Fotoprodução de monopolos magnéticos no LHC em colisões ultraperiféricas

Jean Torres Reis
Orientador: Dr. Werner Krambeck Sauter

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

03 de Março de 2016

- Motivação

Sumário

- Motivação
- Objetivos

Sumário

- Motivação
- Objetivos
- Introdução aos Monopolos Magnéticos

Sumário

- Motivação
- Objetivos
- Introdução aos Monopolos Magnéticos
- Interação Monopolo-Elétron

Sumário

- Motivação
- Objetivos
- Introdução aos Monopolos Magnéticos
- Interação Monopolo-Elétron
- Seção de Choque de Fotoprodução de Monopolos Magnéticos

Sumário

- Motivação
- Objetivos
- Introdução aos Monopolos Magnéticos
- Interação Monopolo-Elétron
- Seção de Choque de Fotoprodução de Monopolos Magnéticos
- Colisões Ultraperiféricas

- Motivação
- Objetivos
- Introdução aos Monopolos Magnéticos
- Interação Monopolo-Elétron
- Seção de Choque de Fotoprodução de Monopolos Magnéticos
- Colisões Ultraperiféricas
- Número de Fótons Equivalentes

Sumário

- Motivação
- Objetivos
- Introdução aos Monopolos Magnéticos
- Interação Monopolo-Elétron
- Seção de Choque de Fotoprodução de Monopolos Magnéticos
- Colisões Ultraperiféricas
- Número de Fótons Equivalentes
- Resultados Preliminares

Sumário

- Motivação
- Objetivos
- Introdução aos Monopolos Magnéticos
- Interação Monopolo-Elétron
- Seção de Choque de Fotoprodução de Monopolos Magnéticos
- Colisões Ultraperiféricas
- Número de Fótons Equivalentes
- Resultados Preliminares
- Conclusões e Perspectivas

Sumário

- Motivação
- Objetivos
- Introdução aos Monopolos Magnéticos
- Interação Monopolo-Elétron
- Seção de Choque de Fotoprodução de Monopolos Magnéticos
- Colisões Ultraperiféricas
- Número de Fótons Equivalentes
- Resultados Preliminares
- Conclusões e Perspectivas
- Referências

- As equações de Maxwell são escritas como

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \rho \quad , \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \tag{1}$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad , \quad \nabla \times \mathbf{B} = \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mathbf{J} \tag{2}$$

- Em uma região onde não há cargas elétricas

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad , \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \tag{1}$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad , \quad \nabla \times \mathbf{B} = \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \tag{2}$$

- Em uma região onde não há cargas elétricas

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad , \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \tag{1}$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad , \quad \nabla \times \mathbf{B} = \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \tag{2}$$

- Dualidade eletromagnética

$$\mathbf{E} \to \mathbf{B} \qquad \mathbf{B} \to -\mathbf{E} \tag{3}$$

- Em uma região onde não há cargas elétricas

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad , \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \tag{1}$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad , \quad \nabla \times \mathbf{B} = \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \tag{2}$$

- Dualidade eletromagnética

$$\mathbf{E} \to \mathbf{B} \qquad \mathbf{B} \to -\mathbf{E} \tag{3}$$

- Em 1931 Dirac publicou um trabalho mostrando que monopolos magnéticos podem existir e explicam porque a carga elétrica é quantizada através da condição de quantização de Dirac (DQC)

$$eg = \frac{n}{2}, \qquad n = 1,2,3..., \tag{4}$$

Os objetivos de nosso trabalho está baseado na seguinte sequência:

1. Estudar o trabalho de Dirac sobre os monopolos.

Os objetivos de nosso trabalho está baseado na seguinte sequência:

1. Estudar o trabalho de Dirac sobre os monopolos.
2. Estudar o tratamento da dinâmica dos monopolos utilizada na literatura.

Objetivos

Os objetivos de nosso trabalho está baseado na seguinte sequência:

1. Estudar o trabalho de Dirac sobre os monopolos.
2. Estudar o tratamento da dinâmica dos monopolos utilizada na literatura.
3. Estudar o processo de colisões periféricas.

Os objetivos de nosso trabalho está baseado na seguinte sequência:

1. Estudar o trabalho de Dirac sobre os monopolos.
2. Estudar o tratamento da dinâmica dos monopolos utilizada na literatura.
3. Estudar o processo de colisões periféricas.
4. Calcular a seção de choque total da produção de monopolos magnéticos para processos pp, $PbPb$ e $e^- e^-$.

Os objetivos de nosso trabalho está baseado na seguinte sequência:

1. Estudar o trabalho de Dirac sobre os monopolos.
2. Estudar o tratamento da dinâmica dos monopolos utilizada na literatura.
3. Estudar o processo de colisões periféricas.
4. Calcular a seção de choque total da produção de monopolos magnéticos para processos pp, $PbPb$ e e^-e^-.
5. Comparar os resultados e apresentar o melhor cenário para a produção de monopolos magnéticos

- Através da eletrodinâmica clássica podemos ver que as linhas de campo magnético são fechadas e por isso o fluxo de linhas é nulo.

$$\Phi = \int d\mathbf{S} \cdot \mathbf{B} = 0 \tag{5}$$

- Através da eletrodinâmica clássica podemos ver que as linhas de campo magnético são fechadas e por isso o fluxo de linhas é nulo.

$$\Phi = \int d\mathbf{S} \cdot \mathbf{B} = 0 \tag{5}$$

- Podemos representar o campos eletromagnéticos em termos dos potencias vetor **A** e escalar ϕ.

$$\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \nabla\phi \quad , \quad \mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \tag{6}$$

- Através da eletrodinâmica clássica podemos ver que as linhas de campo magnético são fechadas e por isso o fluxo de linhas é nulo.

$$\Phi = \int d\mathbf{S} \cdot \mathbf{B} = 0 \tag{5}$$

- Podemos representar o campos eletromagnéticos em termos dos potencias vetor $\mathbf{A}$ e escalar ϕ.

$$\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \nabla\phi \quad , \quad \mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \tag{6}$$

- Porém, o divergente do rotacional de qualquer vetor é nulo

$$\nabla \cdot \nabla \times \mathbf{A} = 0$$

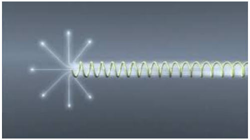
- Através da eletrodinâmica clássica podemos ver que as linhas de campo magnético são fechadas e por isso o fluxo de linhas é nulo.

