

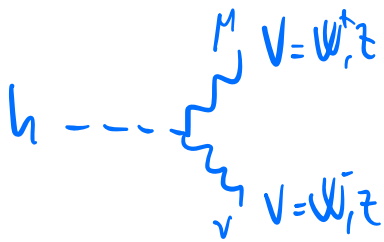
FISICA DEL BOSONE DI HIGGS

Il Modello Standard predice tutti gli accoppiamenti del bosone di Higgs in termini delle masse delle particelle elementari.

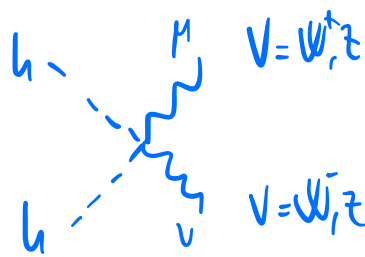
Lavoriamo nella gauge unitaria $H = \left(0, \frac{v+h}{\sqrt{2}}\right)^T$.
 $v \approx 246 \text{ GeV}$

• Spin 1

$$\mathcal{L}_{SM} \supset \left(m_W^2 W_\mu^\dagger W^\mu + \frac{1}{2} m_Z^2 Z_\mu Z^\mu \right) \left(1 + 2 \frac{h}{v} + \frac{h^2}{v^2} \right)$$



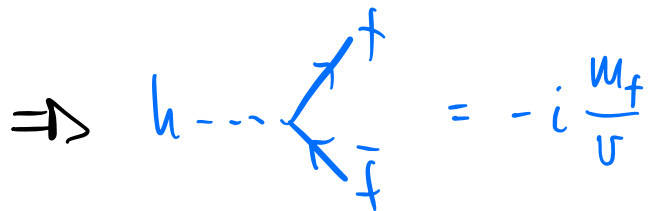
$$= i 2 \frac{m_W^2}{v} g_{\mu\nu}$$



$$= i 2 \frac{m_Z^2}{v^2} g_{\mu\nu}$$

• Spin 1/2

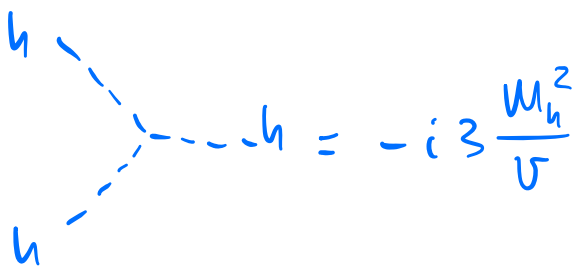
$$\mathcal{L}_{SM} \supset -m_f \bar{f} f \left(1 + \frac{h}{v} \right)$$



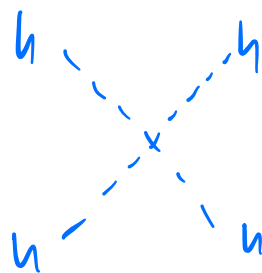
$$= -i \frac{m_f}{v}$$

• Spin 0

$$\mathcal{L}_{SM} \supset -\lambda v h^3 - \frac{\lambda}{4} h^4 = -\frac{m_h^2}{2v} h^3 - \frac{m_h^2}{8v^2} h^4$$



$$= -i 3 \frac{m_h^2}{v}$$

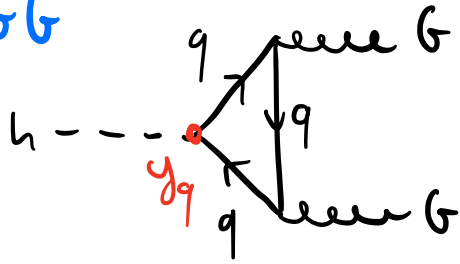


$$= -i 3 \frac{m_h^2}{v^2}$$

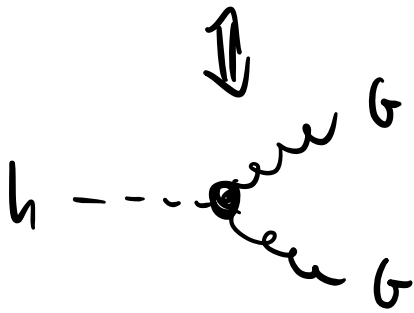
Il fotone ed il gluone hanno massa nulla, quindi non si accoppiano all'Higgs a livello albero.

