Fotoprodução difrativa do bóson de Higgs em Colisões Periféricas

Gustavo Gil da Silveira

gustavo.silveira@ufrgs.br

Grupo de Fenomenologia de Partículas de Altas Energias (GFPAE)
Instituto de Física
Universidade Federal do Rio Grande do Sul

Orientadora: Profa. Dra. Maria Beatriz Gay Ducati

Outline

- Motivação
- Teoria Eletrofraca
- Física difrativa
- Mecanismo de fotoprodução do bóson de Higgs
  - Cálculo analítico da amplitude
  - Processo γp
  - Parâmetros fenomenológicos
  - Taxa de eventos
- Aplicações às Colisões Periféricas
  - Resultados em colisões pp
  - Resultados em colisões pA
- Análise sobre a probabilidade de sobrevivência
- Conclusões e perspectivas

Motivação

- O bóson de Higgs é a última partícula a ser detectada para a consolidação do Modelo Padrão.
- A sua detecção é esperada para o início de operação do LHC.
    - O regime de baixa luminosidade é favorável à produção difrativa.
    - A estimativa para a razão S/B é maior se comparada à produção direta.
- Processos difrativos promovem assinaturas experimentais característicos.
    - A Troca Dupla de Pomerons permite a produção do bóson de Higgs por meio do vértice ggH no intervalo de massa $M_H \sim 115 - 160$ GeV.
- Algumas colisões hádron-hádron **não** experimentarão interações fortes.
    - **Colisões Periféricas**: devido a grande distância, somente ocorrem interações eletromagnéticas.
- Esta Tese dedica-se a introduzir um novo mecanismo de produção do bóson de Higgs em LHC.
    - Nossos resultados anteriores corroboram essa construção.

Outline

- Motivação
- **Teoria Eletrofraca**
- Física difrativa
- Mecanismo de fotoprodução do bóson de Higgs
  - Cálculo analítico da amplitude
  - Processo γp
  - Parâmetros fenomenológicos
  - Taxa de eventos
- Aplicações a Colisões Periféricas
  - Resultados em colisões pp
  - Resultados em colisões pA
- A probabilidade de sobrevivência
- Conclusões e perspectivas

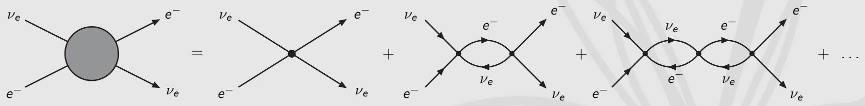
Interações Fracas

- **Primeira proposta**: Teoria relativística de Fermi para o decaimento do nêutron

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}^0 + \frac{G}{\sqrt{2}} \int d^3x \, J_\mu^{(L)\dagger}(x) J^\mu_{(L)}(x)$$

$$J_\mu^{(L)} = \sum \bar{u}_L(x)\gamma_\mu(1-\gamma_5)u_{\nu_L}(x)$$

- **Problema #1**: Seções de choque de processos $\nu\ell$ crescem com a energia;
  - Processos em ordens mais altas em teoria de perturbação são necessários



- QED: diagramas de polarização do vácuo produzem **divergências**:
  - Torna-se fundamental considerar uma Teoria de Campos para a interação pela troca de uma partícula virtual sem massa.
- **Problema #2**: A Interação Fraca exige uma partícula mediadora massiva:

teoria não-renormalizável

Campo de Higgs

- Considera-se a interação dos campos físicos com o **campo de Higgs**

$$\varphi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\varphi_1(x) + i\varphi_2(x)\right] \qquad \varphi^*(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\varphi_1(x) - i\varphi_2(x)\right]$$

descrita pelo Lagrangiano invariante de SO(2)

$$\mathcal{L}_H = \left(\partial^\mu\varphi\right)^*\left(\partial_\mu\varphi\right) - \left(\mu^2|\varphi|^2 + \frac{\lambda}{3!}|\varphi|^4\right)$$

- **Propriedade**: transformações **locais** de simetria

$$\tilde{\varphi}(x) = T(x)\varphi(x) = e^{ig\theta(x)}\varphi(x)$$

- O Lagrangiano que satisfaz esta propriedade é dado por

$$\mathcal{L}_H = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + \left(D^\mu\varphi\right)^*\left(D_\mu\varphi\right) - \mu^2|\varphi|^2 - \frac{\lambda}{3!}|\varphi|^4$$

com $F^{\mu\nu} = \partial^\nu a^\mu(x) - \partial^\mu a^\nu(x)$ e $D^\mu = \partial^\mu + ig\, a^\mu(x)$.

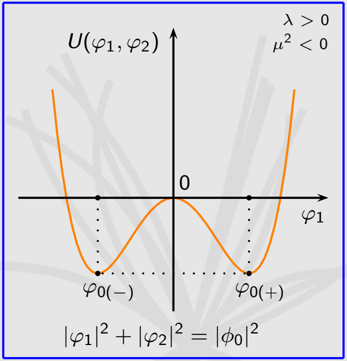
Campo de Higgs

- Considera-se a interação dos campos físicos com o **campo de Higgs**

$$\varphi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\varphi_1(x) + i\varphi_2(x)\right] \qquad \varphi^*(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\varphi_1(x) - i\varphi_2(x)\right]$$

descrita pelo Lagrangiano invariante de SO(2)

$$\mathcal{L}_H = \left(\partial^\mu \varphi\right)^* \left(\partial_\mu \varphi\right) - \boxed{\left(\mu^2|\varphi|^2 + \frac{\lambda}{3!}|\varphi|^4\right)}$$



- **Propriedade**: transformações **locais** de simetria

$$\tilde{\varphi}(x) = T(x)\varphi(x) = e^{ig\theta(x)}\varphi(x)$$

- O Lagrangiano que satisfaz esta propriedade é dado por

$$\mathcal{L}_H = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + \left(D^\mu\varphi\right)^*\left(D_\mu\varphi\right) - \mu^2|\varphi|^2 - \frac{\lambda}{3!}|\varphi|^4$$

com $F^{\mu\nu} = \partial^\nu a^\mu(x) - \partial^\mu a^\nu(x)$ e $D^\mu = \partial^\mu + ig\, a^\mu(x)$.

