Produção de monopólos magnéticos em colisões periféricas

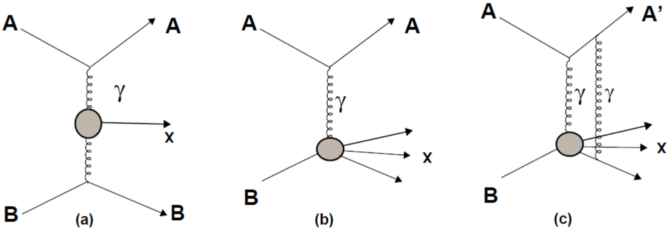
Jean Torres Reis
Orientador: Dr. Werner Krambeck Sauter

Curso de Pós-Graduação em Física
Universidade Federal de Pelotas - UFPEL

16 de outubro de 2015

Sumário

Colisões periféricas são interações onde os fótons podem interagir com o outro fóton, com os constituintes do alvo.



O parâmetro de impacto é escolhido para ser maior que a soma dos raios dos hadrons $b = R_1 + R_2$

Colisões Periféricas

Podemos calcular a seção de choque da interação entre os hadrons através da equação:

$$\sigma(A_1 + A_2 \rightarrow A_1 + A_2 + X) = \int d\omega_1 \int d\omega_2 n(\omega_1) n(\omega_2) \sigma_{\gamma\gamma}(\hat{s}) \qquad (1)$$

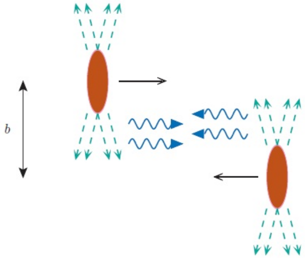
Na literatura podemos encontrar uma expressão diferente porém elas são iguais

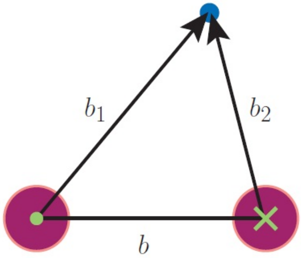
$$\sigma(A_1 + A_2 \rightarrow A_1 + A_2 + X) = \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 f(x_1) f(x_2) \sigma_{\gamma\gamma}(\hat{s}) \qquad (2)$$

Onde $\hat{s} = 4\omega_1\omega_2$ para (1) e $\hat{s} = x_1 x_2 s$ para (2) e $x = \omega / E_{feixe}$

Fluxo de Fótons

Quando estamos tratando partículas relativísticas os campos eletromagnéticos comportam-se de forma diferente de um campo produzido por uma partícula em repouso.





Onde b é o parâmetro de impacto, em outras palavras é a distância entre as partículas. Para que a colisão seja periférica atribuímos um parâmetro de impacto mínimo $b_{min} \geq (R_1 + R_2)$ assim descartamos uma colisão frontal entre as partículas

Fluxo de Fótons

Para obter o fluxo de fótons partimos dos campos eletromagnéticos produzidos pelas partículas

$$\vec{E} = -\vec{\nabla}\phi - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \tag{3}$$

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A} \tag{4}$$

Se definirmos o quadrivetor $A^{\mu} = (\phi, \vec{A})$, podemos escrever os campos como componentes do tensor eletromagnético

$$F^{\mu\nu} = \partial^{\mu} A^{\nu} - \partial^{\nu} A^{\mu} \tag{5}$$

este tensor é antissimétrico e portanto os elementos diagonais são nulos. Sabendo como se transforma este tensor podemos saber como se transformam os campos eletromagnéticos.

$$F^{'} = \Lambda F \Lambda^{T} \tag{6}$$

onde Λ é a matriz de transformação de Lorentz.

Fluxo de Fótons

Então o que obtemos é que as componentes dos campos se transformam como

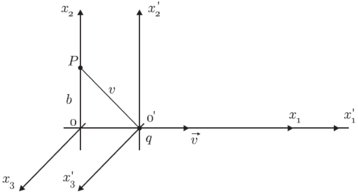
$$
\begin{aligned}
E_1' &= E_1 \\
E_2' &= \gamma[E_2 - \beta B_3] \\
E_3' &= \gamma[E_3 + \beta B_2] \\
B_1' &= B_1 \\
B_2' &= \gamma[B_2 + \beta E_3] \\
B_3' &= \gamma[B_3 - \beta E_2]
\end{aligned}
$$

