
Geração de Massa das Partículas

Mecanismo de Higgs

G. G. Silveira

gustavo.silveira@ufrgs.br

Grupo de Fenomenologia de Partículas de Altas Energias

www.if.ufrgs.br/gfpae

Instituto de Física

Universidade Federal do Rio Grande do Sul

Porto Alegre, RS, Brasil

Sumário

- ✓ Noção de Quebra Espontânea de Simetria;
- ✓ Bóson de Goldstone;
- ✓ Mecanismo de Higgs;
- ✓ Caça ao Bóson de Higgs;
- ✓ Expectativas para o LHC; e
- ✓ Conclusões.

Motivação

**Encontrar um método de forma que possamos
gerar a massa das partículas elementares do
Modelo Padrão!**

Noção de Quebra Espontânea de Simetria

- ✓ Na natureza encontramos simetrias que **não** são exatamente simetrias do Lagrangiano de sistemas físicos:
 - Grupo $SU(3)$ → simetria exata → se os quarks possuem **mesma** massa!
- ✓ Adicionando um pequeno termo, quebramos a invariância de um Lagrangiano, possibilitando a idéia de **quebra de simetria**;
- ✓ Temos o Lagrangiano dos sabores u , d e s assumindo que tenham **mesma** massa,

$$\mathcal{L} = \sum_{\ell=1}^3 \bar{q}_{\ell} (i\gamma \cdot \partial - m) q_{\ell}$$

onde é invariante frente ao grupo de sabor $SU(3) \Rightarrow q_{\ell} \rightarrow e^{i\alpha_k \cdot \frac{\lambda_k}{2}} q_{\ell}$

- ✓ No caso de massas diferentes para os quarks, teremos o Lagrangiano **efetivo**

$$\mathcal{L} = \sum_{\ell=1}^3 \bar{q}_{\ell} (i\gamma \cdot \partial - m) q_{\ell} + \bar{d}(m - m_d)d + \bar{s}(m - m_s)s$$

onde, com os termos adicionais, a invariância é **quebrada**.

Estado de Vácuo

- ✓ Outro caso: a invariância do Lagrangiano não é válida para o **Estado de Vácuo**;
- ✓ Consideremos o campo escalar real com interação de **ordem 4**,

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} [(\partial^\mu \phi)(\partial_\mu \phi) - \mu^2 \phi^2] - \frac{\lambda}{4!} \phi^4$$

- ✓ Temos para as equações de campo

$$(\square + \mu^2) \phi + \frac{\lambda}{3!} \phi^3 = 0 \quad \rightarrow \quad \phi_0 \left(\mu^2 + \frac{\lambda}{3!} \phi_0^2 \right) = 0$$

- ✓ Construímos o Hamiltoniano, com $\pi(x) = \partial^0 \phi(x)$,

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2} [\pi^2 + (\nabla \phi)^2 + \mu^2 \phi^2] + \frac{\lambda}{4!} \phi^4$$

- ✓ Vemos que o Estado de Vácuo ϕ_0 fornece o valor **mínimo** para o potencial,

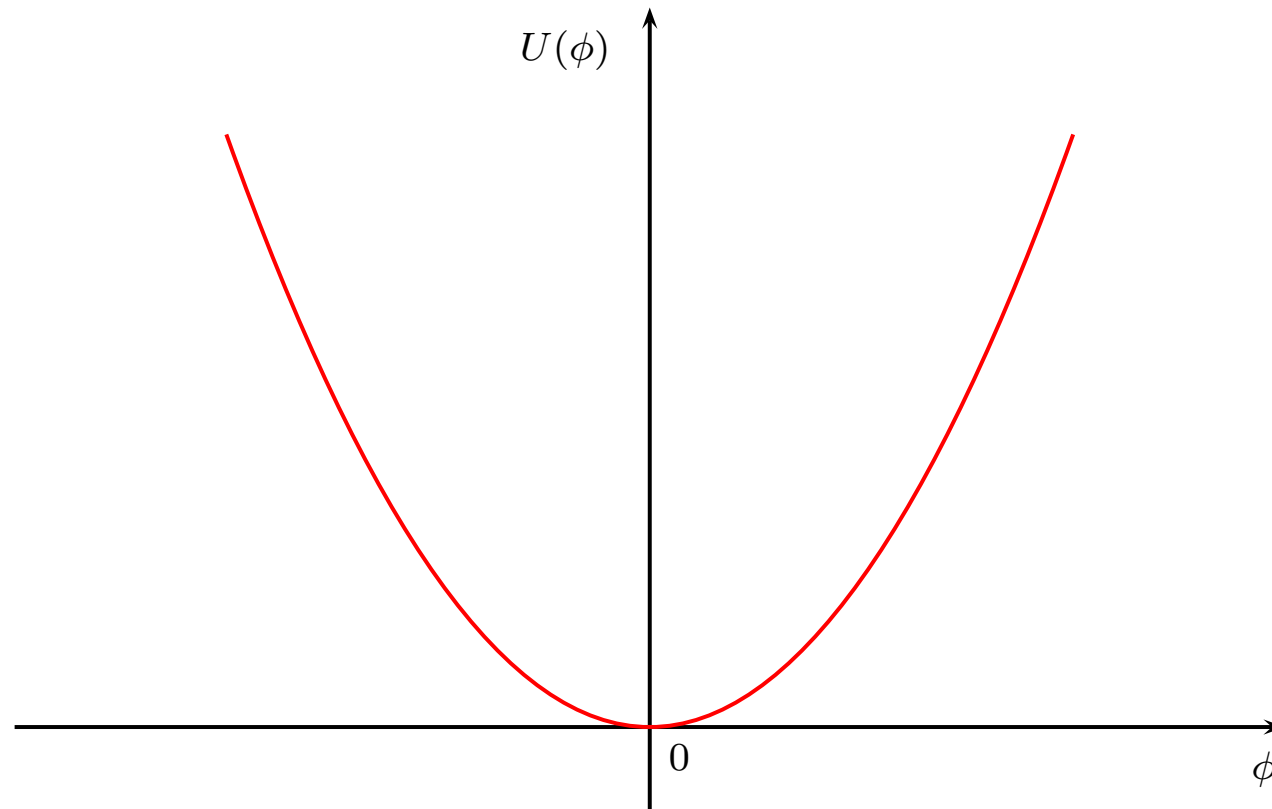
$$\mathcal{H} = \frac{1}{2} [\pi^2 + (\nabla \phi)^2] + U(\phi) \quad \rightarrow \quad U(\phi) = \frac{1}{2} \mu^2 \phi^2 + \frac{\lambda}{4!} \phi^4$$

pois, $\pi_0 = 0$, $\nabla \phi_0 = 0$, gerando, de forma **global**, o **mínimo** para o Hamiltoniano.

