

FOTOPRODUÇÃO DE PARES DE LEPTONS EM COLISÕES PRÓTON – NÚCLEON NO GRANDE COLISOR DE HADRONS

MOREIRA, Bruno¹; SANTANA AMARAL, João Thiago; GONÇALVES, Victor²

¹Mestrado em Física – UFPel – brunodsmr@yahoo.com.br
²Instituto de Física e Matemática – UFPel – barros@ufpel.edu.br

1. INTRODUÇÃO

O estudo de interações $\gamma p(A)$ no LHC podem fornecer informações valiosas sobre a dinâmica da QCD em altas energias (ver, por exemplo, Refs. ^{1, 2}). Nesta contribuição, demonstramos que interações coerentes são também usuais no estudo de efeitos não lineares na Eletrodinâmica Quântica (QED). Em particular, estudamos os efeitos de multifótons na produção de pares de léptons em colisões de prótons com núcleos pesados em altas energias. Assumimos o próton ultra relativístico como sendo uma fonte de fótons e estimamos a fotoprodução de pares de léptons à energias do LHC considerando efeitos de multifótons associados aos múltiplos reespalhamentos do fóton projétil no próton do núcleo. Como cada espalhamento contribui com um fator αZ para a seção de choque, tal contribuição deve ser levada em conta para núcleos pesados. Consideramos o modelo de Glauber para calcular os múltiplos espalhamentos e estimamos a seção de choque total e distribuição de rapidez para produção de pares de elétron, múon e tau para colisões próton-núcleo em energias do LHC.

2. FORMALISMO

Consideremos um próton ultra relativístico que irá interagir com um núcleo e que $b > R_p + R_A$, onde b é o parâmetro de impacto, R_p é o raio do próton e R_A é o raio do núcleo. Neste caso a seção de choque para a fotoprodução de pares de léptons é²

$$\sigma_{pZ \rightarrow p+\bar{l}+Z} = 2 \int d\omega \frac{dN}{d\omega} \sigma_{\gamma Z \rightarrow \bar{l}l} (W_{\gamma Z}^2 = 2\omega\sqrt{s}), \quad (1)$$

onde Ze é a carga do núcleo e $dN/d\omega$ é o espectro de fótons associado ao próton, dado por

$$\frac{dN}{d\omega} = \frac{\alpha}{2\pi\omega} \left[1 + \left(1 - \frac{2\omega}{\sqrt{s}} \right)^2 \right] \left(\ln \Omega - \frac{11}{6} + \frac{3}{\Omega} - \frac{3}{2\Omega^2} + \frac{1}{3\Omega^3} \right) \quad (2)$$

com $\Omega = 1 + [(0,71 \text{ GeV}^2)/Q_{\min}^2]$ e $Q_{\min}^2 = (\omega/\gamma_L)^2$. Além disso, ω é a energia do fóton no referencial do centro de massa (c.m.s.), e \sqrt{s} denota a energia c.m.s. próton-núcleo.

A seção de choque $\sigma_{\gamma Z}$ para a fotoprodução de pares de léptons pode ser escrita como³

$$\sigma_{\gamma Z \rightarrow \bar{l}lZ}(W_{\gamma Z}^2) = \frac{1}{2} \int \frac{d^2\mathbf{r}}{2\pi} \int_0^1 d\zeta \Phi(\mathbf{r}, \zeta) \sigma_{\bar{l}lZ}(\mathbf{r}, W_{\gamma Z}^2) \quad (3)$$

onde \mathbf{r} é o tamanho do dipolo, $\Phi(\mathbf{r}, \zeta)$ é o quadrado da função de onda do fóton

$$\Phi(\mathbf{r}, \zeta) = \frac{2\alpha m^2}{\pi} \{K_1^2(rm) [\zeta^2 + (1-\zeta)^2] + K_0^2(rm)\}, \quad (4)$$

m é a massa do lépton, ζ é a fração do momentum do fóton portada pelo lépton e $K_0(rm)$ e $K_1(rm)$ são as funções de Bessel modificadas. A seção de choque dipolo-núcleo σ_{lZ} pode ser expressa em termos da amplitude de espalhamento elástica dipolo-núcleo com a média feita sobre as posições do fóton como

$$\sigma_{\bar{l}lZ}(\mathbf{r}, W_{\gamma Z}^2) = 2 \int d^2\mathbf{b} \text{Im} \langle i\Gamma^{\bar{l}lZ}(\mathbf{r}, \mathbf{b}, W_{\gamma Z}^2) \rangle \quad (5)$$