Mecanismo de Higgs: Quebra espontânea de simetria

- Selecionando um estado de vácuo, o Lagrangiano se transforma $\varphi_1' = \varphi_1 - \phi_0$

$$\mathcal{L}_H = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + \frac{1}{2}g^2|\phi_0|^2\, a^\mu a_\mu + \frac{1}{2}\left[\left(\partial^\mu\varphi_1'\right)^*\left(\partial_\mu\varphi_1'\right) - m^2|\varphi_1'|^2\right]$$

$$+ \frac{1}{2}\left(\partial^\mu\varphi_2'\right)^*\left(\partial_\mu\varphi_2'\right) - \frac{\lambda}{3!}\phi_0\left(|\varphi_1'|^2 + |\varphi_2'|^2\right)\varphi_1' - \frac{\lambda}{4!}\left(|\varphi_1'|^2 + |\varphi_2'|^2\right)^2 + \ldots$$

- Efetuando-se uma transformação na forma $\begin{cases} \varphi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\rho(x) + a\right]\exp[ig\omega(x)/a] \\ a_\mu(x) = C_\mu - \frac{1}{a}\partial_\mu\omega(x) \end{cases}$

$$\mathcal{L}_H = -\frac{1}{4}C^{\mu\nu}C_{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_C^2 C^\mu C_\mu$$

$$- \frac{1}{2}\left(\partial^\mu\rho\right)^*\left(\partial_\mu\rho\right) + \frac{1}{2}m_\rho^2|\rho|^2 - \frac{\lambda}{4!}|\rho|^4 - \frac{\lambda\phi_0}{3!} + \frac{g^2}{2}C^\mu C_\mu\left(|\rho|^2 + 2|\rho||\phi_0|\right)$$

- Campo espúrio $\omega(x)$ é eliminado $\rightarrow$ **bóson de Goldstone**;
- Os campos adquirem massa: C_μ: $m_C = g|\phi_0|$ $\rightarrow$ bóson de gauge
  ρ: $m_\rho = \sqrt{-2\mu^2}$ $\rightarrow$ **bóson de Higgs**

Teoria **renormalizável** com **propagador massivo**

Teoria Eletrofraca

- **1960-1970**: Unificação QED + Interação Fraca

Grupo de simetria $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$

- O Lagrangiano Eletrofraco para léptons é descrito por

$$\mathcal{L}_{EW} = -\frac{1}{4} B_a^{\mu\nu} B^a_{\mu\nu} - \frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} - \mu^2 \varphi^\dagger \varphi - \frac{\lambda}{3!} \left(\varphi^\dagger \varphi\right)^2 + (D_\mu \varphi)^\dagger (D^\mu \varphi)$$

$$+ \sum_\ell \left[\bar{L}_\ell (i\gamma^\mu D_\mu) L_\ell + \bar{R}_\ell (i\gamma^\mu D_\mu) R_\ell - G_\ell \left(\bar{L}_\ell \varphi R_\ell + \bar{R}_\ell \varphi^\dagger L_\ell\right)\right]$$

onde $B_a^{\mu\nu} = \partial^\mu \phi_a^\nu - \partial^\nu \phi_a^\mu - g\varepsilon_{abc}\phi_b^\mu \phi_c^\nu$ são os campos Z^0 e $W^\pm$

$F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$ é o campo da QED

φ é o Campo de Higgs que gera a massa das partículas

$D_\mu = \partial_\mu + ig\phi_{\mu a}\frac{\tau_a}{2} - i\frac{g'}{2}A_\mu$ é a derivada covariante.

- O mecanismo de Higgs permite obter a massa dos campos físicos

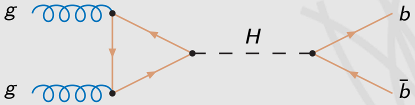
$$m_e \sim |\phi_0|\, G_e \qquad M_Z = 90 \text{ GeV}$$
$$m_\mu \sim |\phi_0|\, G_\mu \qquad M_W = 80 \text{ GeV} \qquad M_H = \sqrt{-2\mu^2}$$
$$m_\tau \sim |\phi_0|\, G_\tau$$

Meios de produção

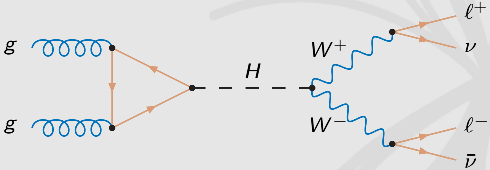
- **1983**: CERN detecta os bósons vetoriais com massas

$$M_W = 80.5 \pm 0.5 \text{ GeV} \quad M_Z = 95.6 \pm 1.4 \text{ GeV}$$

- **Passo final**: detectar o **bóson de Higgs**!
- Duas distintas possibilidades no espectro de massa:
  - $M_H < 135$ GeV: Fusão de glúons com decaimento $b\bar{b}$



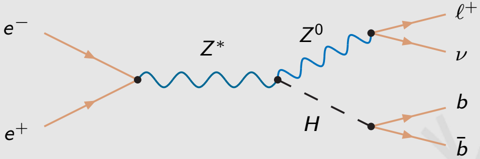
  - $M_H > 135$ GeV: Fusão de glúons com decaimento W^+W^-



- Porém, existem limites para a produção da massa do bóson de Higgs.

Limite previsto por LEP

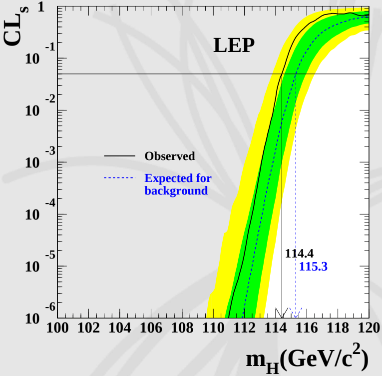
- A produção do bóson de Higgs foi investigada em LEP por meio do processo



- Com os dados obtidos, pode-se estimar um limite inferior para a massa do bóson de Higgs de

$$M_H \geq \ 114.4 \text{ GeV}$$

com um nível de confiança de 95%.



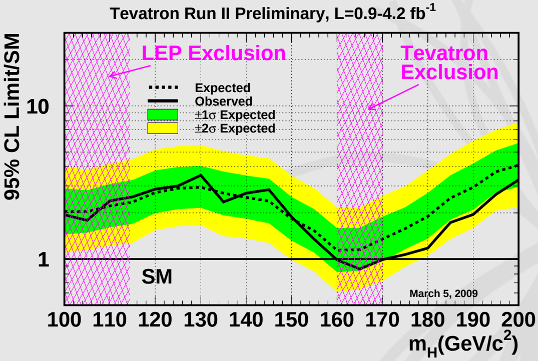
Novos dados do Tevatron

- A análise dos dados de CDF e D0 permitiram excluir o seguinte intervalo de massa

$$160\ \text{GeV} \lesssim M_H \lesssim 170\ \text{GeV}$$

- Uma estimativa da massa do bóson de Higgs pode ser feita através de processos eletrofracos

$$M_H = 116.3\ {}^{+15.6}_{-1.30}\ \text{GeV}$$

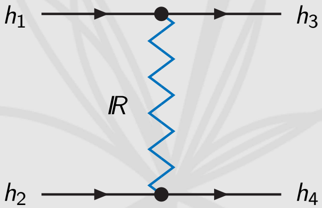


Outline

Teoria de Regge

- Primeira teoria fenomenológica para descrever os processos hadrônicos em altas energias;
    - Teoria precedente à Cromodinâmica Quântica (1950);
- Esta teoria prevê a troca de uma família de ressonâncias no canal t;
- A amplitude para a troca de uma partícula reggeizada é dada por

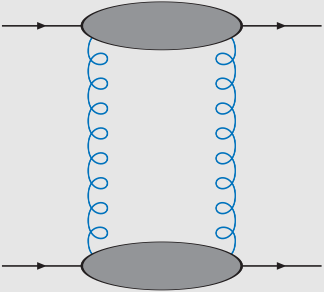
$$A(s,t) \sim \frac{s^{\alpha(t)}}{\mathrm{sen}\,[\pi\alpha(t)]} \quad \longrightarrow \quad \sigma_{tot} \sim s^{\alpha(0)-1}$$

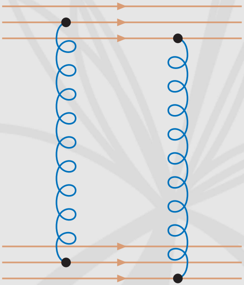


- **1960**: a seção de choque hadrônica tem comportamento constante para $s \to \infty$;
    - Pequeno crescimento para $\sqrt{s} \sim 2$ TeV.
- **Pomeron**: partícula com a intersecção $\alpha(0) \approx 1$
    - Dados mais atuais revelam que $\alpha(0) = \mathbf{1.08}$.
- **Teoria de Regge**: considera o Pomeron com os **números quânticos do vácuo**.