Analisando o Potencial $U = U(\phi)$

✓ Damos especial atenção para as **possibilidades** que podemos ter para o potencial U :

- Requerendo que o Hamiltoniano tenha um mínimo em $\phi = 0 \rightarrow \lambda > 0$;
- Se $\mu^2 > 0$, temos como solução para o Estado de Vácuo $\rightarrow \phi_0 = 0$:



Parâmetro μ

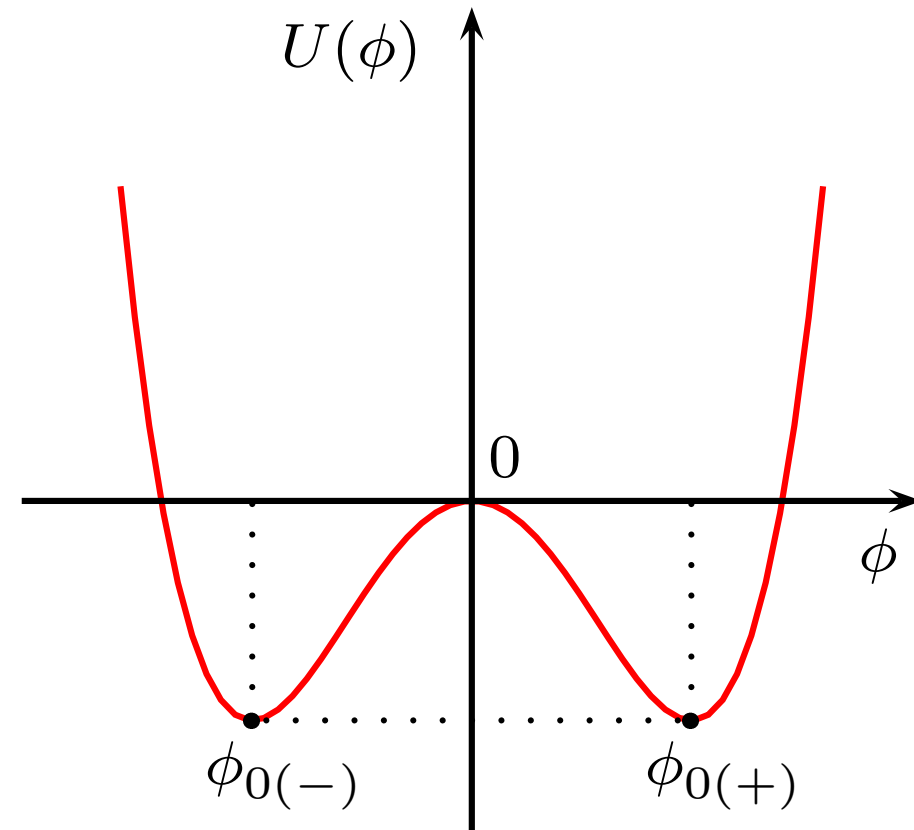
- ✓ A constante μ faz o papel da **massa** do campo escalar real ϕ ;
- ✓ Assumindo agora que $\mu^2 < 0$, teremos como solução $\phi_0 = 0$ e também,

$$\phi_{0(+)} = +\sqrt{-\frac{6\mu^2}{\lambda}} \equiv a,$$

$$\phi_{0(-)} = -\sqrt{-\frac{6\mu^2}{\lambda}}$$

- ✓ Com estas soluções obtemos:

- $U(\phi_0) = 0$;
- $U(\phi_{0(+)}) = U(\phi_{0(-)}) = -\frac{3}{2} \frac{\mu^4}{\lambda}$.



Simetria

- ✓ O Lagrangiano é **invariante** frente a transformação

$$\mathcal{L}(\phi) \rightarrow \mathcal{L}(-\phi)$$

- ✓ O Estado de Vácuo é **degenerado!**
- ✓ Os estados possíveis se **transformam** um no outro em virtude desta **simetria**;
- ✓ A **escolha** por uma destas possibilidades é **irrelevante** para o estudo de $U(\phi)$, $\mathcal{H}(\phi)$ e $\mathcal{L}(\phi)$;

Um vez que fazemos a escolha, a simetria é espontaneamente quebrada!

Reescalando o campo escalar real ϕ

- ✓ Estudamos o Lagrangiano em torno do Estado de Vácuo **definindo** um novo campo

$$\phi \rightarrow \phi' = \phi - \phi_{0(+)} \equiv \phi - a$$

- ✓ Reescrevemos o Lagrangiano em termos do novo campo ϕ'

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= \frac{1}{2} [(\partial^\mu \phi')(\partial_\mu \phi') - \mu^2 (\phi' + a)^2] - \frac{\lambda}{4!} (\phi' + a)^4 \\ &= \frac{1}{2} [(\partial^\mu \phi')(\partial_\mu \phi') - m^2 \phi'^2] - \frac{\lambda a}{3!} \phi'^3 - \frac{\lambda}{4!} \phi'^4\end{aligned}$$

onde temos que a **massa** para o novo campo é $m^2 = 2|\mu^2|$.

- ✓ Vemos que este novo campo ϕ' possui algumas **propriedades**:
 - O seu Estado de Vácuo corresponde a $\phi' = 0$;
 - Possui massa **positiva** que corresponde a $m = +\sqrt{2|\mu^2|}$; e
 - Apresenta uma interação cúbica ϕ'^3 .

O novo campo escalar real ϕ'

- ✓ Devido ao termo cúbico de interação, este Lagrangiano **não** é mais invariante frente a transformação

$$\phi' \rightarrow -\phi'$$

- ✓ Para obtermos um Estado de Vácuo com energia potencial **zero**, adicionamos uma constante

$$U(\phi_{0(+)}) = U(\phi_{0(-)}) = -\frac{3}{2} \frac{\mu^4}{\lambda} + \frac{3}{2} \frac{\mu^4}{\lambda} = 0$$

$$U(\phi) = \frac{\lambda}{4!} \left(\phi^2 + \frac{6\mu^2}{\lambda} \right)^2 \equiv \frac{\lambda}{4!} (\phi^2 - a^2)^2$$

- ✓ Isto nos mostra que é possível efetuar a **passagem**

Campo com massa imaginária



Campo com massa real

Bóson de Goldstone

- ✓ Analisemos a **quebra espontânea de simetria** de um grupo **contínuo** de simetria;
- ✓ Vejamos o Lagrangiano para dois campos ϕ_1 e ϕ_2

