

Determinação da distribuição de glúons nuclear na Fotoprodução dos Mésons J/Ψ e Υ

M. T. Griep, V.P. Gonçalves e A. L. Ayala Filho

Curso de Pós-Graduação em Física, Instituto de Física e Matemática, Universidade Federal de Pelotas
Caixa Postal 354, CEP 96010-900, Pelotas, RS, Brazil. mirian.fis@gmail.com

A fotoprodução de mésons vetoriais em colisões ultraperiféricas de íons pesados é investigada dentro da aproximação colinear, usando diferentes parametrizações para a distribuição de glúons nuclear. A seção de choque integrada e a distribuição de rapidez para processos $AA \rightarrow VAA$ ($V = J/\Psi, \Upsilon$) são calculadas para energias do RHIC e LHC. Demonstramos que o estudo da fotoprodução de quarkonium pode ser usado para determinar os efeitos nucleares na distribuição de glúons.

I. INTRODUÇÃO

Uma medida sistemática na distribuição de glúons nuclear é fundamental para entender a estrutura dos pártons do núcleo e para determinar as condições iniciais do plasma de quarks e glúons (QGP) predito para ocorrer em colisões centrais de íons pesados (See e.g. [1]). Outra importante motivação para a determinação da distribuição de glúons nuclear é que os efeitos de alta densidade preditos no limite de altas energias da QCD devem modificar a dinâmica de glúons [2]. Os resultados experimentais atuais não permitem vincular o comportamento dessa distribuição. Espera-se que os futuros colisores elétron-núcleo possam precisar a dinâmica QCD para altas energias [3, 4]. Entretanto, enquanto estes experimentos não entram em funcionamento é importante buscar alternativas para a determinação do conteúdo de glúons no núcleo. Na Ref. [5] propomos o estudo da produção de mésons vetoriais em colisões ultraperiféricas de íons pesados no RHIC e LHC. A idéia básica é que nessas colisões o alto fluxo de fótons quasi-reais de um núcleo é uma fonte de reações fotonucleares [6–9]. Um fóton decorrente do campo eletromagnético de um dos núcleos incidentes pode penetrar dentro de outro núcleo e interagir com este com uma energia de centro de massa em uma região de energia até agora não explorada experimentalmente. Como a seção de choque para a produção difrativa de méson vetoriais depende quadraticamente da distribuição de glúons, ela nos dá uma única oportunidade para estudar o comportamento desta distribuição para pequeno x . Os resultados da Ref. [5] demonstram que o estudo da fotoprodução de mésons vetoriais em colisões ultraperiféricas determina o comportamento da distribuição de glúons nuclear em toda a região cinemática, com a distribuição de rapidez permitindo estimar os efeitos EMC, de antisombreamento e de sombreamento. Contudo, esses resultados foram obtidos considerando uma forma aproximada para o cálculo da produção difrativa de mésons vetoriais, a parametrização GRV95 [11] para a distribuição de pártons no nucleon e a parametrização EKS [12] para os efeitos nucleares. Todos esses modelos foram aperfeiçoados recentemente. Além disso, a colaboração PHENIX liberou recentemente os primeiros dados preliminares para a seção de choque da produção coerente J/Ψ em colisões Au-Au ultraperiféricas com $\sqrt{s} = 200$ GeV [13], fornecendo a primeira oportunidade para discriminar entre os diferentes modelos propostos para descrever a fotoprodução nuclear de mésons vetoriais. Finalmente, em um futuro próximo, o LHC no CERN começará a funcionar, sendo que interações coerentes hádron-hádron deverão ser estudadas [14]. Esses fatos motivam a revisão de estimativas presentes na Ref. [5]. Em particular, nesta contribuição apresentamos os resultados publicados na Ref. [15], onde revisamos as predições para a produção de J/Ψ em colisões coerentes AA e apresentamos, pela primeira vez, predições para a produção de Υ em colisões coerentes considerando o formalismo colinear.