$$\Phi = \int d\mathbf{S} \cdot \mathbf{B} = 0 \tag{5}$$

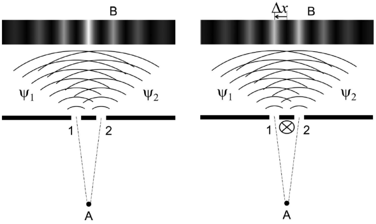
- Podemos representar o campos eletromagnéticos em termos dos potencias vetor **A** e escalar ϕ.

$$\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \nabla\phi \quad , \quad \mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \tag{6}$$

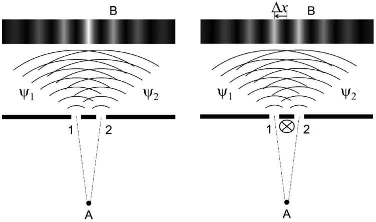
- Dirac conseguiu descrever um monopolo magnético usando um solenoide infinitamente longo e fino.



No experimento de dupla fenda, se colocarmos a linha de Dirac entre as fendas, as funções de onda de cada fenda teriam uma diferença na fase.

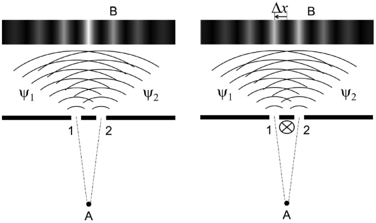


No experimento de dupla fenda, se colocarmos a linha de Dirac entre as fendas, as funções de onda de cada fenda teriam uma diferença na fase.



Este experimento é utilizado para calcular a probabilidade de encontrar uma partícula no anteparo dependente do fluxo magnético.

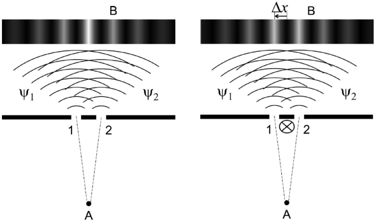
No experimento de dupla fenda, se colocarmos a linha de Dirac entre as fendas, as funções de onda de cada fenda teriam uma diferença na fase.



Este experimento é utilizado para calcular a probabilidade de encontrar uma partícula no anteparo dependente do fluxo magnético.
A variação na fase complexa $\Delta\theta$ é calculada pela integral do potencial vetor sobre a trajetória multiplicada pela carga elétrica q.

$$\Delta\theta_x = q \int_{A \to x \to B} d\mathbf{r} \cdot \mathbf{A} = q \oint_c d\mathbf{r} \cdot \mathbf{A} = q \int d\mathbf{S} \cdot \mathbf{B} = qg \tag{7}$$

No experimento de dupla fenda, se colocarmos a linha de Dirac entre as fendas, as funções de onda de cada fenda teriam uma diferença na fase.



Este experimento é utilizado para calcular a probabilidade de encontrar uma partícula no anteparo dependente do fluxo magnético.
A variação na fase complexa $\Delta\theta$ é calculada pela integral do potencial vetor sobre a trajetória multiplicada pela carga elétrica q.

$$\Delta\theta_x = q\int_{A\to x\to B} d\mathbf{r}\cdot\mathbf{A} = q\oint_c d\mathbf{r}\cdot\mathbf{A} = q\int d\mathbf{S}\cdot\mathbf{B} = qg \tag{7}$$

Como a diferença na fase complexa não pode ser diferentes de múltiplos de 2π, temos

$$\frac{eg}{2\pi}\in\mathbb{Z} \tag{8}$$

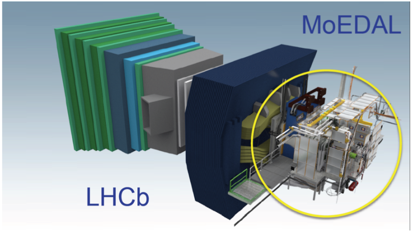
- Se o produto entre as cargas satisfaz essa condição, a linha de Dirac não é observada e a partícula somente percebe o campo magnético.

- Se o produto entre as cargas satisfaz essa condição, a linha de Dirac não é observada e a partícula somente percebe o campo magnético.
- Dirac percebeu que isso só seria possível se a carga elétrica fosse quantizada. Já que sabemos que a carga elétrica é quantizada, há grandes chances que a teoria de Dirac seja valida.

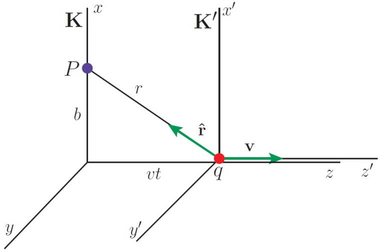
- Se o produto entre as cargas satisfaz essa condição, a linha de Dirac não é observada e a partícula somente percebe o campo magnético.
- Dirac percebeu que isso só seria possível se a carga elétrica fosse quantizada. Já que sabemos que a carga elétrica é quantizada, há grandes chances que a teoria de Dirac seja valida.
- No entanto, monopolos magnéticos ainda não foram descobertos. Mas como poderemos provar sua existência?

- Se o produto entre as cargas satisfaz essa condição, a linha de Dirac não é observada e a partícula somente percebe o campo magnético.
- Dirac percebeu que isso só seria possível se a carga elétrica fosse quantizada. Já que sabemos que a carga elétrica é quantizada, há grandes chances que a teoria de Dirac seja valida.
- No entanto, monopolos magnéticos ainda não foram descobertos. Mas como poderemos provar sua existência?
- Já há limites experimentais para o monopolo magnético

- Se o produto entre as cargas satisfaz essa condição, a linha de Dirac não é observada e a partícula somente percebe o campo magnético.
- Dirac percebeu que isso só seria possível se a carga elétrica fosse quantizada. Já que sabemos que a carga elétrica é quantizada, há grandes chances que a teoria de Dirac seja valida.
- No entanto, monopolos magnéticos ainda não foram descobertos. Mas como poderemos provar sua existência?
- Já há limites experimentais para o monopolo magnético
- No LHC, o experimento MoEDAL foi construído para detectar partículas exóticas.



Vamos Considerar o monopolo como um pósitron passando por um elétron.



