

## Chapter 8

# Fisica del top ai collider adronici

### 8.1 Introduzione

L'esistenza del quark  $t$  è, in ordine di tempo, l'ultimo tassello importante del mosaico del modello standard ad aver ricevuto una conferma sperimentale con la sua scoperta avvenuta nel 1994 presso il Tevatron Collider del Fermilab, da parte dell'esperimento CDF e, subito dopo, dell'esperimento D0. Infatti, dopo la scoperta del quark  $b$ , avvenuta nel 1977, e i successivi sviluppi del MS, l'esistenza del quark  $t$  divenne, oltre che una ragionevole aspettazione di cui cresceva man mano la certezza, una necessità teorica in quanto  $t$  doveva essere il partner di carica  $+2/3$  della coppia di quark il cui membro di carica  $-1/3$  era appunto  $b$ .

Nel 1994 l'annuncio da parte di CDF della rivelazione del top<sup>1</sup> era riferito a 12 eventi consistenti con l'ipotesi di produzione di una coppia  $t\bar{t}$ . In base a tali eventi CDF stimò una massa

$$m_t = 174 \pm 10^{+13}_{-12} GeV$$

Riallacciandoci al discorso fatto nel paragrafo 5.4, è interessante notare che nel PDG dello stesso anno la massa stimata del top, in base ai risultati di precisione di fisica elettrodebole ottenuti a LEP e SLC, era

$$m_t = 169^{+16}_{-18} \left( \begin{smallmatrix} +17 \\ -20 \end{smallmatrix} \right) GeV$$

ove il valore e i primi errori erano stimati assumendo  $m_H = 300 GeV$  mentre i secondi errori venivano assumendo  $m_H = 1000 GeV$ . Si vede da ciò quanto effettivamente buona fosse la previsione di  $m_t$  e, in più, quanto effettivamente siano poco dipendenti dalla massa dell'Higgs le previsioni del modello standard. E' ancora più sorprendente ricordare che lo stesso anno un lavoro teorico<sup>2</sup> dava come risultato di un fit a tutti i dati elettrodeboli

$$m_t = 162 \pm 9 GeV$$

---

<sup>1</sup>Abe F. et al, CDF Collaboration, Phys. Rev. D50 (1994) 2966 e Phys. Rev. Lett. 73 (1994) 225.

<sup>2</sup>J.Ellis, G.L. Fogli, E. Lisi, Phys. Lett. B333, 118 (1994).

senza alcuna assunzione sulla massa dell'Higgs.

Il valore odierno (PDG 2011) è

$$m_t = 172,9 \pm 0,6 \pm 0,9 \text{ GeV} \quad (8.1)$$

ricavato dall'osservazione diretta di decadimenti del top.

Certamente la più evidente proprietà del top è la sua grande massa (più del doppio di quella del  $W$ ), che fa del top la particella più pesante conosciuta. Diversamente dagli altri quark il  $t$  può decadere in  $b + W$  con l'emissione di un  $W$  reale

$$t \rightarrow W^+ + b \quad (8.2)$$

Mentre il processo di decadimento, per esempio del  $b$ , in  $W$  virtuale è soppresso per un fattore  $\sim 1/M_W^2$  se l'energia rilasciata è molto inferiore alla massa del  $W$ , il decadimento del  $t$  in un  $W$  reale 8.2 non è affetto da tale soppressione e, quindi, procede molto rapidamente. In effetti la vita media che si ricava per il processo 8.2 è  $\sim 4 \times 10^{-25} s$  (del tutto simile a quella relativa a  $W^+ \rightarrow e^+ \nu_e$ , per esempio). Se ora consideriamo la produzione di una coppia  $t\bar{t}$  nella collisione tra due partoni, poiché l'adronizzazione non gioca alcun ruolo prima che i quark siano ad una distanza di  $\sim 1 fm$ , si vede che essa sostanzialmente non può proprio avvenire perché, prima che i quark raggiungano tale distanza di separazione, interviene il decadimento. Infatti anche se essi viaggiassero alla velocità della luce potrebbero percorrere soltanto  $\approx 10^{-16} m$  prima di decadere. In altri termini il quark  $t$  tende a decadere prima di subire gli effetti confinanti della QCD. L'adronizzazione invece interessa il quark  $b$  della 8.2 in quanto esso ha una vita media di  $\sim 1,5 \times 10^{-12} s$ , che è molto più tipica delle interazioni deboli. In conclusione il decadimento così rapido del  $t$  fa sì che risulti altamente improbabile che si formi e possa essere osservato un adrone con top come pure uno stato di "toponio", cioè di  $t\bar{t}$  legati dall'interazione forte.

Come risultato di ciò, il  $t$  offre l'unica possibilità di studiare le proprietà di un quark "nudo" libero dagli effetti di lunga distanza di QCD.

La scoperta del top diede un forte supporto diretto alla struttura a tre generazioni di fermioni del MS. Dalla scoperta in poi molte proprietà del top sono state studiate sperimentalmente presso il Tevatron, l'unica macchina acceleratrice in grado di produrlo fino all'entrata in funzione di LHC. Gli studi vanno dalla misura della sua massa alla misura della sezione d'urto di produzione di coppie  $t\bar{t}$ , a test specifici del MS, attraverso studi dell'elicità del  $W$  nel decadimento del top, a ricerche di produzione elettrodebole di top singolo e altro ancora. E' bene dire subito, però, che la scarsa statistica dei dati del Tevatron fa sì che la precisione della maggior parte delle misure sia ancora limitata. LHC sarà la vera fabbrica di top, producendone decine di milioni all'anno.

La grande massa del quark top assume un significato ancora maggiore relativamente a varie estensioni del modello standard. Infatti, nonostante gran parte delle particelle previste in queste estensioni siano costrette, dai risultati sperimentali finora acquisiti, ad avere una massa più grande di tutti i fermioni noti, alcune potrebbero essere più leggere del top e, quindi, manifestarsi direttamente nel suo decadimento.