O Pomeron na QCD

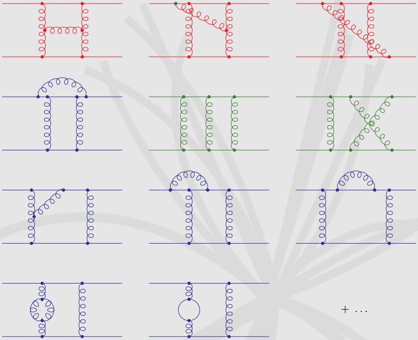
- Interações hadrônicas podem ser expressas pelos graus de liberdade da QCD.
- A descrição do Pomeron pode ser feita pela troca de **dois glúons** no canal t.
  - Para os números quânticos do vácuo, esta é a configuração **mínima**.





Espalhamento na aproximação ln s

- Estuda-se a troca de glúons no espalhamento quark-quark;
- Os processos que contribuem são:
  - Troca por um laço;
  - Correções radiativas;
    - Emissão de glúons reais;
    - Emissão de glúons virtuais.
- Desprezam-se os diagramas que são subdominantes em ln s:
  - Correção de vértice;
  - Auto-energia;
  - Polarização do vácuo.

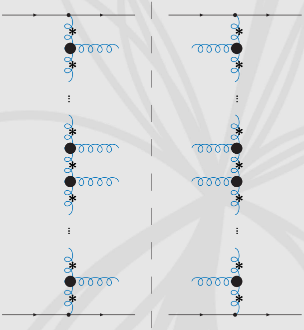


Escada de glúons BFKL

- Estendendo a todas as ordens em teoria de perturbação: **escada de glúons**.
  - Propagador: $D_{\mu\nu}(s_i, k_i^2) = -\,i\,\frac{g_{\mu\nu}}{k_i^2}\left(\frac{s}{\vec{k}^2}\right)^{\alpha_g(t)-1}$
  - A amplitude do espalhamento hadrônico é dada por

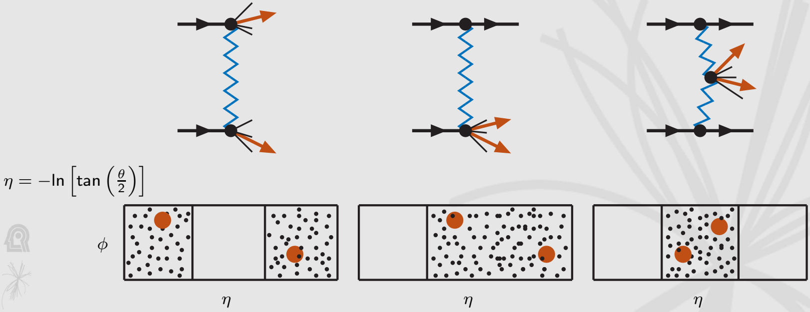
$$\mathcal{A}(s,t) = is\,\mathcal{C}\int \frac{d^2\mathbf{k}}{(2\pi)^2}\,\frac{d^2\mathbf{k}'}{(2\pi)^2}\,\Phi_A(\mathbf{k},\mathbf{q})\,\frac{F(s,\mathbf{k},\mathbf{k}',\mathbf{q})}{\mathbf{k}'^{\,2}(\mathbf{k}-\mathbf{q})^2}\,\Phi_B(\mathbf{k}',\mathbf{q})$$

  - Este cálculo leva a obtenção da Equação de Evolução BFKL.
    - As densidades partônicas $f_i(x, Q^2)$ evoluem em termos da **fração de momentum** x.
  - Os processos envolvendo a troca de Pomerons levam a Física difrativa em altas energias.



Física Difrativa

- Os processos difrativos em altas energias são caracterizados por interações pela troca de Pomerons.
  - Em processos **exclusivos** o estado inicial não se altera com a interação.
- A **Assinatura experimental** destes processos são as **Lacunas de rapidez**



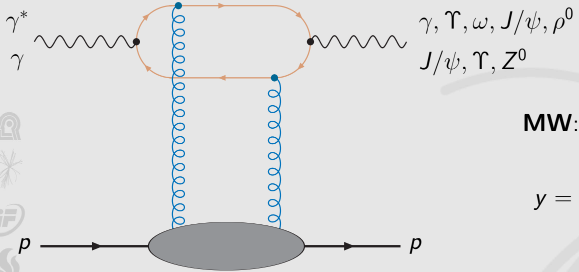
- **Objetivo**: **Explorar a produção difrativa do bóson de Higgs em processos γp.**

Outline

- Motivação
- Teoria Eletrofraca
- Física difrativa
- **Mecanismo de fotoprodução do bóson de Higgs**
  - Cálculo analítico da amplitude
  - Processo γp
  - Parâmetros fenomenológicos
  - Taxa de eventos
- Aplicações a Colisões Periféricas
  - Resultados em colisões pp
  - Resultados em colisões pA
- A probabilidade de sobrevivência
- Conclusões e perspectivas

Espalhamento Compton Profundamente Virtual

- **1997**: Ji — PRD **55** (1997) 7114
  - Processo $\gamma^* p \to \gamma p$ com troca de **Pomeron** em colisões *ep*.
- **2001**: Munier, Staśto e Mueller — NPB **603** (2001) 427
  - Produção de mésons vetoriais $\gamma^* p \to Vp$ com o **modelo GBW**.
- **2008**: Motyka e Watt — PRD **78** (2008) 014023
  - Produção de partículas vetoriais $\gamma p \to Ep$ em **Colisões Periféricas**.

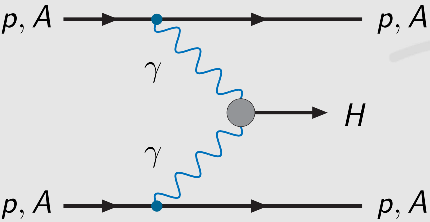


MW: produção do bóson Z^0

$$y = 0 \begin{cases} \sigma_{\gamma p} = \mathbf{4.2\ fb}, \text{ Tevatron} \\ \sigma_{\gamma p} = \mathbf{37\ fb}, \text{ LHC} \end{cases}$$

Produção eletromagnética do bóson de Higgs

- **1990**: Cahn e Jackson — PRD **42** (1990) 3690
  Müller e Schramm — PRD **42** (1990) 3699
  - Colisões Periféricas de íons pesados $\rightarrow$ aniquilação $\gamma\gamma$
- **2007**: Miller — arXiv:0704.1985[hep-ph]
  - Contribuições de **laços de bósons eletrofracos** para o processo $\gamma\gamma \rightarrow H$.
- **2009**: D'Enterria e Lansberg — PRD **81** (2010) 014004
  - Vértice efetivo para a produção do bóson de Higgs em processos $\gamma\gamma$.