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} [(\partial^\mu \phi_1)(\partial_\mu \phi_1) + (\partial^\mu \phi_2)(\partial_\mu \phi_2) - \mu^2(\phi_1^2 + \phi_2^2)] - \frac{\lambda}{4!} (\phi_1^2 + \phi_2^2)^2$$

- ✓ Tomamos este Lagrangiano invariante frente às transformações do grupo de simetria $SO(2)$ de **rotações** no plano (ϕ_1, ϕ_2)

$$\begin{aligned} \phi'_1 &= \phi_1 \cos\alpha - \phi_2 \sin\alpha \\ \phi'_2 &= \phi_1 \sin\alpha + \phi_2 \cos\alpha \end{aligned} \quad \rightarrow \quad \begin{pmatrix} \phi'_1 \\ \phi'_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\alpha & -\sin\alpha \\ \sin\alpha & \cos\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix}$$

- ✓ Para a energia potencial temos

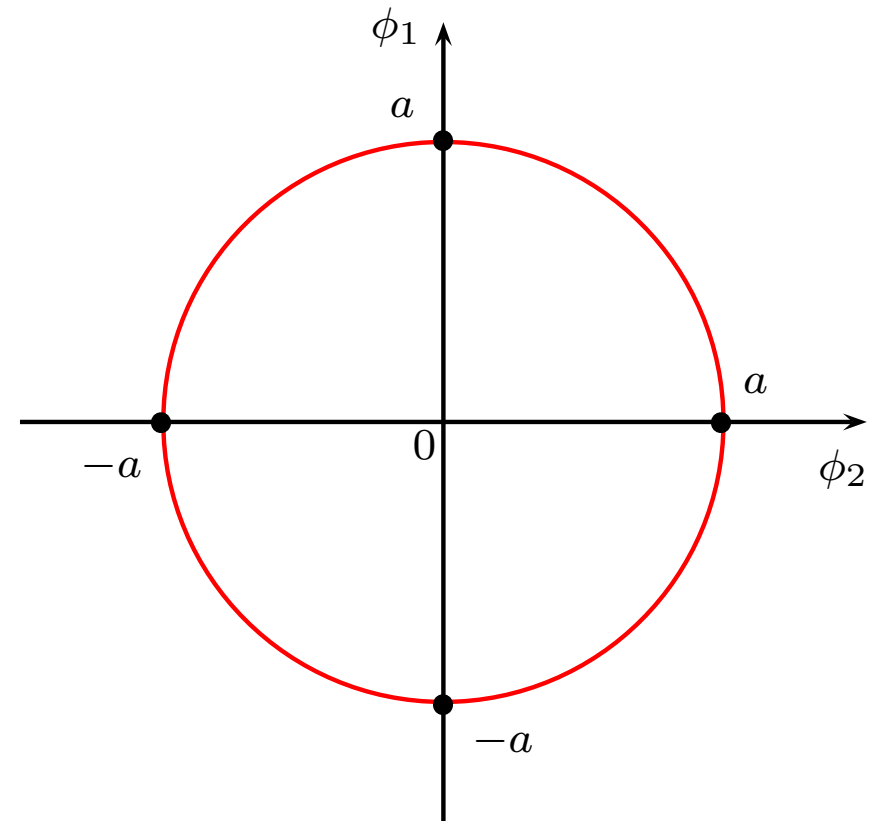
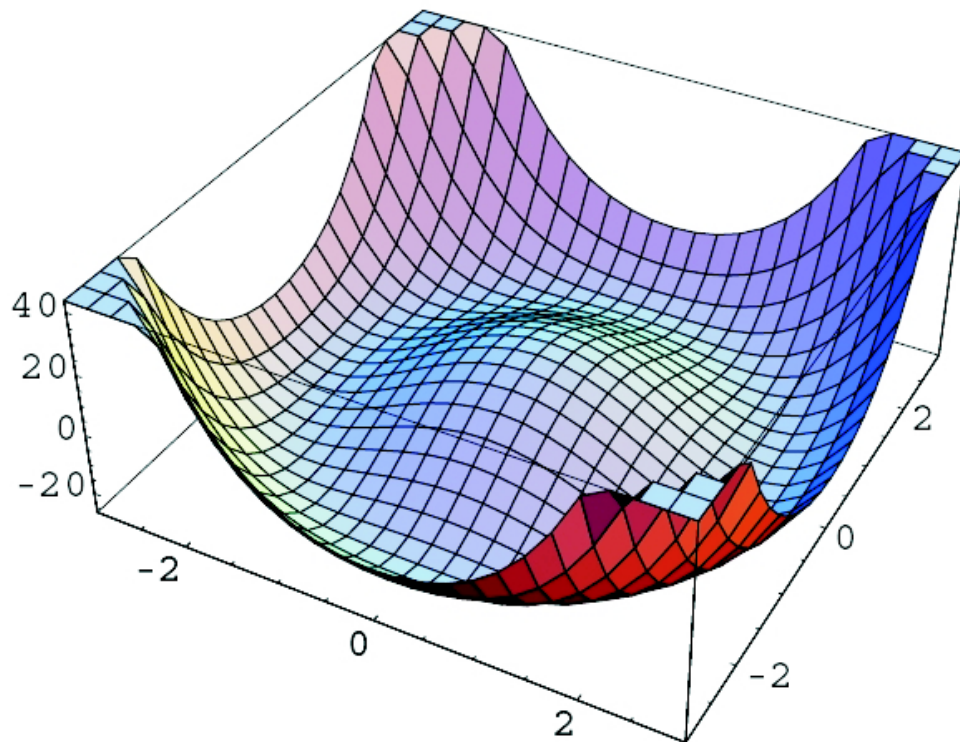
$$U(\phi_1, \phi_2) = \frac{1}{2} \mu^2 (\phi_1^2 + \phi_2^2) + \frac{\lambda}{4!} (\phi_1^2 + \phi_2^2)^2$$

onde o mínimo ocorre para

$$\frac{\partial U}{\partial \phi_1} = \phi_1 \left[\mu^2 + \frac{\lambda}{3!} (\phi_1^2 + \phi_2^2) \right] = 0, \quad \frac{\partial U}{\partial \phi_2} = \phi_2 \left[\mu^2 + \frac{\lambda}{3!} (\phi_1^2 + \phi_2^2) \right] = 0$$

Bóson de Goldstone

✓ Para $\mu^2 < 0$ e $\lambda > 0 \rightarrow$ mínimo para (ϕ_1, ϕ_2) na circunferência $\phi_1^2 + \phi_2^2 = a^2 \equiv -\frac{6\mu^2}{\lambda}$



