

Fisica del quark top

- Perché deve esserci il quark top: lo spin isotopico debole del quark b è $T_3 = -\frac{1}{2}$ (doppietto):
- l'asimmetria forward/backward $A_{FB}(b)$ nella produzione di b in interazioni $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$

$$A_{FB} = \frac{3}{4} \frac{2V_e A_e}{V_e^2 + A_e^2} \frac{2V_b A_b}{V_b^2 + A_b^2}$$

Con V, A coefficienti di accoppiamento vettoriale e assiale

- Anche la larghezza totale $\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})$ è sensibile a V_b e A_b :

$$\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b}) = \frac{G_F M_Z^3}{2\sqrt{2}\pi} (V_b^2 + A_b^2)$$

A_b è la terza componente dell'isospin debole e, **prima della scoperta del top**, è stata misurata essere -0.49 ± 0.015

Il top contribuisce anche alle correzioni radiative sulle masse, ad es del W, e da queste si puo' gia' anche estrarre una predizione:

$$m_t = 178 \pm 30 \text{ GeV}$$

Siccome $m_t > m_W + m_b$ il top decade prevalentemente in un **W reale** e in un b quark:



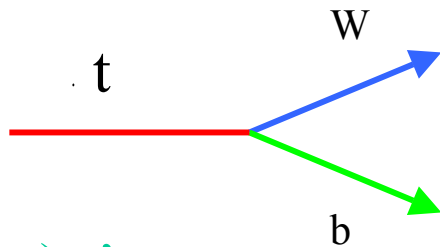
Per una piu' chiara identificazione del top si richiede che almeno uno della coppia $t \bar{t}$ abbia nel decadimento un leptone carico nello stato finale. Inoltre la presenza dei b puo' essere segnalata dal "b tagging". Sappiamo che

$$BR(W^+ \rightarrow e^+ \bar{\nu}) \cong 11\%$$

Con un impulso trasverso del leptone di molte decine di GeV

Il W dal decadimento del top puo' avere sia polarizzazione trasversale (L) oppure longitudinale (0). La larghezza totale