E as transformadas inversas são

$$
\begin{aligned}
E_1 &= E_1' \\
E_2 &= \gamma[E_2' + \beta B_3'] \\
E_3 &= \gamma[E_3' - \beta B_2'] \\
B_1 &= B_1' \\
B_2 &= \gamma[B_2' - \beta E_3'] \\
B_3 &= \gamma[B_3' + \beta E_2']
\end{aligned}
$$

Fluxo de Fótons

Considerando uma carga que se move com velocidade $\vec{v}$ constante e paralela ao eixo-x_1



$$\vec{B'} = 0 \quad , \quad \vec{E} = \frac{q\vec{r'}}{(r')^3}$$

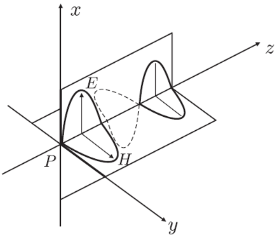
$$r' = \sqrt{b^2 + (vt')^2} \quad , \quad t' = \gamma(t - \beta x_1) = \gamma t$$

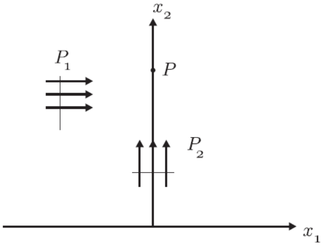
$$E_1 = -\frac{q\gamma vt}{(b^2 + (\gamma vt)^2)^{\frac{3}{2}}} \quad , \quad E_2 = \frac{q\gamma b}{(b^2 + (\gamma vt)^2)^{\frac{3}{2}}} = \gamma E_2'$$

$$B_3 = \beta E_2 = \frac{\gamma\beta qb}{(b^2 + (\gamma vt)^2)^{\frac{3}{2}}}$$

Fluxo de Fótons

Quando $\beta \to 1$ temos $E_2 = B_3$ e portanto para um observador localizado no ponto p, os campos são transversais e perpendiculares entre si. Por isso ele não consegue fazer uma distinção entre o campo elétrico produzido por uma partícula relativística carregada e o campo de um pulso de radiação.





Assim temos pulso P_1, representado pelos campos E_2 e B_3, deslocando-se pelo eixo-x1 e um pulso P_2, representa apenas pelo campo E_1, deslocando-se pelo eixo-x_2.

Fluxo de Fótons

Para determinarmos o número de fótons equivalentes, precisamo determinar o espectro de frequência que é dado por:

$$I_1(\omega, b) = 2 \mid E_2(\omega) \mid^2$$
$$I_2(\omega, b) = 2 \mid E_1(\omega) \mid^2$$

A transformação de E(t) $\rightarrow$ E(ω) é feita pela transformada de Fourier.

$$E1(\omega) = -i \frac{Ze}{\gamma b v} \left(\frac{2}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\omega b}{\gamma\beta}\right) K_0 \left(\frac{\omega b}{\gamma\beta}\right)$$
$$E2(\omega) = \frac{Ze}{bv} \left(\frac{\omega b}{\gamma\beta}\right) K_1 \left(\frac{\omega b}{\gamma\beta}\right)$$

$$I_1(\omega, b) = \left(\frac{Ze}{\pi\beta}\right)^2 \frac{1}{b^2} \left(\frac{\omega b}{\gamma\beta}\right)^2 K_1^2 \left(\frac{\omega b}{\gamma\beta}\right)$$
$$I_2(\omega, b) = \frac{1}{\gamma^2} \left(\frac{Ze}{\pi\beta}\right)^2 \frac{1}{b^2} \left(\frac{\omega b}{\gamma\beta}\right)^2 K_0^2 \left(\frac{\omega b}{\gamma\beta}\right)$$

Fluxo de Fótons

A relação entre espectro de frequência e o espectro de fótons equivalentes é:

$$N(\omega, b) = \frac{1}{\omega}\left[I_1(\omega, b) + I_2(\omega, b)\right]$$

Ao definirmos $u = \omega b/\gamma\beta$ temos

$$N(\omega, b) = \frac{Z^2\alpha_{em}}{\pi^2\beta^2}\frac{1}{\omega}\frac{1}{b^2}u^2\left[K_1^2(u) + \frac{1}{\gamma^2}K_0^2(u)\right]$$

Integrando sobre todos os parâmetros de impacto possíveis teremos enfim o fluxo de fótons

$$n(\omega) = 2\pi\int N(\omega, b)bdb = \frac{Z^2\alpha_{em}}{\pi\omega}\left[2YK_0(Y)K_1(Y) - Y^2\left(K_1^2(Y) - K_0^2(Y)\right)\right]$$

$$Y = \frac{\omega b_{min}}{\gamma\beta} = \frac{xMb_{min}}{\beta}$$

$$f(x) = \frac{Z^2\alpha}{\pi}\frac{1}{x}\left[2YK_0(Y)K_1(Y) - Y^2\left(K_1^2(Y) - K_0^2(Y)\right)\right] \qquad (8)$$

