

PRODUÇÃO DE MONOPOLOS MAGNÉTICOS E MONOPOLIUM NO LHC

JEAN TORRES REIS¹; WERNER KRAMBECK SAUTER³

¹Universidade Federal de Pelotas– jeantreis@gmail.com

³Universidade Federal de Pelotas– werner.sauter@ufpel.edu.br

1. INTRODUÇÃO

Durante muitos anos, muitos experimentos nos mostraram que cargas magnéticas livres não são encontradas na natureza, elas apenas aparecem ligadas a outras. Por outro lado, a comprovação de monopólos magnéticos simetrizam as equações de Maxwell e, segundo o trabalho de DIRAC, explicam a quantização da carga elétrica, através da condição de quantização de Dirac (DQC)

$$eg = \frac{n}{2} \quad n = 1, 2, \dots \quad (1)$$

Outra forma de descrever a carga magnética em termos da carga elétrica apareceu no trabalho de MILTON (2006), que compara o espalhamento elétron-elétron e elétron-monopolio, a diferença entre eles é a seguinte relação

$$e = g\beta \quad (2)$$

Nosso trabalho estuda colisões centrais exclusivas, as quais não há interação fóton-hádron, as partículas incidentes estão separados por uma distância mínima igual a soma de seus raios e os hádrons não dissociam gerando um sinal limpo no detector.

O processo que estudamos é duas partículas incidentes idênticas emitindo fótons e estes interagem produzindo o par de monopólos ou monopolium que é o estado ligado monopolo e antimonopolo

A interação monopolo-fóton é descrita através da dualidade eletromagnética obtida pelas equações de Maxwell para uma região onde não há cargas elétricas e magnéticas. Nesta dualidade fazemos a troca da carga elétrica pela carga magnética ($e \Rightarrow g$ e $e \Rightarrow g\beta$).

A seção de choque total deste processo é calculada por

$$\sigma_{pp}(s) = \int_{\hat{s}/s}^1 dx_1 \int_{\hat{s}/s x_1}^1 dx_2 f_A(x_1) f_B(x_2) \sigma_w(\hat{s}) \quad (3)$$

onde s é o quadrado da energia do centro de massa das partículas incidentes, \hat{s} é o quadrado da energia do centro de massa do sistema fóton-fóton, $f(x)$ é o espectro de fótons equivalentes e $\sigma_w(\hat{s})$ é a secção de choque de produção de pares de monopólos ou do monopolium.

Usamos um determinado espectro de fótons equivalentes de cada partícula incidente. Para o próton usamos o espectro de DRESS e ZEPPENFELD dado por

$$f_{DZ}(x) = \frac{\alpha_{elm}}{2\pi x} \left(1 + (1-x)^2 \right) / \ln A - \frac{11}{6} + \frac{3}{A} - \frac{3}{2A^2} + \frac{1}{3A^3} \quad (4)$$

onde

$$A = 1 + \frac{0.71 (GeV)^2}{Q_{min}^2} \quad \text{e} \quad Q^2 = \frac{m_p^2 x^2}{1-x}$$

onde Q_{min}^2 é a virtualidade mínima do fóton emitido pelo próton. Para o chumbo usamos o espectro de WEIZSÄCKER e WILLIAMS dado por

$$f_{WW}(x) = \frac{2Z^2\alpha_{elm}}{\pi x} \left[\xi K_0(\xi) K_1(\xi) - \frac{\xi^2}{2} (K_1^2(\xi) - \xi K_1^2(\xi)) \right] \quad (5)$$

onde $\xi = \omega b_{min}/\gamma v$ com b_{min} sendo o parâmetro de impacto mínimo ($b_{min} > R_1 + R_2$), γ é o fator de Lorentz e v é a velocidade do íon. Para o elétron usamos o espectro de Frixione

$$f_e(x) = \frac{\alpha_{elm}}{2\pi} \left[2m_e^2 x \left(\frac{1}{q_{max}^2} - \frac{1}{q_{min}^2} \right) + \frac{1+(1-x)^2}{x} \log \left(\frac{q_{min}^2}{q_{max}^2} \right) \right] \quad (6)$$

onde

$$q_{max}^2 = \frac{-m_e^2 x^2}{1-x} \quad q_{min}^2 = q_{max}^2 - E^2 (1-x) \theta_c$$

