

Introdução

Neste trabalho investigamos as abordagens fenomenológicas da produção exclusiva difrativa de estados ligados de quarks charm-anticharm em colisão próton-núcleo para as energias do LHC³ (Large Hadron Collider). Estes estados ligados são denominados quarkonium, em analogia com os estados positrônio nas interações eletromagnéticas. Tal produção, denominada exclusiva, de estados charm-anticharm, tem um sinal experimental mais "limpo" que a produção inclusiva pois é caracterizada pela baixa multiplicidade de partículas entre o estado final produzido e os prótons incidentes do feixe colisor [1].

Este é um tema em aberto na literatura e a comparação das previsões teóricas no regime de energia dos dados experimentais no LHC é uma tarefa crucial.

Base Teórica

Fizemos uso, em particular, de modelos teóricos baseados na Teoria de Regge e nos modelos perturbativos da Cromodinâmica Quântica (QCD). Além disso, nos valem dos modelos de troca de Pomeron, que pode ser entendido como a troca de um objeto virtual que viabiliza as análises da produção exclusiva (difrativa), sendo que essa última é o foco deste trabalho. O processo de produção inclusiva ocorre da seguinte forma: dois hádrons (prótons e/ou núcleos) interagem na colisão, e disso resulta em dois quarks, um charm e um anti-charm. Usamos, então, um modelo de evaporação de cor (CEM) afim de hadronizar os dois quarks e resultar num estado ligado quarkonium. Esse modelo nos fornece a seção de choque para um processo no qual os pártons (quarks e glúons) de dois hádrons (prótons e/ou núcleos), h_1 e h_2 , interagem para produzir um estado pesado denominado quarkonium H

$$h_1 + h_2 \rightarrow H(n J^{CP}) + X$$

dado pela seção de choque da produção de pares de quarks pesados, somada sobre todos estados de cor e spin. Toda informação na transição não-perturbativa do par $Q\bar{Q}$ para o quarkonium pesado H de números quânticos J^{CP} , está contido no fator $F_{nJ^{CP}}$ que, a priori, depende de todos os números quânticos [2,3]

$$\sigma(h_1 h_2 \rightarrow H[n J^{CP}] X) = F_{nJ^{CP}} \bar{\sigma}(h_1 h_2 \rightarrow Q\bar{Q} X) \quad (1)$$

onde $\bar{\sigma}(Q\bar{Q})$ é a seção de choque total da produção aberta de quarks pesados calculado pela integração sobre a massa invariante do par massivo $Q\bar{Q}$ de $2m_Q$ a $2m_0$, sendo $2m_0$ a massa associada do méson D . Esta pode ser escrita como

$$\sigma_{pp}(\sqrt{s}, m^2_Q) = \sum_{i,j=q,q,g} \int d x_1 d x_2 f_i^p(x_1, \mu_F^2) f_j^p(x_2, \mu_F^2) \times \hat{\sigma}_{ij}(\sqrt{s}, m^2_Q, \mu_F^2, \mu_R^2) \quad (2)$$

onde x_1 e x_2 são a fração de momento devido a colisão partônica, f_i^p é a distribuição de pártons nos prótons (*Parton Distribution Function*); assumimos também que a escala de fatorização e a escala de renormalização são iguais, $\mu_F = \mu_R = \mu$. Neste trabalho utilizamos $\mu = 2m_Q$, usando a massa do quark charm igual a 1,4 GeV. Esses parâmetros fornecem uma adequada descrição da produção aberta de sabores pesados [4-6]. O fator $F_{nJ^{CP}}$ é determinado experimentalmente [7] sendo igual a $F_{11} \approx 2,5 \times 10^{-2}$.

Agora, analisaremos a produção difrativa exclusiva, modelada através de uma troca única de pomeron. Para isso, vamos considerar o abordagem dada por Ingelman-Schlein (IS) [8], onde a estrutura do pomeron (conteúdo quark e glúon) é explorado. No caso da difração simples (*single diffraction*), um pomeron é emitido por um dos hádrons que colidiram. Esse hádron é detectado, em princípio, no estado final e os hádrons remanescentes espalham em relação ao pomeron emitido. A seção de choque difrativa de uma colisão hádron-hádron é fatorizada como o produto da seção de choque pomeron-hádron e do fator de fluxo [8]. O evento de difração simples é representado por

$$h_1 + h_2 \rightarrow h_{1,2} + H(n J^{CP}) + X$$

Sua seção de choque diferencial escrita como

$$\frac{d\sigma^{SD}(h_1 + h_2 \rightarrow h_i + H[n J^{CP}] + X)}{d x_p^i d |t_i|}$$

$$= F_{nJ^{CP}} \times f_{P/h_i}(x_p^i, |t_i|) \bar{\sigma}(P + h_j \rightarrow Q\bar{Q} + X) \quad (3)$$

onde a variável cinemática do pomeron x_p é definida como $x_p^{(i)} = s_p^{(j)}$ e $\sqrt{s_p^{(j)}}$ é o centro de massa energia do j -ésimo sistema pomeron-hádron e $\sqrt{s_{ij}} = \sqrt{s}$ o centro de massa energia no i -ésimo sistema hádron-hádron. O momento transferido no hádron da vértice i é denotado por t_i .