As transformações de Lorentz podem ser obtidas através das transformação do tensor $F^{\mu\nu}$.

$$E_x = \gamma(E'_x + \beta B'_y), \qquad B_x = \gamma(B'_x + \beta E'_y) \tag{9}$$

$$E_y = \gamma(E'_y + \beta B'_x), \qquad B_y = \gamma(B'_y + \beta E'_x) \tag{10}$$

$$E_z = E'_z, \qquad B_z = B'_z \tag{11}$$

Para o elétron, as componentes não nulas dos campos eletromagnéticos do monopolo que está se movendo são

$$E_x^e = \frac{e\gamma b}{(b^2 + (v\gamma t)^2)^{\frac{3}{2}}}, \quad E_z^e = -\frac{ev\gamma t}{(b^2+(v\gamma t)^2)^{\frac{3}{2}}} \tag{12}$$

$$B_y^e = \frac{e\beta\gamma b}{(b^2 + (v\gamma t)^2)^{\frac{3}{2}}} \tag{13}$$

Para o elétron, as componentes não nulas dos campos eletromagnéticos do monopolo que está se movendo são

$$E_x^e = \frac{e\gamma b}{(b^2 + (v\gamma t)^2)^{\frac{3}{2}}}, \quad E_z^e = -\frac{ev\gamma t}{(b^2+(v\gamma t)^2)^{\frac{3}{2}}} \tag{12}$$

$$B_y^e = \frac{e\beta\gamma b}{(b^2 + (v\gamma t)^2)^{\frac{3}{2}}} \tag{13}$$

Ao usarmos a dualidade eletromagnética ($\mathbf{E} \to \mathbf{B}$ e $\mathbf{B} \to -\mathbf{E}$)

$$B_x^g = \frac{g\gamma b}{(b^2 + (v\gamma t)^2)^{\frac{3}{2}}}, \quad B_z^g = -\frac{gv\gamma t}{(b^2+(v\gamma t)^2)^{\frac{3}{2}}} \tag{14}$$

$$E_y^g = -\frac{g\beta\gamma b}{(b^2 + (v\gamma t)^2)^{\frac{3}{2}}} \tag{15}$$

Para o elétron, as componentes não nulas dos campos eletromagnéticos do monopolo que está se movendo são

$$E_x^e = \frac{e\gamma b}{(b^2 + (v\gamma t)^2)^{\frac{3}{2}}}, \quad E_z^e = -\frac{ev\gamma t}{(b^2+(v\gamma t)^2)^{\frac{3}{2}}} \tag{12}$$

$$B_y^e = \frac{e\beta\gamma b}{(b^2 + (v\gamma t)^2)^{\frac{3}{2}}} \tag{13}$$

Ao usarmos a dualidade eletromagnética ($\mathbf{E} \to \mathbf{B}$ e $\mathbf{B} \to -\mathbf{E}$)

$$B_x^g = \frac{g\gamma b}{(b^2 + (v\gamma t)^2)^{\frac{3}{2}}}, \quad B_z^g = -\frac{gv\gamma t}{(b^2+(v\gamma t)^2)^{\frac{3}{2}}} \tag{14}$$

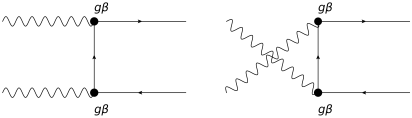
$$E_y^g = -\frac{g\beta\gamma b}{(b^2 + (v\gamma t)^2)^{\frac{3}{2}}} \tag{15}$$

O elétron só sera afetado pelos campos E_x^e e E_y^g.

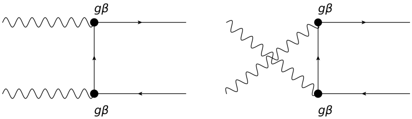
$$e \to \beta g \tag{16}$$

- Portanto um monopolo comporta-se como uma partícula de carga βg

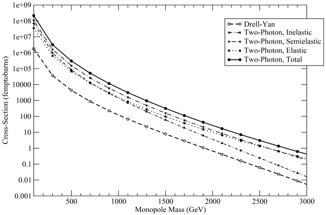
- Portanto um monopolo comporta-se como uma partícula de carga βg
- O diagrama de Feynman para a fusão de dois fótons produzindo um para de monopolos, sera semelhante ao diagrama de dois fótons produzindo um par de muon.



- Portanto um monopolo comporta-se como uma partícula de carga βg
- O diagrama de Feynman para a fusão de dois fótons produzindo um para de monopolos, sera semelhante ao diagrama de dois fótons produzindo um par de muon.



- Esta ideia pode ser usada tanto para a fusão dos fótons quanto para o processo Drell-Yan.



A diferença entre a seção de choque de fotoprodução de monopolos e léptons está na constante de acoplamento

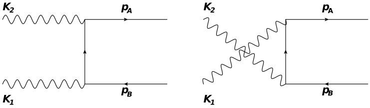
$$\alpha_{elm} = e^2, \quad \alpha_{mag} = (\beta g)^2 \tag{17}$$

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{4m^2}{\hat{s}}} \tag{18}$$

A diferença entre a seção de choque de fotoprodução de monopolos e léptons está na constante de acoplamento

$$\alpha_{elm} = e^2, \quad \alpha_{mag} = (\beta g)^2 \tag{17}$$

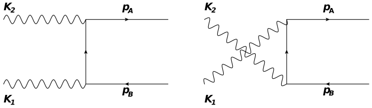
$$\beta = \sqrt{1 - \frac{4m^2}{\hat{s}}} \tag{18}$$



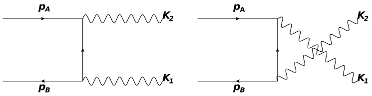
A diferença entre a seção de choque de fotoprodução de monopolos e léptons está na constante de acoplamento

$$\alpha_{elm} = e^2, \quad \alpha_{mag} = (\beta g)^2 \tag{17}$$

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{4m^2}{\hat{s}}} \tag{18}$$



A seção de choque de criação de pares pode ser comparada com a seção de choque de aniquilação de pares



$$d\sigma = \frac{1}{64\pi}|M_{fi}|^2 \frac{dt}{I^2}\frac{d\phi}{2\pi} \tag{19}$$

$$l_{aniq}^2 = \frac{\hat{s}}{4m}(\hat{s} - 4m^2), \quad l_{cria}^2 = \frac{\hat{s}^2}{4} \tag{20}$$

$$I_{aniq}^2 = \frac{\hat{s}}{4m}(\hat{s} - 4m^2), \quad I_{cria}^2 = \frac{\hat{s}^2}{4} \tag{20}$$