Fluxo de Fótons

Se considerarmos o fator de forma para um hadron o fluxo de fótons é dado por:

$$f(x) = \frac{dn_\gamma}{dx} = \frac{\alpha Z^2}{\pi} \frac{1 - x + 1/2x^2}{x} \int_{Q^2_{min}}^{\infty} \frac{Q^2 - Q^2_{min}}{Q^4} |F(Q^2)| dQ^2 \qquad (9)$$

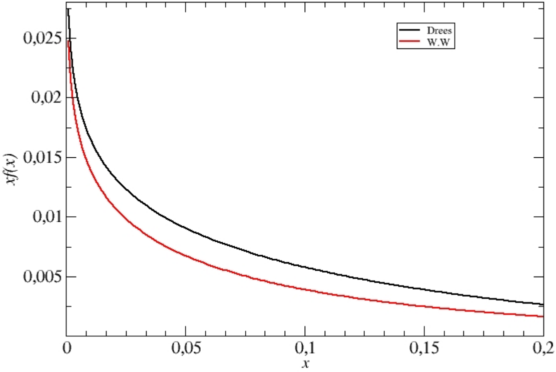
Onde Q^2 é o 4-momento transferido do projétil, que tem o fator de forma $|F(Q^2)|$ e Q^2_{min} é o momento mínimo transferido, que para uma aproximação é dado por $Q^2_{min} = (xM_A)^2/(1-x)$.
O espectro de fótons para prótons foi calculado por Drees e Zeppenfeld. Eles usaram o fator de forma de dipolo $F_E(Q^2) = 1/(1 + Q^2/0{,}71\,\mathrm{GeV}^2)^2$ e encontraram

$$f(x) = \frac{\alpha}{\pi} \frac{1 - x + 1/2x^2}{x} \left[\ln(A) - \frac{11}{6} + \frac{3}{A} - \frac{3}{2A^2} + \frac{1}{3A^3} \right] \qquad (10)$$

onde $A = 1 + 0{,}71\,\mathrm{GeV}^2/Q^2_{min}$.

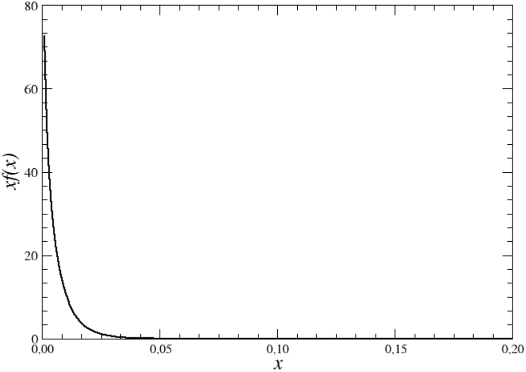
Fluxo de Fótons

Próton



Fluxo de Fótons

Íon (chumbo)



Tratamento dos monopólos

Em 1931 Dirac publicou um artigo onde ele mostrou que se considerarmos um solenóide infinitamente longo e fino nós podemos tratar suas extremidades como um monopólo magnético.
Neste mesmo artigo ele mostra que a existência de monopolos magnéticos explicaria a quantização da carga elétrica, através da relação:

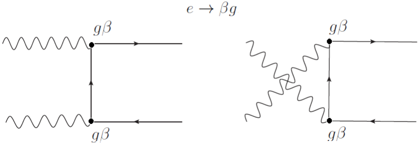
$$eg = \frac{n}{2} \qquad n = 1, 2, 3, ... \tag{11}$$

hoje em dia conhecemos esta expressão como condição de quantização de Dirac (DQC). Para n = 1 temos

$$g \sim 68.5e$$

Tratamento dos monopólos

Iremos tratar os monopólos como fermions assim como o elétron na QED, porém devido a DQC a constante de acoplamento é muito maior.
Os autores percebem que um monopolo interage com um elétron como um pósitron, e assim o acoplamento elétron-monopolo é βg



onde β é a velocidade do monopólo dada por

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{4m^2}{\hat{s}}} \quad (12)$$

Seção de Choque de Fotoprodução

Seguindo a comparação com o elétron, usaremos a formula de Breit-Wheeler, que é seção de choque de produção de pares de partícula-antipartícula.