Un accoppiamento viene però generato a loop:

hGG



È proporzionale allo Yukawa del quark. Il contributo del top è quindi dominante.



Dato che $2m_t \gg m_h$ si può descrivere come un accoppiamento effettivo:

$$\mathcal{L}_{hGG} = g_{hGG} \frac{h}{v} G_{\mu\nu}^A G^{A\mu\nu}$$

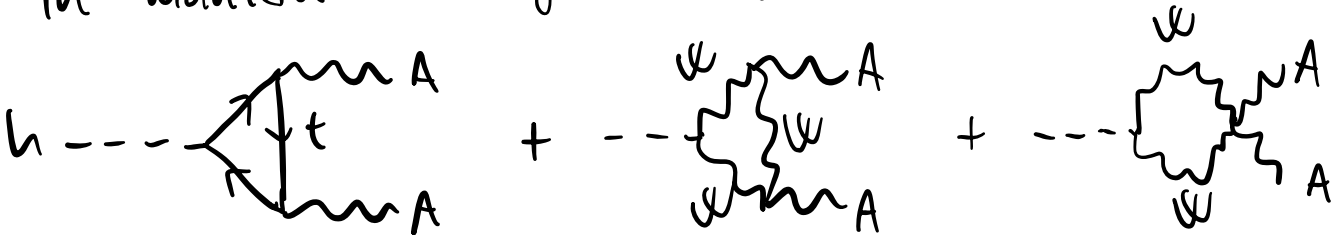
Dal calcolo si ottiene: $g_{hGG} = \frac{\alpha_s}{12\pi} + \mathcal{O}(\alpha_s^2)$

Nota che la dipendenza da y_t si cancella perché

$\frac{g_{hGG}}{v} \propto \frac{y_t}{m_t} \rightarrow$ dall'accoppiamento
 $\frac{y_t}{m_t} \rightarrow$ dal propagatore del top nel limite $m_t \gg m_h$.

hAA

In maniera analoga si genera l'accoppiamento ai fotoni:



$$\mathcal{L}_{hAA} = g_{hAA} \frac{h}{v} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}, \quad g_{hAA} = \frac{\alpha}{8\pi} C_{\gamma\gamma} \quad (C_{\gamma\gamma} \simeq -6,5)$$

DECADIMENTI DELL'HIGGS

- $h \rightarrow f\bar{f}$ (per $2m_f < m_h$, ovvero tutti tranne il top)

$$\Gamma(h \rightarrow f\bar{f}) = \frac{N_c^{(f)}}{16\pi} \frac{m_f^2}{v^2} m_h \left(1 - \frac{4m_f^2}{m_h^2}\right)^{\frac{3}{2}}$$

$$N_c^{(f)} = \begin{cases} 3 & \text{(quark)} \\ 1 & \text{(leptoni)} \end{cases}$$

Dato che $h \rightarrow t\bar{t}$ è vietato, quello più comune sarà $h \rightarrow b\bar{b}$.

Per m_f occorre considerare il parametro rinormalizzato alla scala $\mu = m_h$: $m_f \rightarrow m_f(m_h)$.