A relação entre as seções de choque são dadas por

$$d\overline{\sigma}_{cria} = \beta^2 d\overline{\sigma}_{aniq} \tag{21}$$

$$l^2_{aniq} = \frac{\hat{s}}{4m}(\hat{s} - 4m^2), \quad l^2_{cria} = \frac{\hat{s}^2}{4} \tag{20}$$

A relação entre as seções de choque são dadas por

$$d\overline{\sigma}_{cria} = \beta^2 d\overline{\sigma}_{aniq} \tag{21}$$

A seção de choque de aniquilação de pares é dada por

$$\overline{\sigma}_{aniq} = \frac{\alpha^2\pi(1-\beta^2)}{4(m\beta)^2}\left[(3-\beta^4)\ln\left(\frac{1+\beta^2}{1-\beta^2}\right) - 2\beta(2-\beta^2)\right] \tag{22}$$

$$l_{aniq}^2 = \frac{\hat{s}}{4m}(\hat{s} - 4m^2), \quad l_{cria}^2 = \frac{\hat{s}^2}{4} \tag{20}$$

A relação entre as seções de choque são dadas por

$$d\overline{\sigma}_{cria} = \beta^2 d\overline{\sigma}_{aniq} \tag{21}$$

A seção de choque de aniquilação de pares é dada por

$$\overline{\sigma}_{aniq} = \frac{\alpha^2 \pi (1 - \beta^2)}{4(m\beta)^2} \left[(3 - \beta^4) \ln \left(\frac{1 + \beta^2}{1 - \beta^2} \right) - 2\beta(2 - \beta^2) \right] \tag{22}$$

Portanto a seção de choque de criação de pares é dada por

$$\overline{\sigma}_{cria} = \frac{\alpha^2 \pi (1 - \beta^2)}{2m^2} \left[(3 - \beta^4) \ln \left(\frac{1 + \beta^2}{1 - \beta^2} \right) - 2\beta(2 - \beta^2) \right] \tag{23}$$

A seção de choque de criação de pares de monopolos é obtida fazendo a troca da contante de acoplamento.

$$\sigma_{m\overline{m}} = \frac{\alpha_{mag}^2 \pi (1-\beta^2)}{2m^2} \left[(3-\beta^4) \ln \left(\frac{1+\beta}{1-\beta} \right) - 2\beta(2-\beta^2) \right] \tag{24}$$

$$\sigma_{m\overline{m}} = \frac{\alpha_{mag}^2 \pi (1-\beta^2)}{2m^2} \left[(3-\beta^4) \ln\left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right) - 2\beta(2-\beta^2) \right] \tag{24}$$

$m^2 \sigma_{m\overline{m}} s$ em relação a $\omega = \sqrt{\hat{s}}/2m$.

$$\sigma_{m\overline{m}} = \frac{\alpha_{mag}^2 \pi (1-\beta^2)}{2m^2} \left[(3-\beta^4) \ln\left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right) - 2\beta(2-\beta^2) \right] \tag{24}$$

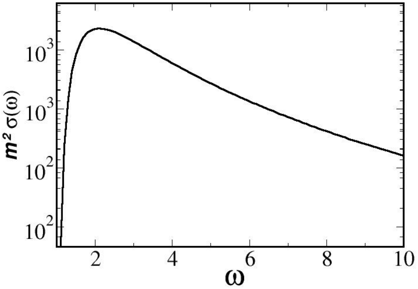
$m^2 \sigma_{m\overline{m}} s$ em relação a $\omega = \sqrt{\hat{s}}/2m$.

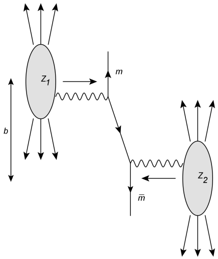
$$\beta = \sqrt{1-\omega^{-2}}$$

$$\sigma_{m\overline{m}} = \frac{\alpha_{mag}^2 \pi (1-\beta^2)}{2m^2} \left[(3-\beta^4) \ln \left(\frac{1+\beta}{1-\beta} \right) - 2\beta(2-\beta^2) \right] \tag{24}$$

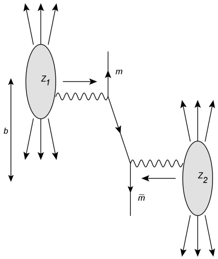
$m^2 \sigma_{m\overline{m}} s$ em relação a $\omega = \sqrt{\hat{s}}/2m$.

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

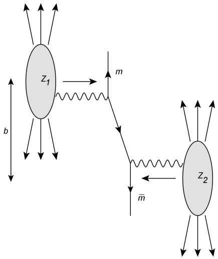




m
Z_1
b
Z_2
$\bar{m}$

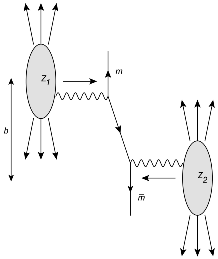


O processo que queremos estudar é puramente eletromagnético e possui as seguintes características:



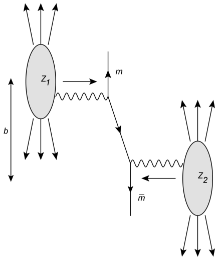
O processo que queremos estudar é puramente eletromagnético e possui as seguintes características:

- As partículas incidentes não podem ser quebradas.



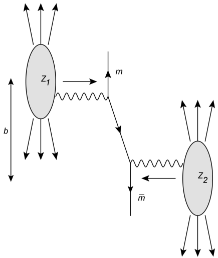
O processo que queremos estudar é puramente eletromagnético e possui as seguintes características:

- As partículas incidentes não podem ser quebradas.
- O parâmetro de impacto deve ser maior que a soma dos raios.



O processo que queremos estudar é puramente eletromagnético e possui as seguintes características:

- As partículas incidentes não podem ser quebradas.
- O parâmetro de impacto deve ser maior que a soma dos raios.
- Os ions colidindo podem ser substituídos por um fluxo de fótons equivalentes.