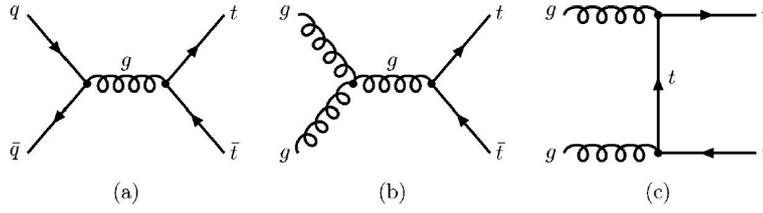


Figure 8.1: Grafici di Feynman all'ordine più basso per la produzione di coppie  $t\bar{t}$  ai collider adronici. (da Chakraborty et al. 2003)

## 8.2 Produzione del quark top

### 8.2.1 Produzione di coppie $t\bar{t}$

Ai collider adronici, il Tevatron per esempio, sono possibili due modi distinti di produzione del top: produzione di coppie  $t\bar{t}$  per interazione forte e produzione di singolo top per mezzo dell'interazione elettrodebole. E' evidente che la produzione di coppie  $t\bar{t}$  è di gran lunga il meccanismo dominante. Essa può avvenire per annichilazione  $q\bar{q}$  o attraverso processi di "gluon fusion". I grafici di Feynman all'ordine più basso ("leading order", LO) sono rappresentati in figura 8.1. La sezione d'urto totale è data, con un approccio detto "fattorizzazione", dalla convoluzione tra le funzioni di distribuzione partoniche del protone e la sezione d'urto dei processi partonici  $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$  e  $gg \rightarrow t\bar{t}$

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t} + X) = \sum_{i,j} \int_0^1 dx_i \int_0^1 dx_j f_i^p(x_i, \mu_f^2) f_j^{\bar{p}}(x_j, \mu_f^2) \hat{\sigma}_{ij}(x_i, x_j, \hat{s}, m_t, \alpha_s(\mu_r^2))$$

dove  $i, j$  variano sulle possibili combinazioni di gluoni o coppie  $q\bar{q}$  mentre le  $f(x_i, \mu_f^2)$  sono le funzioni di distribuzione partoniche valutate ad una certa scala di fattorizzazione  $\mu_f$ , corrispondente alla scala del problema (quale  $m_t$ ). Le sezioni d'urto partoniche  $\hat{\sigma}_{ij}$  sono funzioni dell'energia  $\sqrt{\hat{s}}$  nel centro di massa partone-partone, della massa del top e della costante  $\alpha_s$  valutata ad una scala di rinormalizzazione  $\mu_r$ . Questa scala è tipicamente  $m_t$  ma non deve necessariamente essere uguale a  $\mu_f$ . Al Tevatron la produzione di  $t\bar{t}$  avviene abbastanza in prossimità della soglia. Il massimo di  $d\sigma_{t\bar{t}}/d\hat{s}$  si ha a circa 1,5 volte l'energia di soglia e la velocità media del top risulta essere  $\beta \simeq 0,5$ . Se alla soglia poniamo  $x_i \simeq x_j = x_{soglia}$ , per  $\hat{s} = x_i x_j s$  otteniamo  $x_{soglia} \approx 0,2$  e, perciò, le densità partoniche dei quark sono molto più grandi di quelle dei gluoni (si veda la figura 4.7) per cui, pur essendo  $\sigma_{gg} > \sigma_{q\bar{q}}$ , l'annichilazione  $q\bar{q}$  contribuisce di gran lunga di più rispetto al meccanismo di "gluon-fusion".

All'energia nel CM  $p\bar{p}$  di  $\sim 2TeV$  del Tevatron, la sezione d'urto totale  $\sigma(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t} + X)$  aspettata (tabella 8.1) è di pochi picobarn ed è dovuta per  $\sim 85\%$  a  $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ . In particolare a  $\sqrt{s} = 1,96TeV$  (Tevatron Run II), calcoli al NLO ("Next to Leading Order") conducono al risultato di  $7,6pb$  per  $m_t = 171GeV$ , con un errore teorico dell'ordine del 10%. Il corrispondente tasso di produzione di coppie  $t\bar{t}$  è pari a  $\sim 7 \times 10^{-4} Hz$ , essendo la luminosità del Tevatron  $\sim 10^{32} cm^{-2} s^{-1}$ . La dipendenza da  $m_t$  della sezione d'urto è  $d\sigma/dm_t \sim 0,24$

	$\sigma_{NLO}$ ( $pb$ )	$q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$	$gg \rightarrow t\bar{t}$
Tevatron Run II ( $p\bar{p}$ , $1,96TeV$ )	7,6	85%	15%
LHC ( $pp$ , $14TeV$ )	830	10%	90%

Table 8.1: Sezione d'urto di produzione di coppie  $t\bar{t}$  al NLO. L'errore teorico e' dell'ordine del dieci per cento.

$pb/GeV^3$ .

A LHC ( $pp$ ,  $14TeV$ ) la situazione sar  diversa. Si ha  $x_{soglia} \approx 0,025$  per cui il processo di produzione di coppie  $t\bar{t}$    dominato dalla fusione gluone-gluone che rende conto di  $\sim 90\%$  della sezione d'urto aspettata, valutata pari  $\approx 800pb$  con calcoli analoghi ai precedenti. Essendo la luminosit  di LHC due ordini di grandezza maggiore di quella del Tevatron, il tasso di produzione di coppie  $t\bar{t}$  risulter   $\sim 10^4$  volte maggiore.

Una volta prodotto, il top decade (quasi totalmente) per mezzo del processo di corrente carica

$$t \rightarrow W + b$$

seguito dal decadimento

$$W \rightarrow f\bar{f}' \quad (f, f' \neq t)$$

Essendo  $m_t > m_b + M_W$ , il bosone  $W$    "on-shell". Inoltre (si veda il successivo paragrafo 8.3) la larghezza totale di decadimento del top risulta essere

$$\Gamma \simeq 1,5GeV \quad (\tau_t \simeq 5 \times 10^{-25}s)$$

Cos  il top decade prima che ci sia abbastanza tempo per adronizzare. I modi di decadimento della coppia  $t\bar{t}$  sono, dunque, quelli della coppia  $W^+W^-$  accompagnata dalla coppia  $b\bar{b}$ . I rapporti di decadimento derivano da quelli che competono ai decadimenti di  $W$

$$\begin{aligned} t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}q\bar{q}'q\bar{q}' &\sim 45\% \\ t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}q\bar{q}'l\nu &\sim 15\% \quad (\text{per ciascun } l) \\ t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}l\nu l\nu &\sim 10\% \quad (\text{combinato su tutti gli } l) \end{aligned}$$

I quark nello stato finale danno luogo a jet di adroni. Ulteriori jet possono essere prodotti da gluoni radiati da quark sia nello stato iniziale che nello stato finale.

