

# Método dos Fótons Equivalentes

## Revisão e Aplicações

Alfredo Achterberg S. Pacheco

Orientado por: Prof. Dr. Werner Krambeck Sauter

Instituto de Física e Matemática - Universidade Federal de Pelotas

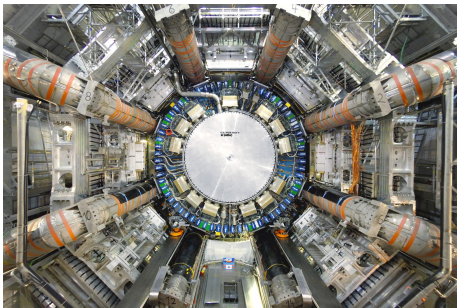
25 de Setembro, 2023



# Estrutura da Apresentação

- 1 Introdução e Contextualização
- 2 Objetivos do Trabalho
- 3 Seção de Choque Diferencial e Total
- 4 Demonstração do Método para Partícula Incidente Pontual

# Introdução e Contextualização



Colisões de partículas constituem o método experimental mais utilizado atualmente para o entendimento da estrutura fundamental da matéria e de teste para novos modelos físicos.

**Figura:** Foto do detector ATLAS do LHC. Créditos: [<https://home.web.cern.ch/science/experiments/atlas>]

Estudos desse tipo de processo tem longa história na física.

- ▶ Como exemplo o trabalho de decréscimo de velocidade de partículas  $\alpha$  e  $\beta$  em meios materiais por N. Bohr;
- ▶ nesse trabalho, o físico propôs que a interação de partículas carregadas pode ser entendida pelo fenômeno eletromagnético de dispersão (uma analogia);
- ▶ em 1924, E. Fermi propôs que os campos de uma partícula carregada podem ser aproximados como pulsos de onda ou *fluxos de fótons virtuais*.

# Introdução e Contextualização

Disso, E. J. Williams, em 1933, propôs a generalização relativística do que seria o método dos fótons equivalentes.

- ▶ O método consiste, de forma introdutória, em obter o número de fótons virtuais do campo eletromagnético de uma partícula a partir da transformada de Fourier dos mesmos campos;
- ▶ este consiste de uma aproximação *semi-clássica* para o cálculo desses fótons virtuais.

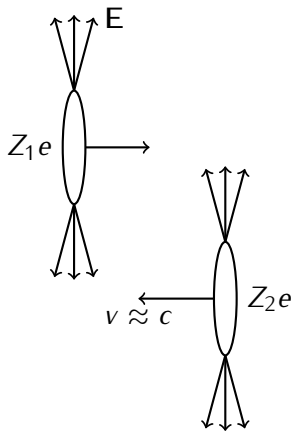


Figura: Esquema representando os campos relativísticos de dois íons  $Z_1$  e  $Z_2$ .

Desde tais desenvolvimentos, este método aproximativo teve maior aplicação e desenvolvimentos na área de interação nuclear e de partículas fundamentais.

- ▶ Em especial, focaremos nas colisões ultraperiféricas de íons;
- ▶ são colisões com maior distância (parâmetro de impacto) e com interação predominantemente eletromagnética;
- ▶ pela interação ser eletromagnética também há menos multiplicidade nos estados finais e os resultados experimentais são mais facilmente tratados;
- ▶ fenômenos de interesse nesses processos incluem a produção de pares de partículas a partir de colisões de fótons.

# Objetivos do Trabalho

Para a realização do trabalho propomos uma revisão bibliográfica com cálculo analítico e computacional de quantidades de interesse dos processos de colisão. Para isso, temos os seguintes objetivos específicos:

- 1 realizar a revisão bibliográfica do método;
- 2 realizar o cálculo do fator de forma para o fator de forma para diferentes distribuições de carga;
- 3 deduzir o número de fótons equivalentes para diferentes distribuições de carga;
- 4 realizar um estudo mais aprofundado sobre o fenômeno de fotoprodução de pares de partícula-antipartícula;
- 5 obter as curvas teóricas para as seções de choque de diferentes processos de colisão e compará-las com as curvas experimentais.