O processo que queremos estudar é puramente eletromagnético e possui as seguintes características:

- As partículas incidentes não podem ser quebradas.
- O parâmetro de impacto deve ser maior que a soma dos raios.
- Os ions colidindo podem ser substituídos por um fluxo de fótons equivalentes.
- A seção de choque total desse processo é dada por

$$\sigma_{tot} = \int d\omega_1 d\omega_2 n(\omega_1) n(\omega_2) \sigma_{\gamma\gamma\to X}(\hat{s} = 4\omega_1\omega_2) \tag{25}$$

Método de Weizsäcker- Williams:

- Considera a partícula incidente como uma fonte de fótons.

Número de Fótons Equivalentes

Método de Weizsäcker- Williams:

- Considera a partícula incidente como uma fonte de fótons.
- A carga elétrica é bem distribuída na partícula.

Número de Fótons Equivalentes

Método de Weizsäcker- Williams:

- Considera a partícula incidente como uma fonte de fótons.
- A carga elétrica é bem distribuída na partícula.
- O número de fótons equivalentes é dado por:

$$n(\omega) = 2\pi \int_{b_{min}}^{\infty} N(\omega, b) b db \tag{26}$$

Método de Weizsäcker- Williams:

- Considera a partícula incidente como uma fonte de fótons.
- A carga elétrica é bem distribuída na partícula.
- O número de fótons equivalentes é dado por:

$$n(\omega) = 2\pi \int_{b_{min}}^{\infty} N(\omega, b) b db \tag{26}$$

- O fluxo de fótons é dado por

$$N(\omega, b) = \frac{1}{\omega} \left[I_1(\omega, b) + I_2(\omega, b) \right] \tag{27}$$

Método de Weizsäcker- Williams:

- Considera a partícula incidente como uma fonte de fótons.
- A carga elétrica é bem distribuída na partícula.
- O número de fótons equivalentes é dado por:

$$n(\omega) = 2\pi \int_{b_{min}}^{\infty} N(\omega, b) b db \tag{26}$$

- O fluxo de fótons é dado por

$$N(\omega, b) = \frac{1}{\omega} \left[I_1(\omega, b) + I_2(\omega, b) \right] \tag{27}$$

- O espectro de frequência é dado por

$$I_1(\omega, b) = \frac{1}{2\pi} |E_x(\omega)|^2 \qquad I_2(\omega, b) = \frac{1}{2\pi} |E_z(\omega)|^2 \tag{28}$$

Método de Weizsäcker- Williams:

- Considera a partícula incidente como uma fonte de fótons.
- A carga elétrica é bem distribuída na partícula.
- O número de fótons equivalentes é dado por:

$$n(\omega) = 2\pi \int_{b_{min}}^{\infty} N(\omega, b) b db \tag{26}$$

- O fluxo de fótons é dado por

$$N(\omega, b) = \frac{1}{\omega} \left[I_1(\omega, b) + I_2(\omega, b) \right] \tag{27}$$

- O espectro de frequência é dado por

$$I_1(\omega, b) = \frac{1}{2\pi} |E_x(\omega)|^2 \qquad I_2(\omega, b) = \frac{1}{2\pi} |E_z(\omega)|^2 \tag{28}$$

- Alguns autores preferem usar

$$\sigma_{tot} = \int \frac{d\omega_1}{\omega_1} \frac{d\omega_2}{\omega_2} n(\omega_1) n(\omega_2) \sigma_{\gamma\gamma \to X}(\hat{s} = 4\omega_1 \omega_2) \tag{29}$$

Método de Weizsäcker- Williams:

- Considera a partícula incidente como uma fonte de fótons.
- A carga elétrica é bem distribuída na partícula.
- O número de fótons equivalentes é dado por:

$$n(\omega) = 2\pi \int_{b_{min}}^{\infty} N(\omega, b) b db \tag{26}$$

- O fluxo de fótons é dado por

$$N(\omega, b) = \frac{1}{\omega} \left[I_1(\omega, b) + I_2(\omega, b) \right] \tag{27}$$

- O espectro de frequência é dado por

$$I_1(\omega, b) = \frac{1}{2\pi} |E_x(\omega)|^2 \qquad I_2(\omega, b) = \frac{1}{2\pi} |E_z(\omega)|^2 \tag{28}$$

- Outros autores preferem usar

$$\sigma_{tot} = \int d\omega_1 d\omega_2 n(\omega_1) n(\omega_2) \sigma_{\gamma\gamma \to X}(\hat{s} = 4\omega_1\omega_2) \tag{29}$$

Método de Weizsäcker- Williams:

- Considera a partícula incidente como uma fonte de fótons.
- A carga elétrica é bem distribuída na partícula.
- O número de fótons equivalentes é dado por:

$$n(\omega) = 2\pi \int_{b_{min}}^{\infty} N(\omega, b) b db \tag{26}$$

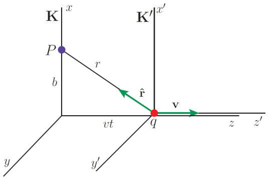
- O fluxo de fótons é dado por

$$N(\omega, b) = \frac{1}{\omega} \left[I_1(\omega, b) + I_2(\omega, b) \right] \tag{27}$$

- O espectro de frequência é dado por

$$I_1(\omega, b) = \frac{1}{2\pi} |E_x(\omega)|^2 \qquad I_2(\omega, b) = \frac{1}{2\pi} |E_z(\omega)|^2 \tag{28}$$

