

PRODUÇÃO DE BURACOS NEGROS NO LHC E SUA EVAPORAÇÃO EM QUARKS PESADOS

THIEL, Maurício¹

¹Universidade Federal de Pelotas, mauricio.thiel@gmail.com

GONÇALVES, Victor Paulo Barros²

²Universidade Federal de Pelotas, barros@ufpel.tche.br

1 INTRODUÇÃO

A compreensão da Cromodinâmica Quântica (QCD) - teoria que descreve as interações fortes - e da Gravitação Quântica - a Gravitação à nível microscópico - são dois dos grandes desafios teóricos da atualidade. Para ajudar no entendimento destes dois desafios alguns autores propuseram a existência de dimensões extras na Natureza, as quais estariam compactadas e não seriam visíveis a nível macroscópico, mas cujos efeitos poderiam se manifestar em processos de colisão de partículas ultrarelativísticas [1]. Com esta proposta, buracos negros (BN) poderiam ser produzidos no processo de colisão próton-próton que é realizada no experimento denominado Grande Colisor de Hádrons (LHC). O BN é um objeto que é caracterizado por sua massa e temperatura, as quais definem o processo de evaporação do mesmo. Em princípio, todos os tipos de partículas deverão ser emitidos durante a evaporação [2]. Nosso objetivo é estudar a produção de BN no LHC e a taxa de evaporação destes em quarks pesados. Neste trabalho, calculamos a seção de choque diferencial da colisão próton-próton para diferentes valores da massa de Planck e diferentes massas dos BNs considerando um modelo simplificado para a descrição da produção destes objetos. Analisamos o decaimento dos BNs e a multiplicidade de partículas produzidas na evaporação. Em particular, estimamos a evaporação em quarks pesados e comparamos com as previsões da QCD. Por fim, estudamos a dependência dos resultados nos possíveis números de dimensões extras e analisamos a dependência dos nossos resultados nas parametrizações partônicas utilizadas para descrever a estrutura do próton.

2 PRODUÇÃO DE BURACOS NEGROS EM COLISORES

Um objeto é um BN se seu raio é menor do que o seu raio de Schwarzschild. Se em uma colisão próton-próton, eles forem espremidos a uma distância menor que o raio de Schwarzschild associado a eles, teremos a criação de um BN. A taxa de produção de buracos negros em uma colisão próton-próton é dada pela sessão de choque diferencial da colisão, dada por [1]:

$$\frac{d\sigma}{dM_{BH}} = \frac{2M_{BH}}{s} \int_{\frac{M_{BH}^2}{s}}^1 \frac{dx_a}{x_a} f_a(x_a) f_b \left(\frac{M_{BH}^2}{sx_a} \right) \sigma(ab \rightarrow BH) \quad (1)$$

a qual nos fornece a probabilidade da partícula “a” interagir com a partícula “b” e ambas formarem um BN. Temos que f_i ($i = a$ ou b) são as funções de estrutura partônica das respectivas partículas, as quais especificam as probabilidades de encontrar no interior do hádron um quark ou glúon com fração de momentum x_i .

As funções de estrutura partônica utilizadas em nosso trabalho foram as fornecidas pelas parametrizações GRV [3], CTEQ5 [4] e CTEQ6 [5].

Após a sua produção, o BN é descrito pela sua temperatura, a qual é dada por:

$$T_H = \frac{n + 1}{4\pi R_S} \quad (2)$$

onde n é o número de dimensões extras e R_s é o raio de Schwarzschild do BN. Após a sua criação, o BN deve evaporar. A multiplicidade média de partículas emitidas, desconsiderando as massas das mesmas, é dada por:

$$N \approx \frac{2\pi}{n + 1} \left(\frac{M_{BH}}{M_P} \right)^{\frac{(n+2)}{n+1}} \left(\frac{8\Gamma\left(\frac{n+3}{2}\right)}{n + 2} \right)^{\frac{1}{(n+1)}} \quad (3)$$

Por outro lado, como estamos interessados em estimar o decaimento em quarks pesado, teremos que a multiplicidade em um dado sabor de massa M é descrita por [2]:

$$N = \int_0^{t_f} dt \int_0^{M_{BH}} dp \frac{c_s \sigma_s}{8\pi^2} \frac{p^2}{e^{\frac{\sqrt{p^2 + M^2}}{T_{BH}}} + 1} \quad (4)$$

onde t_f é o tempo de evaporação do BN, T_{BH} é dada pela Eq. (2), c_s é o fator de multiplicidade e σ_s é a opacidade.