II. FOTOPRODUÇÃO DE MÉSONS VETORIAIS

O principal ingrediente dos cálculos da seção de choque da produção de quarkonium em interações fóton-núcleo é a distribuição de glúons nuclear. Nos últimos anos, diversos grupos têm proposto parametrizações para a distribuição nuclear de pártons, que são baseadas em diferentes pressupostos e técnicas para realizar um ajuste global de diferentes conjuntos de dados, usando as equações de evolução DGLAP [12, 17–20]. Devido a insuficiência de dados experimentais na região de pequeno x e/ou observáveis fortemente dependentes da distribuição de glúons nuclear, o status atual é que seu comportamento é completamente indefinido. Isto é demonstrado pela análise da Fig. 1, onde apresentamos os resultados para o razão $R_g \equiv xg_A/A.xg_N$ predito pelas parametrizações EKS [12], DS [17], HKN [19] e EPS [20] para $Q^2 = 2.5$ GeV² e $A = 208$. Como podemos ver, essas parametrizações predizem valores bem distintos para a magnitude dos efeitos nucleares. Para grandes valores de x , a EKS e a EPS apresentam o efeito de antisombreamento, enquanto este efeito é ausente para as parametrizações HKN e EPS no domínio $x \leq 10^{-1}$. A característica mais surpreendente é o valor do sombreamento predito pelas diferentes parametrizações. Enquanto o sombreamento é moderado para parametrizações DS e HKN e um pouco maior para EKS, a predição EPS tem uma supressão muito maior, comparada

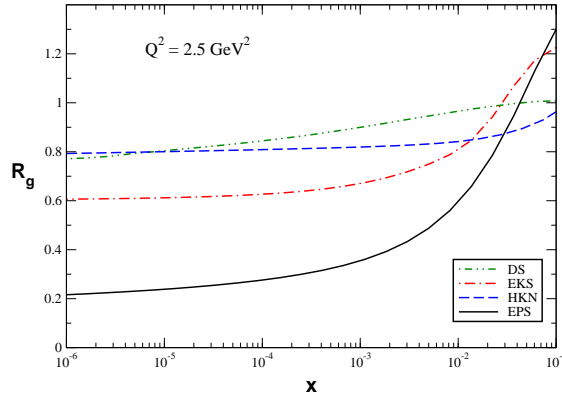


FIG. 1: Razão $R_g \equiv xg_A/A.xg_N$ predita pelas parametrizações DS [17], EKS [12], HKN [19] e EPS [20] em $Q^2 = 2.5 \text{ GeV}^2$ e $A = 208$.

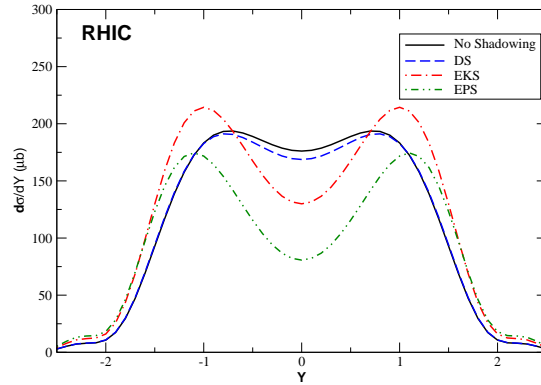


FIG. 2: Distribuição de rapidez para a fotoprodução de J/Ψ em colisões $AuAu$ no RHIC.

com as demais parametrizações. Para pequeno x ($x \simeq 10^{-5}$), temos que enquanto as parametrizações DS e HKN predizem uma supressão de aproximadamente 20% e a EKS de 40%, para a parametrização EPS este efeito vai para quase 80% de supressão no glúon nuclear comparado com o glúon no próton escalado pelo número atômico A . Para maiores valores de x o comportamento é distinto para todas as parametrizações. A parametrização DS prediz que R_g cresce continuamente até 1, com o sombreamento desaparecendo para $x \rightarrow 10^{-1}$. O mesmo acontece para HKN neste limite, mas este aumento começa apenas em $x > 10^{-2}$, com R_g sendo plana no intervalo $10^{-5} < x < 10^{-2}$. Para $x \approx 10^{-1}$, temos que o comportamento predito pelas parametrizações EKS e EPS são similares, com R_g excedendo 1,2. A principal distinção entre essas parametrizações é que na parametrização EPS tem-se um crescimento muito acentuado entre as regiões de sombreamento e antisombreamento. A diferença entre as distintas parametrizações observada na Fig. 1 será amplificada na fotoprodução exclusiva de quarkonium em interações γA devido a dependência quadrática em xg_A da seção de choque. Esta é a principal motivação para nossos cálculos.

