma. Fizemos os cálculos para o fluxo com os fatores de forma pontual e de monopolo. Devido ao nosso interesse no fluxo de fótons sendo criado fora do núcleo, usamos o fator de forma pontual, onde consideramos o hádron como uma partícula pontual e para evitarmos a divergência do fluxo em pequeno b integramos a partir do raio do chumbo. Como consequência tem-se que

$$n(\omega) = \frac{2Z^2\alpha_{em}}{\pi} \left[\xi K_0(\xi) K_1(\xi) - \frac{\xi^2}{2} \left(K_1^2(\xi) - K_0^2(\xi) \right) \right]$$

Para o cálculo da seção de choque de interação fóton – fóton de criação de um par de léptons, a qual calculamos para os três léptons: elétron, múon e tau, temos uma dependência com a massa do lépton e com a energia de centro de massa fóton – fóton, sendo dada por

$$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-) = \frac{4\pi\alpha_{em}^2}{W_{\gamma\gamma}^2} \left\{ 2 \ln \left[\frac{W_{\gamma\gamma}}{2m_l} (1+v) \right] \left(1 + \frac{4m_l^2 W_{\gamma\gamma}^2 - 8m_l^4}{W_{\gamma\gamma}^4} \right) - \left(1 + \frac{4m_l^2 W_{\gamma\gamma}^2}{W_{\gamma\gamma}^4} \right) v \right\}$$

Nossos resultados são apresentados nas Figuras 1 e 2. Estes mostraram que as distribuições de rapidez nas energias dos colisores RHIC e LHC modificam-se de um colisor para o outro, aumentando a normalização e a largura das distribuições de rapidez quando a energia de centro de massa cresce.

Nas distribuições de massa invariante ($M = W_{\gamma\gamma}$), percebemos um grande aumento da normalização com o crescimento da energia de centro de massa, com a distribuição de massa invariante no RHIC decrescendo mais rapidamente, o que está associado ao fato que o espaço de fase do RHIC para a produção de diléptons é muito menor do que o do LHC.

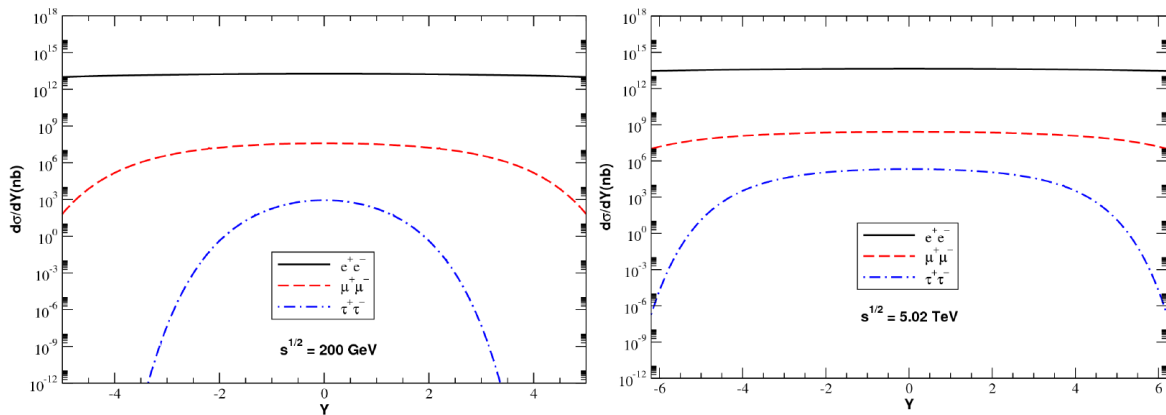


Figura 1: Distribuições de rapidez para a produção de diléptons em colisões nucleares no RHIC e no LHC

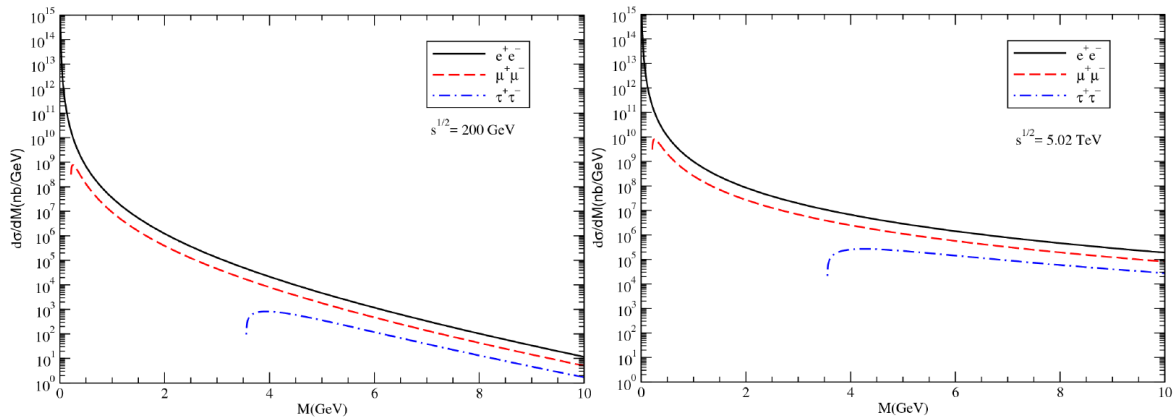


Figura 2: Distribuições de massa invariante para a produção de diléptons em colisões nucleares no RHIC e no LHC

Na tabela 1 apresentamos nossas previsões para a seção de choque total. Temos que a seção de choque para o processo estudado é extremamente alta, ela cresce com o aumento da energia do colisor e decresce com a massa do lépton. Temos que na energia do LHC a seção de choque aumentou por um fator da ordem de 3 para pares de elétrons, 14 para pares de múons e 700 para pares de taus, em comparação com a energia do RHIC.

	\sqrt{s} (GeV)	$\sigma^{e^+e^-}$ (kb)	$\sigma^{\mu^+\mu^-}$ (kb)	$\sigma^{\tau^+\tau^-}$ (kb)
AuAu	200	1.75×10^2	1.44×10^{-4}	1.23×10^{-9}
PbPb	5020	4.82×10^2	1.93×10^{-3}	8.88×10^{-7}

Tabela 1: Seções de choque total para a produção de diléptons em colisões nucleares no RHIC e no LHC

4. CONCLUSÕES

Os resultados apresentados neste trabalho implicam que as taxas de produção, ou seja, o número de pares de léptons criados por segundo, será elevada no LHC. Como consequência esperamos que uma fração significativa destes formem estados ligados, onde as possibilidades são: positrônio, muônio e tauônio. O cálculo da taxa de produção destes estados ligados configura a próxima etapa do projeto de mestrado em andamento.

5. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

M. Klusek-Gawenda and A. Szczurek. Exclusive muon-pair productions in ultrarelativistic heavy-ion collisions – realistic nucleus charge form factor and differential distributions. *Phys. Rev.*, C82:014904, 2010.

WEIZSACKER, C. F. Radiation emitted in collisions of very fast electrons. *Z. Phys.*, v. 88, p. 612-625, 1934.

WILLIAMS, Evan J. Correlation of certain collision problems with radiation theory. *Kong. Dan. Vid. Sel. Mat. Fys. Med.*, v. 13, p. 1-50, 1935.

MOREIRA, Bruno Duarte da Silva. Produção de Mésons Vetoriais em Processos Foto-Induzidos no LHC. 2017. Tese de Doutorado. Universidade de São Paulo.