Explicitamente, a seção de choque pomeron-hádron é escrita como

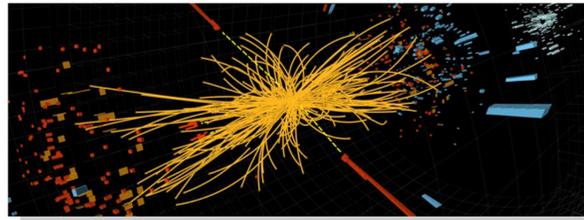
$$\frac{d\sigma(P + h \rightarrow Q\bar{Q} + X)}{d x_1 d x_2} = \sum_{i,j=q,q,g} \frac{f_{i/h}(x_1, \mu_F^2) f_{j/h}(x_2, \mu_F^2)}{x_p^{(1)}} \times f_{ih}(x_2, \mu_F^2) \hat{\sigma}(\hat{s}, m_Q^2, \mu_F^2, \mu_R^2) + (1 \leftrightarrow 2) \quad (4)$$

O fator de fluxo dá a taxa de emissão do pomeron pelo hádron, aqui, utilizamos a análise experimental da função de estrutura difrativa [9], onde a dependência x_p é parametrizada usando fator de fluxo motivado pela teoria de Regge

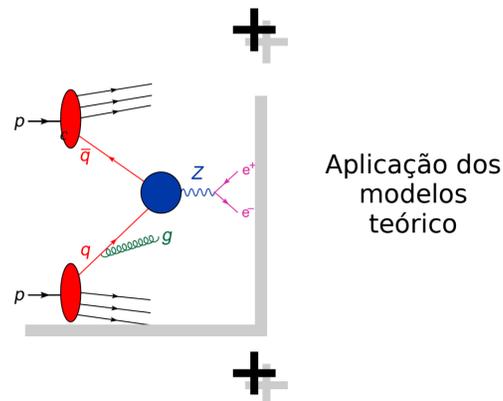
$$f_{P/h}(x_p, t) = A_p \cdot \frac{e^{B_p t}}{x_p^{2\alpha_p(t)-1}} \quad (5)$$

onde a trajetória do pomeron é assumida linear, $\alpha_p(t) = \alpha_p(0) + \alpha'_p t$, e os parâmetros $\alpha_p(0)$ e α'_p são obtidos do ajuste para os dados H1 FPS [9]. Tem-se também, em (4) a função de distribuição partônica (*Partonic Distribution Function*) $f_{i/h}(x_2, \mu_F^2)$, que nos cálculos numéricos, valeu-se das DPDF's (*Diffractive Partonic Distribution Function*) da colaboração H1 FPS [9], [10] e [11] para PDF's.

Processo da Pesquisa



Dados do experimento (LHC)



Aplicação dos modelos teóricos

Análise Numérica

```
1 include 'mrst2001lo.f'
2
3 program jpsi
4 implicit double precision
5 common /parametros/ mq2,
6 integer ee
7 external dsigmadxm
8
9 open(unit=10, file='jps
```



Resultados Vs Dados Experimentais

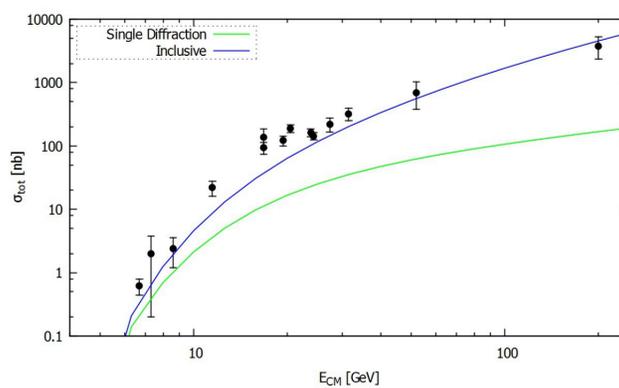


Figura 1. Seção de choque total em função da energia do centro de massa até 200GeV para produção hadrônica inclusiva (traço azul). A linha verde representa a seção de choque total para a produção difrativa.



Devemos também incluir as correções de troca de múltiplos-pomerons. No presente cálculo, iremos considerar a aumento da seção de choque por efeitos de espalhamento dos múltiplos-pomerons devido aos hádrons envolvidos, um próton e um núcleo chumbo (Pb).

Isso é levado em conta através do fator de probabilidade de sobrevivência do gap, $\langle |S|^2 \rangle = 4.39$, o qual pode ser descrito em termos das correções de blindagem ou absorção [12,13,14] dado por

$$A_{eff} = A \int d^2 B T_A(B) \exp(-A \sigma^{in} T_A(B))$$

Esse fator de supressão de um processo duro (*hard process*) acompanhado por um gap na rapidez não depende somente da probabilidade do estado inicial de sobrevivência, mas é também sensível à distribuição espacial de pártons dentro dos hádrons de entrada, e assim na dinâmica de toda parte difrativa da matriz espalhamento. O fator de sobrevivência do *grande gap na rapidez* (Large Rapidity Gap - LRG) num estado hadrônico final é a probabilidade de um dado LGR não ser preenchido pelos subprodutos, que se origina do re-espalhamento suave dos pártons espectadores e/ou dos glúons emitidos pelos pártons pertencentes a interação dura.