3 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Na Fig. 1 apresentamos a dependência na massa do BN e no número de dimensões extras da seção de choque diferencial. Vemos que esta decai com o aumento da massa do BN e depende fracamente do número de dimensões extras.

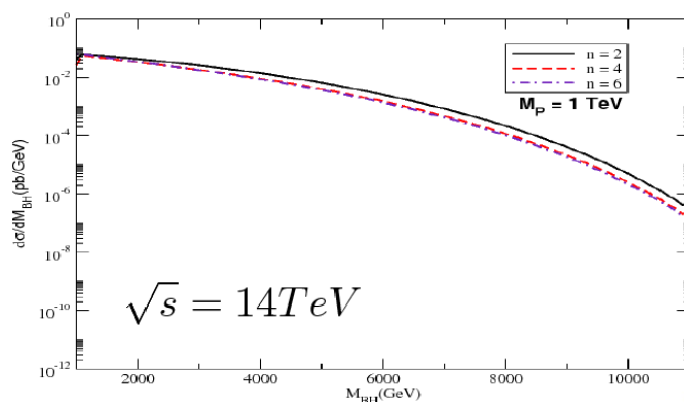


Fig.1:Seção de choque diferencial em função da massa do BN.

A Fig.1 foi obtida usando a parametrização GRV. Na Fig. 2 estimamos este mesmo observável considerando também duas versões da parametrização CTEQ. Tem-se que as previsões obtidas com as parametrizações CTEQ5 e a CTEQ6 são similares e maiores daquelas obtidas com a parametrização GRV. No que segue nos utilizaremos da GRV, visto esta fornecer um limite inferior para a taxa de produção de buracos negros.

Na Fig. (3) apresentamos a dependência da temperatura com a massa do BN. Tem-se que os BNs produzidos terão uma temperatura elevadíssima e que esta é fortemente dependente do número de dimensões extras.

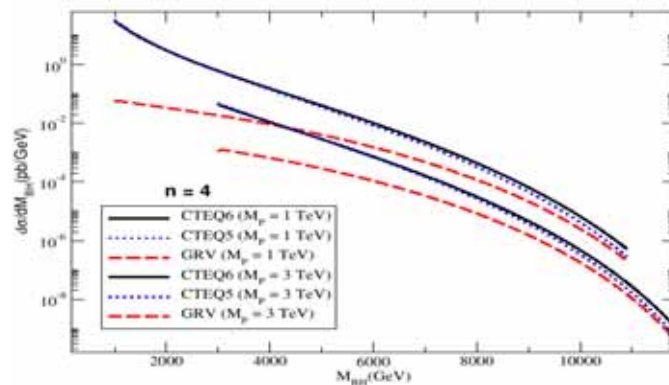


Fig.2: Seção de choque diferencial em função da massa do BN.

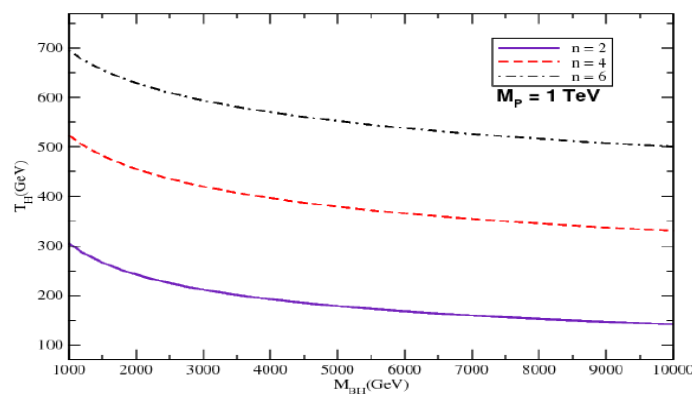


Fig.3: Temperatura do BN em função de sua massa.

A dependência da multiplicidade média de partículas emitidas na massa do BN é analisada na Fig. 4. Tem-se que a multiplicidade cresce com o aumento da massa do BN e difere, para grandes valores de massa de BN, muito com o número de dimensões extras.