# Seção de Choque Diferencial e Total

O problema de interesse do método é o de colisão de partículas carregadas. A quantidade de interesse em colisões é a seção de choque.



**Figura:** Partícula adentrando a região de espalhamento por uma seção de área  $d\sigma$  e sendo espalhada em um ângulo sólido  $d\Omega$ .



# Seção de Choque Diferencial e Total

Da figura temos as diferenciais,

$$d\sigma = |b db d\phi|, \quad (1)$$

$$d\Omega = |\sin \theta d\theta d\phi|. \quad (2)$$

A seção de choque total vem pela integral sobre  $\Omega$ ,

A razão entre as duas é,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left| \frac{b}{\sin \theta} \frac{db}{d\theta} \right|. \quad (3)$$

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin \theta d\theta d\phi. \quad (4)$$

Que é a seção de choque diferencial.

Isto para uma partícula incidente individual!

Estamos levando em conta uma partícula individual. Se quisermos tratar um feixe de partículas, vamos precisar definir a *luminosidade*.

## Luminosidade

Para um feixe de  $N$  partículas com mesma energia atravessando a área  $d\sigma$ , a luminosidade  $\mathcal{L}$  é definida como a quantidade de partículas que atravessam a região de espalhamento por unidade de área por unidade de tempo.

Disso, reescrevemos a seção de choque para um feixe de múltiplas partículas,

$$dN = \mathcal{L} d\sigma, \quad (5)$$

$$\Rightarrow \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{\mathcal{L}} \frac{dN}{d\Omega}. \quad (6)$$

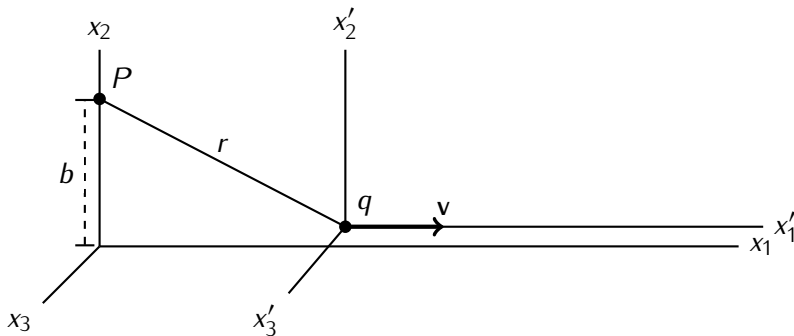
# Demonstração do Método para Carga Pontual

A dedução do método segue os seguintes passos:

- ▶ obter os campos de uma carga pontual em movimento pela transformada de Lorentz;
- ▶ calcular a transformada de Fourier para a frequência dos campos, obtendo assim o espectro de frequência;
- ▶ a quantização do espectro de frequência nos fornece o número de fótons equivalentes dos campos da partícula.

# Demonstração do Método para Carga Pontual

Inicialmente consideramos uma carga em movimento como abaixo.<sup>1</sup>



**Figura:** Carga  $q$  em movimento com velocidade  $v$  passando por um ponto de observação  $P$  com parâmetro de impacto  $b$  e distância  $r$ . Referencial  $\Sigma$  é solidário ao ponto  $P$  e  $\Sigma'$  é solidário à carga pontual  $q$ .

<sup>1</sup>A partir daqui usaremos unidades naturais ( $\hbar = c = 1$ ).