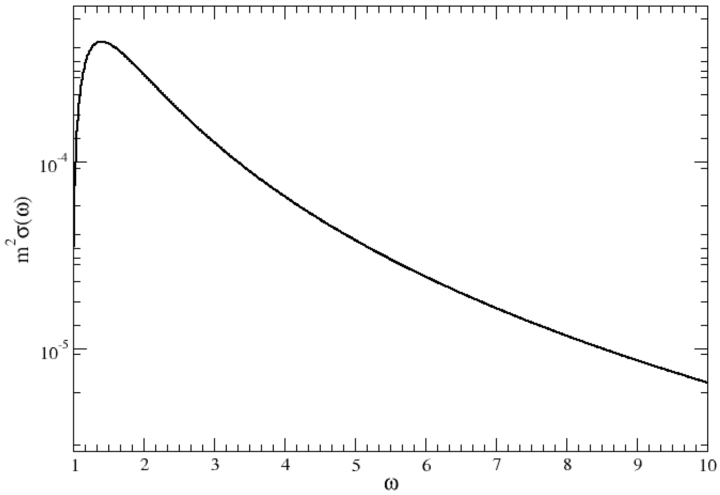
$$\sigma(\gamma\gamma \to m\overline{m}) = \frac{2}{\pi}\frac{\alpha_g^2}{m^2}(1-\beta^2)\left[(3-\beta^4)\ln\left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right) - 2\beta(2-\beta^2)\right] \tag{13}$$

$$\alpha_g = \beta^2 g^2$$

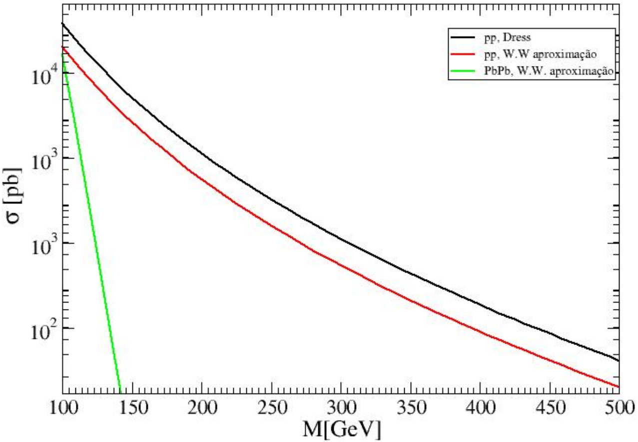
O gráfico de $m^2\sigma(\gamma\gamma \to m\overline{m})$ em relação a $\omega = \sqrt{\hat{s}}/2m$.
Assim a velocidade do monopólo pode ser escrita como

$$\beta = \sqrt{1-\omega^{-2}}$$

Seção de Choque de Fotoprodução



Nós integramos a equação (2) utilizando os fluxos dados pelas equações (5) e (7) para energias de centro de massa de $\sqrt{s} = 14\,\mathrm{TeV}$ para o próton e $\sqrt{s} = 5{,}5\,\mathrm{TeV}$ para o chumbo.

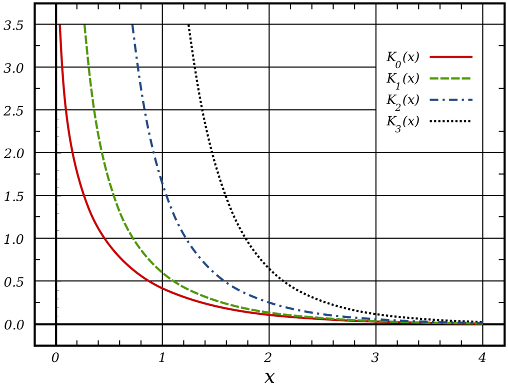


Conclusões

Nossos primeiros resultados nos dizem que a seção de choque é maior em colisões próton-próton do que em colisões chumbo-chumbo.

Isso ja era esperado quando analisamos o fluxo de fótons para cada um dos casos.

Na aproximação de Weizsacker-Williams as funções modificadas de Bessel de segunda ordem $K_0(x)$ e $K_1(x)$ decaem rapidamente quando x aumenta.