Per b : $m_b(m_h) \simeq 0,67 m_b(m_b)$, un effetto $\sim 50\%$ in $\Gamma(h \rightarrow b\bar{b})$

Br	$b\bar{b}$	$\tau^+\tau^-$	$c\bar{c}$	$\mu^+\mu^-$
	56%	6%	3%	0,02%

- Decadimenti a loop

$$\text{Br}(h \rightarrow gg) \simeq 8,5\%$$

$$\text{Br}(h \rightarrow \gamma\gamma) \simeq 0,23\%$$

$$\text{Br}(h \rightarrow Z\gamma) \simeq 0,16\%$$

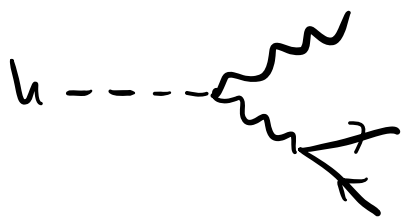
(diagrammi analoghi a $h \rightarrow \gamma\gamma$)

• Decadimenti a 3 corpi

Dato che $2m_W, 2m_Z > m_h$, i decadimenti

$h \rightarrow W^+W^-, ZZ$ non sono permessi.

Uno dei due vettori può però essere off-shell:



$$h \rightarrow Z Z^* \rightarrow Z f \bar{f}$$

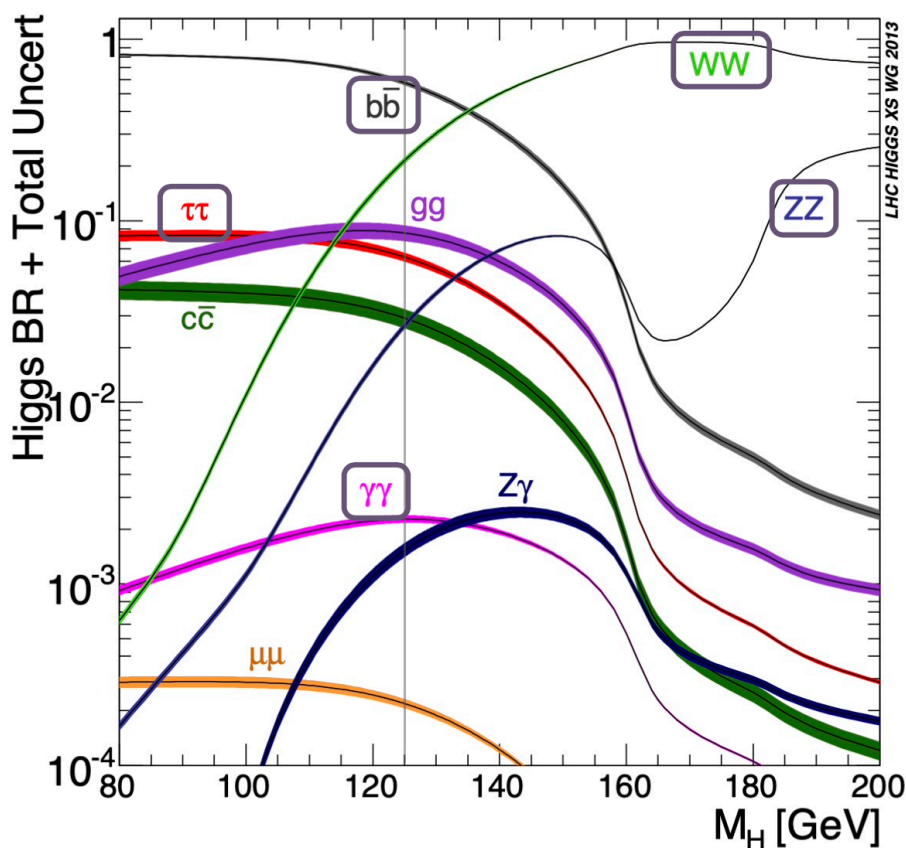
$$h \rightarrow W W^* \rightarrow W l \nu, W q q'$$

Questi saranno soppressi dallo spazio delle fasi, ma comunque hW ha un grande accoppiamento.

Sommando su tutti gli stati finali si ha:

$$Br(h \rightarrow W W^*) \simeq 23\%$$

$$Br(h \rightarrow Z Z^*) \simeq 3\%$$

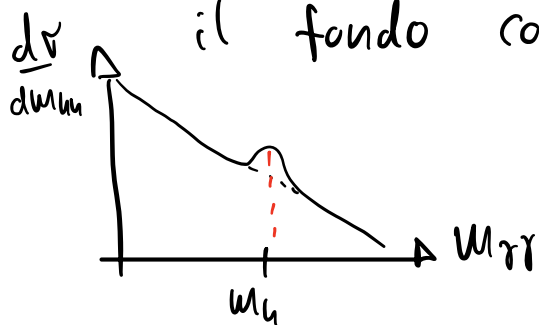


• Oltre al $B\tau$, è anche importante quanto è pulito lo stato finale in confronto al background.