A seção de choque para a produção de mésons vetoriais em colisões ultraperiféricas de íons pesados é dada por:

$$\sigma_{AA \rightarrow AA V}(\sqrt{S_{NN}}) = \int_{\omega_{min}}^{\infty} d\omega \frac{dN(\omega)}{d\omega} \sigma_{\gamma A \rightarrow V A} \left(W_{\gamma A}^2 = 2\omega\sqrt{S_{NN}} \right) \quad (1)$$

onde $V = J/\Psi$ ou Υ , ω a energia do fóton com $\omega_{min} = m_V^2/4\gamma_L m_p$ e $\sqrt{S_{NN}}$ a energia de centro de massa íon-íon. O fator de Lorentz para o LHC $\gamma_L = 2930$, o que implica que a energia de centro de massa γN máxima será $W_{\gamma A} \lesssim 950 \text{ GeV}$. Neste processo o núcleo não é perturbado e o estado final consiste somente de dois núcleos e o produto do decaimento do méson vetorial. O fluxo de fótons é dado pelo método de Weizsacker-Williams [6]. Uma aproximação analítica para colisões AA pode ser obtida usando como limite de integração $b > 2R_A$, o que implica

$$\frac{dN(\omega)}{d\omega} = \frac{2Z^2\alpha_{em}}{\pi\omega} \left[\bar{\eta} K_0(\bar{\eta}) K_1(\bar{\eta}) + \frac{\bar{\eta}^2}{2} (K_1^2(\bar{\eta}) - K_0^2(\bar{\eta})) \right] \quad (2)$$

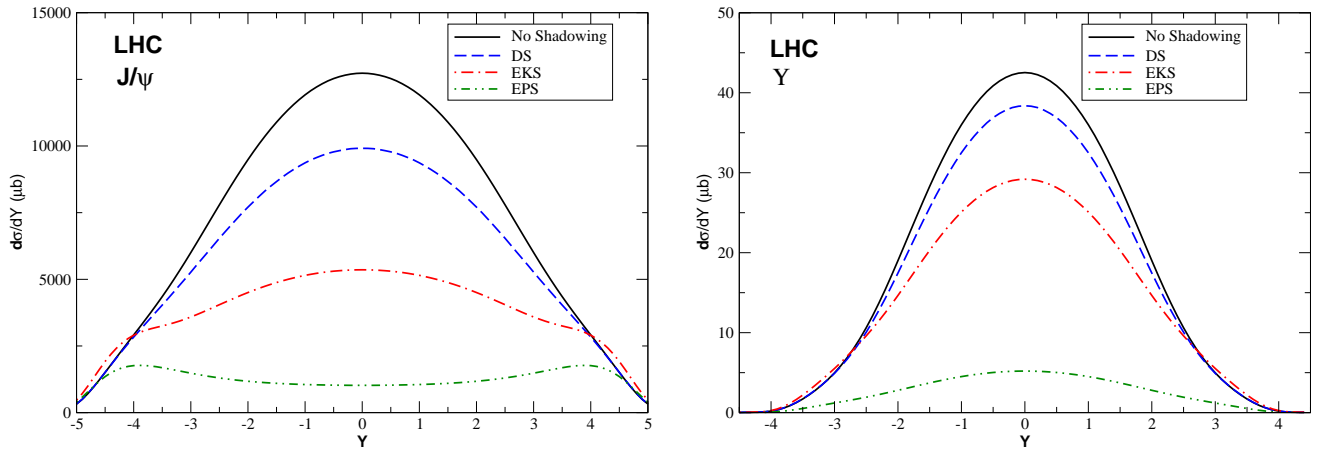


FIG. 3: A distribuição de rapidez para a fotoprodução nuclear de mésons vetoriais em colisões ultraperiféricas AA para energias do LHC ($\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV).

onde $\bar{\eta} = 2\omega R_A/\gamma_L$.

