

PRODUÇÃO DE QUARKS TOP VIA EVAPORAÇÃO DE BURACOS NEGROS NO LHC E FCC

BRENDA ROLIN ARIGOITO MIRANDA¹; PROF. DR. VICTOR PAULO BARROS GONÇALVES²; DR. DANIEL ERNANI MARTINS NETO³;

¹Universidade Federal de Pelotas – UFPel – brearigoitomiranda@hotmail.com

²Universidade Federal de Pelotas – UFPel – barros@ufpel.edu.br

³The Henryk Niewodniczański Institute of Nuclear Physics – IFJ PAN – dan.ernani@gmail.com

1. INTRODUÇÃO

As partículas elementares e suas interações são descritas pelo Modelo Padrão, que descreve as interações forte, eletromagnética e fraca, exceto a gravitação. Uma solução proposta para essa limitação é a existência de dimensões extras, como no modelo ADD (Arkani-Hamed, Dvali e Dimopoulos). Nesse modelo, a gravidade também se propagaria nas dimensões extras, podendo gerar buracos negros em colisores e interações mediadas por grávitons (partícula hipotética mediadora da interação gravitacional). Este trabalho investiga a produção de quarks top a partir da evaporação de buracos negros e interações fortes em colisões próton-próton no Grande Colisor de Hadrons (*Large Hadron Collider* - LHC) (14 TeV) e para o Colisor Circular do Futuro (*Future Circular Collider* - FCC) (100 TeV), buscando analisar se a produção de quarks top pode ser um observável para a produção de buracos negros em colisores e uma fonte de informações sobre os valores de massa de Planck M_P e número de dimensões extras n .

2. METODOLOGIA

Em 1972, o físico Kip Thorne sugeriu que, em uma colisão entre duas partículas com um parâmetro de impacto menor que o raio de Schwarzschild, um buraco negro poderia se formar (THORNE, 1972). Entretanto, essa formação só ocorreria se a distância entre as partículas fosse menor que 10^{-50} m, valor referente ao raio de Schwarzschild em um espaço-tempo de três dimensões espaciais e uma temporal. Em um espaço-tempo com mais dimensões extras, a gravidade se torna mais forte em pequenas distâncias, aumentando o raio de Schwarzschild (HOSSENFELDER, 2004). Portanto, temos a implicação de que o raio de Schwarzschild torna-se,

$$R_s^{(n)} = \frac{1}{\sqrt{\pi} M_D} \left(\frac{M_{BH}}{M_D} \frac{8\Gamma\left(\frac{n+3}{2}\right)}{n+2} \right)^{\frac{1}{n+1}}. \quad (1)$$

Para 2 dimensões extras grandes, o raio de Schwarzschild para uma colisão entre dois quarks é da ordem de 10^{-18} m, segundo a equação acima. Assim, a existência de dimensões extras grandes compactificadas está relacionada com a possível produção de buracos negro em colisores.

Considerando uma colisão frontal entre dois pártons no qual o parâmetro de impacto da colisão é menor que o raio de Schwarzschild R_s (LANDSBERG, 2006), devemos esperar a formação de um buraco negro de massa $M_{BH} = \sqrt{s}$.

Portanto, a seção de choque diferencial em relação à massa do buraco negro é dada por,

$$\frac{d\sigma}{dM_{BH}}(h_1 h_2 \rightarrow BH + X) = \frac{2M_{BH}}{s} \sum_{a,b} \int_{M_{BH}^2/s}^1 \frac{dx_a}{x_a} f_{a/h_1}(x_a) f_{b/h_2} \left(\frac{M_{BH}^2}{sx_a} \right) \sigma^{ab \rightarrow BH}(M_{BH}), \quad (2)$$

onde, $f_i(x_i)$ são as distribuições de pártons (quarks e glúons) nos hádrons incidentes e x_i é a fração de momento portada pelo párton i . Além disso, a seção de choque de interação entre dois pártons a e b , termo $\sigma^{ab \rightarrow BH}(M_{BH})$, é dado por,

$$\sigma_{BH} = \pi R_s^2 = \frac{1}{M_D^2} \left[\frac{M_{BH}}{M_D} \left(8 \frac{\Gamma\left(\frac{n+3}{2}\right)}{n+2} \right) \right]^{\frac{2}{n+1}}, \quad (3)$$

sendo, R_s o raio de Schwarzschild.