Por último, $\sigma_{WW}(\hat{s})$ é a seção de choque de fusão dos fótons, ela pode ser obtida através do processo da QED que é a criação de pares elétron-pósitron, porém fazemos a substituição da massa do elétron pela massa do monopolio e também trocamos a constante de acoplamento ($e \rightarrow g\beta$ ou $e \rightarrow g$)

$$\sigma_{WW}^{m\hat{m}} = \frac{4\pi\alpha_g^2\beta'}{\hat{s}} \left[\frac{3-\beta'^4}{2\beta'} \ln \left(\frac{1+\beta'}{1-\beta'} \right) - (2-\beta'^2) \right] \quad (7)$$

onde β é a velocidade do monopolio produzido e tem a expressão como

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{4m^2}{\hat{s}}} \quad (8)$$

Para o monopolium a seção de choque é obtida por

$$\sigma_{WW}^M = \frac{4\pi}{\hat{s}} \frac{M^2 \Gamma(\sqrt{\hat{s}}) \Gamma_M}{(\hat{s} - M^2)^2 + M^2 \Gamma_M^2} \quad (9)$$

onde a massa do monopolium $M = 2m + E_{lig}$, $\Gamma_M = 10$ GeV e

$$\Gamma(\sqrt{\hat{s}}) = \frac{8\pi\alpha^2}{m^2} |\psi_M(0)| \quad (11)$$

com $\psi_M(0)$ sendo o valor da função de onda na origem do monopolium. A função de onda e da energia de ligação são obtidas pela equação de Schrödinger para o potencial de Coulomb fazendo apenas a troca de $e \Rightarrow g$

$$E_{lig} = - \left(\frac{1}{8\alpha_{elm}} \right)^2 \frac{m}{n^2} \quad \psi(0) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{8\alpha_{elm} n} \right)^{3/2}$$

a condição de que $0 \leq M \leq 2m$ nos diz que $n \geq 13$ através da energia de ligação.

Com este formalismo podemos calcular a seção de choque de produção de monopolos e monopolium.

2. METODOLOGIA

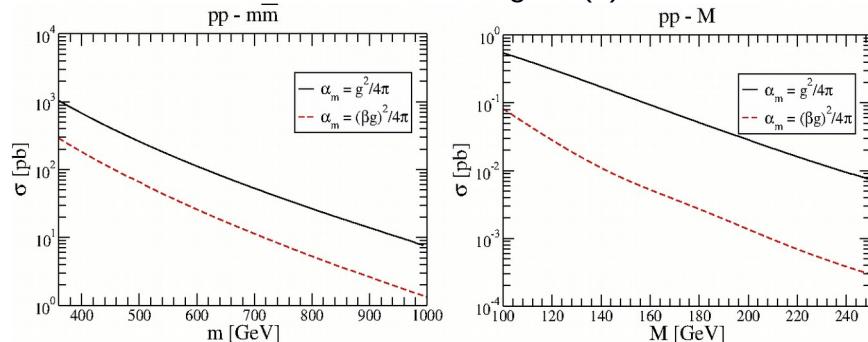
Para entender a proposta de Dirac sobre os monopolos magnéticos, estudamos artigos baseados no trabalho de DIRAC (1931). O estudo do processo de produção de monopolos foi baseado sobre o trabalho de VENTO (2012) para a produção de monopolos e monopolium através de colisões entre prótons.

Após reproduzirmos os resultados obtido por VENTO (2012) partimos para o trabalho, até então nunca feito, de calcular a seção de choque de produção de monopolos e monopolium em colisões entre chumbo-chumbo e elétron-elétron.

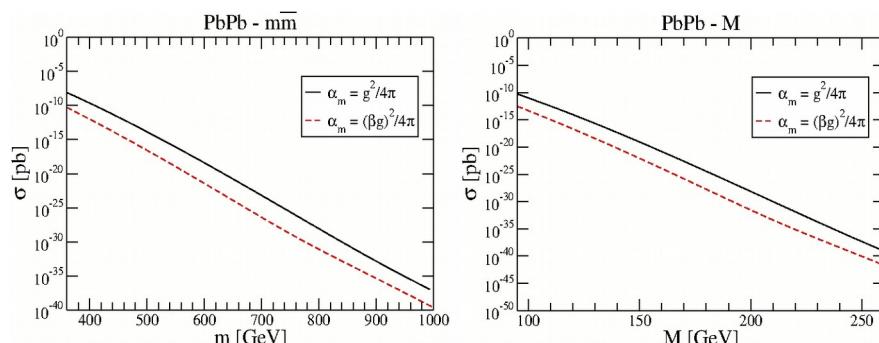
A produção dos gráficos para as seções de choques foi feita em linguagem de programação FORTRAN 90.