Come nel caso della fisica del  $W$  ai collider adronici, i principali modi di decadimento sperimentalmente studiati sono quelli relativi ai decadimenti leptonici del  $W$  e, cio ,  $W \rightarrow e\nu$ ,  $W \rightarrow \mu\nu$  e  $W \rightarrow \tau\nu$ , con il  $\tau$  che decade in leptoni. Come ci si aspetta per il decadimento di una particella massiva "lenta" ( $\beta \ll 1$ ), che decade in particelle di massa molto pi  piccola (pressoch  "senza" massa), le particelle finali nel decadimento del top trasportano grandi momenti trasversi nel sistema del laboratorio ( $p_T > 15 \div 20GeV$ ) e, quindi, interessano spesso la parte pi  centrale del rivelatore ( $|\eta| \ll \sim 2,5$ )<sup>4</sup>. Perci , indipendentemente dal canale di decadimento, il primo criterio sperimentale per rivelare eventi di top   la richiesta di alto  $p_T$  per tutti i prodotti di decadimento. La

<sup>3</sup>Si veda PDG 2011 e le referenze ivi riportate.

<sup>4</sup> $\eta$    la pseudorapidit . Per la sua definizione si veda il capitolo 9.

rivelazione del quark  $b$  è particolarmente importante nella selezione di eventi contenenti top perché la maggior parte degli eventi di fondo non contiene  $b$ . Un  $b$  appena prodotto adronizza ma, tipicamente, si allontana di almeno mezzo millimetro dal vertice di interazione prima di decadere in un jet contenente più particelle cariche. Pertanto, tipicamente, al  $b$  è associato un vertice secondario di decadimento che può essere ricostruito estrapolando le tracce associate al jet ad una origine comune ("secondary vertex tagging"). I jet associati a gluoni o a quark più leggeri raramente sono associati ad un vertice secondario (eccetto, talvolta, il  $c$ ). Inoltre, un jet di  $b$  contiene in circa il 20% dei casi un leptone il cui momento è, in generale, più piccolo di quello dei leptoni "pronti", prodotti nel decadimento del  $W$ . Questo fatto offre un metodo alternativo per identificare un jet di  $b$  ("soft lepton tagging"). Globalmente un  $b$  può essere identificato circa il 60% delle volte. I leptoni sono relativamente facili da identificare nell'ambito di un evento adronico e, quindi, rappresentano un importante strumento di selezione degli eventi. In particolare elettroni e muoni sono identificati con  $\sim 90\%$  di efficienza. Più leptoni contiene l'evento e maggiore è l'efficienza e la purezza della selezione. Tuttavia, a causa della unicità della rivelazione sperimentale del  $\tau$ , i canali che contengono  $\tau$  sono usualmente trattati separatamente. Così dal punto di vista dell'identificazione di particelle nel rivelatore, normalmente quando si parla di leptoni ci si riferisce a elettroni e muoni. In questo senso uno stato finale  $t\bar{t}$  è definito come "dileptonico" o a "leptone+jets" o "adronico" a seconda che ambedue o uno o nessuno dei due  $W$  sia decaduto leptonicamente in un elettrone o un muone (e corrispondenti neutrini):

$$\begin{array}{lll} t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}l\nu l\nu & (l = e, \mu) & \text{evento dileptonico} \\ t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}q\bar{q}'l\nu & (l = e, \mu) & \text{evento leptone + jets} \\ t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}q\bar{q}'q\bar{q}' & & \text{evento adronico} \end{array}$$

Il  $\tau$  decade leptonicamente il 26% delle volte e adronicamente il 64%. I decadimenti leptonici producono un elettrone o un muone tipicamente di energia minore di quelle possedute dalle stesse particelle provenienti dal decadimento del  $W$ . A parte un parametro di impatto molto piccolo, e, quindi, difficile da misurare, non è facile separare i leptoni (elettroni e muoni) provenienti da  $W \rightarrow \tau\bar{\nu}_\tau \rightarrow l\nu_l\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$  da quelli provenienti da  $W \rightarrow l\bar{\nu}_l$  negli eventi di top. I modi di decadimento adronici del tau danno luogo in  $\sim 77\%$  dei casi ad una sola traccia carica e in  $\sim 23\%$  dei casi a tre tracce cariche. E' possibile, allora, usare la bassa molteplicità di tracce cariche e le conseguenti caratteristiche di uno sciame adronico stretto nel calorimetro adronico per separare gli eventi di decadimento adronico del  $\tau$  dal fondo copioso di QCD. Globalmente l'efficienza di identificazione dei decadimenti adronici del  $\tau$  è  $\sim 50\%$ .

### 8.2.2 Produzione di top singolo

La produzione di top singolo, che non può avvenire per interazioni forti a causa della conservazione del sapore, può avvenire per interazione debole di corrente carica, la stessa responsabile del suo rapido decadimento (vedi paragrafo 8.1). La struttura  $V - A$  di questa interazione fa sì che il top sia prodotto con approssimativamente il cento per cento (vedi seguito) di polarizzazione. I grafici che contribuiscono alla produzione di top singolo nelle collisioni adroniche sono rappresentati in figura 8.2 Si tratta di tre diversi modi di produzione:

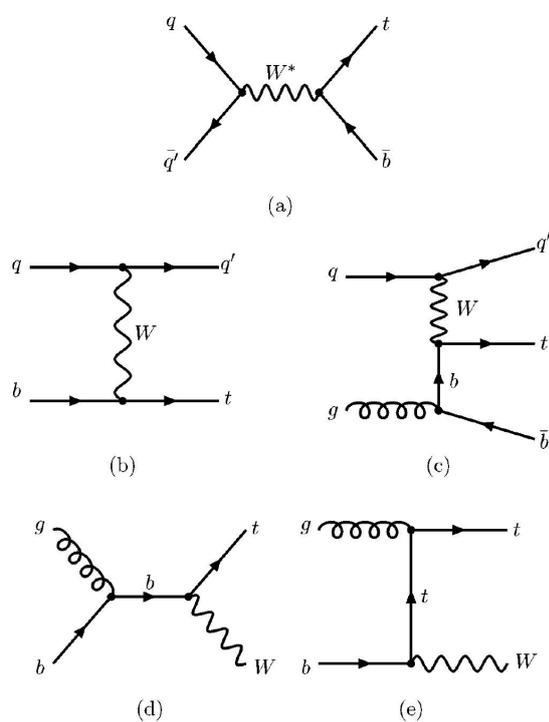


Figure 8.2: Grafici all'ordine più basso per la produzione elettrodebole di top singolo: (a) scambio di  $W$  nel canale  $s$ ; (b,c) scambio di  $W$  nel canale  $t$ ; (d,e) produzione associata  $t, W$ . (da Chakraborty et al. 2003)

