

PRODUÇÃO DE MONOPOLOS MAGNÉTICOS NO LHC ATRAVÉS DE COLISÕES PERIFÉRICAS

JEAN TORRES REIS¹; WERNER KRAMBECK SAUTER²

¹Universidade Federal de Pelotas – jeantreis@gmail.com

²Universidade Federal de Pelotas – werner.sauter@ufpel.edu.br

1. INTRODUÇÃO

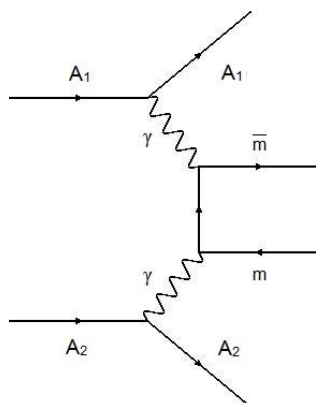
Durante muitos anos, muitos experimentos nos mostraram que cargas magnéticas livres não são encontradas na natureza, elas apenas aparecem ligadas a outras, porém se for comprovado que elas podem estar isoladas, as equações de Maxwell teriam uma simetria nos campos eletromagnéticos e segundo Paul Dirac teríamos uma explicação para a quantização da carga elétrica, através da condição de quantização de Dirac

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

Na literatura há propostas de que monopolos magnéticos possam ser produzidos no LHC (Large Hadron Collider) através de colisões próton-próton, nosso objetivo é entender os procedimentos usados para calcular a seção de choque para este processo, e depois analisar a seção de choque para outros processos como colisões chumbo-chumbo e elétron-pósitron.

Um ponto importante é que vamos nos focar em colisões periféricas, onde os hadrons estão a uma distância mínima, que é a soma dos raios de cada hadrons, outro ponto é que vamos desprezar a interação de fótons com o hadrons sendo assim eles permanecem intactos após a interação. Isso faz com que no detector o sinal seja bem mais limpo.

O diagrama do processo que vamos estudar está representado na figura(1), onde temos dois hadrons entrando (A_1 e A_2) estes podem ser (próton e próton) ou (chumbo e chumbo), depois essas duas partículas emitem fótons e na interação desses fótons é que temos a produção de monopolos magnéticos.



Figura(1): Diagrama do processo total de produção do para monopolo-antimonopolo, onde A_1 e A_2 são hadrons.

No cálculo da seção de choque p - p usamos a aproximação de Weizsäcker-Williams que é uma alternativa semiclássica de calcular as seções de choque de interações eletromagnéticas. A aproximação se baseia na observação dos campos

elétrico e magnéticos, de uma partícula relativística, que são transversais ao movimento da partícula. A seção de choque total é calculada por

$$\sigma_{pp}(s) = \int_{\hat{s}/s}^1 dz_1 \int_{\hat{s}/sz_1}^1 dz_2 f(z_1)f(z_2)\sigma_{\gamma\gamma}(z_1z_2s) \quad (2)$$

onde s é o quadrado da energia do centro de massa do sistema p - p , \hat{s} é o quadrado da energia do centro de massa do sistema fóton-fóton, $f(z)$ é o espectro de fótons, o qual nós usamos uma aproximação que é dada pela equação abaixo

$$f(z_1) = \frac{\alpha_{em}}{2\pi z} (1 + (1 - z)^2) \left[\ln A - \frac{11}{6} + \frac{3}{A} - \frac{3}{2A^2} + \frac{1}{3A^3} \right] \quad (3)$$

Onde $A = 1 + \frac{0.71(GeV)^2}{Q_{min}^2}$ Com

$$Q_{min}^2 = 2m_p^2 + \frac{1}{2S} \left[(s + m_p^2)(s - zs + m_p^2) - (s - m_p^2) \sqrt{(s - zs - m_p^2)^2 - 4m_p^2zs} \right]$$

Onde Q_{min}^2 é a virtualidade mínima do fóton emitido pelo próton. Por último, $\sigma_{\gamma\gamma}(z_1z_2s)$ 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, porem fazemos a substituição da massa do elétron pela massa do monopolo e também trocamos a constante de acoplamento ($e \rightarrow g\beta$)

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

Onde β' é a velocidade do monopolo produzido e tem a expressão como, $\beta' = \sqrt{1 - \frac{4m^2}{\hat{s}}}$, com m sendo a massa do monopolo magnético. Aqui podemos ver que energia do centro de massa deve ser maior que o dobro da massa do monopolo para produzir o par monopolo-antimonopolo.