- $b\bar{b}$: molto difficile in un collider adronico.

- $\tau^+\tau^-$: difficile perché ha neutrini e τ decade anche in adroni.

- $\gamma\gamma$: Raro ma molto pulito, il fondo è continuo. Si può cercare un "bump" sopra il fondo continuo:



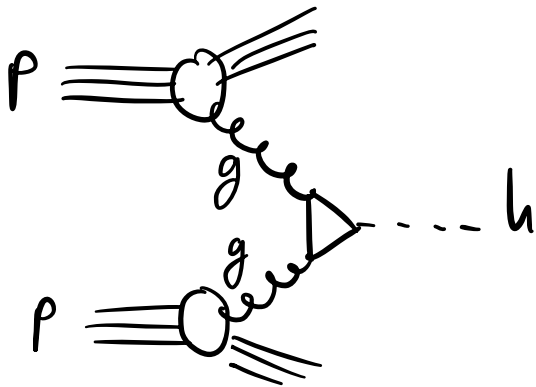
- $\tau\tau^* \rightarrow \ell^+\ell^-\ell^+\ell^-$: Molto raro ma molto pulito e con fondo quasi trascurabile

- WW^* : Se $W \rightarrow qq'$ ha molto fondo in un collider adronico. Se $W \rightarrow \ell\nu$ allora è più pulito ma la presenza dei neutrini non permette di mettere un forte taglio sulla massa dell'Higgs.

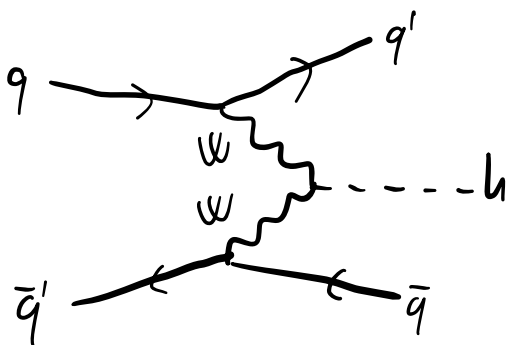
PRODUZIONE DELL'HIGGS AL COLLIDORE

- Gluon fusion

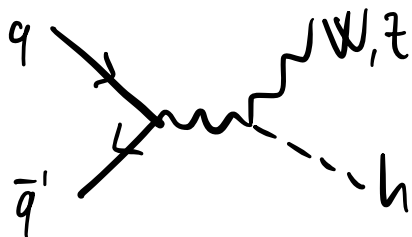
Dalla PDF del gluone nel protone:



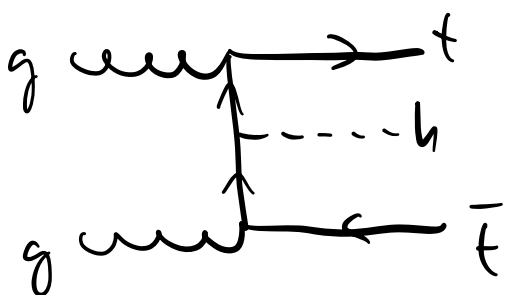
- Vector boson Fusion (VBF)



- Produzione associata con un vettore (VH)