$\sigma$ <i>top singolo</i>	<i>Tevatron RunII</i> $p\bar{p}$ 1,96TeV	<i>LHC</i> $pp$ 14TeV
<i>canale s</i>	$\sim 1,0 \text{ pb} \pm 10\%$	$\sim 10,1 \text{ pb} \pm 5\%$
<i>canale t</i>	$\sim 2,1 \text{ pb} \pm 10\%$	$\sim 250 \text{ pb} \pm 5\%$
<i>tW</i>	$\sim 0,3 \text{ pb} \pm 20\%$	$\sim 75 \text{ pb} \pm 5\%$

Table 8.2: Sezioni d'urto di produzione di singolo top.

- Scambio di  $W$  nel canale  $s$  (a). I due quark iniziali annichilano in un  $W$  virtuale che decade, quindi, in un quark  $t$  e un quark  $\bar{b}$ . Il  $W$  è time-like con  $q^2 > (m_t + m_b)^2$ . Il canale  $s$  include sia  $t\bar{b}$  che  $\bar{t}b$  ed è usualmente indicato come produzione di  $W^*$ .
- Scambio di  $W$  nel canale  $t$  (b) e fusione  $Wb$  (c). Il  $W$  è space-like ( $q^2 < 0$ ). Questo è il modo di produzione di top singolo al quale corrisponde la sezione d'urto maggiore. Nel grafico LO (b) il quark  $b$  proviene dal mare di quark del protone o dell'antiprotone e si accoppia al  $W$  virtuale per produrre il quark  $t$ . Nel grafico NLO (c) il gluone produce una coppia  $b\bar{b}$ ; il  $b$  si accoppia al bosone virtuale  $W$  e produce il  $t$ . Questo fa sì che questi grafici di produzione di  $t$  siano noti come "*fusione W - gluone*". Il  $\bar{b}$  finale ha basso momento trasverso ed è, quindi, prodotto con alto valore della pseudorapidità  $\eta$  (per la definizione di  $\eta$  si veda il paragrafo 9.7.4, in particolare la 9.14).
- Produzione associata di  $t$  e  $W$  (d,e). Procede a partire da una coppia  $gb$ , la qualcosa rende trascurabile la sezione d'urto di questo processo alle energie del Tevatron. Ad LHC, invece, questo tipo di produzione di top singolo dovrebbe contribuire per  $\approx 30\%$  della sezione d'urto totale. Il contributo del grafico  $d$ ) è trascurabile rispetto a quello del grafico  $e$ ) (esercizio 7).

Le sezioni d'urto di tutti i processi sono proporzionali a  $|V_{tb}|^2$ , perciò lo studio della produzione di quark singolo fornisce uno strumento per la misura diretta di  $V_{tb}$  (vedi paragrafo 10.1.1) e, in generale, per lo studio del vertice  $tbW$ .

Dal punto di vista sperimentale, l'osservazione di eventi di top singolo è ancora più difficile dell'osservazione di coppie  $t\bar{t}$ . Non soltanto la sezione d'urto è più piccola ma la segnatura dello stato finale soffre di un fondo più grande dovuto alla topologia meno distinguibile fatta di un numero minore di jets di alto  $p_T$ , leptoni, quark  $b$  e  $\cancel{E}_T$ .

Le sezioni d'urto calcolate di produzione di top singolo sono riportate nella tabella 8.2.

Con i dati del Tevatron Run I sia CDF che D0 non furono in grado di osservare eventi di produzione di top singolo e, perciò, posero solo dei limiti al tasso di produzione. La prima osservazione fu pubblicata da D0 nel 2007. Ambedue gli esperimenti hanno poi pubblicato dati relativi alla produzione di top singolo nel 2008 e 2009. CDF ha pubblicato nel 2009 i risultati dell'analisi di  $3,2 \text{ fb}^{-1}$  di dati a 1,96TeV (Run II). assumendo una massa del top di 175GeV, CDF ha misurato una sezione d'urto totale di  $2,3_{-0,5}^{+0,6} \text{ pb}$ . Ha inoltre estratto il valore  $|V_{tb}| = 0,91 \pm 0,11$  (ponendo il limite  $|V_{tb}| > 0,71$  al 95%  $CL$  - arXiv:

0903.0885v3 1/5/2009). Un'analisi simile condotta da D0 su  $2,3fb^{-1}$  ha portato a  $\sigma = 3,94 \pm 0,88pb$ .

### 8.3 Decadimento del quark top

A livello albero i canali dominanti di decadimento del top sono quelli dovuti all'interazione debole di corrente carica espressi dal processo

$$t \rightarrow W^+q$$

per il quale il MS prevede (al NLO e trascurando termini in  $m_b^2/m_t^2$ ,  $\alpha_s^2$ ,  $(\alpha_s/\pi)(M_W^2/m_t^2)^5$ )

$$\Gamma(t \rightarrow W^+q) = \frac{G_F |V_{tq}|^2 m_t^3}{8\pi\sqrt{2}} (1 - r_W)^2 (1 + 2r_W) \left[ 1 - \frac{2\alpha_s}{3\pi} \left( \frac{2\pi^2}{3} - \frac{5}{2} \right) \right] \quad (8.3)$$

con  $r_W = M_W^2/m_t^2$ . Naturalmente il fatto che  $|V_{tb}| \gg |V_{ts}|, |V_{td}|$  fa sì che il canale di gran lunga dominante sia

$$t \rightarrow W^+b$$

Ad esso compete la frazione di decadimento

$$BR(t \rightarrow Wb) = 0,99$$

il che significa che  $t$  decade quasi interamente in  $Wb$ .