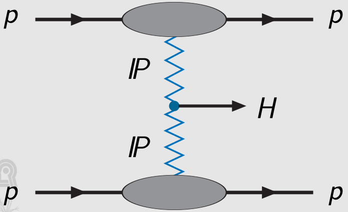


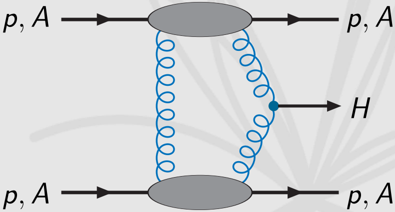
$$M_H = 150 \text{ GeV}, \quad \sqrt{s} = 3.5 \text{ TeV/A} \quad \begin{cases} \textbf{CJ}: \sigma_{\text{PbPb}} = 7.0 \text{ pb} \\ \textbf{MS}: \sigma_{\text{AA}} \sim 100 \text{ pb} \end{cases}$$

$$M_H = 120 \text{ GeV}, \quad \sqrt{s} = 14 \text{ TeV} \quad \begin{cases} \textbf{M}: \sigma_{\text{pp}} = \mathbf{0.12 \text{ fb}} \\ \textbf{DL}: \sigma_{\text{pp}} = \mathbf{0.18 \text{ fb}} \end{cases}$$

Produção difrativa do bóson de Higgs

- **1991**: Bialas e Landshoff PLB **256** (1991) 540
  - Trajetórias de Regge para a **interação**.
- **1997**: Khoze, Martin e Ryskin PLB **401** (1997) 330
  2007: Levin e Miller arXiv:0801.3593[hep-ph]
  - Pomeron da QCD como troca de **glúons**.



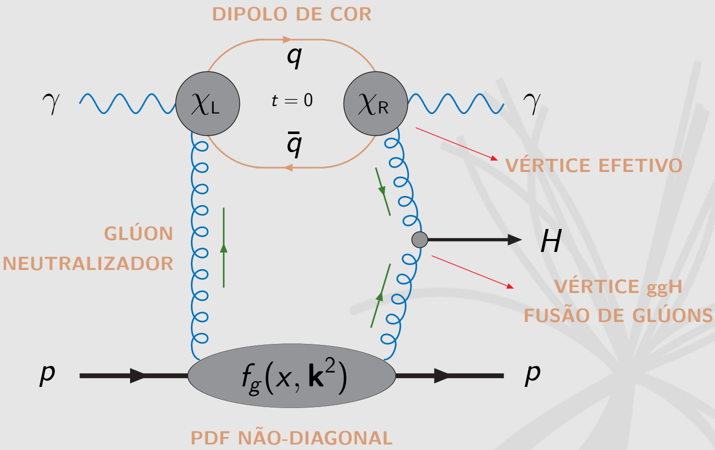


$M_H = 150$ GeV, $\sqrt{s} = 16$ TeV $\left\{ \textbf{BL} : \sigma_{pp} = 0.1 \text{ pb} \right.$

$M_H = 120$ GeV, $\sqrt{s} = 14$ / 8.8 (5.5) TeV/A $\left\{ \begin{array}{l} \textbf{KMR} : \sigma_{pp}^{exc/inc} \sim \textbf{3 fb}/300 \text{ fb} \\ \textbf{LM} : \sigma_{pAu(AuAu)} = 0.64 \text{ pb (3.9 nb)} \end{array} \right.$

Mecanismo de fotoprodução

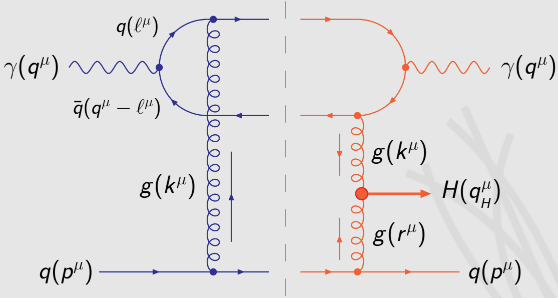
- **Proposta**:
  Produção do Higgs em processos γp pela Troca Dupla de Pomerons.



- O dipolo de cor é tratado no **Formalismo de Fator de Impacto** para $t = 0$.

Amplitude de espalhamento

- **Processo a nível partônico**: $\gamma q \to \gamma + H + q$



- A amplitude de espalhamento é obtida pelas **Regras de Cutkosky**

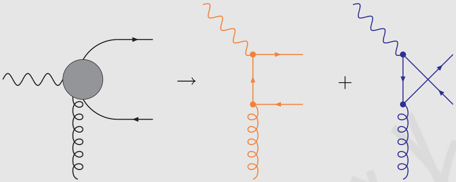
$$\mathrm{Im}\,\mathcal{A} = \frac{1}{2}\int d(PS)_3\, \mathcal{A}_L\, \mathcal{A}_R$$

com $d(PS)_3$ sendo o elemento diferencial do espaço de fase.

- É necessário avaliar as possibilidades para o diagrama do dipolo de cor.

Vértices efetivos

- Com o corte no diagrama, existem diferentes possibilidades para a sua formação



- Efetua-se o cálculo através das Regras de Feynman para cada acoplamento

$$\chi^{\mu\nu} = ig_s ee_q\, t^A \left\{ \gamma^\mu \left[\frac{\not{l}_1 - \not{q}}{(l_1 - q)^2} \right] \gamma^\nu + \gamma^\nu \left[\frac{\not{l}_1 - \not{k}}{(l_1 - k)^2} \right] \gamma^\mu \right\}$$

$$\chi^{\alpha\beta} = ig_s ee_q\, t^B \left\{ \gamma^\beta \left[\frac{\not{k} - \not{l}_2}{(k - l_2)^2} \right] \gamma^\alpha + \gamma^\alpha \left[\frac{\not{q} - \not{l}_2}{(q - l_2)^2} \right] \gamma^\beta \right\}$$

- Para as possíveis polarizações dos fótons, efetua-se a soma para $t = 0$

$$\varepsilon^L_\mu \varepsilon^{L\,*}_\nu = \frac{4Q^2}{s}\frac{p_\mu p_\nu}{s} \qquad \sum \varepsilon^T_\mu \varepsilon^{T\,*}_\nu = -g_{\mu\nu} + \frac{4Q^2}{s}\frac{p_\mu p_\nu}{s}$$

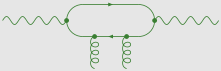
Aplicando as regras

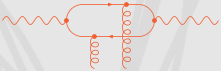
- Efetuando o produto de ambos os lados do corte obtemos

$$\mathcal{A}_L\mathcal{A}_R = (4\pi)^3\,\alpha_s^2\,\alpha\left(\sum_q e_q^2\right)\left(\frac{\epsilon_\mu\epsilon_\nu^*}{k^6}\right)\frac{\overbrace{V_{\sigma\eta}^{ba}}^{\text{ggH}}}{N_c}\left(t^b t^a\right)\overbrace{4p_\lambda p^\sigma}^{\text{eikonal}}$$