✓ Os Estados de Vácuo encontram-se nos pontos ϕ_1 e ϕ_2 da circunferência e transformam-se um no outro através do grupo $SO(2)$;

Quebra da Simetria

- ✓ Sempre podemos **escolher** os eixos no plano (ϕ_1, ϕ_2) de forma que obtemos

$$\phi_{1(+)} = a, \quad \phi_{2(+)} = 0$$

onde **há** a quebra espontânea da simetria;

- ✓ Fazendo **novamente** a substituição de variáveis de forma que

$$\phi'_1 = \phi_1 - a, \quad \phi'_2 = \phi_2$$

onde obtemos o Lagrangiano

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} [(\partial^\mu \phi'_1)(\partial_\mu \phi'_1) - m^2 \phi'^2_1] + \frac{1}{2} (\partial^\mu \phi'_2)(\partial_\mu \phi'_2) - \frac{\lambda}{3!} a(\phi'^2_1 + \phi'^2_2)\phi'_1 - \frac{\lambda}{4!} (\phi'^2_1 + \phi'^2_2)^2$$

- ✓ Como esperado, o campo ϕ'_1 **adquire** uma massa positiva

$$m = \sqrt{2|\mu^2|} = \sqrt{\lambda \frac{a^2}{3}},$$

ao passo que o campo ϕ'_2 continua **não-massivo**.

Teorema de Goldstone

- ✓ O campo não-massivo ϕ'_2 é chamado de *Bóson de Goldstone*, onde este resultado ilustra o **Teorema de Goldstone**:

“Existirão $N - M$ bósons sem massa na teoria em que um sub-grupo de dimensão $N - M$, de um grupo de simetria \mathcal{G} de dimensão N , é espontaneamente quebrada.”

Mecanismo de Higgs

- ✓ Consideremos o Lagrangiano para dois campos ϕ_1 e ϕ_2 em termos dos **campos escalares complexos**

$$\begin{aligned}\phi(x) &= \frac{1}{\sqrt{2}} [\phi_1(x) + i\phi_2(x)] \\ \phi^*(x) &= \frac{1}{\sqrt{2}} [\phi_1(x) - i\phi_2(x)]\end{aligned}$$

onde obtemos para o Lagrangiano em termos destes campos

$$\mathcal{L} = (\partial^\mu \phi)(\partial_\mu \phi) - \mu^2 \phi^* \phi - \frac{\lambda}{3!} (\phi^* \phi)^2$$

- ✓ Podemos ver que este Lagrangiano é **invariante** frente à transformação

$$\phi(x) \rightarrow \tilde{\phi}(x) = e^{i\alpha} \phi(x)$$

a qual corresponde a transformação do grupo de **rotações** $SO(2)$:

$$\mathcal{L}(x) = e^{i\alpha} \mathcal{L}(x)$$

Transformação Local de Simetria

- ✓ Consideremos uma transformação **local** do grupo $SO(2)$

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

- ✓ Como temos um **argumento** dependente da posição x , a aplicação da derivada tem resultado **distinto** a uma transformação global [$\theta(x) \rightarrow \text{cte}$]

$$\partial_\mu \phi'(x) = \partial_\mu \left[e^{ig\theta(x)} \phi(x) \right] = e^{ig\theta(x)} \partial_\mu \phi(x) + e^{ig\theta(x)} \phi(x) [ie\partial_\mu \theta(x)]$$

- ✓ Devido ao termo $\partial_\mu \theta(x) \rightarrow$ Lagrangiano **deixa** de ser invariante!
- ✓ Adicionando um campo vetorial $A_\mu(x)$ **recuperamos** a invariância do Lagrangiano.
- ✓ Acrescentamos o Lagrangiano \mathcal{L}_A do campo vetorial $A_\mu(x)$

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

onde $F^{\mu\nu} = \partial^\nu A^\mu - \partial^\mu A^\nu$, $D_\mu = \partial_\mu + igA_\mu(x)$ e acompanha $\tilde{A}^\mu = A^\mu - \partial^\mu \theta(x)$.

Invariância

- ✓ Podemos observar que a **adição** do novo campo vetorial A^μ torna o Lagrangiano **invariante**

(a)

$$\begin{aligned}F'_{\mu\nu} &= \partial_\mu (A_\nu + \partial_\nu \theta) - \partial_\nu (A_\mu + \partial_\mu \theta) \\ &= \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu + \partial_\mu \partial_\nu \theta - \partial_\nu \partial_\mu \theta \\ &= \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu = F_{\mu\nu}\end{aligned}$$

(b)

$$\begin{aligned}(D_\mu \phi)' &= [\partial_\mu - ig (A_\mu + \partial_\mu \theta)] \phi e^{ig\theta} \\ &= (\partial_\mu \phi) e^{ig\theta} + ig (\partial_\mu \theta) \phi e^{ig\theta} - ig A_\mu \phi e^{ig\theta} - ig (\partial_\mu \theta) \phi e^{ig\theta} \\ &= e^{ig\theta} (\partial_\mu - ig A_\mu) \phi\end{aligned}$$

(c)

$$(D_\mu \phi^*)' = [\partial_\mu + ig (A_\mu + \partial_\mu \theta)] \phi^* e^{-ig\theta} = e^{-ig\theta} (\partial_\mu + ig A_\mu) \phi^*$$

Utilizando a Quebra de Simetria

- ✓ Temos que o **mínimo** da energia potencial ocorre para $\mu^2 < 0$ e $\lambda > 0$ em

$$\phi^* \phi = -\frac{1}{2} \frac{6\mu^2}{\lambda} \equiv \frac{1}{2} a^2$$

- ✓ A quebra espontânea da simetria $(\tilde{\phi}, \tilde{A}^\mu)$ ocorre quando escolhemos um Estado de Vácuo

$$\phi_0 = \frac{a}{\sqrt{2}}$$

$$\phi_{1(0)} = a, \quad \phi_{2(0)} = 0$$

- ✓ Substituímos as variáveis em função da escolha do Estado de Vácuo

$$\phi'(x) = \phi(x) - \frac{a}{\sqrt{2}}$$

onde a é entendida como constante **real**!