Indipendentemente dalla frazione di decadimento, dal punto di vista sperimentale il canale  $t \rightarrow Wb$  è anche quello meglio osservabile grazie al "b-tagging". Gli altri canali non solo sono più rari ma anche più difficili da separare dal fondo. Pertanto,  $V_{ts}$  e  $V_{td}$  non sono praticamente misurabili attraverso il decadimento del top; al contrario l'efficacia del "b-tagging" al Tevatron è servita a porre un vincolo sul rapporto

$$R_{tb} = \frac{\Gamma(t \rightarrow Wb)}{\Gamma(t \rightarrow Wq)} = \frac{|V_{tb}|^2}{|V_{tb}|^2 + |V_{ts}|^2 + |V_{td}|^2}$$

che conduce al limite inferiore per  $|V_{tb}|$  dato da (PDG 2008)<sup>6</sup>

$$|V_{tb}| > 0,78 \quad (95\%CL) \quad (\text{Kehoe et al 2008})$$

Il risultato più significativo che si ricava dalla 8.3 (con  $m_t = 171GeV$ ) è

$$\Gamma(t \rightarrow W^+q) \simeq 1,3GeV \approx \frac{1}{5 \times 10^{-25}s}} > \Lambda_{QCD} \sim 200MeV$$

Questo implica, come abbiamo già detto in precedenza, che il quark  $t$  decada appena prodotto, prima che possa esserci adronizzazione. Per questo motivo non

<sup>5</sup>M. Jezabek e J. H. Kuhn, Nucl. Phys. B314 (1989) 1.

<sup>6</sup>Le migliori informazioni su  $|V_{tb}|$  sono ricavate da fit elettrodeboli su dati sperimentali nei quali pesa in particolar modo il contributo da loop di top a  $\Gamma(Z^0 \rightarrow b\bar{b})$ . Il PDG 2008 quota  $|V_{tb}| = 0,77_{-0,24}^{+0,18}$ .

dovrebbero essere osservabili stati legati adronici - quali  $t\bar{t}$ ,  $t\bar{q}$  ecc. - e, quindi, lo studio del top dovrebbe rendere accessibili le proprietà dei quark "nudi".

Nel decadimento  $t \rightarrow W^+ b$  il  $W$  è una particella reale, così la sua elicità è molto diversa da quella relativa a decadimenti di corrente carica di altri quark nei quali il  $W$  è virtuale. Il fatto che  $V - A$  faccia intervenire nelle interazioni deboli di corrente carica solo stati chirali sinistrorsi dei fermioni fa sì che (nel sistema di riposo del top) l'elicità  $+1$  del  $W^+$  sia sostanzialmente proibita, essendo soppressa del fattore  $m_b^2/M_W^2$ . Quindi l'elicità del  $W^+$  deriva da una sovrapposizione degli stati ad elicità nulla ( $\lambda = 0$ ) e negativa ( $\lambda = -1$ ). Il rapporto tra le due componenti è dato da

$$\frac{\Gamma(t \rightarrow b_L W_{\lambda=0})}{\Gamma(t \rightarrow b_L W_{\lambda=-1})} \simeq \frac{m_t^2}{2M_W^2}$$

Infatti, nel MS a livello albero, la frazione  $\mathcal{F}_0$  di  $W$  con polarizzazione longitudinale ( $\lambda = 0$ ) nel sistema di riposo del top è data da

$$\mathcal{F}_0 = \frac{m_t^2 / (2M_W^2)}{1 + m_t^2 / (2M_W^2)} \simeq 0,7 \quad (\text{per } m_t = 175 \text{ GeV})$$

Le frazioni di  $W$  sinistrorsa e destrorsa, indicate rispettivamente con  $\mathcal{F}_-$  e  $\mathcal{F}_+$ , sono (secondo il MS) dunque

$$\mathcal{F}_- \simeq 30\% \quad \text{e} \quad \mathcal{F}_+ \simeq 0\%$$

Lo studio della distribuzione angolare di decadimento del top fornisce, dunque, uno strumento per una verifica diretta della struttura  $V - A$  dell'accoppiamento  $tbW$ .

CDF e D0 hanno usato varie tecniche per misurare l'elicità del  $W$  nel decadimento del top sia negli eventi dileptonici che in quelli leptone-jets. Il metodo più diretto consiste nella misura della distribuzione dell'*angolo di elicità* ( $\cos\theta^*$ ) tra la direzione del leptone e quella del quark nel sistema di riposo del  $W$ . Con i dati del Run II, CDF trova

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_0 &= 0,65 \pm 0,12 \\ \mathcal{F}_+ &< 0,07 \quad \text{al } 95\% \text{ CL} \end{aligned}$$

in accordo con  $V - A$ .

In linea di principio il quark  $t$  può anche decadere per interazioni di corrente neutra che cambiano il sapore; eventi di questo tipo risultano, però, altamente soppressi dal meccanismo GIM che ne impedisce la realizzazione a livello albero. Con le informazioni sperimentali attualmente disponibili, il modello standard prevede frazioni di decadimento FCNC dell'ordine di  $10^{-13}$ ; in particolare prevede

$$\begin{aligned} B(t \rightarrow cg) &\sim 4 \times 10^{-13} \\ B(t \rightarrow c\gamma) &\sim 5 \times 10^{-13} \\ B(t \rightarrow cZ^0) &\sim 1 \times 10^{-13} \end{aligned}$$

Questi modi di decadimento sono, così, ben al di sotto dei limiti di rivelazione non soltanto a LHC ma, anche, per un eventuale futuro "linear-collider" attualmente allo studio. Occorre tuttavia osservare che i futuri esperimenti (sia

quelli prossimi a LHC che quelli più lontani) è bene che siano sensibili a molte segnature concepibili per il decadimento del  $top$  in quanto scenari di fisica oltre il modello standard potrebbero innalzare di vari ordini di grandezza i rapporti di decadimento in canali sfavoriti dallo SM.