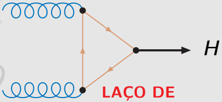
$$\times\ 2\left\{\frac{\mathrm{Tr}\left[(\not{q}-\not{l})\gamma^\mu\not{l}\gamma^\lambda(\not{k}+\not{l})\gamma^\eta\not{l}\gamma^\nu\right]}{l^4}+\frac{\mathrm{Tr}\left[(\not{q}-\not{l})\gamma^\lambda(\not{k}+\not{l}-\not{q})\gamma^\mu(\not{k}+\not{l})\gamma^\eta\not{l}\gamma^\nu\right]}{l^2(k+l+q)^2}\right\}$$

OUTRAS POSSIBILIDADES





- Para a produção de um bóson de Higgs **não tão pesado** ($M_H \lesssim 200$ GeV), o vértice ggH é dado por



LAÇO DE QUARK TOP

$$V_{\mu\nu}^{ab} \approx \frac{2}{3}\frac{M_H^2\alpha_s}{4\pi v}\left(g_{\mu\nu} - \frac{k_{2\mu}k_{1\nu}}{k_1\cdot k_2}\right)\delta^{ab}$$

Amplitude a nível partônico

- Torna-se possível efetuar a integração em relação à variável $\vec{l}$, resultando em

$$(\mathrm{Im}\,\mathcal{A})_T = \frac{M_H^2\alpha_s^3\alpha}{6\pi v}\sum_q e_q^2\left(\frac{2C_F}{N_c}\right)\int\frac{d\vec{k}^2}{\vec{k}^6}\left[\frac{20s}{3} - 4Q^2 s\int\frac{-1+2\alpha_\ell+4\alpha_\ell^2-8\alpha_\ell^3+4\alpha_\ell^4}{\vec{k}^2(\tau-\tau^2)+Q^2\alpha_\ell(1-\alpha_\ell)}\,d\alpha_\ell\,d\tau\right]$$

$$(\mathrm{Im}\,\mathcal{A})_L = -\frac{M_H^2\alpha_s^3\alpha}{6\pi v}\sum_q e_q^2\left(\frac{2C_F}{N_c}\right)\int\frac{d\vec{k}^2}{\vec{k}^6}\left[\frac{8s}{3} - 16Q^2 s\int\frac{\alpha_\ell^2-2\alpha_\ell^3+4\alpha_\ell^4}{\vec{k}^2(\tau-\tau^2)+Q^2\alpha_\ell(1-\alpha_\ell)}\,d\alpha_\ell\,d\tau\right]$$

- **Mestrado**: deprezava-se a **virtualidade do fóton** no cálculo.
- **Doutorado: Estendemos este cálculo para um fóton com $Q^2 \neq 0$.**
- Considerando a fotoprodução com **fótons reais** ($Q^2 \simeq 0$).
  - Somente o modo **transverso** de polarização contribui.
- A amplitude de espalhamento em polarização transversa pode ser reescrita como

$$(\mathrm{Im}\,\mathcal{A})_T = -\frac{s}{3}\left(\frac{M_H^2}{\pi v}\right)\alpha_s^3\,\alpha\sum_q e_q^2\left(\frac{2C_F}{N_c}\right)\int\frac{d\mathbf{k}^2}{\mathbf{k}^6}\left\{\int_0^1\frac{[\tau^2+(1-\tau)^2][\alpha_\ell^2+(1-\alpha_\ell)^2]\mathbf{k}^2}{\mathbf{k}^2\tau(1-\tau)+Q^2\alpha_\ell(1-\alpha_\ell)}\,d\alpha_\ell d\tau\right\}$$

resultado este conhecido do **Formalismo de Fator de Impacto**.

Seção de choque do processo γq

- A parte imaginária da amplitude tem a forma

$$\frac{\mathrm{Im}\,\mathcal{A}}{s} = -\frac{1}{9\pi}\frac{M_H^2\alpha_s}{N_c v}\int\frac{d\mathbf{k}^2}{\mathbf{k}^6}\left(\frac{\alpha_s C_F}{\pi}\right)\Phi_{\gamma\gamma}(\mathbf{k}^2, Q^2)$$

onde $\Phi_{\gamma\gamma}$ é o fator de impacto do dipolo com a troca de dois glúons no canal t.

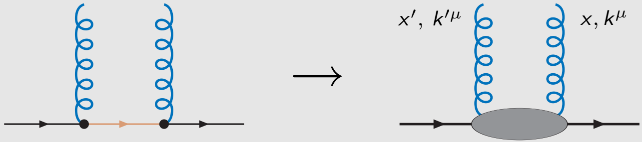
- **Primeira evidência**: dependência em $\mathbf{k}^{-6}$ devido a presença do dipolo de cor.

- Com este resultado, é possível obter a taxa de eventos em rapidez central

$$\left.\frac{d\sigma}{dy_H d\mathbf{p}^2 dt}\right|_{y_H,t=0} = \frac{8}{9}\left(\frac{\alpha_s M_H^2}{\pi^3 N_c v}\right)^2\left[\int\frac{d\mathbf{k}^2}{\mathbf{k}^6}\Phi_{\gamma\gamma}(\mathbf{k}^2, Q^2)\frac{\alpha_s C_F}{\pi}\right]^2.$$

- Este resultado é obtido a **nível partônico**:
  - É necessário introduzir a contribuição do conteúdo partônico do próton.
  - Substituição da contribuição do **quark** para a contribuição do **próton**:

Fenomenologia: conteúdo partônico do próton



- O acoplamento ao próton é representado pela **PDF não-diagonal**

$$\frac{\alpha_s C_F}{\pi} \quad \longrightarrow \quad f_g(x, \mathbf{k}^2) = \mathcal{K} \left(\frac{\partial [x g(x, \mathbf{k}^2)]}{\partial \ell n \, \mathbf{k}^2} \right)$$

- A não-diagonalidade é aproximada por um fator multiplicativo dado por

$$\mathcal{K} \simeq (1.2) \exp(-B \mathbf{p}^2/2)$$

onde $B = 5.5$ GeV^{-2} é o fator de forma do acoplamento $I\!Pp$.

- Para introduzir f_g, a fração de momentum do glúon deve ser $x \sim 0.01$.

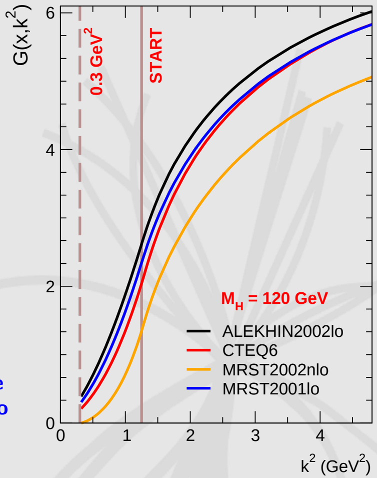
- A seção de choque de produção é dada por

$$\left. \frac{d\sigma}{dy_H d\mathbf{p}^2 dt} \right|_{y_H, t=0} = \frac{8}{9} \left(\frac{\alpha_s M_H^2}{\pi^3 N_c v} \right)^2 \left[\int \frac{d\mathbf{k}^2}{\mathbf{k}^6} \, \Phi_{\gamma\gamma}(\mathbf{k}^2, Q^2) \; f_g(x, \mathbf{k}^2) \right]^2 .$$

Fenomenologia: Parametrizações

- As distribuições partônicas são parametrizadas fornecendo funções de distribuição em relação a x e $\hat{Q}^2$.
- Utiliza-se a Equação de Evolução DGLAP para evoluir as distribuições em $\hat{Q}^2$.
  - Cada parametrização possui uma escala inicial de evolução:

    MRST :: $\hat{Q}_0^2 = 1.25\ \mathrm{GeV}^2$.