- Para encontrar os campos eletromagnéticos vamos considerar



- Os campos não nulos são

$$E_x^e = \frac{e\gamma b}{(b^2 + (v\gamma t)^2)^{\frac{3}{2}}} \tag{29}$$

$$B_y^e = \frac{e\beta\gamma b}{(b^2 + (v\gamma t)^2)^{\frac{3}{2}}} \tag{30}$$

$$E_z^e = -\frac{ev\gamma t}{(b^2 + (v\gamma t)^2)^{\frac{3}{2}}} \tag{31}$$

- Podemos considerar um pulso de radiação P_1 constituído por

$$E_x^e = \frac{e\gamma b}{(b^2 + (v\gamma t)^2)^{\frac{3}{2}}} \tag{29}$$

$$B_y^e = \frac{e\beta\gamma b}{(b^2 + (v\gamma t)^2)^{\frac{3}{2}}} \tag{30}$$

Número de Fótons Equivalentes

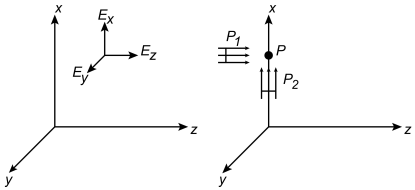
- Podemos considerar um pulso de radiação P_1 constituído por

$$E_x^e = \frac{e\gamma b}{(b^2 + (v\gamma t)^2)^{\frac{3}{2}}} \tag{29}$$

$$B_y^e = \frac{e\beta\gamma b}{(b^2 + (v\gamma t)^2)^{\frac{3}{2}}} \tag{30}$$

- Podemos considerar um pulso de radiação P_2 constituído por

$$E_z^e = -\frac{ev\gamma t}{(b^2 + (v\gamma t)^2)^{\frac{3}{2}}} \tag{31}$$



- O espectro de frequência para cada pulso fica

$$I_1(\omega, b) = \frac{1}{\pi^2}\left(\frac{Ze}{bv}\right)^2 \left[\left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right)^2 K_1^2\left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right)\right] \quad (32)$$

$$I_2(\omega, b) = \frac{1}{\pi^2}\left(\frac{Ze}{bv}\right)^2 \left[\left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right)^2 \frac{1}{\gamma^2} K_0^2\left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right)\right] \quad (33)$$

- O espectro de frequência para cada pulso fica

$$I_1(\omega, b) = \frac{1}{\pi^2}\left(\frac{Ze}{bv}\right)^2\left[\left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right)^2 K_1^2\left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right)\right] \tag{32}$$

$$I_2(\omega, b) = \frac{1}{\pi^2}\left(\frac{Ze}{bv}\right)^2\left[\left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right)^2 \frac{1}{\gamma^2} K_0^2\left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right)\right] \tag{33}$$

- O fluxo de fótons é dado por

$$N(\omega, b) = \frac{1}{\omega}\left[I_1(\omega, b) + I_2(\omega, b)\right] \tag{34}$$

- O espectro de frequência para cada pulso fica

$$I_1(\omega, b) = \frac{1}{\pi^2}\left(\frac{Ze}{bv}\right)^2\left[\left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right)^2 K_1^2\left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right)\right] \tag{32}$$

$$I_2(\omega, b) = \frac{1}{\pi^2}\left(\frac{Ze}{bv}\right)^2\left[\left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right)^2 \frac{1}{\gamma^2} K_0^2\left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right)\right] \tag{33}$$

- O fluxo de fótons é dado por

$$N(\omega, b) = \frac{Z^2\alpha_{em}}{\pi^2 v^2}\frac{1}{b^2\omega}u^2\left[K_1^2(u) + \frac{1}{\gamma^2}K_0^2(u)\right] \tag{34}$$

- O espectro de frequência para cada pulso fica

$$I_1(\omega, b) = \frac{1}{\pi^2}\left(\frac{Ze}{bv}\right)^2\left[\left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right)^2 K_1^2\left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right)\right] \tag{32}$$

$$I_2(\omega, b) = \frac{1}{\pi^2}\left(\frac{Ze}{bv}\right)^2\left[\left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right)^2 \frac{1}{\gamma^2} K_0^2\left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right)\right] \tag{33}$$

- O fluxo de fótons é dado por

$$N(\omega, b) = \frac{Z^2\alpha_{em}}{\pi^2 v^2}\frac{1}{b^2\omega}u^2\left[K_1^2(u) + \frac{1}{\gamma^2}K_0^2(u)\right] \tag{34}$$

- O número de fótons equivalentes é dado por

$$n(\omega) = 2\pi\int_{b_{min}}^{\infty} N(\omega, b) b db \tag{35}$$

- O espectro de frequência para cada pulso fica

$$I_1(\omega, b) = \frac{1}{\pi^2}\left(\frac{Ze}{bv}\right)^2\left[\left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right)^2 K_1^2\left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right)\right] \tag{32}$$

$$I_2(\omega, b) = \frac{1}{\pi^2}\left(\frac{Ze}{bv}\right)^2\left[\left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right)^2 \frac{1}{\gamma^2} K_0^2\left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right)\right] \tag{33}$$

- O fluxo de fótons é dado por

$$N(\omega, b) = \frac{Z^2\alpha_{em}}{\pi^2 v^2}\frac{1}{b^2\omega}u^2\left[K_1^2(u) + \frac{1}{\gamma^2}K_0^2(u)\right] \tag{34}$$

- O número de fótons equivalentes é dado por

$$n(\omega) = \frac{2}{\pi}\frac{Z^2\alpha_{em}}{v^2}\frac{1}{\omega}\left[\xi K_0(\xi)K_1(\xi) - \frac{v^2\xi^2}{2}\left(K_1^2(\xi) - K_0^2(\xi)\right)\right] \tag{35}$$

- O espectro de frequência para cada pulso fica

$$I_1(\omega, b) = \frac{1}{\pi^2}\left(\frac{Ze}{bv}\right)^2\left[\left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right)^2 K_1^2\left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right)\right] \qquad (32)$$

$$I_2(\omega, b) = \frac{1}{\pi^2}\left(\frac{Ze}{bv}\right)^2\left[\left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right)^2 \frac{1}{\gamma^2} K_0^2\left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right)\right] \qquad (33)$$

- O fluxo de fótons é dado por

$$N(\omega, b) = \frac{Z^2\alpha_{em}}{\pi^2 v^2}\frac{1}{b^2\omega}u^2\left[K_1^2(u) + \frac{1}{\gamma^2}K_0^2(u)\right] \qquad (34)$$

- O número de fótons equivalentes é dado por

$$n(\omega) = \frac{2}{\pi}\frac{Z^2\alpha_{em}}{v^2}\frac{1}{\omega}\left[\xi K_0(\xi)K_1(\xi) - \frac{v^2\xi^2}{2}\left(K_1^2(\xi) - K_0^2(\xi)\right)\right] \qquad (35)$$

- onde onde $\xi = \omega b_{min}/\gamma\beta$ e onde K_0 e K_1 são funções modificadas de Bessel

Podemos escrever em termos da fração de energia portada pelo fóton $x = \omega/E$

$$f(x) = \frac{2}{\pi}\frac{Z^2\alpha}{v}\frac{1}{x}\left[uK_0(u)K_1(u) - \frac{v^2u^2}{2}\left(K_1^2(u) - K_0^2(u)\right)\right] \qquad (36)$$

Podemos escrever em termos da fração de energia portada pelo fóton $x = \omega/E$

$$f(x) = \frac{2}{\pi}\frac{Z^2\alpha}{v}\frac{1}{x}\left[uK_0(u)K_1(u) - \frac{v^2u^2}{2}\left(K_1^2(u) - K_0^2(u)\right)\right] \qquad (36)$$

onde $u = xM_A b_{min}/v$.