Com isso nós finalizamos as equações para calcular a seção de choque para colisões p - p . Para colisões Pb - Pb nós utilizamos uma equação semelhante a equação (2)

$$\sigma_{PbPb}(s) = \int_{\hat{s}/s}^1 d\omega_1 \int_{\hat{s}/s\omega_1}^1 d\omega_2 n(\omega_1)n(\omega_2)\sigma_{\gamma\gamma}(\omega_1\omega_2s) \quad (5)$$

Onde ω_1 e ω_2 são as energias dos fótons gerados por cada íon. Algo que pode ser notado é que a seção de choque do subprocesso é a mesma. No entanto para calcular o fluxo de fótons nós não levamos em conta um fator de forma, o que utilizamos foi uma aproximação do núcleo como uma carga pontual. O fluxo de fótons considerando essa aproximação é dado pela equação abaixo

$$n(\omega) = \frac{2}{\pi} Z^2 \alpha \left[\xi K_0(\xi) K_1(\xi) - \frac{\xi^2}{2} (K_1^2(\xi) - \xi K_1^2(\xi)) \right] \quad (6)$$

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.

2. METODOLOGIA

Para entender a teria por trás dos monopolos começamos a ver artigos de introdução ao tema, com a base fixada no artigo de PAUL, DIRAC (1931) e RAJANTIE ARTTU (2012). Como pode ser visto nas equações (2) e (5), antes de calcular a seção de choque total, deveríamos conhecer a seção de choque do subprocesso, onde ocorre a produção de monopolos. O cálculo foi análogo ao de produção de pares de partículas por fótons e não passamos por muitas dificuldades. Porém após começarmos a ler mais artigos sobre o tema, reparamos que apareciam outras expressões para a mesma seção de choque, o que fez com em determinados momentos voltássemos para esse ponto. Por fim optamos pela equação (4) para realizar os cálculos.

O entendimento do fluxo de fótons já havia sido feito na graduação, onde a principal referencia foi o trabalho de CARUSO sobre a aproximação de fótons equivalentes.

Para entender os cálculos da seção de choque da equação (2) nos baseamos no trabalho de VICENT, VENTO (2012), e DRESS, MANUEL (1994), de onde retiramos muitos argumentos para seguir com os cálculos. Já a seção de choque da equação (7) foi baseada no trabalho de GEHARD BAUR (2002).

A geração dos gráficos para as seções de choques de ambos processos foi feita em linguagem de programação FORTRAN 90, onde usamos uma biblioteca de rotinas de integração chamada Cuba library.

3. RESULTADOS E DISCUSSÃO

Os resultados que obtivemos até agora são preliminares, portanto podem sofrer alterações, as equações (2) e (5) são as primeiras a serem analisadas e foram calculadas em relação a massa do monopolo produzido, os gráficos referentes a elas estão expressos na figura (2).