- Estendemos a função para regiões de menor $\hat{Q}^2$ utilizando a parametrização

$$G(x, \hat{Q}^2) \sim \hat{Q}^{4+2(\gamma+2)\hat{Q}^2}$$

- **Adicionamos as contribuições da região de menor escala à seção de choque de produção**

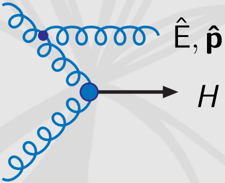
$$\mathbf{k}_0^2 = 0.3\ \mathrm{GeV}^2$$

Fenomenologia: Radiação de glúons

- Glúons reais podem ser emitidos do vértice ggH e devem ser **suprimidas**.
  - **Estes termos irão regular a região do infravermelho, como DGM.**
  - Contabilizar diagramas virtuais que incluem termos do tipo $\ln\left(M_H^2/\mathbf{k}^2\right)$.
- A probabilidade de emissão de um glúon é calculado por meio dos **fatores de forma de Sudakov**

$$S_{\text{sud}}(\mathbf{k}^2, M_H^2) = \frac{N_c\alpha_s}{\pi}\int_{\mathbf{k}^2}^{M_H^2/4}\frac{d\hat{\mathbf{p}}^2}{\hat{\mathbf{p}}^2}\int_{\hat{\mathbf{p}}}^{M_H/2}\frac{d\hat{\mathrm{E}}}{\hat{\mathrm{E}}} = \frac{3\alpha_s}{4\pi}\ln^2\left(\frac{M_H^2}{4\mathbf{k}^2}\right)$$

- Caso o glúon neutralizador **falhe**, as emissões reais **não são suprimidas**.
- É necessário suprimir a emissão de **múltiplos** glúons, para o qual a probabilidade de não-emissão exponencia.
  - Incluímos um fator $e^{-S_{\text{sud}}}$ à seção de choque.
  - As emissão abaixo de $\mathbf{k}^2$ são **proibidas**.
  - Se $\mathbf{k}^2 \to 0$ a probabilidade de não-emissão vai **mais rápido** a zero que qualquer potência de $\mathbf{k}$.



Fenomenologia: Lacunas de rapidez

- As lacunas de rapidez são a principal evidência de processos difrativos em aceleradores.
- **Problema**: Interações secundárias podem preencher estas lacunas, inviabilizando sua observação.
- A **Probabilidade de Sobrevivência da Lacuna de Rapidez** contabiliza a porcentagem de eventos onde as lacunas de rapidez ainda poderão ser observadas no estado final.
- A fração de eventos pode ser calculada como

$$S^2_{\rm gap} \equiv \langle |S^2_{\rm gap}| \rangle = \frac{\int |\mathcal{A}(s,b)|^2 \, e^{-\Omega(b)} \, d^2\mathbf{b}}{\int |\mathcal{A}(s,b)|^2 \, e^{-\Omega_0} \, d^2\mathbf{b}} = \begin{cases} 5\% \text{ Tevatron} \\ 3\% \text{ LHC} \end{cases}$$

  onde Ω_0 é a opacidade relevante para $b = 0$.
- Esta probabilidade depende especificamente do subprocesso em questão.
- Existem outros cálculos para esta probabilidade (BH, GLM, DGM, etc.).
  - Adotamos o modelo KKMR pela similaridade ao subprocesso considerado.

Seção de choque γp

- A seção de choque é calculada para rapidez central ($y_H = 0$)

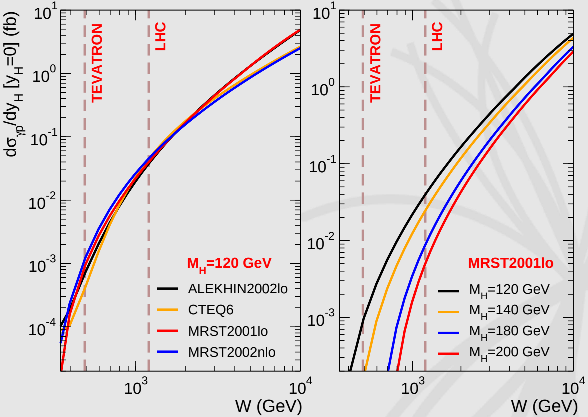
$$\left.\frac{d\sigma}{dy_H\,dt}\right|_{y_H,t=0} = \frac{8}{9}\frac{S^2_{gap}}{2\pi B}\left(\frac{\alpha_s M_H^2}{N_c \pi^2 v}\right)^2 \left[\int_{\mathbf{k}_0^2}^{\infty} \frac{d\mathbf{k}^2}{\mathbf{k}^6}\, e^{-S_{\text{sud}}(\mathbf{k}^2, M_H^2)}\, f_g(x,\mathbf{k}^2)\, \Phi_{\gamma\gamma}(\mathbf{k}^2, Q^2)\right]^2$$

- Conteúdo do próton: $\alpha_s C_F/\pi \quad\rightarrow\quad f_g(x,\mathbf{k}^2) = \mathcal{K}\,\partial_{(\ell n\,\mathbf{k}^2)}\, xg(x,\mathbf{k}^2)$
- Probabilidade de Sobrevivência: $S^2_{gap} = \begin{cases} 3\%, \text{ LHC} \\ 5\%, \text{ Tevatron} \end{cases}$
- Supressão da radiação de glúons: $S_{\text{sud}}(\mathbf{k}^2, M_H^2) \propto \ln^2\left(M_H^2/4\mathbf{k}^2\right)$
- Corte $\mathbf{k}_0^2$: Regula as divergências em infravermelho :: $\mathbf{k}_0^2 = 0.3$ GeV^2.
- Valor esperado do vácuo na Teoria Eletrofraca: $v = 246$ GeV
- Fator de forma $I\!Pp$: $B = 5.5$ GeV^{-2}

M. B. Gay Ducati, GGS
Physical Review D **78** (2008) 113005

Resultados: predições para o processo γp

- As predições para diferentes parametrizações possuem comportamentos distintos em cada acelerador.
- **Tevatron**: restrição para $M_H < 140$ GeV
- Para este mecanismo, a produção no Tevatron é praticamente inviável.