Podemos escrever em termos da fração de energia portada pelo fóton $x = \omega/E$

$$f(x) = \frac{2}{\pi}\frac{Z^2\alpha}{v}\frac{1}{x}\left[uK_0(u)K_1(u) - \frac{v^2u^2}{2}\left(K_1^2(u) - K_0^2(u)\right)\right] \qquad (36)$$

onde $u = xM_A b_{min}/v$.
A seção de choque total fica:

$$\sigma_{tot} = \int dx_1 dx_2 f(x_1) f(x_2) \sigma_{\gamma\gamma\rightarrow X}(\hat{s} = x_1 x_2 s) \qquad (37)$$

Podemos escrever em termos da fração de energia portada pelo fóton $x = \omega / E$

$$f(x) = \frac{2}{\pi}\frac{Z^2\alpha}{v}\frac{1}{x}\left[uK_0(u)K_1(u) - \frac{v^2u^2}{2}\left(K_1^2(u) - K_0^2(u)\right)\right] \tag{36}$$

onde $u = xM_A b_{min}/v$.
A seção de choque total fica:

$$\sigma_{tot} = \int dx_1 dx_2 f(x_1) f(x_2) \sigma_{\gamma\gamma\to X}(\hat{s} = x_1 x_2 s) \tag{37}$$

Podemos usar outra forma para calcular o fluxo de fótons, onde levamos em conta um fator de forma que define a distribuição de carga do projétil.

Drees-Zeppenfeld e Nystrand

- Para partículas com estrutura interna o número de fótons é dado por:

$$f(x) = \frac{dn_\gamma}{dx} = \frac{\alpha Z^2}{\pi} \frac{1 - x + 1/2x^2}{x} \int_{Q^2_{min}}^{\infty} \frac{Q^2 - Q^2_{min}}{Q^4} |F(Q^2)| dQ^2 \qquad (38)$$

Drees-Zeppenfeld e Nystrand

- Para partículas com estrutura interna o número de fótons é dado por:

$$f(x) = \frac{dn_\gamma}{dx} = \frac{\alpha Z^2}{\pi} \frac{1 - x + 1/2x^2}{x} \int_{Q^2_{min}}^{\infty} \frac{Q^2 - Q^2_{min}}{Q^4} |F(Q^2)| dQ^2 \qquad (38)$$

- onde

$$Q^2_{min} = (xM_A)^2/(1-x) \qquad F_E(Q^2) = 1/(1 + Q^2/0{,}71\,\mathrm{GeV}^2)^2$$

Drees-Zeppenfeld e Nystrand

- Para partículas com estrutura interna o número de fótons é dado por:

$$f(x) = \frac{dn_\gamma}{dx} = \frac{\alpha Z^2}{\pi} \frac{1 - x + 1/2x^2}{x} \int_{Q^2_{min}}^{\infty} \frac{Q^2 - Q^2_{min}}{Q^4} |F(Q^2)| dQ^2 \qquad (38)$$

- onde

$$Q^2_{min} = (xM_A)^2/(1-x) \qquad F_E(Q^2) = 1/(1 + Q^2/0{,}71\,\mathrm{GeV}^2)^2$$

- O número de fótons equivalentes calculado por Dress e Zeppenfeld é

$$f(x) = \frac{\alpha}{\pi} \frac{1 - x + 1/2x^2}{x} \left[\ln(A) - \frac{11}{6} + \frac{3}{A} - \frac{3}{2A^2} + \frac{1}{3A^3} \right] \qquad (39)$$

Drees-Zeppenfeld e Nystrand

- Para partículas com estrutura interna o número de fótons é dado por:

$$f(x) = \frac{dn_\gamma}{dx} = \frac{\alpha Z^2}{\pi} \frac{1 - x + 1/2x^2}{x} \int_{Q^2_{min}}^{\infty} \frac{Q^2 - Q^2_{min}}{Q^4} |F(Q^2)| dQ^2 \qquad (38)$$

- onde

$$Q^2_{min} = (xM_A)^2/(1-x) \qquad F_E(Q^2) = 1/(1 + Q^2/0{,}71\,\mathrm{GeV}^2)^2$$

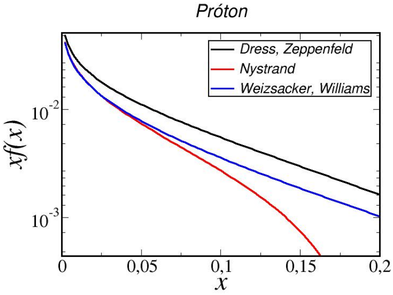
- O número de fótons equivalentes calculado por Dress e Zeppenfeld é

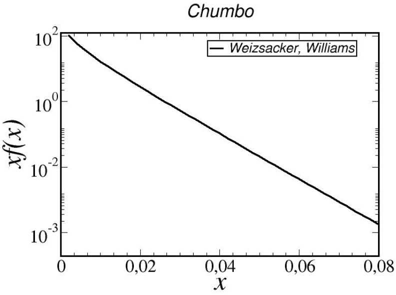
$$f(x) = \frac{\alpha}{\pi} \frac{1 - x + 1/2x^2}{x} \left[\ln(A) - \frac{11}{6} + \frac{3}{A} - \frac{3}{2A^2} + \frac{1}{3A^3} \right] \qquad (39)$$

- onde $A = 1 + 0{,}71\,\mathrm{GeV}^2/Q^2_{min}$. O número de fótons equivalentes calculado por Nystrand é