## 8.4 Proprietà del quark $t$

### 8.4.1 Massa

Pur essendo il  $t$  l'ultimo arrivato nella famiglia dei quark e, si può dire, quello meno studiato in termini delle sue proprietà quantistiche, la sua massa è meglio nota rispetto a quella degli altri quark. Questo è molto importante perché, essendo  $m_t$  di gran lunga maggiore della massa degli altri quark, il quark  $t$  ha un ruolo molto più rilevante degli altri nei fit di precisione del modello standard, nei quali la massa del top entra quadraticamente. Esempi sono il rapporto  $R_b$  per  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ , l'asimmetria destra-sinistra  $A_{LR}$  nel processo  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ , il parametro di mixing elettrodebole  $\sin^2\theta_W$  e il parametro  $\rho \equiv M_W^2/M_Z^2 \sin^2\theta_W$ . le correzioni a questi parametri usualmente contengono un fattore moltiplicativo del tipo (si veda, per esempio, la 5.56)

$$1 + \frac{3G_F m_t^2}{8\sqrt{2}\pi^2}$$

La massa del  $W$  riceve correzioni proporzionali a  $m_t^2$  e  $\ln m_H$ . Anche nella fisica del sapore  $m_t$  ha un impatto importante; infatti, nella fisica di  $B$  e di  $K$  molte osservabili hanno termini quadratici in  $m_t/M_W$ . D'altra parte furono proprio i dati sulle oscillazioni  $B^0 - \bar{B}^0$  a indicare per la prima volta, nel 1987, la necessità di una  $m_t$  piuttosto grande.

Le singole misure di  $m_t$  effettuate da CDF e D0 al Tevatron hanno precisioni ( $\delta m_t$ ) di alcuni  $GeV$ . Il PDG 2011 quota (dalla osservazione diretta del top al tevatron)

$$m_t = 172,9 \pm 0,6 \pm 0,9$$

La misura di  $m_t$  al Tevatron si basa principalmente sul confronto delle caratteristiche cinematiche osservate degli eventi  $t\bar{t}$  con quelle aspettate al variare della massa del top. Infatti, sebbene molte variabili cinematiche siano sensibili alla massa del top, la ricostruzione dei prodotti di decadimento provenienti dagli eventi  $t\bar{t}$  rappresenta una scelta ovvia per il fit della massa del top. Tuttavia, sono stati sviluppati anche metodi più elaborati con i quali si collegano simultaneamente molte osservabili con gli elementi di matrice dei processi di produzione e di decadimento del top (si veda, per esempio, il PDG 2008 per una breve discussione dei diversi metodi). La massa del top è stata quindi misurata nei canali leptone+jets, dileptonico e solo jets. Al momento i risultati più precisi provengono dalle misure nel canale leptone+jets.

### 8.4.2 Larghezza $\Gamma_t$

Abbiamo visto che in base al MS la larghezza aspettata per il top è di  $\approx 1,5 GeV$ . Sfortunatamente gli esperimenti al Tevatron non hanno la necessaria sensibilità sperimentale per poter misurare direttamente questa larghezza con sufficiente

accuratezza, né l'avranno gli esperimenti a LHC. Tuttavia sarà possibile determinare  $\Gamma$  in modo indiretto combinando diversi risultati sperimentali che dipendono da essa. Questo richiede l'osservazione sia di eventi  $t\bar{t}$  che di eventi di produzione di top singolo e alcune assunzioni teoriche "blande". Sostanzialmente bisogna assumere che la produzione di  $t\bar{t}$  sia governata dalla QCD e il vertice  $t\bar{b}W$  sia quello previsto dal MS.

Nonostante ciò, CDF ha pubblicato nel 2007 (CDF note 8953) una prima misura diretta della larghezza di decadimento nel canale leptone più jets, trovando  $\Gamma < 12,7 GeV$  ( corrispondente a  $\tau_{top} > 5,2 \times 10^{-26} s$ ) al 95%CL. L'analisi fu fatta usando un campione di dati  $p\bar{p}$  a  $\sqrt{s} = 1,96 TeV$  corrispondente a una luminosità integrata di  $1 fb^{-1}$ , contenente 253 candidati  $t\bar{t}$ . L'esperimento D0 al Tevatron ha pubblicato nel 2011 la larghezza parziale  $\Gamma(t \rightarrow Wb) = 1,92^{+0,58}_{-0,51} GeV$ , ottenuta analizzando eventi di top singolo (nel canale  $t$ ) estratti da  $2,6 fb^{-1}$  di dati raccolti con il Run II del Tevatron (1,96TeV). Il PDG 2011, usando tale risultato e il  $BR(t \rightarrow Wb)$ , quota  $\Gamma = 2,0^{+0,7}_{-0,6} GeV$ .

### 8.4.3 Carica elettrica

Le analisi dei dati raccolti dagli esperimenti al Tevatron non sono in grado di associare  $b, \bar{b}$  e  $W^\pm$  univocamente al  $t$  e al  $\bar{t}$ , per cui in principio non possono essere esclusi decadimenti quali  $t \rightarrow W^+\bar{b}$  e  $\bar{t} \rightarrow W^-b$  che farebbero attribuire al  $t$  una carica di  $4/3$ . Gli esperimenti al Tevatron hanno comunque studiato la carica del  $t$  negli eventi leptone-jets e negli eventi dileptonici, analizzando i dati alla luce di scenari con  $|Q_t| = 2/3$  e  $|Q_t| = 4/3$ . D0 arriva ad una probabilità del 7,8% per un risultato consistente con un modello esotico per il quale  $|Q_t| = 4/3$ , mentre CDF esclude tale modello con l'87% di CL. Anche se i risultati non sono direttamente confrontabili, ambedue gli esperimenti indicano che la carica elettrica del top è consistente con quella prevista dal modello standard.

### 8.4.4 Spin

Il top, essendo l'unico quark del quale si può osservare il decadimento diretto, è anche l'unico il cui spin sia direttamente osservabile. Infatti, un quark pesante  $Q$  su una scala di tempi dell'ordine di  $\Lambda_{QCD}^{-1} \approx (200 MeV)^{-1}$ , pesca dal vuoto un antiquark leggero  $\bar{q}$  di spin opposto e adronizza in un mesone. Qualche tempo più tardi, dell'ordine di  $(\Lambda_{QCD}^2/m_Q)^{-1} \approx (1 MeV)^{-1}$  (per  $m_Q = m_t$ ) l'interazione spin-spin tra il quark pesante e il quark leggero causa l'evoluzione del mesone verso uno stato di spin 0, depolarizzando perciò il quark pesante. Il quark  $t$  è l'unico quark che decada prima che abbia la possibilità di adronizzare, cosicché il suo spin è osservabile nella distribuzione angolare dei prodotti di decadimento.