$$\Gamma = \Gamma_L + \Gamma_0 \text{ vale:}$$



$$\Gamma(t \rightarrow bW) = \frac{G_F m_t^3}{8\pi\sqrt{2}} |V_{tb}|^2 I(x, y)$$

$$x = M_W / m_t, y = m_b / m_t$$

$I(x, y)$ e' un fattore di spazio delle fasi. Se $x=0$ e $y=0$

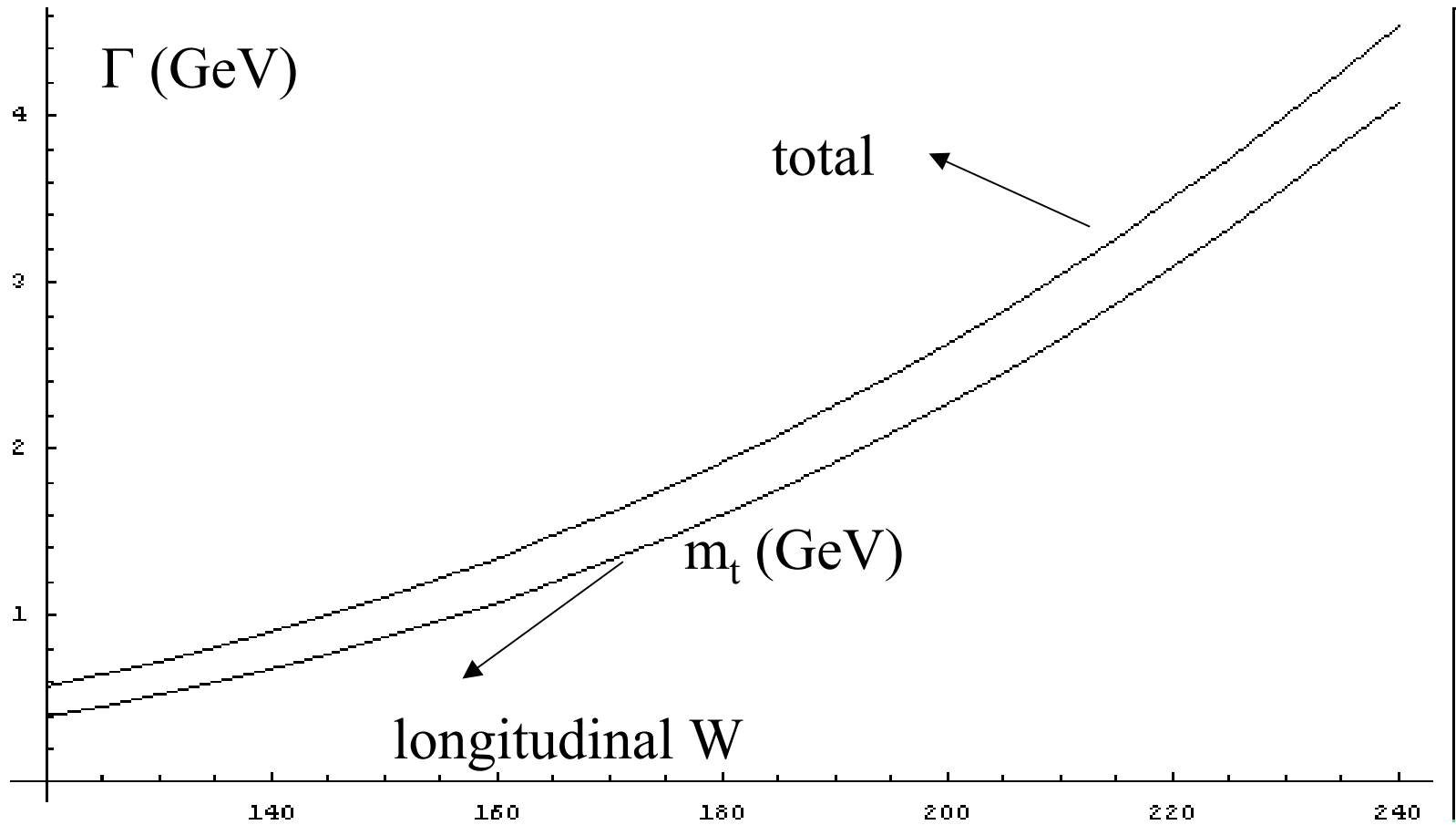
$I(x, y)=1$

$$\Gamma(t \rightarrow bW) = \frac{G_F m_t^3}{8\pi\sqrt{2}} |V_{tb}|^2 = 1.76 \text{ GeV} \left(\frac{m_t}{175 \text{ GeV}} \right)^3$$

Correzioni alla Γ sono dell'ordine $(M_W/m_t)^4$ e abbiamo assunto $V_{tb}=1$ come suggerito dalla relazione di unitarieta' (avendo misurato

$$V_{cb} \text{ e } V_{ub}): |V_{tb}|^2 + |V_{cb}|^2 + |V_{ub}|^2 = 1$$

Top quark width versus m_{top}



Il BR($t \rightarrow sW$) e' proporzionale a $(V_{ts})^2$ e vale $\sim 0.2\%$.

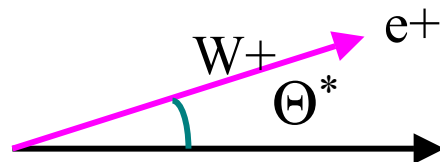
Il quark t ha un decadimento "semidebole": a differenza degli altri decadimenti deboli decade in un W reale e questo fa si che la sua **larghezza sia proporzionale a G_F** e non G_F^2 . Inoltre non e' penalizzato dal propagatore $1/M_W^2$. Il risultato e' che la sua vita media e' di $\sim 10^{-25}$ s:

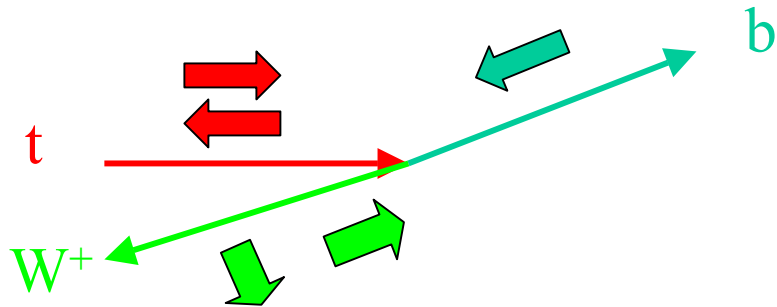
decade prima di adronizzare

La frazione di decadimento nel W longitudinale (W_0) e' data da:

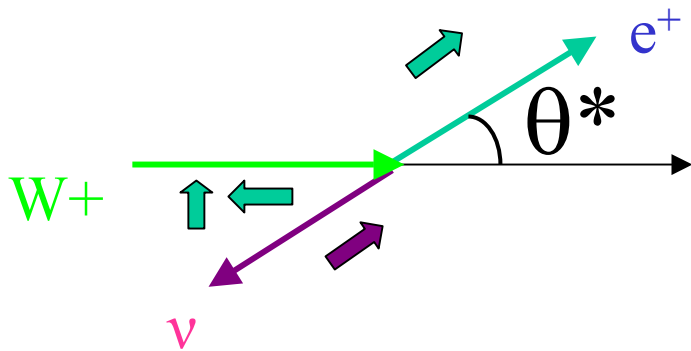
$$\frac{\Gamma(t \rightarrow bW_0)}{\Gamma(t \rightarrow bW)} = \frac{m_t^2}{m_t^2 + 2M_W^2} \approx 83\%$$

Lo stato di polarizzazione del W controlla la distribuzione angolare del leptone finale. Definiamo: nel sistema c.m. del W:





Siamo nel c.m del top in cui esso non ha elicità definita, Mentre il b e' relativistico e left handed. Il W puo' essere o left-handed o 0.



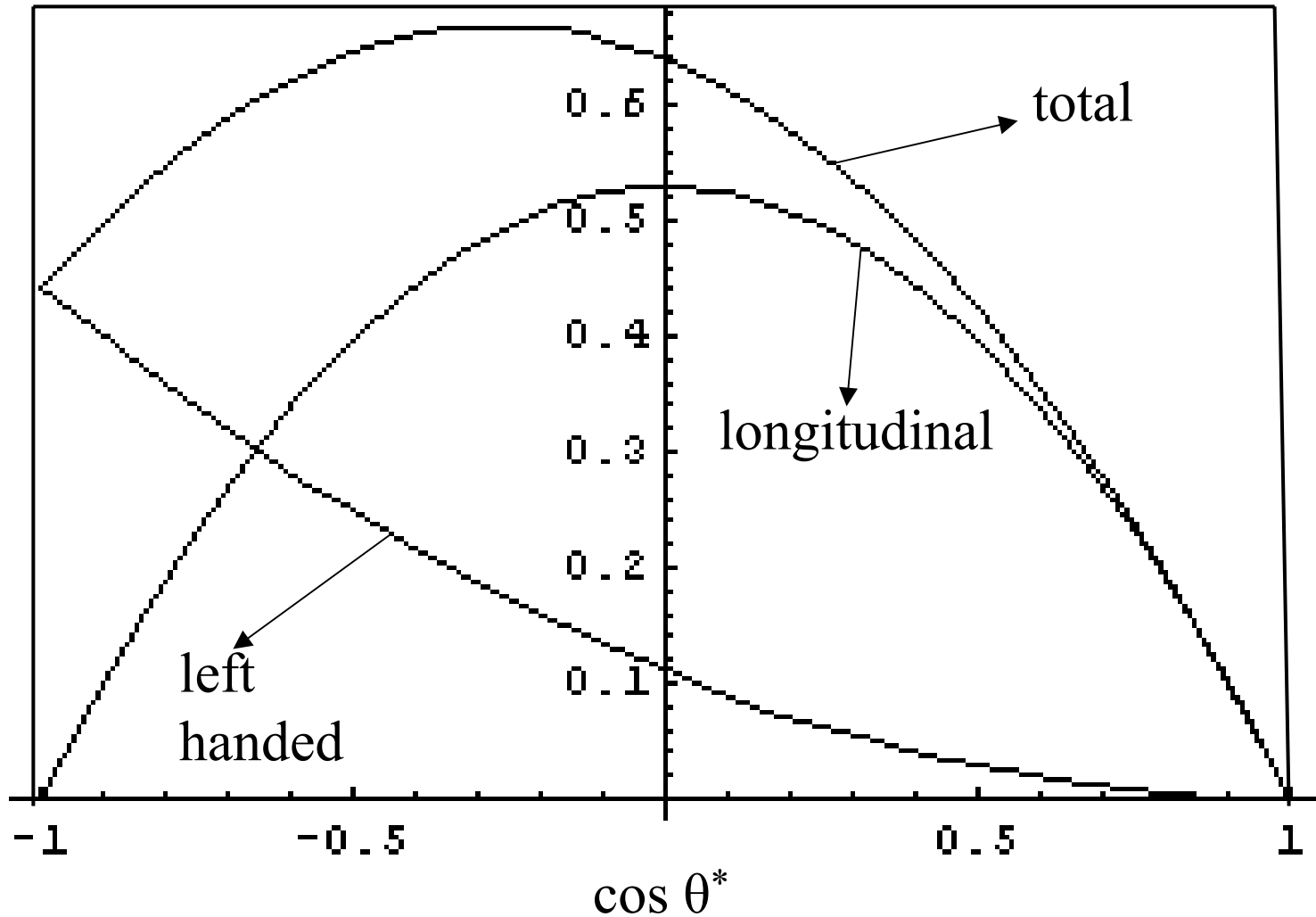
Nel c.m. del W ho uno stato finale con elicità +1 a cui accedo con un sistema iniziale (1,0) e (1-1):
Le ampiezze di elicità sono:

$$d_{1,0}^1 = \frac{-\sin \theta^*}{\sqrt{2}}, \quad d_{1,-1}^1 = \frac{1 - \cos \theta^*}{2}$$

La distribuzione angolare sara':

$$\frac{dN}{d \cos \theta^*} = \frac{3}{4(m_t^2 + 2M_W^2)} \left[m_t^2 \sin^2 \theta^* + M_W^2 (1 - \cos \theta^*)^2 \right]$$

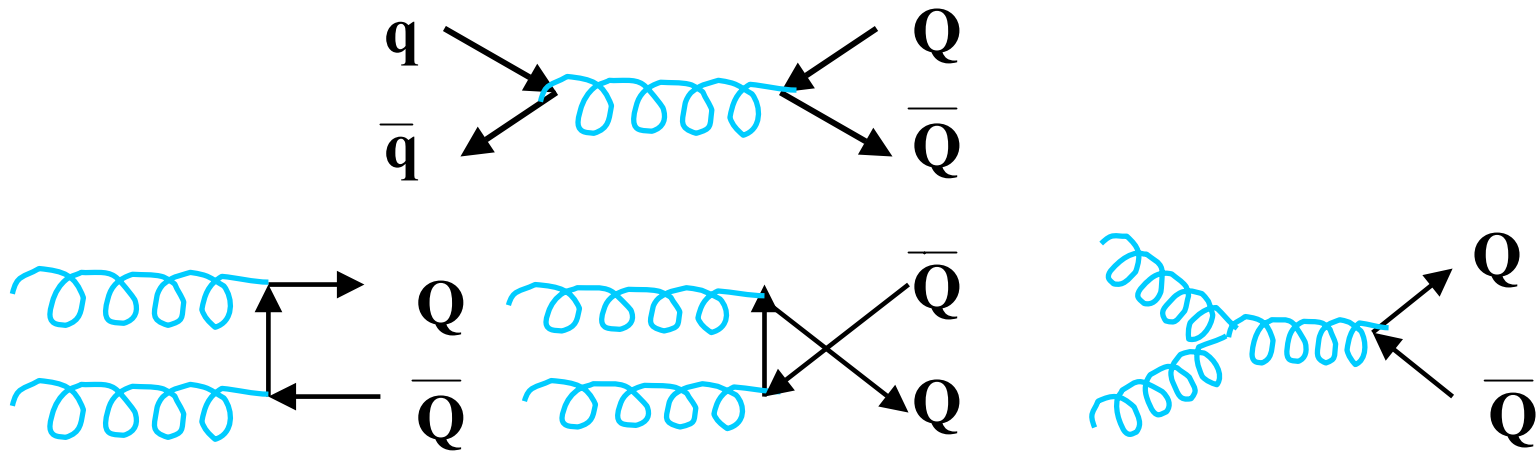
$$1/N \, dN/d\cos \theta^*$$



Con 1000 top si misura di BR (longitudinale) al 3%

Produzione di quark pesanti

Coppie di quark pesanti $Q\bar{Q}$ possono essere prodotte in interazioni adroniche da **interazioni gluoniche o annichilazione $q\bar{q}$** :