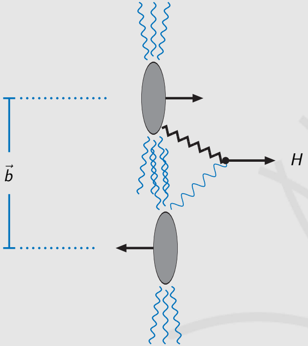


Outline

- Motivação
- Teoria Eletrofraca
- Física difrativa
- Mecanismo de fotoprodução do bóson de Higgs
  - Cálculo analítico da amplitude
  - Processo γp
  - Parâmetros fenomenológicos
  - Taxa de eventos
- **Aplicações a Colisões Periféricas**
  - Resultados em colisões *pp*
  - Resultados em colisões *pA*
- A probabilidade de sobrevivência
- Conclusões e perspectivas

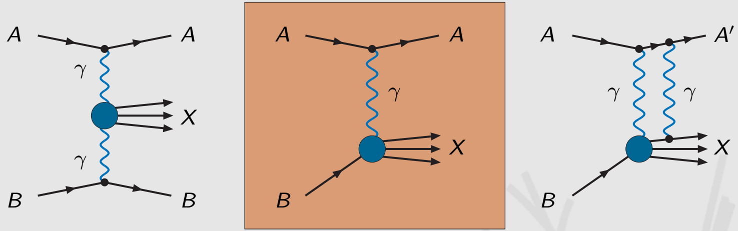
Produção em Colisões Periféricas

- O processo γp é um subprocesso que ocorre em Colisões Periféricas



- Estas colisões viabilizam interações com parâmetro de impacto $b \geq 2R$.
  - Neste caso as interações são puramente eletromagnéticas.
- Os fótons emitidos pelos campos EM dos hádrons são fótons **reais**.

Fótons periféricos



- A **virtualidade** do fóton é relacionada com o raio nuclear: ação coerente das partículas carregadas

$$Q^2 \lesssim 1/R^2$$

CONDIÇÃO DE COERÊNCIA

  - Para o **próton**: $Q^2 \leq 0.04\ \mathrm{GeV}^2$.

- O **Princípio de incerteza** determina um limite superior para o momentum transverso dos fótons

$$q_\perp \lesssim \frac{1}{R}$$

Seção de choque hadrônica

- Para colisões pp, $\sigma_{\gamma p}$ é convoluída com o fluxo de fótons

$$\sigma(pp(A) \to p + H + p(A)) = 2 \int_{\omega_0}^{\sqrt{s}/2} d\omega \, \frac{dn_i}{d\omega} \, \sigma_{\gamma p}(\omega, M_H),$$

onde este fluxo é dado por

$$\frac{dn_p}{d\omega} = \frac{\alpha_{em}}{2\pi\omega} \left[1 + \left(1 - \frac{2\omega}{\sqrt{s}} \right)^2 \right] \left(\ell n A - \frac{11}{6} + \frac{3}{A} - \frac{3}{2A^2} + \frac{1}{3A^2} \right).$$

para o caso de **prótons**, com $A \simeq 1 + (0.71 \text{ GeV}^{-2})\sqrt{s}/2\omega^2$, e

$$\frac{dn_A}{d\omega} = \frac{2Z^2 \, \alpha_{em}}{\pi\omega} \left[\mu K_0(\mu) K_1(\mu) - \frac{\mu^2}{2} [K_1^2(\mu) - K_0^2(\mu)] \right].$$

para **núcleos**, com $\mu = b_{min}\omega/\gamma_L$, onde $b_{min} = R_p + R_A$.

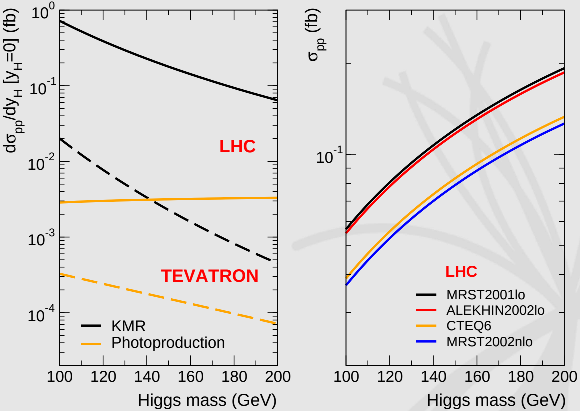
- A virtualidade do fóton deve ser decomposta na forma

$$Q^2 = -\omega^2/(\gamma_L^2 \beta_L^2) - q_\perp^2$$

com $\gamma_L = (1 - \beta_L^2)^{-1/2} = \sqrt{s}/2m_i$ sendo o fator de Lorentz do feixe.

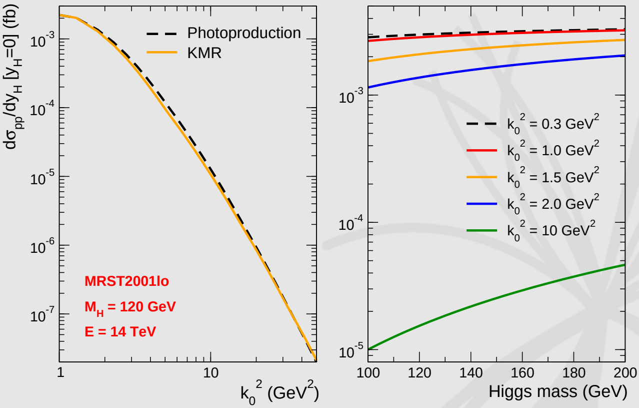
Resultados: produção em colisões *pp*

- A seção de choque para $M_H = 120$ GeV é similar àquela obtida para a produção eletromagnética (0.1 fb).
- Existe uma lacuna entre as predições feitas para diferentes parametrizações.



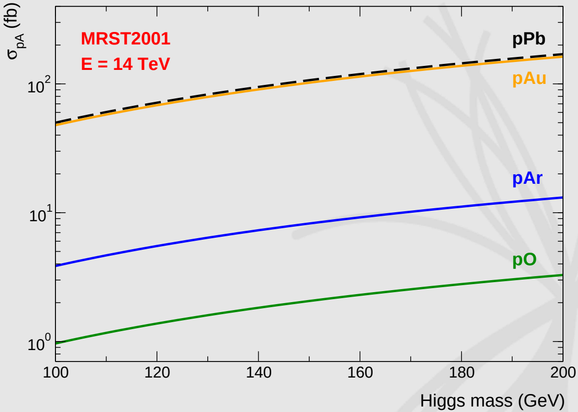
Resultados: sensibilidade

- Praticamente o mesmo comportamento que os resultados do grupo de Durham.
- A principal contribuição advém do intervalo $\mathbf{k}_0^2 < 30\ \text{GeV}^2$.



Resultados: produção em colisões *pA*

- $\sigma_{pAu} \sim 100$ fb: resultado competitivo com o do grupo de Durham.
- σ_{pAu}: **8x** menor que em produção EM com **laços bosônicos**.
- σ_{pPb}: **50%** menor que em produção EM com **Teoria efetiva** para ggH.



Probabilidade de sobrevivência

- A seção de choque prevista é menor que aquela obtida pelo grupo de Durham.
- A probabilidade de sobrevivência utilizada não é apropriada para o processo γp (3% ou 5%).

Subprocesso	GSP (%)	σ_{pp} (fb)
$I\!P I\!P$	3.0	2.70
$I\!P I\!P$	0.4	0.47
$\gamma\gamma$	100	0.10
γp	3.0	**0.08**

- Esperamos que a probabilidade seja **maior** que 3% para o processo γp.
  - Devido às interações com grande parâmetro de impacto, elimina-se interações fortes.
  - Os dados de HERA revelam uma grande probabilidade para a produção central de jatos.
- É necessário estimar esta probabilidade para o mecanismo de fotoprodução.