La conservazione della parità richiede che il top sia prodotto non polarizzato da un processo di QCD. Consideriamo, per esempio, il sottoprocesso<sup>7</sup>

$$q + \bar{q} \rightarrow t + \bar{t}$$

dove  $q$  e  $\bar{q}$  sono quark leggeri. La conservazione dell'elicità nel limite di massa nulla ci dice che  $q$  e  $\bar{q}$  hanno elicità opposte; la stessa cosa non è, però, vera per  $t$  e  $\bar{t}$  essendo la loro massa grande. Perciò  $t$  e  $\bar{t}$  possono essere prodotti con

<sup>7</sup>Considerazioni simili a quelle che seguono si possono fare anche per  $g + g \rightarrow t + \bar{t}$ .

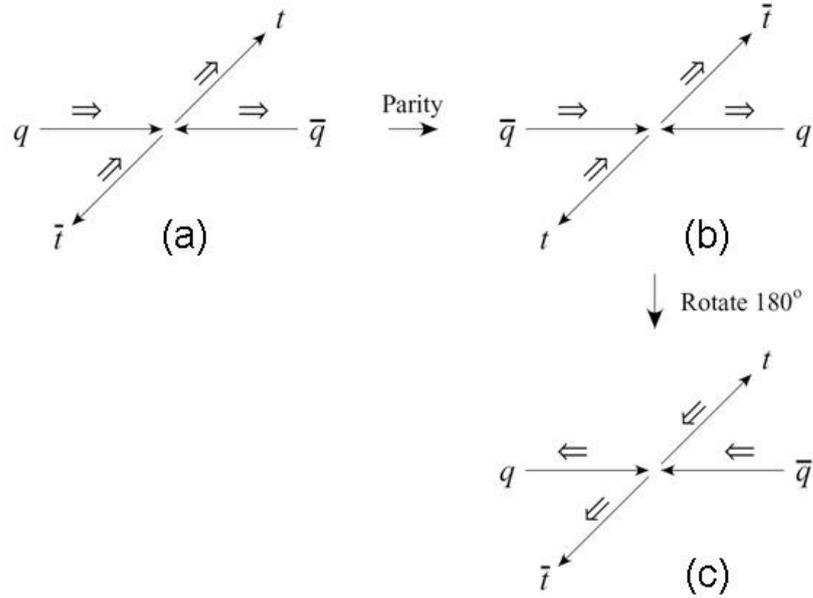


Figure 8.3: Il rispetto dell'invarianza per trasformazione di parità e per rotazione porta a concludere che la coppia  $t\bar{t}$  è prodotta non polarizzata nelle collisioni  $p\bar{p}$  (di fasci non polarizzati).

opposta elicità o uguale elicità. Consideriamo, per esempio, la produzione di una coppia  $t$  e  $\bar{t}$  con elicità opposta (figura 8.3). Applicando una trasformazione di parità la figura 8.3 a) si trasforma nella 8.3 b). Ruotando questa di  $180^\circ$  nel piano di diffusione si perviene alla figura 8.3 c), che non è altro che la 8.3 a) con le elicità scambiate. Pertanto, poiché la parità è una buona simmetria della QCD, è necessario che eventi conformi alla figura 8.3 a) e alla figura 8.3 c) si verifichino con uguale probabilità. Allora, poiché i quark leggeri sono non polarizzati nelle collisioni  $p\bar{p}$  (di protoni e antiprotoni non polarizzati) il tasso di eventi di tipo 8.3 a) e quello di eventi di tipo 8.3 c) sono uguali. Ne deriva che il quark top, che ha elicità positiva nella figura 8.3 a) ed elicità negativa nella figura 8.3 c), è prodotto non polarizzato. Tuttavia c'è un'altra strada per osservare lo spin del top in quanto esso è correlato con quello dell'antitop in modo che il tasso di produzione di coppie  $t\bar{t}$  di opposta elicità sia maggiore di quello con uguale elicità. Per  $E \gg m_t$  la correlazione è del 100% poiché nel limite di massa nulla l'elicità si conserva e  $t$  e  $\bar{t}$  devono essere prodotti con elicità opposta.

Consideriamo il decadimento semileptonico

$$t \rightarrow l^+ + \nu_l + b$$

Le distribuzioni angolari dei prodotti di decadimento del top, considerato come fermione di spin  $1/2$ , sono del tipo

$$\frac{d\Gamma}{d(\cos\theta_i^*)} \propto 1 + \alpha_i \cos\theta_i^* \quad (i = l^+, \nu_l, b)$$

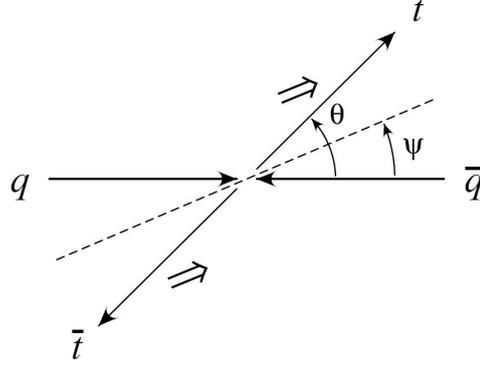


Figure 8.4: "Base fuori diagonale". L'asse di quantizzazione dello spin fa un angolo  $\psi$  rispetto alla direzione del fascio tale che  $\tan \psi = \beta^2 \sin \theta \cos \theta / (1 - \beta^2 \sin^2 \theta)$ .

dove  $\theta_i^*$  è l'angolo di produzione della particella i-esima rispetto alla direzione dello spin del top nel sistema di riposo del top stesso e  $\alpha_i$  è il potere analizzatore della particella i-esima (le  $\alpha_i$  hanno segni opposti per  $t$  e  $\bar{t}$ ). All'ordine più basso

$$\alpha_i = 1, -0, 32, -0, 41 \quad \text{per } l^+, \nu_l, b$$

rispettivamente, il che ci mostra che il leptone carico è la particella ideale per l'analisi delle correlazioni di spin. Nel caso della produzione di coppie  $t\bar{t}$ , si considera la distribuzione doppiamente differenziale