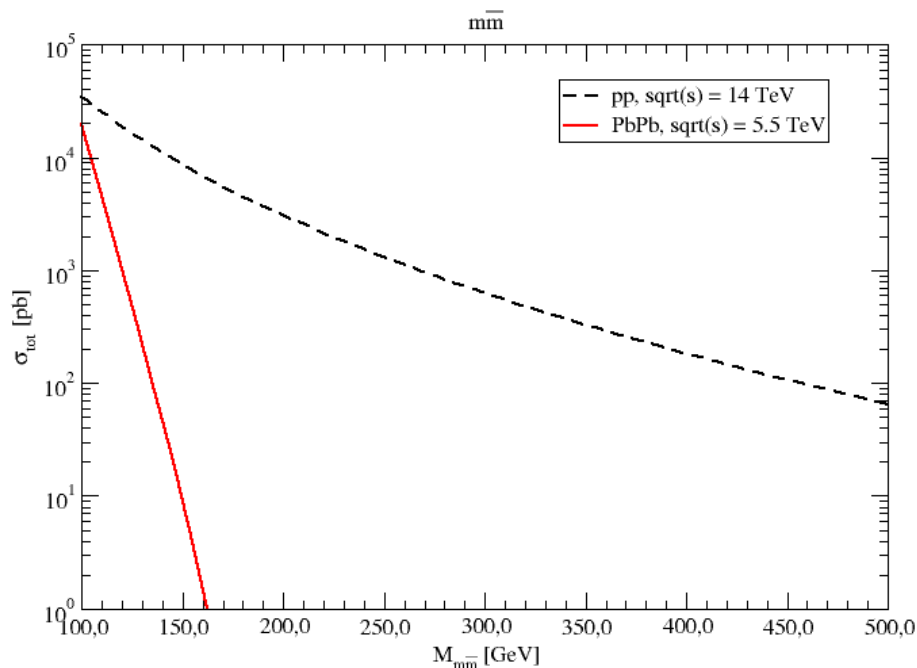


Figura 2: seção de choque total para a produção de monopolos via a fusão de fótons em unidade de pb em função da massa.

Como pode ser observado para valores de massa muito grande a seção de choque é bem pequena, no entanto temos resultados mais apreciáveis para colisões pp , o motivo é que para a aproximação do núcleo do íon como uma carga pontual o fluxo de fótons, equação (6), nos dá valores bem menores do que a aproximação do fluxo de fótons para o próton, equação (3). Outro ponto importante é o fato de que para massas em torno de 500 GeV podemos ter uma produção de monopolos muito apreciável enquanto que para massas em torno de 1000 GeV temos uma difícil detecção de monopolos.

4. CONCLUSÕES

A comprovação de monopolos magnéticos irão modificar nosso entendimento sobre a QED. A condição de quantização de Dirac (DQC) é uma consequência da existência de monopolos e assim eles representam um importante papel para a física. Mesmo sem a comprovação experimental da existência de monopolos, cada vez que uma prova experimental falha, nos leva a acreditar que a escala de massa é muito grande, acima de 500 GeV. O LHC este ano abriu um novo regime de energia o que nos leva a investigar a existência de monopolos.

Outro ponto da DQC é que ela nos sugere uma constante de acoplamento muito grande, aproximadamente $137/4$, enquanto que a constante de acoplamento eletromagnético está em torno de $1/137$. Isso nos sugere a usar métodos não perturbativos. Isso faz sentido, pois se o acoplamento entre eles é muito forte é difícil encontrar eles livres.

Para finalizar, o cenário que apresentamos aqui está bem entendido, mas ainda é uma questão a ser comprovada, lembrando que assumimos que o monopolo possa ter uma analogia com elétron quando supomos que a seção de produção de pares serve para o cenário onde monopolos são produzidos. Portanto como futuros trabalhos nosso objetivo é estudar a produção de monopolos para outros cenários.

5. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

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

Rajantia, A. JHEP 0601.088 (2006)

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

Drees, M. Godbole, R. M. Nowakowski, M. e Rindani, D. S. $\gamma\gamma$ process at high energy pp colliders. Phys. Rev. D 50 (1994) 2335 [arXiv:hep-ph/9403368].

Caruso F. sobre o método de Weizsäcker-Williams e suas aplicações. CBPF-MO-001/09

Baur, G. Hencken, K. Trautmann, D. Sadovysk, S. Kharlov, Y. Coherent $\gamma\gamma$ and γA interactions in very peripheral collisions at relativistic ion colliders. Phys. Rep. 364 (2002) 359-450