$$a) q(p_1) + \bar{q}(p_2) \rightarrow Q(p_3) + \bar{Q}(p_4)$$

$$b) g(p_1) + g(p_2) \rightarrow Q(p_3) + \bar{Q}(p_4)$$

Il processo di annichilazione a) e' analogo a quello elettromagnetico a parte il fattore di colore 4/9, i termini con ρ includono i contributi dovuti alla massa m non trascurabili dei quark pesanti :

$$|M|^2 / \alpha_s^2 = \frac{4}{9} \left(\frac{t^2 + u^2}{s^2} \right) = \frac{4}{9} \left(\tau_1^2 + \tau_2^2 + \frac{\rho}{2} \right)$$

$$\text{con } \tau_1 = \frac{2 p_1 p_3}{s}, \tau_2 = \frac{2 p_2 p_3}{s}, \rho = \frac{4 m^2}{s}, s = (p_1 + p_2)^2$$

Il processo da gluoni b) e' per i primi due diagrammi analogo a quello elettromagnetico con due fotoni, ma in aggiunta **esiste anche il terzo con il vertice a tre gluoni che in QED non c'e'**.

$$|M|^2 / \alpha_s^2 = \left(\frac{1}{6\tau_1\tau_2} - \frac{3}{8} \right) \left(\tau_1^2 + \tau_2^2 + \rho - \frac{\rho^2}{4\tau_1\tau_2} \right)$$

La sezione d'urto di produzione si ottiene calcolando quella elementare (fattore di flusso e spazio delle fasi) e pesandola con le funzioni di distribuzione delle particelle incidenti (quark o gluoni). E' conveniente passare dall'invariante d^3p/E a $dy d^2p_T$:

$$\frac{d\sigma}{dy_3 dy_4 d^2 p_T} = \frac{1}{16\pi^2 \hat{s}^2} \sum_{i,j} x_1 f_1(x_1) x_2 f_2(x_2) |M|^2$$

La rapidita' di una particella e' legata alla sua massa trasversa, al suo impulso longitudinale p_3 e alla sua energia E :

$$y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E + p_3}{E - p_3}\right) = \ln\left(\frac{E + p_3}{m_T}\right) = \tanh^{-1}\left(\frac{p_3}{E}\right); \quad m_T^2 = m^2 + p_1^2 + p_2^2$$

Nel c.m. degli adroni incidenti possiamo scrivere i quadrimpulsi dei quattro partoni interagenti come:

$$p_1 = \frac{\sqrt{s}}{2} (x_1, 0, 0, x_1); p_2 = \frac{\sqrt{s}}{2} (x_2, 0, 0, -x_2)$$

$$p_3 = \frac{\sqrt{s}}{2} (m_T \cosh y_3, p_T, 0, m_T \sinh y_3); p_4 = \frac{\sqrt{s}}{2} (m_T \cosh y_4, -p_T, 0, m_T \sinh y_4)$$

Dalla conservazione del quadrimpulso: $p_1 + p_2 = p_3 + p_4$ otteniamo:

$$x_1 = \frac{m_T}{\sqrt{s}} (e^{y_3} + e^{y_4}), x_2 = \frac{m_T}{\sqrt{s}} (e^{-y_3} + e^{-y_4}), \hat{s} = 2m_T^2 (1 + \cosh \Delta y)$$

dove: $m_T = \sqrt{(m^2 + p_T^2)}, \Delta y = y_3 - y_4$

L'elemento di matrice si puo' scrivere in termini di $m, m_T, \Delta y$:

$$|M_{\bar{q}q}|^2 = \frac{4\alpha_s^2}{9} \left(\frac{1}{1 + \cosh(\Delta y)} \right) \left(\cosh(\Delta y) + \frac{m^2}{m_T^2} \right)$$

$$|M_{gg}|^2 = \frac{\alpha_s^2}{24} \left(\frac{8 \cosh(\Delta y) - 1}{1 + \cosh(\Delta y)} \right) \left(\cosh(\Delta y) + 2 \frac{m^2}{m_T^2} - 2 \frac{m^4}{m_T^4} \right)$$