Conclusões

- Até o presente momento, calculamos a seção de choque de produção e a taxa de eventos para o bóson de Higgs.
- Sucesso em calcular a extensão a partir do resultado anterior.
- As predições para o LHC são animadoras:

$$\sigma_{pp} \sim 0.1 \text{ fb} \qquad \sigma_{pA} \sim 100 \text{ fb}$$

- Esta abordagem permite a análise da produção do bóson de Higgs em Colisões Periféricas.
- Os resultados apresentaram pequena sensibilidade ao corte: região infravermelha regulada.
- Obtendo-se uma estimativa mais confiável para a probabilidade de sobrevivência, as predições poderão ser avaliadas no mesmo cenário com outras propostas.
- Os resultados para a fotoprodução poderão ser explorados em conjuntos de dados para colisões não-centrais.

Perspectivas

- Estudar a produção do bóson de Higgs em Colisões Periféricas entre núcleos.
  - Torna-se necessário contabilizar as PDF nucleares (EPS, nDS).
- Calcular uma estimativa para a probabilidade de sobrevivência.
  - Existem dados de HERA para avaliar este valor.
- Estender esta abordagem para a produção do bóson vetorial Z^0.
- Explorar a produção associada do bóson de Higgs com os bósons vetoriais Z e W.
  - Para este último será necessário levar em conta processos eletrofracos de Corrente Carregada.

Cromodinâmica Quântica

- Teoria de gauge não-Abeliana que descreve a interação entre **quarks** e **glúons**;
- Construída pelo Grupo de simetria SU(3) tendo **cor** como número quântico

álgebra de Lie: $\left[T^a, T^b\right] = if^{abc}T^c$

- Nesta teoria as transformações de gauge são consideradas locais;
- O Lagrangiano que descreve estas interações é expresso como

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{4}G^a_{\mu\nu}G^{\mu\nu}_a - \bar{\psi}\left(i\gamma^\mu D_\mu - m\right)\psi + \mathcal{L}_{FG} + \mathcal{L}_f$$

sendo $G^a_{\mu\nu} = \partial_\mu G^a_\nu - \partial_\nu G^a_\mu - g\,f_{abc}\,G^b_\mu G^c_\nu$ e $D_\mu = \partial_\mu - igT_aG^a_\mu$.

- Certos aspectos físicos particulares são previstos por esta teoria:
  - **Confinamento**: quarks e glúons estão confinados no interior dos hádrons;
  - **Liberdade Assintótica**: em $s \to \infty$, quarks e glúons interagem fracamente.

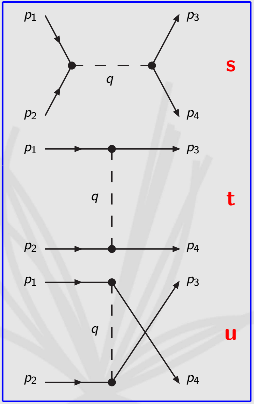
Variáveis cinemáticas

- Um ponto importante é definir as variáveis cinemáticas utilizadas:
  - Variáveis de Mandelstam:

$$
\begin{aligned}
s &= (p_1 + p_2)^2 \equiv E^2 \\
t &= (p_1 - p_3)^2 \equiv q^2 \\
u &= (p_1 - p_4)^2
\end{aligned}
$$

$$s + t + u = m_1^2 + m_2^2 + m_3^2 + m_4^2$$

  - Fóton virtual: **virtualidade** $Q^2 = -q^2$;
  - Variável de Bjorken: $x_{Bj} \equiv x = Q^2/2p^\mu q_\mu$;
  - Rapidez: $y = \ell n \left(\frac{E+p_z}{E-p_z}\right)$



Decomposição de Sudakov

- O tratamento dos quadrimomenta é efetuado pela decomposição de Sudakov

$$\begin{aligned} l^\mu &= \alpha_\ell q'^\mu + \beta_\ell p^\mu + l_\perp^\mu \\ k^\mu &= \alpha_k q'^\mu + \beta_k p^\mu + k_\perp^\mu \\ r^\mu &= \alpha_r q'^\mu + \beta_r p^\mu + r_\perp^\mu \end{aligned}$$

onde os momenta obedecem

$$q'^\mu = q^\mu + xp^\mu \qquad q'^2,\, p^2 = 0$$

- Considerando o espaço de fase de três corpos

$$\int d(PS)_3 = \frac{1}{(2\pi)^5} \int d^4l\, d^4k\, \delta([q-l]^2)\, \delta([l+k]^2)\, \delta([p-k]^2)$$

e decomposta é reescrita por

$$\begin{aligned} \int d(PS)_3 &= \int d\alpha_\ell\, d\alpha_k\, d\beta_\ell\, d\beta_k\, d^2\vec{l}\, d^2\vec{k} \\ &\times \quad \delta\left(\beta_\ell + \frac{Q^2}{s} + \frac{\vec{l}^{\,2}}{s(1-\alpha_\ell)}\right) \delta\left(\beta_k + \frac{(\vec{l}+\vec{k})^2}{\alpha_\ell s} + \beta_\ell\right) \delta(\alpha_k s + \vec{k}^{\,2}). \end{aligned}$$

Parte Imaginária

- Calculando a parte imaginária da amplitude pelas Regras de Cutkosky obtemos

$$
\begin{aligned}
\mathrm{Im}\,\mathcal{A} &= \frac{1}{s}\left(\frac{2}{\pi^2}\right)\alpha_s^2\,\alpha\sum_q e_q^2\left(\frac{\varepsilon_\mu\varepsilon_\nu^*}{N_c}\right)(t^A t^A)\,V\left[p_\lambda p_\eta - \frac{(k\cdot p)}{\vec{k}^2}p_\lambda r_\eta\right] \\
&\times \int d\alpha_\ell\,\frac{d^2\vec{k}}{\vec{k}^6}\,d^2\vec{l}\left\{\frac{(1-\alpha_\ell)}{\alpha_\ell}\frac{T^{\mu\lambda\eta\nu}}{(D_1)^2} + \frac{T^{\lambda\mu\eta\nu}}{D_1 D_2}\right\}
\end{aligned}
$$

onde $D_1 = \alpha_\ell(1-\alpha_\ell)Q^2 + \vec{l}^{\,2}$ e $D_2 = \alpha_\ell(1-\alpha_\ell)Q^2 + (\vec{l}+\vec{k})^2$;

- A integração das deltas de Dirac levam a novos coeficientes para os momenta

$$
\begin{aligned}
l^\mu &= \alpha_\ell q'^\mu - \left(Q^2 + \frac{\vec{l}^2}{1-\alpha_\ell}\right)\frac{p^\mu}{s} + l_\perp^\mu \\
k^\mu &= -\frac{\vec{k}^2}{s}q'^\mu + \left(Q^2 + \frac{\vec{l}^2}{1-\alpha_\ell} + \frac{(\vec{l}+\vec{k})^2}{\alpha_\ell}\right)\frac{p^\mu}{s} + k_\perp^\mu
\end{aligned}
$$

- Parametrização de Sudakov: $\alpha_\ell \approx 1$ o que permite desprezar α_k.