Novo Lagrangiano

- ✓ Escrevendo o Lagrangiano para estes campos **escalares** e **vetorial** com o Estado de Vácuo **determinado**

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + \frac{1}{2}g^2a^2A^\mu A_\mu + \frac{1}{2}[(\partial^\mu\phi'_1)(\partial_\mu\phi'_1) - m^2\phi'_1] + \\ &+ \frac{1}{2}(\partial^\mu\phi'_2)(\partial_\mu\phi'_2) - \frac{\lambda a}{3!}(\phi_1'^2 + \phi_2'^2)\phi'_2 - \frac{\lambda}{4!}(\phi_1'^2 + \phi_2'^2)^2 + \\ &+ \text{termos de acoplamento entre } \phi \text{ e } A^\mu,\end{aligned}$$

onde $m^2 = 2|\mu^2|$.

- ✓ Podemos notar que **surge** um termo neste Lagrangiano referente ao campo vetorial A^μ

$$\mathcal{L}_{A,2} = \frac{1}{2}g^2a^2A^\mu A_\mu$$

o qual corresponde a massa deste campo

$$m_V = ga$$

Graus de Liberdade

- ✓ Com o Estado de Vácuo **definido**, temos a transformação para os novos campos obedecendo

$$\tilde{\phi}' + \frac{a}{\sqrt{2}} = e^{ig\theta(x)} \left[\phi'(x) + \frac{a}{\sqrt{2}} \right]$$

- ✓ Utilizando a forma **matricial** do grupo $SO(2)$

$$\begin{aligned}\tilde{\phi}'_1 &= \cos [g\theta(x)] \left[\phi'_1 + \frac{a}{\sqrt{2}} \right] - \sin [g\theta(x)] \phi'_2 - \frac{a}{\sqrt{2}} \\ \tilde{\phi}'_2 &= \cos [g\theta(x)] \phi'_2 + \sin [g\theta(x)] \left[\phi'_1 + \frac{a}{\sqrt{2}} \right]\end{aligned}$$

- ✓ Notemos que este Lagrangiano possui não mais **quatro** graus de liberdade como anteriormente, pois

- **ANTES:** duas componentes $\rightarrow A^\mu$ **sem** massa + duas componentes $\rightarrow \phi_1$ e ϕ_2 ;
- **DEPOIS:** duas componentes $\rightarrow \phi'_1$ e ϕ'_2 + **três** componentes $\rightarrow A^\mu$ **com** massa.

Reescrevendo o Lagrangiano

- ✓ Para **contornar** isto e analisar sua consequência, efetuamos a **mudança de variáveis**

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\rho(x) + a] e^{ig\omega(x)/a}$$

$$A_\mu(x) = c_\mu(x) - \frac{1}{a} \partial_\mu \omega(x)$$

- ✓ Obtemos para a **derivada covariante**

$$D_\mu \phi \equiv \partial_\mu \phi + igA_\mu \phi = \frac{1}{\sqrt{2}} [\partial_\mu \rho + igc_\mu (\rho + a)] e^{ig\omega/a}$$

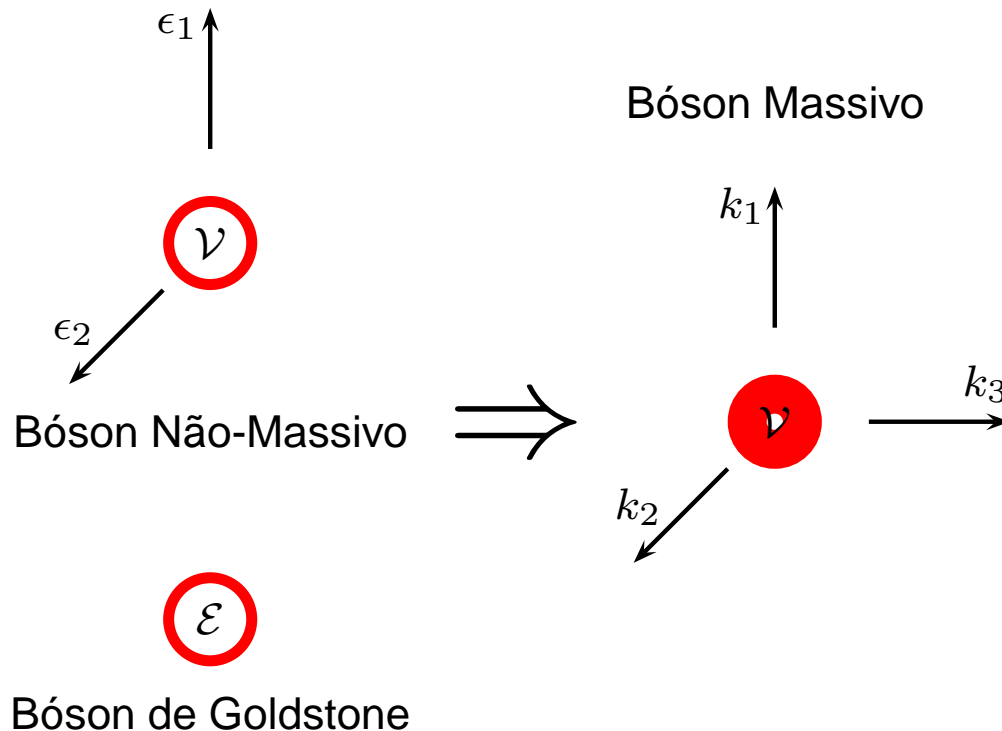
- ✓ Finalmente, o Lagrangiano obtido

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= -\frac{1}{4} c^{\mu\nu} c_{\mu\nu} + \frac{1}{2} g^2 a^2 c^\mu c_\mu + \frac{1}{2} (\partial^\mu \rho) (\partial_\mu \rho) - \frac{1}{2} (m_\rho^2) \rho^2 \\ &- \frac{\lambda}{4!} \rho^4 - \frac{\lambda a}{3!} \rho^3 + \frac{g^2}{2} c^\mu c_\mu (\rho^2 + 2\rho a) \end{aligned}$$

onde temos os campos massivos **vetorial** c_μ , com massa $m_V = ga$, e **escalar** ρ , com massa $m_\rho = \sqrt{2|\mu^2|}$.

Componente Longitudinal

- ✓ Podemos observar do Lagrangiano obtido que a nova variável que descreveria o bóson de Goldstone **desapareceu!**
- ✓ A perda **aparente** do Bóson de Goldstone na verdade é uma **conversão!**
- ✓ Nesta teoria **não há** Bósons de Goldstone provindos da **quebra de simetria**, e sim surgem **novos** graus de liberdade:



O Teorema de Goldstone é válido:
nesta teoria ele se *converte* em
componente longitudinal devido ao
campo em questão ser de **longo**
alcance! Caso seja de **curto**
alcance surge o *bóson*
não-massivo na quebra da
simetria!