A produção de quarks pesados em primeira ordem nas interações fortes é representada pelos seguintes subprocessos: o primeiro subprocesso é a aniquilação de dois quarks leves (quarks u, d, s), originando um par de quark-antiquark pesado (quarks c, b, t). No segundo subprocesso temos dois glúons gerando um par quark-antiquark pesado. Para o primeiro subprocesso temos que a seção de choque é dada por (GLÜCK; REYA, 1978):

$$\sigma(q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}) = \frac{16\pi\alpha_s^2(Q^2)}{27Q^2} (1+\gamma)(1-\gamma)^{\frac{1}{2}}. \quad (4)$$

Para o segundo subprocesso é necessário considerar as três possibilidades de interação entre as partículas. Assim, temos que (GLÜCK; REYA, 1978):

$$\sigma(gg \rightarrow Q\bar{Q}) = \frac{\pi\alpha_s^2(Q^2)}{3Q^2} \left[-\left(7 + \frac{31}{4}\gamma\right) \frac{1}{4}X + \left(1 + \gamma + \frac{1}{16}\gamma^2\right) \ln\left(\frac{1+X}{1-X}\right) \right]. \quad (5)$$

Para o caso da produção de quarks pesados via evaporação de buraco negro, temos que a seção de choque é dada pelo produto do número total de quarks pesados emitidos pelo buraco negro e pela seção de choque da produção do buraco negro. Logo:

$$\sigma_{HQ} = N_{HQ} \sigma_{BH}, \quad (6)$$

onde, o número total de quarks de massa M emitidos por um buraco negro é dado pela integral

$$N_{HQ} = \int_0^{t_f} dt \int_0^{M_{BH}} \frac{c_s \sigma_s}{8\pi^2} \frac{p^2 dp}{\exp \frac{\sqrt{p^2 + M^2}}{T_{BH}} + 1}. \quad (7)$$

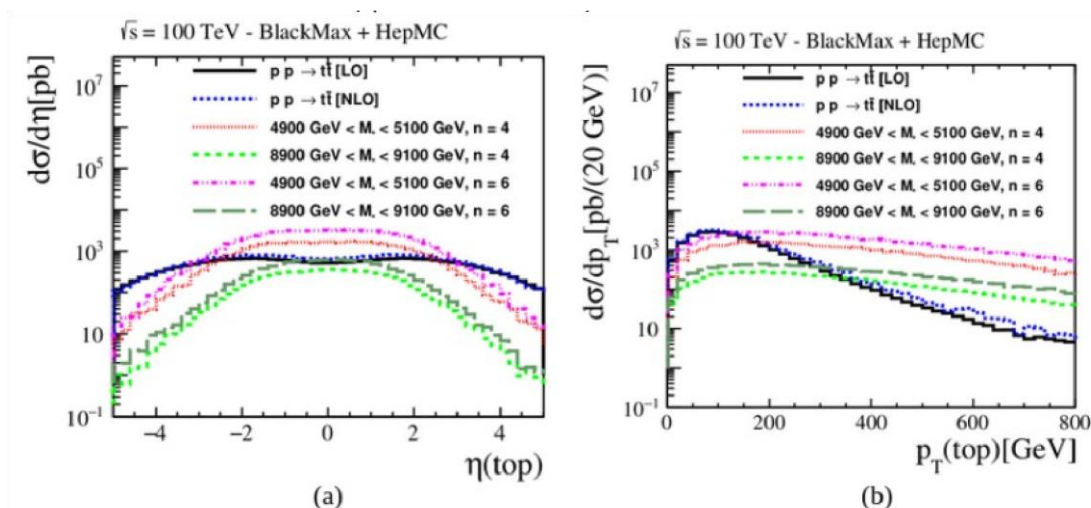
Estamos interessados em simular a produção de quarks top via interações fortes e via evaporação de buracos negros. Assim, iremos utilizar os Monte Carlo PYTHIA

e BLACKMAX, respectivamente, a fim de obter previsões realísticas sobre a produção de quarks top e comparar os resultados¹.

3. RESULTADOS E DISCUSSÃO

O estudo comparou a seção de choque diferencial em função da pseudorapidez e do momento transversal do quark top para energias do LHC e FCC, com foco na produção de buracos negros e sua evaporação. Os resultados indicam que, no LHC, as previsões via pQCD dominam sobre as via evaporação de buracos negros na maior parte dos cenários, exceto em altos valores de momento transversal (Figura 1). No FCC, os eventos de evaporação de buraco negro se tornam dominantes em várias situações, mostrando que esse colisor permite uma análise mais detalhada da produção de quarks top, especialmente para massas de buracos negros de 5000 GeV e 9000 GeV (Figura 2). O trabalho conclui que o FCC apresenta condições mais favoráveis para comprovar experimentalmente a criação de buracos negros em colisores através da produção de quarks top.