III. RESULTADOS

No que segue calculamos a distribuição de rapidez e a seção de choque total para a produção de quarkonium em colisões ultraperiféricas de íons pesados para energias do RHIC e LHC. Assumimos que $xg_A(x, Q^2) = R_g(x, Q^2) \cdot A x g_p(x, Q^2)$, com R_g dado pelas parametrizações DS, EKS e EPS e xg_p dado pela parametrização MRST(LO) [16]. Como a parametrização HKN é similar a DS na região cinemática considerada, ela não é incluída em nossa análise. A distribuição de rapidez Y do estado final produzido pode ser calculado diretamente da equação (1), usando sua relação com a energia do fóton ω , dada por $Y \propto \ln(2\omega/m_V)$. Explicitamente, a distribuição de rapidez é escrita como

$$\frac{d\sigma [A + A \rightarrow A \otimes V \otimes A]}{dY} = \omega \frac{dN_\gamma(\omega)}{d\omega} \sigma_{\gamma A \rightarrow VA}(\omega) \quad (3)$$

onde \otimes representa a presença de um intervalo de rapidez. Inicialmente apresentamos nossas previsões para a produção de J/Ψ em colisões coerentes AA no RHIC, considerando $A = Au$ e $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. A produção em rapidez central no RHIC prova valores de x da ordem de 10^{-2} , onde existe uma grande diferença entre distintas parametrizações nucleares (Ver Fig. 1). Por comparação, também apresentamos a previsão obtida assumindo $R_g = 1.0$ (sem efeitos nucleares). Nossos resultados são mostrados na Fig. 2. Temos que a previsão DS é similar à previsão sem sombreamento. Este comportamento é esperado devido a pequena magnitude dos efeitos nucleares presentes nessa parametrização em $x \gtrsim 10^{-2}$. Por outro lado, a presença de efeitos de antisombreamento nas parametrizações EKS e EPS modificam a distribuição de rapidez em grande $|Y|$, implicando uma amplificação da distribuição. Portanto, o estudo dessa região cinemática pode ser usado para determinar a magnitude dos efeitos de antisombreamento. Em contraste, o comportamento da distribuição de rapidez central está diretamente associado com a magnitude dos efeitos de sombreamento na distribuição de glúons nuclear, o qual é maior na parametrização EPS em comparação com a EKS. Isto implica uma grande supressão na distribuição de rapidez em $Y = 0$ quando calculada com o glúon EPS observado na Fig. 2.

Na Fig. 3 apresentamos nossas previsões para a produção de J/Ψ (painel esquerdo) e Υ (painel direito) em colisões coerentes AA , considerando $A = Pb$ e $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV. A produção em rapidez central no LHC mapeia valores de x da ordem de $(6 - 20) \times 10^{-4}$, onde as parametrizações nucleares diferem por um fator 4 (See Fig. 1). A previsão sem sombreamento é apresentada por comparação. Para energias do LHC, a distribuição de rapidez é fortemente dependente da magnitude dos efeitos de sombreamento da distribuição de glúons nuclear. Enquanto a previsão DS implica uma pequena redução em rapidez central em comparação com o caso sem sombreamento, a distribuição de rapidez é suprimida por um fator 10 se calculada usando o glúon EPS. Além disso, a diferença entre as previsões das três parametrizações é muito grande, o que implica que a distribuição de rapidez para a fotoprodução exclusiva de quarkonium em colisões ultraperiféricas no LHC poderá ser usada para determinar a magnitude dos efeitos de sombreamento.

Finalmente, na Tabela I apresentamos nossas previsões para a seção de choque integrada para as energias do RHIC e LHC considerando as distintas distribuições de glúons nuclear. Temos que, no caso do RHIC, as previsões sem

| | ÍON | MESON | Sem Sombreamento | DS | EKS | EPS |
|-------------|------|------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| RHIC | AuAu | J/Ψ | 363 μb | 358 μb | 383 μb | 304 μb |
| LHC | PbPb | J/Ψ | 74 mb | 61 mb | 39 mb | 13 mb |
| | | Υ | 163 μb | 148 μb | 120 μb | 22 μb |

TABLE I: A seção de choque integrada para a fotoprodução nuclear de mésons vetoriais em colisões ultraperiféricas para as energias do RHIC e LHC.

sombreamento e DS para a seção de choque total são similares, como esperado da Fig. 2, enquanto a EKS prediz um reforço de 10 % e a EPS uma supressão de 20 %. Por outro lado, para energias do LHC temos que a seção de choque total é fortemente suprimida pelos efeitos de sombreamento. Por exemplo, na produção J/Ψ (Υ), a predição EPS é um fator ≈ 5 (8) menor que no caso sem sombreamento.