Primeira Evidência

- ✓ **Combinando** este Mecanismo com as Teorias Eletromagnética e das Interações Fracas obtem-se:
 - três bóson vetoriais **massivos** mediadores das Interações Fracas $\rightarrow W^\pm$ e Z^0 ;
 - bóson mediador da Interação Eletromagnética **sem massa** $\rightarrow \gamma$.
- ✓ Em 1983, Rubbia *et al.* utilizaram o **Super Proton Synchrotron**, recém construído acelerador do CERN, para observar os bóson vetoriais massivos;
- ✓ Através de colisões $p\bar{p}$ os detectores UA1 e UA2 conseguiram **observar** estes bósons, estimando suas massas com excelente acordo com a Teoria Eletrofraca ($\sim 80/90\text{GeV}$).
- ✓ Atualmente, observa-se a massa destes bóson vetoriais sendo

Massa (GeV)	Z^0	W^\pm
LEP	91.1875 ± 0.0021	80.439 ± 0.050
$p\bar{p}$	91.1876 ± 0.0039	80.454 ± 0.059

* Spanò, F., arXiv:hep-ph/0605093 (2006).

** S. Eidelman *et al.* (Particle Data Group), Phys. Lett. **B** 592, 1 (2004) and 2005 partial update for edition 2006

Large Electron-Positron Collider

- ✓ Com a luminosidade atingida em 2000, o LEP opera no **limiar** de energia para observar o **bóson de Higgs** ($\sqrt{s} \sim 206$ GeV).
- ✓ Impossível observar o bóson de Higgs, estima-se então os **limites** esperados para sua massa:
 - A partir de observações diretas: $m_H > 114.4$ GeV
 - Indiretamente estima-se: $m_H \lesssim 219$ GeV (95% CL)
- ✓ Para obter estes limites para a massa do bóson Higgs, as colaborações do LEP estudaram os seguintes **processos**:
 - $e^+e^- \rightarrow Hf\bar{f} \rightarrow WWf\bar{f}$ ($\sqrt{s} = 191 - 209$ GeV, 453.2 pb $^{-1}$);
 - **Fusão** de bósons WW e ZZ :
 $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow ZH$ ($\sqrt{s} = 200 - 209$ GeV, 336.4 pb $^{-1}$)
 - ▷ $ZH \rightarrow b\bar{b}q\bar{q}$ (canal 4-jatos)
 - ▷ $ZH \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ (canal perda de energia)
 - ▷ $ZH \rightarrow b\bar{b}e^+e^-, b\bar{b}\mu^+\mu^-$ (canal *electron* ou *muon*)
 - ▷ $ZH \rightarrow b\bar{b}\tau^+\tau^-, \tau^+\tau^-q\bar{q}$ (canal *tau*)

Fermilab: CDF & DØ

✓ Resultados **recentes** mostram a busca do bóson de Higgs pelo Fermilab em duas regiões **distintas** de massa:

- $m_H < 135$ GeV

▷ $p\bar{p} \rightarrow WH \rightarrow \ell\nu b\bar{b}$ ($\sqrt{s} = 1.96$ TeV, DØ $\rightarrow 382$ pb $^{-1}$ e CDF $\rightarrow 319$ pb $^{-1}$)

▷ $p\bar{p} \rightarrow ZH \rightarrow \nu\bar{\nu} b\bar{b}$ ($\sqrt{s} = 1.96$ TeV, DØ $\rightarrow 261$ pb $^{-1}$ e CDF $\rightarrow 289$ pb $^{-1}$)

- $m_H > 135$ GeV

▷ $p\bar{p} \rightarrow H \rightarrow WW^* \rightarrow e^+e^-, e^\pm\mu^\mp, \mu^+\mu^-$

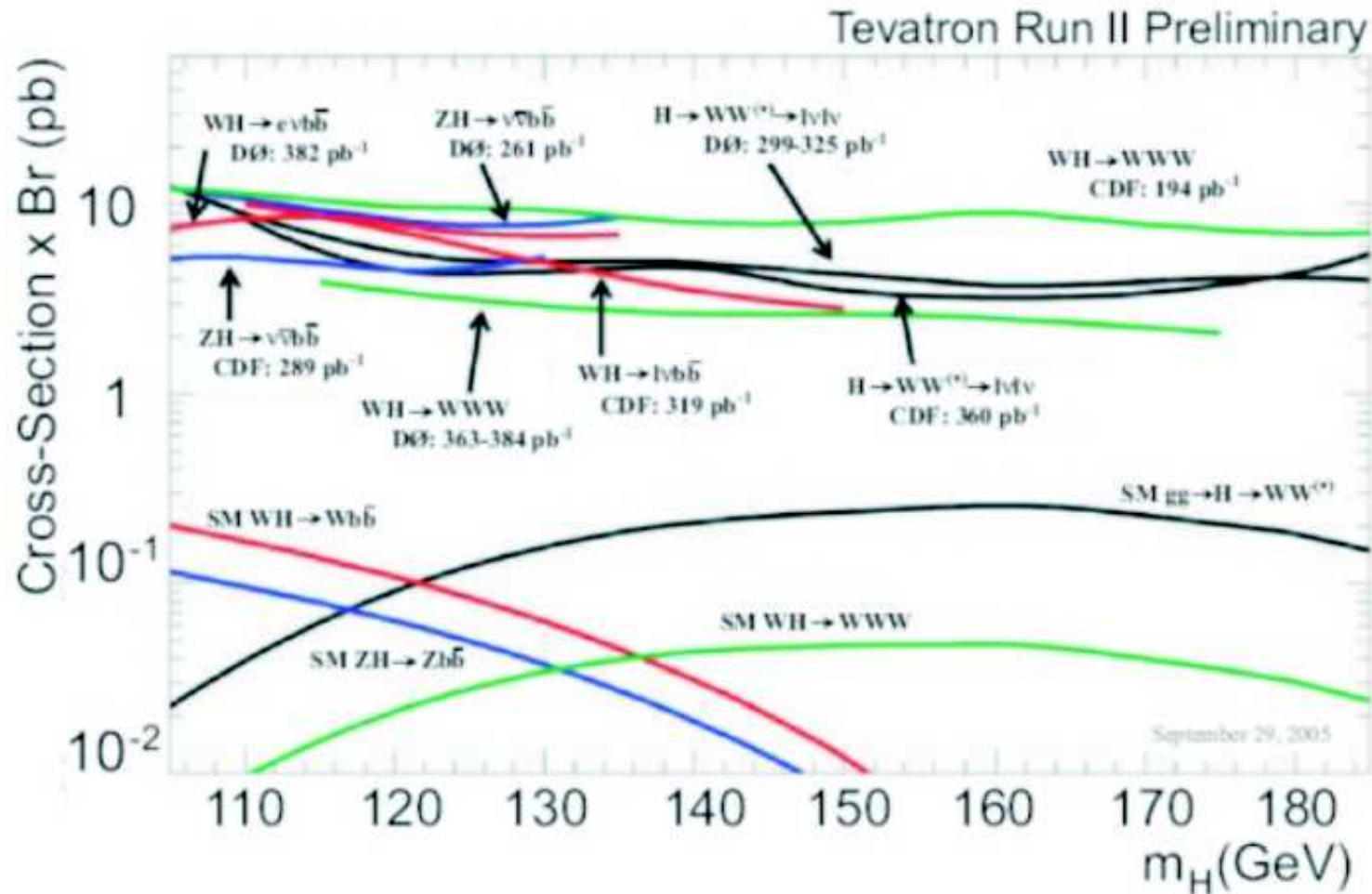
[CDF $\rightarrow 360$ pb $^{-1}$ e DØ $\rightarrow 325 \pm 21$ pb $^{-1}$ (e^+e^-), 318 ± 21 pb $^{-1}$ ($e^\pm\mu^\mp$), 299 ± 19 pb $^{-1}$ ($\mu^+\mu^-$)]