Metodologia

A pesquisa teve início com uma revisão teórica de Teoria Quântica de Campos bem como a compreensão básica dos modelos necessários para analisar os processos de produção (base teórica) dos estados supracitados. Em especial, tomou-se conhecimento da obtenção das amplitudes de espalhamento para a produção de quarks pesados no âmbito da cromodinâmica quântica (QCD). No próximo passo, foi efetuado um levantamento de dados proveniente das colisões no LHC referentes às produções do méson J/ψ (quarkonium). Essas informações foram comparadas com as previsões teóricas dos modelos de produção inclusiva da abordagem de evaporação de cor. Finalmente, foram feitas estimativas teóricas através dos modelos de troca de Pomeron ("partícula" virtual), corrigidos pelo fator de absorção. Tais análises foram calculadas numericamente por meio de algoritmos em linguagem FORTRAN tanto para o caso inclusivo quanto para o processo difrativo fornecendo-nos a seção de choque diferencial $d\sigma/dy$ e a σ_{TOT} em função da energia de centro de massa do processo.

Resultado e Considerações Finais

As análises realizadas concluíram que, com bastante confiabilidade, a previsão teórica produzida pela a análise numérica concorda com os dados de aceleradores, incluindo os do LHC para o processo inclusivo. A Figura 1 exibe um resumo da análise. Os dados experimentais da produção inclusiva no regime de altas energias são apresentados com o seus devidos erros (até 200GeV referente ao acelerador RHIC). A linha azul representa a predição teórica do modelo de evaporação de cor em função da energia do centro de massa. O comportamento e as ordens de grandezas são consistentes com os dados. Em suma, esses resultados promissores nos motivaram a desenvolver previsões agora para os processos de produção exclusiva difrativa de quarkonium em colisões p-Pb. A linha verde representa a seção de choque total da produção de quarkonium J/ψ de difração simples, que junto ao fator de sobrevivência do gap, permite estimar a taxa de produção para este processo.

Obtivemos as seguintes previsões para o regime de energia do LHC: 852 nb e 992 nb, para as energias de 5,02 TeV e 8,8 TeV respectivamente. Aqui utilizamos o fator de sobrevivência de gap dado pela referência [12] e, novamente, as distribuições partônicas das colaborações [9,10,11]. Isto é, para obtermos as previsões p-A, multiplicamos o resultado para o processo p-p pelo respectivo fator de sobrevivência do gap (assumindo dependência muito fraca da seção de choque inelástica com a energia).

Referências

1. M.V.T. Machado, Hard diffractive quarkonium hadroproduction at high energies, Eur. Phys. J. C 54, 443-449 (2008)
2. J.F. Amundson, O.J.P. Eboli, E.M. Gregores, F. Halzen, Phys. Lett. B390, 323 (1997)
3. C. Brenner Mariotto, M.B. Gay Ducati, G. Ingelman, Eur. Phys. J. C 23, 527 (2002)
4. M.L. Mangano, P. Nason, G. Ridolfi, Nucl. Phys. B373, 295 (1992)
5. A. Petrelli, M. Cacciari, M. Greco, F. Maltoni, M.L. Mangano, Nucl. Phys. B514, 245 (1998)
6. S. Frixione et al., Adv. Ser. Direct High Energ. Phys.15, 607 (1998)
7. G.A. Schuler, R. Vogt, Phys. Lett. B387, 181 (1996)
8. G. Ingelman, P.E. Schlein, Phys. Lett. B152, 256 (1985)
9. H1 Collaboration, A. Aktas et al., Eur. Phys. J. C48, 715(2006)
10. S. Atashbar Tehrani et al arXiv:1109.0912v5 [hep-ph]
11. A.D. Martin et al., Phys. Lett. B604, 61 (2004)
12. Engel, R. et al. Z.Phys. C74 (1997) 687-697
13. J.D. Bjorken, Int. J. Mod. Phys. A7, 4189 (1992)
14. A.B. Kaidalov, V.A. Khoze, A.D. Martin, M.G. Ryskin, Eur. Phys. J. C21, 521 (2001)

³ LHC: O Large Hadron Collider é um colisor de hádrons em funcionamento no CERN (Organização Europeia para a Pesquisa Nuclear) localizado sob a fronteira entre França e a Suíça. Ele tem cerca de 27km de circunferência e está próximo a 100 metros de profundidade no solo, sendo até então o maior experimento realizado pelo ser humano. Além disso, esse magnífico instrumento só foi possível através da colaboração de 100 países, envolvendo mais de 1000 cientistas. Isso somente reforça o poder que a colaboração mútua tem para se fazer ciência.