IV. CONCLUSÃO

Neste trabalho calculamos a distribuição de rapidez e a seção de choque integrada da produção fotonuclear exclusiva de mésons vetoriais em colisões ultraperiféricas de íons pesados considerando a aproximação colinear. A principal característica dessa aproximação é a dependência quadrática na distribuição de glúons. Demonstramos que a distribuição de rapidez e a seção de choque integrada são fortemente dependentes do modelo considerado para os efeitos nucleares. Isto implica que essas quantidades são observáveis eficazes para discriminar entre as diferentes distribuições nucleares. Nossa principal conclusão é que a fotoprodução exclusiva de quarkonium em colisões ultraperiféricas de íons pesados é uma ferramenta útil para ajudar na obtenção da correta distribuição de glúons nuclear.

Agradecimentos

Agradecemos ao CNPq e CAPES pelos recursos fornecidos que viabilizaram a realização deste trabalho.

-
- [1] M. Gyulassy and L. McLerran, Nucl. Phys. A **750**, 30 (2005); D. G. d'Enterria, J. Phys. G **34**, S53 (2007)
 - [2] J. Jalilian-Marian and Y. V. Kovchegov, Prog. Part. Nucl. Phys. **56**, 104 (2006)
 - [3] A. Deshpande, R. Milner, R. Venugopalan and W. Vogelsang, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **55**, 165 (2005)
 - [4] M. S. Kugeratski, V. P. Goncalves and F. S. Navarra, Eur. Phys. J. C **46**, 465 (2006); Eur. Phys. J. C **46**, 413 (2006); E. R. Cazaroto, F. Carvalho, V. P. Goncalves and F. S. Navarra, E. R. Cazaroto, F. Carvalho, V. P. Goncalves and F. S. Navarra, Phys. Lett. B **669**, 331 (2008); Phys. Lett. B **671**, 233 (2009).
 - [5] V. P. Goncalves and C. A. Bertulani, Phys. Rev. C **65**, 054905 (2002).
 - [6] C. A. Bertulani and G. Baur, Phys. Rep. **163**, 299 (1988)
 - [7] G. Baur, K. Hencken, D. Trautmann, S. Sadovsky, Y. Kharlov, Phys. Rep. **364**, 359 (2002)
 - [8] C. A. Bertulani, S. R. Klein and J. Nystrand, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **55**, 271 (2005)
 - [9] K. Hencken *et al.*, Phys. Rept. **458**, 1 (2008)
 - [10] I. P. Ivanov, N. N. Nikolaev and A. A. Savin, Phys. Part. Nucl. **37**, 1 (2006)
 - [11] M. Gluck, E. Reya and A. Vogt, Z. Phys. C **67**, 433 (1995).
 - [12] K. J. Eskola, V. J. Kolhinen and P. V. Ruuskanen, Nucl. Phys. B **535**, 351 (1998); K. J. Eskola, V. J. Kolhinen and C. A. Salgado, Eur. Phys. J. C **9**, 61 (1999).
 - [13] D. G. d'Enterria, arXiv:nucl-ex/0601001.
 - [14] D. G. d'Enterria, arXiv:0711.1123 [nucl-ex].
 - [15] A. L. Ayala Filho, V. P. Goncalves and M. T. Griep, Phys. Rev. C **78**, 044904 (2008)
 - [16] A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling and R. S. Thorne, Eur. Phys. J. C **23**, 73 (2002)
 - [17] D. de Florian and R. Sassot, Phys. Rev. D **69**, 074028 (2004).
 - [18] M. Hirai, S. Kumano and M. Miyama, Phys. Rev. D **64**, 034003 (2001); Phys. Rev. C **70**, 044905 (2004).
 - [19] M. Hirai, S. Kumano and T. H. Nagai, Phys. Rev. C **76**, 065207 (2007).
 - [20] K. J. Eskola, H. Paukkunen and C. A. Salgado, JHEP **0807**, 102 (2008).