▷ $p\bar{p} \rightarrow WH \rightarrow WWW^* \rightarrow \ell^\pm\nu\ell'^\pm\nu q\bar{q}$

[CDF $\rightarrow 360$ pb $^{-1}$ e DØ $\rightarrow 363 - 384 \pm 21$ pb $^{-1}$]

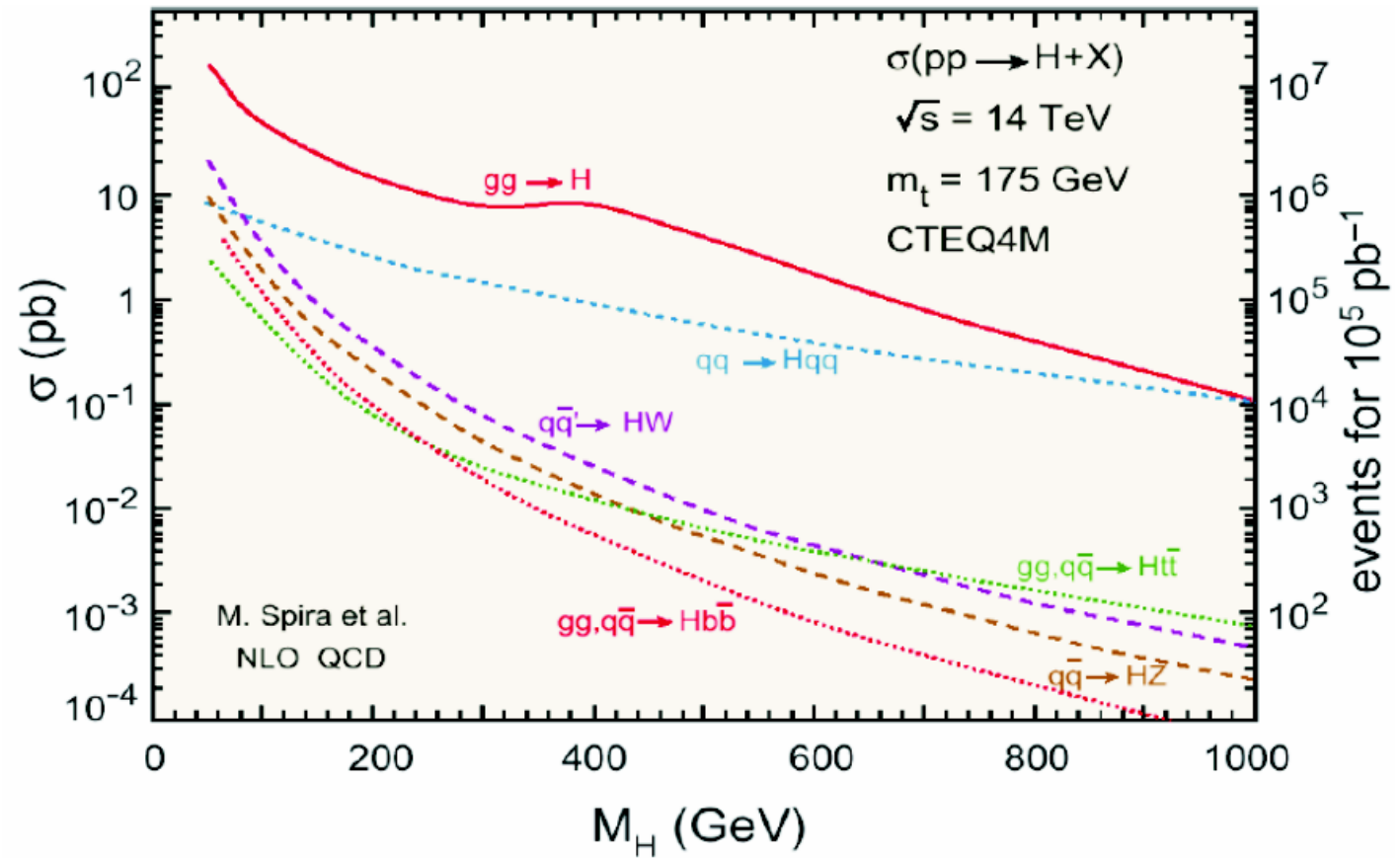
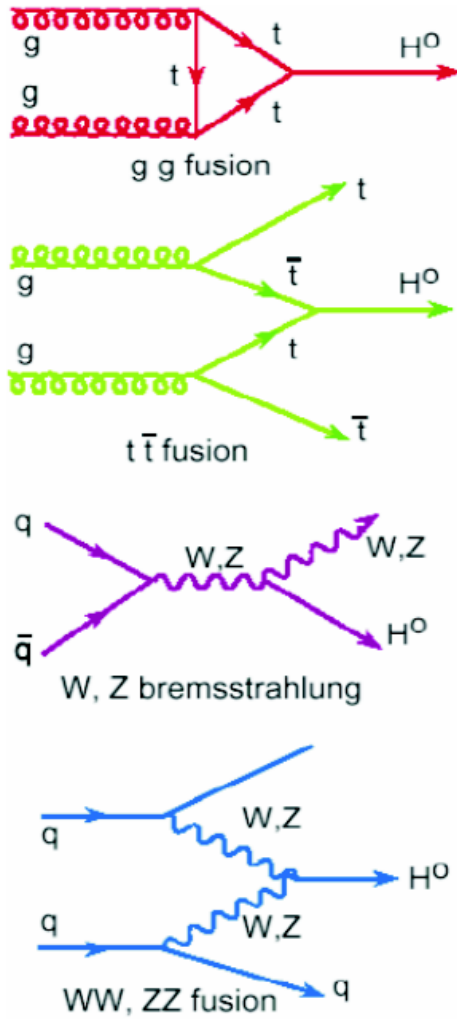
✓ Estes processos ocorrem por meio da **fusão de glúons** produzindo o bóson de Higgs.