- Produzione associata con t t-bar

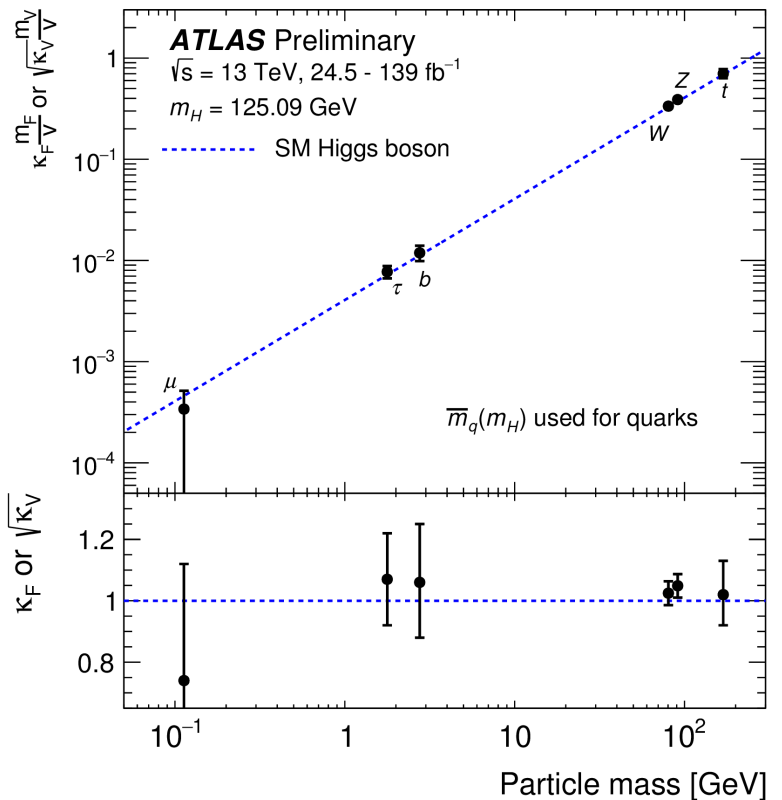
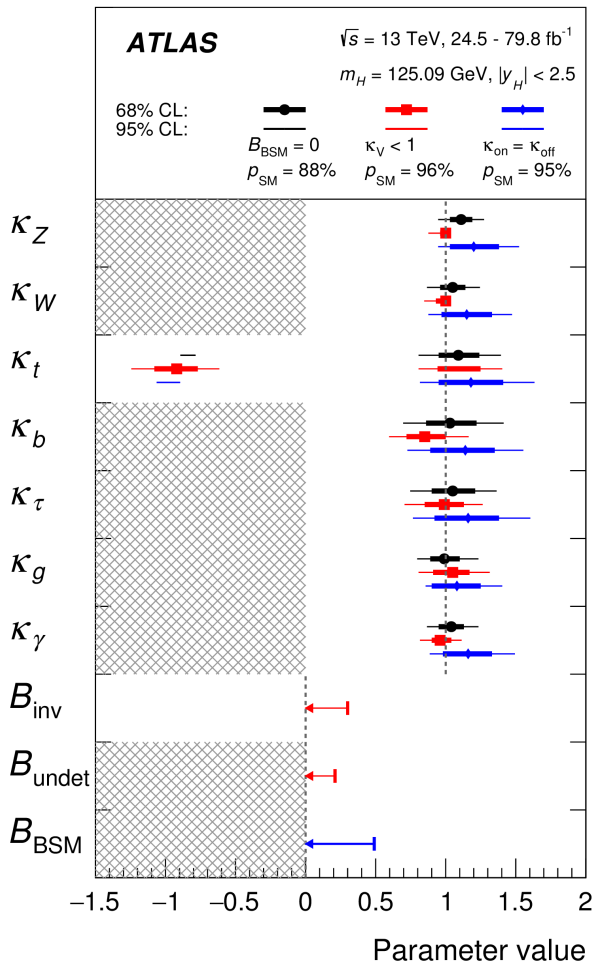


TEST DEL MODELLO STANDARD

Possiamo testare lo SM definendo un parametro arbitrario per ogni accoppiamento.

Definiamo $\kappa_x \equiv \frac{g_{Hxx}}{g_{SM}^{Hxx}}$ "parametri Kappa"

Da analisi combinate di tutti i canali di produzione e decadimento si trova:



↑
 Test del fatto che l'accoppiamento è \propto massa della particella.