No modelo de Glauber a interação do dipolo com diferentes prótons do núcleo é assumida como sendo independente, a qual implica que a diferença de fase para a interação do dipolo com o núcleo é dada pela soma das diferenças de fase para interações dipolo-próton. Ela implica que para um núcleo pesado com grande Z , $\Gamma^{\bar{l}lZ}$ pode ser expressa como

$$\langle i\Gamma^{\bar{l}lZ}(\mathbf{r}, \mathbf{b}, W_{\gamma Z}^2) \rangle = 1 - \exp[-Z \langle i\Gamma^{\bar{l}lp}(\mathbf{r}, \mathbf{b} - \mathbf{b}_a, W_{\gamma Z}^2) \rangle], \quad (6)$$

onde \mathbf{b}_a é a posição transversa do próton a .

Na Ref. ³ a amplitude de espalhamento $\Gamma^{\bar{l}lp}$ foi estimada considerando o limite de altas energias para a interação do dipolo com o próton em ordem dominante em α e o seguinte resultado foi obtido

$$\langle \Gamma^{\bar{l}lp}(\mathbf{r}, \mathbf{b}) \rangle = i2\alpha \frac{\mathbf{b} \cdot \mathbf{r}}{b^2}. \quad (7)$$

Substituindo a Eq.(7) na (5) e tomando o limite de altas energias, resulta

$$\sigma_{\gamma Z}(W_{\gamma Z}^2) = \frac{28\alpha^3 Z^2}{9m^2} \left[\ln \frac{1}{2y} + \frac{41}{42} + \frac{12y^2}{35} + \dots \right] \quad (8)$$

onde $y = [\alpha Z / (b_{\max} m)]$ e uma variável adimensional e $b_{\max} = W_{\gamma Z}^2 / M(2m)^2$ (M é a massa do próton).

3. RESULTADOS E DISCUSSÕES

A distribuição de rapidez Y do estado final produzido pode ser diretamente calculada da Eq.(1), usando sua relação com a energia do fóton ω , ou seja

$$Y \propto \ln(2\omega/m).$$

Explicitamente a distribuição de rapidez (com a presença de dois intervalos de rapidez) fica

$$\frac{d\sigma}{dY}(pZ \rightarrow p \otimes \bar{l} \otimes Z) \equiv \omega \frac{dN}{d\omega} \sigma_{\gamma Z \rightarrow \bar{l}Z}(W_{\gamma Z}^2) \quad (9)$$

onde $W_{\gamma Z} = 2\omega\sqrt{s}$ é a energia fóton-núcleo c.m.s.. Conseqüentemente, dado o fluxo de fótons, a distribuição de rapidez é então uma medida direta da seção de choque de fotoprodução para uma dada energia.