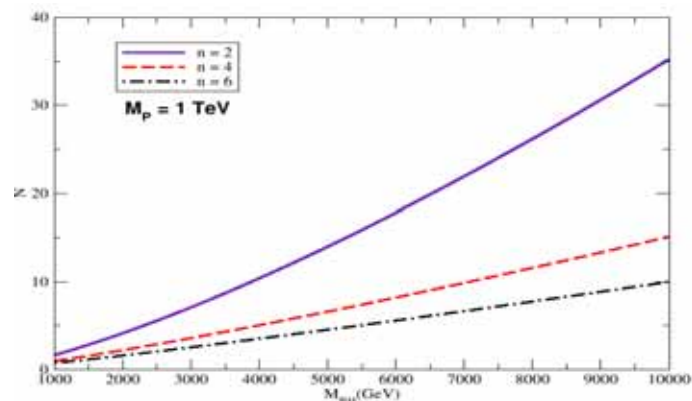


Fig.4: Número de partículas evaporadas por um BN em função de sua massa.

Por fim vamos analisar a evaporação do BN em quarks massivos. Na Fig. 5 apresentamos a dependência da multiplicidade na massa do quark emitido para diferentes valores da massa do BN. Tem-se que para baixos valores de M_{BH} esta é fracamente dependente da massa do quark emitido. Por outro lado, para grandes valores de M_{BH} a taxa de emissão em quarks decai por aproximadamente um fator 2 entre emissão a emissão de um quark leve (p. ex. um quark u) e de um quark pesado (p. ex. um quark t). Embora esta diferença

seja significativa, ela é muito menor da dependência em massa da taxa de produção de partículas predita pela QCD. Isso nos motiva a comparar estes dois processos de produção de quarks pesados, sendo este nosso próximo objetivo.

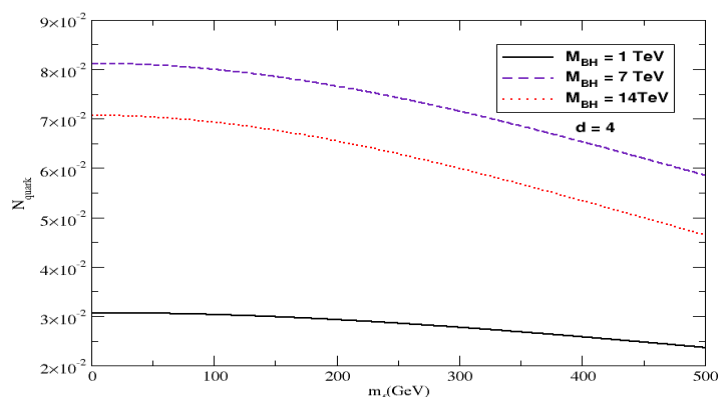


Fig.5: Número de quarks evaporados em função de sua massa.

4 CONCLUSÕES

Considerando a proposta da existência de dimensões extras compactadas na natureza, nossos resultados indicam que a sua taxa de produção em colisões próton-próton no Grande Colisor de Hadrons será elevada. Além disso, tendo em vista que a temperatura associada a estes objetos será elevada, estes devem evaporar rapidamente em um grande número de partículas.

Nossos resultados indicam que há uma dependência significativa, para pequenos valores de massa de BN, da taxa de produção dos BNs com as funções de estrutura partônicas utilizadas, com as previsões obtidas usando a parametrização GRV sendo um limite inferior. As previsões são fracamente dependentes no número de dimensões extras e a taxa de produção diminui com o aumento da massa do BN. Por fim, nossos resultados demonstram que a taxa de evaporação em quarks diminui com o aumento da massa do quark, mas ainda sendo apreciável para quarks pesados, como o quark top. Nosso próximo passo será comparar estes resultados com as previsões da QCD para a produção de quarks pesados.

5 REFERÊNCIAS

- [1] DIMOPOULOS, S., LANDSBERG, G.. Black Holes at the Large Hadron Collider. **Physical Review Letters**, v. 87, n. 16, p. 16102-1 - 161602-4, 2001.
- [2] CHAMBLIN, A ., COOPER, F., NAYAK, G. C.. Top quark production from black holes at the CERN LHC. **Physics Letters B**, v. 672, n. 1, p. 147 - 151, 2009.
- [3] GLUCK, M., REYA, E., VOGT, A .. Dynamical parton distributions of the proton and small x physics. **Z. Physics C**, v. 67, n. 2, p. 433 – 448, 1995.
- [4] Coordinated Theoretical and Experimental Collaboration. Global QCD Analysis of Parton Structure of the Nucleon: CTEQ5 Parton Distributions. **European Physical Journal C**, v. 12, n. 3, p. 375 – 392, 2000.
- [5] Coordinated Theoretical and Experimental Collaboration. New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis. **Journal of High Energy Physics**, v. 0207, n. 1, p. 012 - 056, 2002.