Referências

- Quantized Singularities in the Electromagnetic Field - Dirac, Paul A.M. Proc.Roy.Soc.Lond. A133 (1931) 60-72 RX-722
- Sobre o Método de Weizsacker-Williams e suas Primeiras Aplicações - F. Caruso CBPF
- Coherent Particle Production At Relativistic Heavy Ion Colliders Including Strong Absorption Effects - Baur, G. et al. Nucl.Phys. A518 (1990) 786-800 Print-90-0313 (JULICH)
- Coherent $\gamma\gamma$ and γA interactions in very peripheral collisions at relativistic ion colliders - Baur, G. et al. Physics Reports 364 (2002) 359–450
- Looking for magnetic monopoles at LHC with diphoton events - Epele, Luis N. et al. Eur.Phys.J.Plus 127 (2012) 60 arXiv:1205.6120 [hep-ph]
- Introduction to Magnetic Monopoles - Rajantie, Arttu Contemp.Phys. 53 (2012) 195-211 arXiv:1204.3077 [hep-th] IMPERIAL-TP-2012-AR-2

Extra

O fluxo de fótons para o núcleo, onde consideramos um fator de forma é dado por:

$$N(\omega, b) = \frac{Z^2 \alpha_{em}}{\pi^2 \beta^2} \frac{1}{\omega} \frac{1}{b^2} \left[\int d\chi \chi^2 \frac{F\left(\frac{\chi^2 + u^2}{b^2}\right)}{\chi^2 + u^2} J_1(\chi) \right]^2$$

onde $\chi = k_\perp b$ e $F(...)$ é o fator de forma. Na literatura encontramos os seguintes:

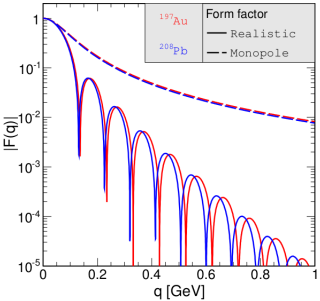
$$F(q^2) = \frac{4\pi}{|q|} \int \rho(r) sin(|q|r) r dr$$

$$F(q^2) = \frac{\Lambda^2}{\Lambda^2 + |q|}$$

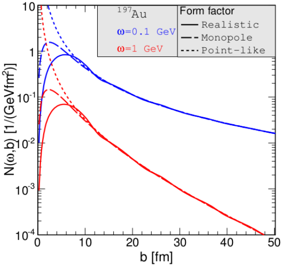
$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + exp(\frac{r-c}{a})}$$

$$\rho(r) = \frac{1}{4\pi} \Lambda^2 exp(-\Lambda r)$$

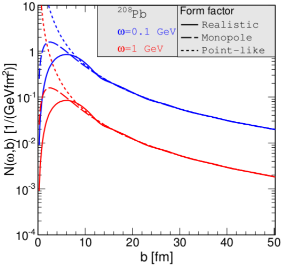
Extra



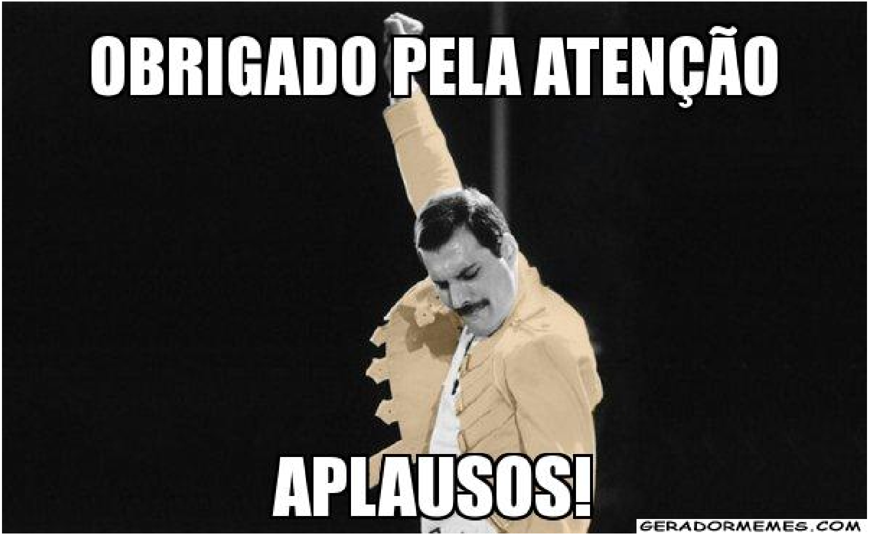
^{197}Au
^{208}Pb
Form factor
Realistic
Monopole
|F(q)|
q [GeV]



^{197}Au
ω=0.1 GeV
ω=1 GeV
Form factor
Realistic
Monopole
Point-like
N(ω,b) [1/(GeVfm^2)]
b [fm]



^{208}Pb
ω=0.1 GeV
ω=1 GeV
Form factor
Realistic
Monopole
Point-like
N(ω,b) [1/(GeVfm^2)]
b [fm]


OBRIGADO PELA ATENÇÃO
APLAUSOS!
GERADORMEMES.COM