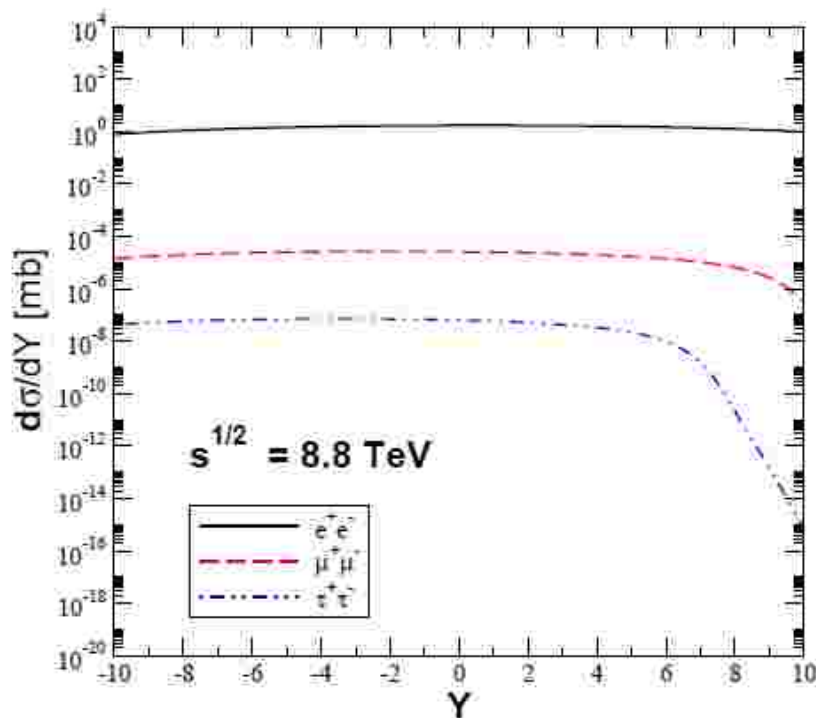


Figura 1: Distribuição de rapidez para a fotoprodução de pares de léptons em colisões pPb no LHC.

Na Figura 1 apresentamos nossas previsões para fotoprodução de e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ e $\tau^+\tau^-$ em colisões pA no LHC considerando que $\sqrt{s} = 8,8$ TeV. Como esperado, a distribuição é fortemente dependente da massa do lépton, diminuindo para grandes valores de massa. No caso do elétron, temos que a distribuição é quase independente da rapidez, fato que está diretamente associado à pequena massa do elétron. Em contraste, no caso do tau, a distribuição diminui para grandes

valores de rapidez, ou seja, na região de fragmentação do próton. Abaixo, na Tabela 1, apresentamos nossas previsões para a seção de choque total.

	e^+e^-	$\mu^+\mu^-$	$\tau^+\tau^-$
$\sigma_{pZ \rightarrow p+l\bar{l}+Z}$	28 mb	0.4 μb	0.9 nb

Tabela 1: Seção de choque total para a fotoprodução de pares de e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ e $\tau^+\tau^-$.

A seção de choque para a fotoprodução de elétrons é um fator $\approx 10^3$ ($\approx 10^6$) maior que a seção de choque total de $\mu^+\mu^-$ ($\tau^+\tau^-$). Uma característica importante do estado final para a fotoprodução de pares de léptons é a presença de dois intervalos de rapidez, que implica que um estudo experimental seja factível. Em particular, é importante enfatizar que a produção difrativa de pares de léptons, que é o principal fundo associado às interações fortes, é esperada para ser quase nula.

4. CONCLUSÕES

Nesta contribuição demonstramos que a fotoprodução de pares de léptons em colisões próton-núcleo é uma ferramenta usual para estudar múltiplas interações do fóton as quais são esperadas para contribuir em colisões envolvendo núcleos pesados. Estimamos a distribuição de rapidez e seção de choque total para fotoprodução de e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ e $\tau^+\tau^-$ em colisões pA no LHC considerando que $\sqrt{s} = 8,8$ TeV e obtemos grandes valores, os quais implicam que um estudo experimental seja factível. Nossos resultados experimentais poderiam ser testados no LHC através da detecção de dois intervalos de rapidez com o par de léptons identificado nos detectores ATLAS, ALICE e CMS.

5. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] GONÇALVES, V.P., MACHADO, M.V.T., Coherent photon-hadron interactions in p(A) collisions: Small-x physics after HERA. **Physical Review C**, v. 73, p. 044902, 2006.
- [2] BALTZ, A. J. e colaboradores. The Physics of Ultrapерipheral Heavy Ion Collisions. **Physics Reports**, v. 458, p. 1 – 171, 2008.
- [3] TUCHIN, K., Multi-photon interactions in lepton photo-production on nuclei at high energies. **Physical Review D**, v. 80, p. 093006, 2009.