# Demonstração do Método para Carga Pontual

Sendo os campos elétrico e magnético escritos em termos dos potenciais,

$$\mathbf{E} = -\nabla\Phi - \frac{\partial\mathbf{A}}{\partial t}, \quad (7)$$

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}, \quad (8)$$

estes são escritos em forma explicitamente covariante usando o tensor eletromagnético,

$$(F^{\mu\nu}) = \begin{pmatrix} 0 & -E_1 & -E_2 & -E_3 \\ E_1 & 0 & -B_3 & B_2 \\ E_2 & B_3 & 0 & -B_1 \\ E_3 & -B_2 & B_1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (9)$$

# Demonstração do Método para Carga Pontual

Este se transforma como,

$$F'^{\mu\nu} = \Lambda_{\alpha}^{\mu} \Lambda_{\beta}^{\nu} F^{\alpha\beta} \quad (10)$$

onde  $\Lambda_{\mu}^{\nu}$  são os componentes da matriz de transformação de Lorentz,

$$(\Lambda_{\nu}^{\mu}) = \begin{pmatrix} \gamma & -\gamma\beta & 0 & 0 \\ -\gamma\beta & \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (11)$$

sendo  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$  e  $\beta = v/c$  os parâmetros relativísticos da partícula.

# Demonstração do Método para Carga Pontual

A transformação dos campos é assim obtida como,

$$\begin{cases} E'_1 = E_1 \\ E'_2 = \gamma(E_2 - \beta B_3) \\ E'_3 = \gamma(E_3 + \beta B_2) \end{cases} \quad \begin{cases} B'_1 = B_1 \\ B'_2 = \gamma(B_2 + \beta E_3) \\ B'_3 = \gamma(B_3 - \beta E_2) \end{cases} . \quad (12)$$



# Demonstração do Método para Carga Pontual

Os campos como percebidos em  $P$ ,  
no referencial  $\Sigma'$  tem a forma

$$E'_1 = -\frac{qvt'}{r'^3}, \quad E'_2 = \frac{qb}{r'^3}. \quad (13)$$

Escrevemos nas *coordenadas* de  $\Sigma$   
usando,

$$t' = \gamma t, \quad (14)$$

$$\begin{aligned} r' &= \sqrt{b^2 + (vt')^2} \\ &= \sqrt{b^2 + v^2 \gamma^2 t^2}. \end{aligned} \quad (15)$$

Assim

$$E'_1 = -\frac{q\gamma vt}{(b^2 + \gamma^2 v^2 t^2)^{3/2}}, \quad (16)$$

$$E'_2 = \frac{qb}{(b^2 + \gamma^2 v^2 t^2)^{3/2}}, \quad (17)$$

para os quais devemos aplicar a  
transformação de Lorentz.

# Demonstração do Método para Carga Pontual

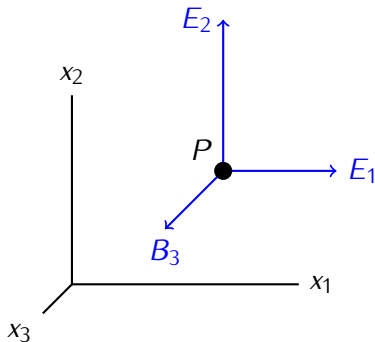
Aplicando a transformada de Lorentz, temos os campos no *referencial*  $\Sigma'$ ,

$$E_1(t) = -\frac{q\gamma vt}{(b^2 + \gamma^2 v^2 t^2)^{3/2}}, \quad (18)$$

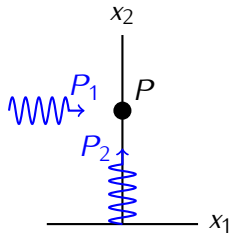
$$E_2(t) = \frac{q\gamma b}{(b^2 + \gamma^2 v^2 t^2)^{3/2}}, \quad (19)$$

$$B_3(t) = \beta E_2(t). \quad (20)$$

# Demonstração do Método para Carga Pontual



(a) Campos observados no ponto de observação  $P$ .



(b) Pulsos aproximados  $P_1$  e  $P_2$  atingindo  $P$ .

**Figura:** Aproximação chave do método dos fótons virtuais é a de substituir os campos elétrico e magnético por pulsos de radiação equivalentes.