Figura 1: Resultados para a seção de choque diferencial (a) em relação à pseudorapidez do quark top e (b) em relação ao momento transversal do quark top para a energia no centro de massa do LHC.



Fonte: O(s) autor(es).

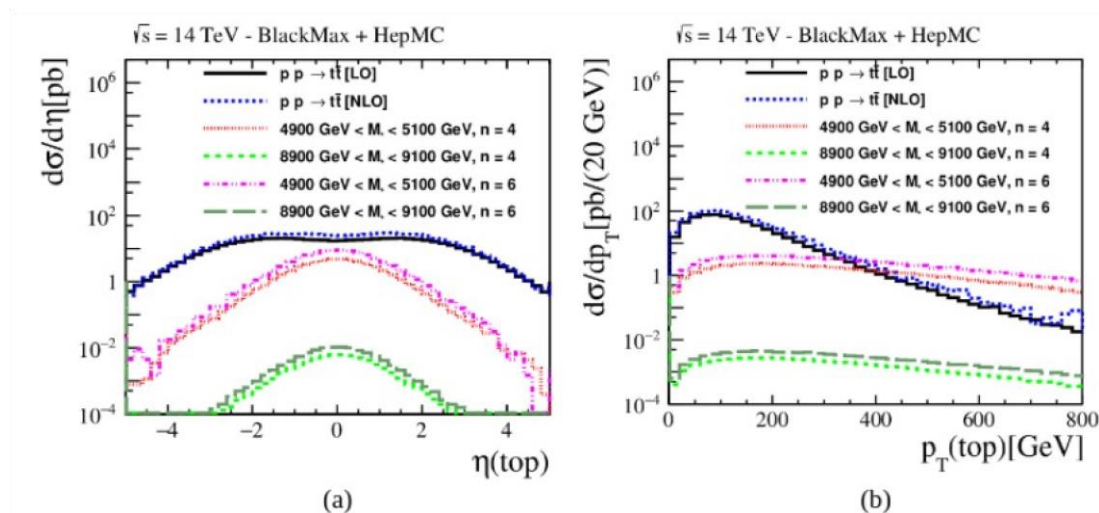
4. CONCLUSÕES

Nosso objetivo foi comparar observáveis como a seção de choque diferencial em relação à pseudorapidez do quark top e a seção de choque diferencial em relação ao momento transversal do quark top para as energias correspondentes ao centro de massa do LHC e do FCC, respectivamente, a fim de compreender quais cenários são favoráveis para comprovação experimental da produção de buracos negros em colisores. Nossos resultados foram obtidos a partir de simulações do MadGraph 5 junto ao PYTHIA para as previsões pQCD e no BLACKMAX foram simuladas as previsões via evaporação de buraco negro. A partir destes resultados concluímos que os eventos de evaporação de buraco negro são

¹ É importante ressaltar que nossos resultados utilizam a parametrização CT14 (DULAT et al., 2016).

competitivos com os resultados da pQCD para energia do centro de massa do FCC, portanto, a produção de quark top seria um observável favorável neste contexto.

Figura 2: Resultados para a seção de choque diferencial (a) em relação à pseudorapidez do quark top e (b) em relação ao momento transverso do quark top para a energia no centro de massa do FCC.



Fonte: O(s) autor(es).

5. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

DULAT, S. et al. New parton distribution functions from a global analysis of quantum chromodynamics. **Phys. Rev. D**, American Physical Society, v. 93, p. 033006, Feb 2016. Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.93.033006>.

GLÜCK, M.; REYA, E. Duality predictions for the production of heavy quark systems in qcd. **Physics Letters B**, v. 79, n. 4, p. 453–458, 1978. ISSN 0370-2693. Disponível em: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269378904057>.

HOSSENFELDER, S. What black holes can teach us. **Focus on Black Hole Research**, Nova Science Publishers, p. 155–192, 2004.

LANDSBERG, G. Black holes at future colliders and beyond. **J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.**, Institute of Physics Publishing, v. 32, p. R337–R365, 2006.

THORNE, K. S. Nonspherical Gravitational Collapse—A Short Review. In: Klauder, J. R. (Ed.). **Magic Without Magic: John Archibald Wheeler**. [S.l.: s.n.], 1972. p. 231.