Massa do bóson de Higgs



- ✓ Para cada linha temos o processo respectivo, onde as linhas inferiores determinam os limites superiores calculados teoricamente e as linhas superiores mostram os dados observados por DØ e CDF para cada processo.

Espectativas para o LHC

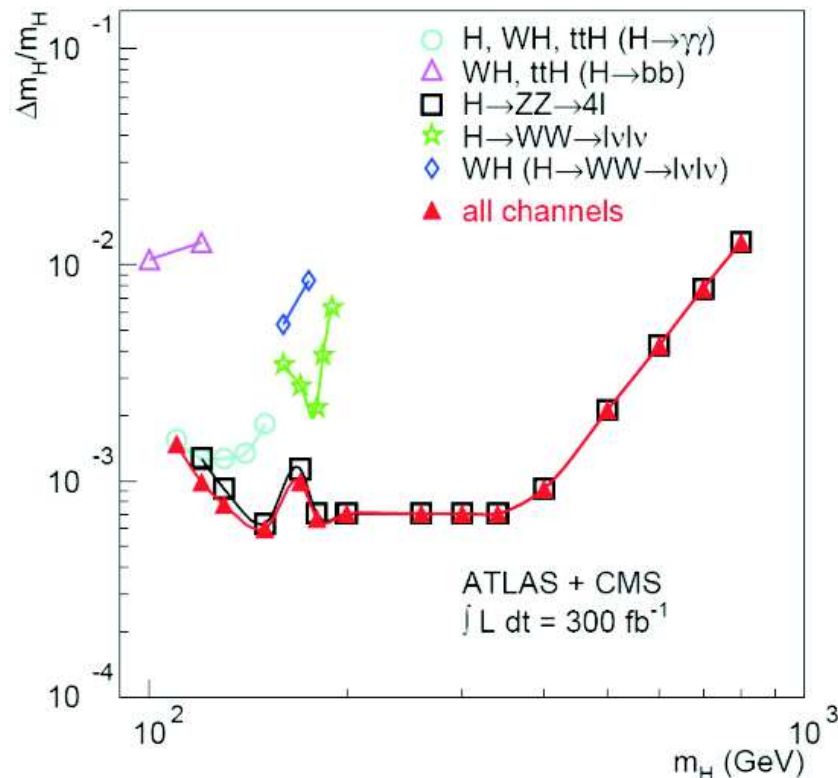


Precisão de ATLAS

✓ Uma medida **precisa** da massa do bóson de Higgs, a qual **não** é prevista pela teoria, pode ser feita por dois canais

- $H \rightarrow \gamma\gamma$
- $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$

onde, com uma luminosidade de 300 pb^{-1} , pode-se medi-la com uma precisão de 0.1% na faixa de massa $100 \text{ GeV}/c^2 < m_H < 400 \text{ GeV}/c^2$ e 1% para $m_H \sim 700 \text{ GeV}/c^2$.



Parâmetros e Acoplamentos

- ✓ Além da massa, outras **propriedades** do bóson de Higgs podem ser medidas:
 - Acoplamento com férmions;
 - Acoplamento com bósons;
 - Auto-acoplamento para determinar o potencial;
 - números quânticos de Spin e CP; etc.
- ✓ Outra quantidade de grande interesse é o **Acoplamento de Yukawa entre o quark t e H**

Nova Física!

- ✓ Para medir este acoplamento é **necessário** $\sqrt{s} = 0.8 - 1\text{TeV}$ com **grande** luminosidade!

Conclusões

- ✓ Soluciona a geração da massa das partículas elementares do Modelo Padrão;
- ✓ Revela a íntima ligação entre a quebra de simetrias e a geração de massa;
- ✓ Validade do Teorema de Goldstone para interações de longo alcance;
- ✓ Possível utilizar para estimativa da massa de outras partículas não observadas;
- ✓ Fortes indícios para a observação do bóson de Higgs;

Bibliografia #1

- ✓ Leite Lopes J., *Gauge Field Theories - An Introduction*, Pergamon Press, Oxford, 1983;
- ✓ W. Greiner, Müller B., *Gauge Theory of Weak Interactions*, Springer, Berlin, 2000;
- ✓ R.K. Ellis, W.J. Stirling, B.R. Webber, *QCD and Collider Physics*, Cambridge University Press, Cambridge, 1996.
- ✓ J. Bernstein, *Spontaneous symmetry breaking, gauge theories, the Higgs mechanism and all that*, Rev. Mod. Phys. **46** No. 1, 1974.
- ✓ ALEPH Collaboration, *Search for Higgs bosons decaying to WW in e^+e^- collisions at LEP*, arXiv:hep-ex/0605079 v1 (2006).
- ✓ L3 Collaboration, *Search for a Higgs Boson Decaying to Weak Boson Pairs at LEP*, arXiv:hep-ex/0307010 v1 (2003).
- ✓ OPAL Collaboration, *Search for the Standard Model Higgs Boson with the OPAL Detector at LEP*, arXiv:hep-ex/0209078 v1 (2002).

Bibliografia #2

- ✓ Abid Patwa, *Electroweak Physics: W and Z Production and Standard Model Higgs Search From the Fermilab Tevatron*, arXiv:hep-ex/0605082 v1 (2006).
- ✓ P.M. Jonsson, *Searches For the Standard Model Higgs at the Tevatron*, arXiv:hep-ex/0605088 v1 (2006).
- ✓ A. Dahloff, *Prospects to measure the Higgs boson properties in ATLAS*, arXiv:hep-ex/0505022 v1 (2005).
- ✓ S.Asai *et al.*, *Prospects for the Search for a Standard Model Higgs Boson in ATLAS using Vector Boson Fusion*, arXiv:hep-ph/0402254 v1 (2004).
- ✓ A. De Roeck, *Higgs studies at the LHC and a Linear Collider*, SLAC Summer Institute, 2004.