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d^2\sigma}{d(\cos \theta_i) d(\cos \theta_{\bar{i}})} = \frac{1}{4} (1 - C \alpha_i \alpha_{\bar{i}} \cos \theta_i \cos \theta_{\bar{i}})$$

ove  $\theta_i$  ( $\theta_{\bar{i}}$ ) è l'angolo tra la direzione del prodotto di decadimento rispetto all'asse di quantizzazione dello spin nel sistema di riposo del top (antitop).  $C$  è il coefficiente di correlazione, ossia la frazione di eventi con spin del  $t$  e del  $\bar{t}$  nella stessa direzione nella base di spin considerata.  $C$  dipende fortemente dalla base prescelta e da quali partoni di stato iniziale dominano nella produzione di  $t\bar{t}$ . Poiché al Tevatron domina il processo  $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$  mentre a LHC domina  $gg \rightarrow t\bar{t}$ , sono diverse le basi che ottimizzano l'analisi di correlazione di spin alle due macchine. Nel caso di LHC la base migliore è la *base di elicità*, nella quale l'asse di quantizzazione è quello nella direzione di moto del quark top nel sistema del CM  $t\bar{t}$ . Al Tevatron, invece, la base che ottimizza le correlazioni è la cosiddetta *base fuori diagonale*. Tale base è mostrata in figura 8.4. L'asse di quantizzazione dello spin fa un angolo  $\psi$  con la direzione del fascio legato all'angolo di diffusione  $\theta$  dalla relazione

$$\tan \psi = \frac{\beta^2 \sin \theta \cos \theta}{1 - \beta^2 \sin^2 \theta}$$

dove  $\beta$  è la velocità del quark  $t$  (e dell'antiquark  $\bar{t}$ ) nel CM. Lungo l'asse della base fuori diagonale lo spin del  $t$  e quello del  $\bar{t}$  puntano sempre nella medesima direzione.

L'esperimento D0 al Tevatron ha fatto una misura<sup>8</sup> della correlazione a  $\sqrt{s} = 1,96\text{TeV}$  considerando gli stati finali con due elettroni, due muoni o un elettrone e un muone di un campione di eventi corrispondente alla luminosità integrata di  $4,2\text{fb}^{-1}$ . Il coefficiente di correlazione misurato - con un errore piuttosto grande - risulta in accordo con la previsione del modello standard entro due deviazioni standard.

### 8.4.5 Accoppiamento di Yukawa

Come per gli altri fermioni, l'accoppiamento del top al campo di Higgs è scritto nella lagrangiana del MS introducendo il termine di Yukawa

$$\mathcal{L}_{top} = -g_t \left( \bar{t}_L \phi t_R + \bar{t}_R \phi^\dagger t_L \right)$$

Quando il campo di Higgs acquista il valore di aspettazione sul vuoto  $v$  e

$$\phi \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} (v + H(x))$$

la lagrangiana diventa

$$-g_t \frac{v}{\sqrt{2}} \bar{t}t - \frac{1}{\sqrt{2}} g_t (\bar{t}_L H t_R + \bar{t}_R H t_L)$$

così la massa del quark top risulta fondamentalmente legata a  $v$  e all'accoppiamento di Yukawa  $g_t$

$$m_t = \frac{g_t v}{\sqrt{2}}$$

Poiché  $v = 246\text{GeV}$  e  $m_t = 171,2 \pm 2,1\text{GeV}$ , si vede che  $g_t$  è quasi esattamente uguale a 1. Si tratta di un valore piuttosto singolare che ha condotto a diverse speculazioni sulla possibilità che nuova fisica importante possa essere accessibile attraverso lo studio del top. Da questo nasce l'esigenza di verificare che  $g_t$  sia effettivamente uguale a uno, studiando le interazioni top-higgs. Tuttavia l'accoppiamento top-higgs è certamente la proprietà del top più difficile da misurare. Ci sono essenzialmente tre metodi:

1. produzione inclusiva di higgs attraverso il processo  $gg \rightarrow H$ , mediato predominantemente da un loop di top (si veda la figura 6.6);
2. produzione associata di  $H$  con top singolo<sup>9</sup> ;
3. produzione associata di  $H$  con una coppia  $t\bar{t}$ <sup>10</sup> (si veda la figura 6.9).

Per motivo di spazio delle fasi (un solo top invece di due) ci si aspetterebbe che la sezione d'urto per la produzione di  $tH$  fosse più grande di quella per  $t\bar{t}H$ , che, a sua volta è più di due ordini di grandezza più piccola di quella di  $gg \rightarrow H$ .

<sup>8</sup>D0 Note 5950-CONF, July13, 2009.

<sup>9</sup>F. Malton et al., Phys. Rev. D64 (2001) 094023.

V. Barger et al., Phys. Rev. D81, 034020 (2010).

I grafici sono gli stessi di quelli della produzione di top singolo con l'aggiunta di un higgs radiato dal  $W$  o dal  $t$ .

<sup>10</sup>F. Malton et al., arXiv:hep-ph/0202205v1, 21 Feb. 2002.

Tuttavia ci sono delle cancellazioni tra i grafici che contribuiscono a  $tH$  che rendono questo canale praticamente inutile (si veda la referenza nella nota a piè pagina). A LHC, grazie alla buona segnatura sperimentale, dovrebbe essere possibile vedere  $t\bar{t}(H \rightarrow b\bar{b})$  se l'higgs dovesse risultare piuttosto leggero oppure  $t\bar{t}(H \rightarrow W^+W^-)$  se, come sembra in base ai limiti attuali, la massa dell'higgs risultasse maggiore di  $\sim 120\text{GeV}$ . Tuttavia, la misura della sezione d'urto del processo non sarebbe sufficiente per la determinazione di  $g_t$ , poiché essa risulta dalla convoluzione di  $g_t$  stesso e la frazione di decadimento del bosone di higgs, non nota a priori. Solo lo studio dei vari canali di decadimento dell'higgs e la conseguente determinazione dei suoi rapporti di decadimento potrebbero permettere la determinazione di  $g_t$  a partire dalla misura della sezione d'urto, per esempio, di  $t\bar{t}(H \rightarrow W^+W^-)$ . Si vede, così, che almeno questo aspetto della fisica del top risulta legato abbastanza strettamente alla fisica dell'higgs.