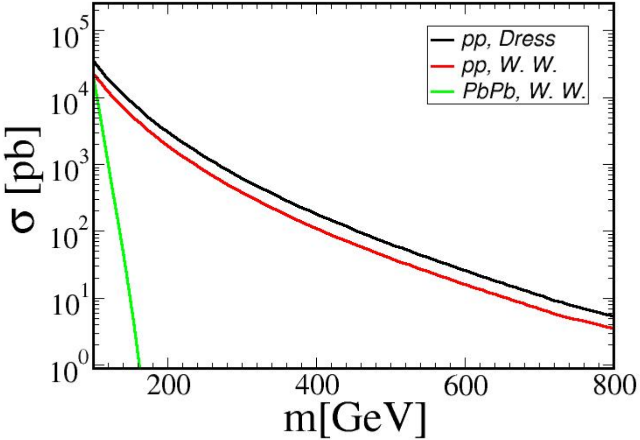
$$f(x) = \frac{\alpha}{\pi} \frac{1 - x + 1/2x^2}{x} \left[\frac{A+3}{A-1} \ln(A) - \frac{17}{6} - \frac{4}{3A} + \frac{1}{6A^2} \right] \qquad (40)$$

Número de Fótons Equivalentes





A seção de choque total 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

- O processo mais apreciável é a colisão próton-próton.

Conclusões

- O processo mais apreciável é a colisão próton-próton.
- O fator de Z^4, devido ao número de fótons equivalentes, é atraente para colisões chumbo-chumbo, mas não é insuficiente para suprir o decaimento da curva da seção de choque.

Conclusões

- O processo mais apreciável é a colisão próton-próton.
- O fator de Z^4, devido ao número de fótons equivalentes, é atraente para colisões chumbo-chumbo, mas não é insuficiente para suprir o decaimento da curva da seção de choque.
- $u = xM_A b_{min}/v$, $b_{min} = 0{,}7\,\mathrm{fm}$ para o próton e $b_{min} = 14{,}2\,\mathrm{fm}$ para o chumbo

Conclusões

- O processo mais apreciável é a colisão próton-próton.
- O fator de Z^4, devido ao número de fótons equivalentes, é atraente para colisões chumbo-chumbo, mas não é insuficiente para suprir o decaimento da curva da seção de choque.
- $u = xM_A b_{min}/v$, $b_{min} = 0{,}7\,\mathrm{fm}$ para o próton e $b_{min} = 14{,}2\,\mathrm{fm}$ para o chumbo
- Através da dualidade eletromagnética é possível mostrar a interação monopolo-elétron.

Conclusões

- O processo mais apreciável é a colisão próton-próton.
- O fator de Z^4, devido ao número de fótons equivalentes, é atraente para colisões chumbo-chumbo, mas não é insuficiente para suprir o decaimento da curva da seção de choque.
- $u = xM_A b_{min}/v$, $b_{min} = 0{,}7\,\mathrm{fm}$ para o próton e $b_{min} = 14{,}2\,\mathrm{fm}$ para o chumbo
- Através da dualidade eletromagnética é possível mostrar a interação monopolo-elétron.
- Através da DQC podemos estimar a constante de acoplamento dos monopolos

$$\alpha_{mag} \approx (137n/2)^2 \tag{41}$$

Conclusões

- O processo mais apreciável é a colisão próton-próton.
- O fator de Z^4, devido ao número de fótons equivalentes, é atraente para colisões chumbo-chumbo, mas não é insuficiente para suprir o decaimento da curva da seção de choque.
- $u = xM_A b_{min}/v$, $b_{min} = 0{,}7\,\mathrm{fm}$ para o próton e $b_{min} = 14{,}2\,\mathrm{fm}$ para o chumbo
- Através da dualidade eletromagnética é possível mostrar a interação monopolo-elétron.
- Através da DQC podemos estimar a constante de acoplamento dos monopolos

$$\alpha_{mag} \approx (137n/2)^2 \quad (41)$$

- Devido a DQC temos uma grande constante de acoplamento e por isso seria mais apropriado utilizarmos métodos não perturbativos.

Perspectivas

- A grande força de acoplamento entre monopolos pode acabar produzindo um estado ligado de monopolo-antimonopolo, chamado de Monopolium

Perspectivas

- A grande força de acoplamento entre monopolos pode acabar produzindo um estado ligado de monopolo-antimonopolo, chamado de Monopolium
- Outro processo que será analisado é a colisão elétron-elétron.

Referências

DIRAC, P. A. M. Quantized Singularities in the Electromagnetic Field. Proc. Roy. Soc. Lond., A133, p. 60–72, 1931. 15, 16, 23

WEIZSACKER, C. F. von. Radiation emitted in collisions of very fast electrons. Z. Phys., v. 88, p. 612–625, 1934. 15, 37

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. 15, 37

DOUGALL, T.; WICK, S. D. Dirac magnetic monopole production from photon fusion in proton collisions. Eur. Phys. J., A39, p. 213–217, 2009. 15, 27

WANZIGER, D. Local-Lagrangian quantum field theory of electric and magnetic charges. Physical Review D, APS, v. 3, n. 4, p. 880, 1971. 23

PINFOLD, J. MoEDAL becomes the LHC's magnificent seventh. CERN Cour., v. 50N4, p. 19–20, 2010. 22

NYSTRAND, J. Electromagnetic interactions in nucleus-nucleus and proton-proton collisions. Nucl. Phys., A752, p. 470–479, 2005. 42, 45

EPELE, L. N.; FANCHIOTTI, H.; CANAL, C. A. G.; MITSOU, V. A.; VENTO, V. Looking for magnetic monopoles at LHC with diphoton events. p. Eur. Phys. J. Plus, maio 2012. 46

AUR, G.; BERTULANI, C.; CHIU, M.; GINZBURG, I.; HENCKEN, K.; KLEIN, S.; NYSTRAND, J.; PIOTRZKOWSKI, K.; ROLDAO, C.; SILVERMYR, D. et al. Hot Topics in Ultra-Peripheral Collisions. arXiv preprint hep-ex/0201034, 2002. 41

PELE, L. N.; FANCHIOTTI, H.; CANAL, C. A. G.; MITSOU, V. A.; VENTO, V. Looking for magnetic monopoles at LHC with diphoton events. p. Eur. Phys. J. Plus, maio 2012. 46

AGRADECIMENTOS

UNIVERSIDADE FEDERAL DE PELOTAS · RS - BRASIL ·

CAPES
Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior

CNPq
Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico

FAPERGS
Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado do Rio Grande do Sul

PPGFis
Programa de Pós-Graduação em Física