3. RESULTADOS E DISCUSSÃO

As seções de choque foram calculadas para diferentes colisores e para duas constantes de acoplamento magnético. O primeiro resultado é para colisões entre prótons no LHC com energia de centro de massa de $\sqrt{s}=14$ TeV representado na figura (1), o segundo resultado é para colisões entre chumbos com $\sqrt{s}=5,5$ TeV, como mostra a figura (2) e o último resultado é para colisões entre elétron no colisor CLIC com $\sqrt{s}=3$ TeV, mostrado na figura (3).

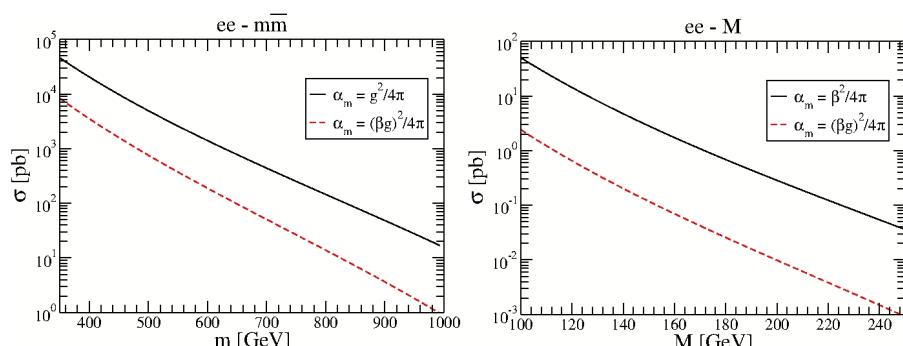


Figura(1): Seção de choque elástica total para a produção de pares monopolos (esquerda) e monopolium (direita) em colisões próton-próton no LHC.



Figura(2): Seção de choque elástica total para a produção de pares monopolos (esquerda) e monopolium (direita) em colisões chumbo-chumbo no LHC.

Nossos resultados mostram que colisões elétron-elétron e próton-próton são mais relevantes para encontrar monopolos do que colisões chumbo-chumbo. O fator Z^4 , proveniente dos espectros de cada íon de chumbo, não é relevante para a produção de monopolos ou monopolos, tornando-se o processo menos atrativo.



Figura(3): Seção de choque elástica total para a produção de pares monopolos (esquerda) e monopolium (direita) em colisões elétron-elétron no CLIC.

4. CONCLUSÕES

O trabalho de Dirac que descreve a carga magnética é uma das bases principais deste trabalho, no entanto, o alto valor da carga magnética necessitaria o uso de um modelo não-perturbativo, mas estes métodos ainda não são bem definidos e aceitos. A alternativa para contornar essa desvantagem seria buscar monopolos não relativísticos, desta forma o acoplamento que depende da velocidade dos monopolos tenderiam ao regime perturbativo, porém com a diminuição do acoplamento a seção de choque torna-se muito pequena.

Tratando-se da energia, podemos constatar que, para colisões elásticas, o colisor com maior energia de centro de massa não é o mais benéfico para encontrar monopolos magnéticos. O colisor CLIC tem vantagem sobre o LHC mesmo possuindo uma energia menor, pois o espectro de fótons equivalentes para o elétron é maior que o espectro do próton. Por outro lado o LHC pode produzir monopolos mais massivos que o CLIC.

Por fim a comprovação da existência de monopolos magnéticos justificaria a quantização da carga elétrica, através da DQC. Outra consequência seria a simetria das equações de Maxwell do eletromagnetismo.

5. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

Dirac, P. A. M Quantised singularities in the Eletromagnetic Field, Proc. Roy. Soc. A 133, 60.

Epele, L. N, Fanchiotti H, Garcia Canal, C. A. Mitsou, V. A e Vento, V. Looking for magnetic monopoles at LHC with diphoton events. Eur Phys. J. Plus 127, 60 (2012).

WEIZSACKER, C. F. von. Radiation emitted in collisions of very fast electrons. Z. Phys., v. 88, p. 612–625, 1934. 55

WILLIAMS, E. J. Nature of the high-energy particles of penetrating radiation and status of ionization and radiation formulae. Phys. Rev., v. 45, p. 729–730, 1934. 55

DREES, M.; ZEPPENFELD, D. Production of supersymmetric particles in elastic ep collisions. Physical Review D, APS, v. 39, n. 9, p. 2536, 1989. 22, 59

FRIXIONE, S.; MANGANO, M. L.; NASON, P.; RIDOLFI, G. Improving the Weizsaecker-Williams approximation in electron-proton collisions. Physics Letters B, v. 319, n. 1, p. 339–339, 1993. 22, 55, 61

REIS, J. T. SAUTER, W. K. Production of monopoles and monopolium in peripheral collisions. Disponível em <https://arxiv.org/abs/1707.04170>.