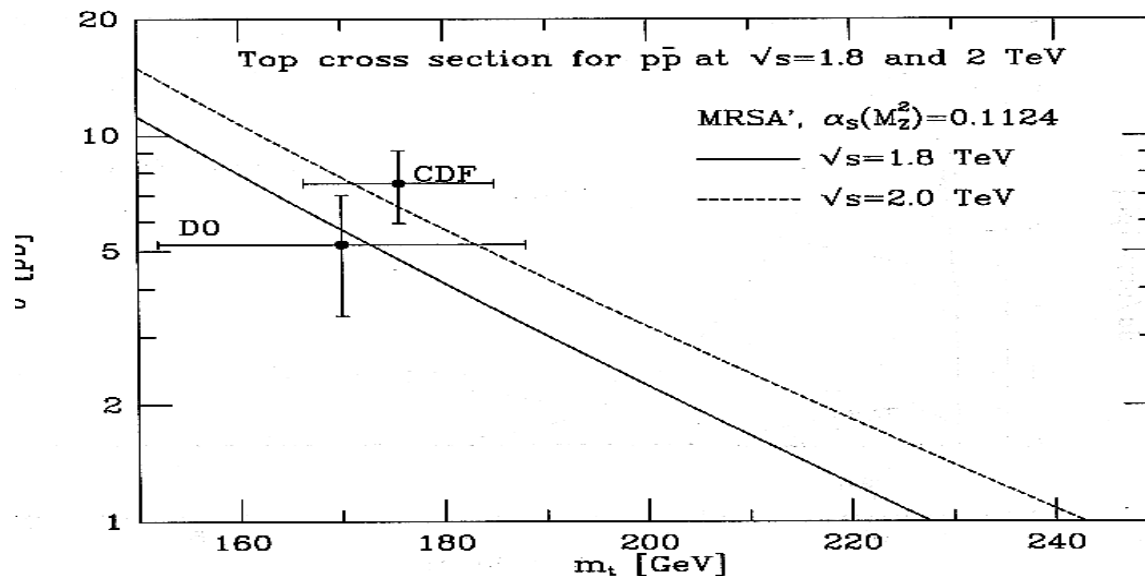
Notiamo che quando Δy e' grande (>1), $|M_{\bar{q}q}|^2$ tende a costante, mentre $|M_{gg}|^2$ cresce solo come $\cosh(\Delta y)$ ($\exp(\Delta y)$).

D'altra parte la sezione d'urto $\frac{d\sigma}{dy_3 dy_4 d^2 p_T}$ e' proporzionale a

$\frac{1}{\hat{s}^2} = \frac{1}{4m_T^4 (1 + \cos \Delta y)^2}$ quindi il contributo dominante alla sezione d'urto viene da piccoli Δy ($\Delta y < 1$).

Inoltre i quark prodotti dall'annichilazione $q\bar{q}$ sono piu' vicini in rapidita' di quelli prodotti dall'interazione gg .

La sezione d'urto per $p+\bar{p} \rightarrow t+\bar{t}+X$ e' stata misurata al Fermilab



N.B. :il calcolo perturbativo e' tanto piu' accurato tanto piu' la massa del quark pesante e' alta ($m_t \gg \Lambda_{\text{QCD}}$)

L'importanza relativa per la produzione di quark top nelle varie regioni cinematiche e' regolata dalla luminosita' partonica:

$$\frac{dL_{ij}}{d \ln \tau} = \frac{1}{1 + \delta_{ij}} \int_0^1 dx_1 dx_2 \times [x_1 f_i^A(x_1, \mu^2) x_2 f_j^B(x_2, \mu^2) + (1 \leftrightarrow 2)] \delta(\tau - x_1 x_2)$$

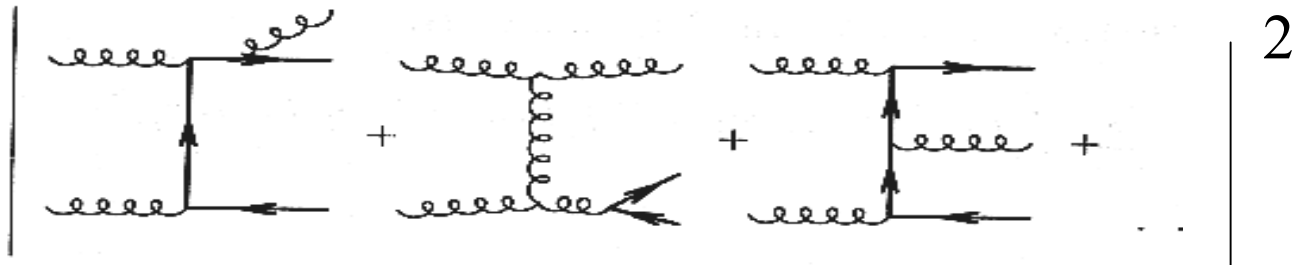
Dove f_i^A (f_j^B) e' la densita' partonica del quark i (j) in A (B)
 In termini di questi flussi partonici la sezione d'urto si scrive:

$$\frac{d\sigma(s)}{d \ln \tau} = \frac{\alpha_s^2}{2m^2} \sum_{i,j} \frac{dL_{i,j}(\tau, \mu)}{d \ln \tau} F_{i,j} \left(\frac{\rho}{\tau}, \frac{\mu^2}{m^2} \right)$$

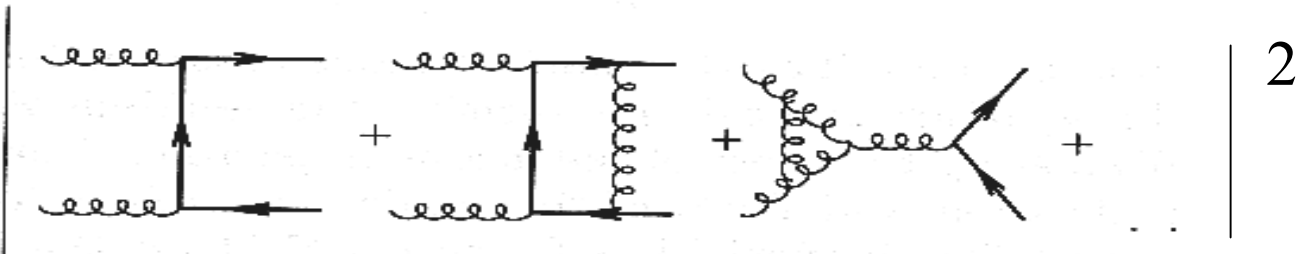
Dove F_{ij} e' una quantita' adimensionale che e' proporzionale alla sezione d'urto elementare i,j; ρ vale:

$$\rho = \frac{4m^2}{\hat{s}} \quad \text{e } \mu \text{ e' il parametro di scala. La } F \text{ riceve contributi anche}$$

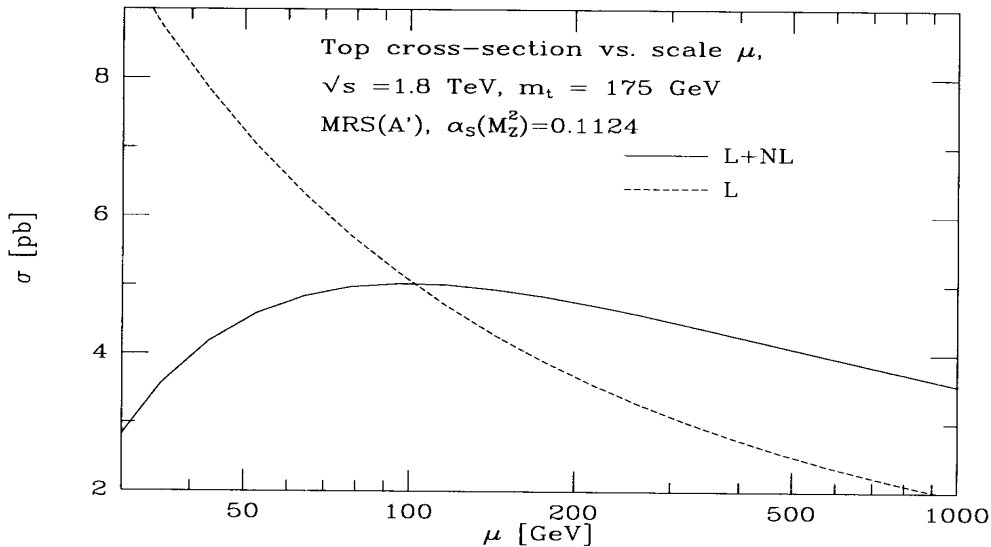
da processi a ordine $\alpha_s^3(\mu^2)$



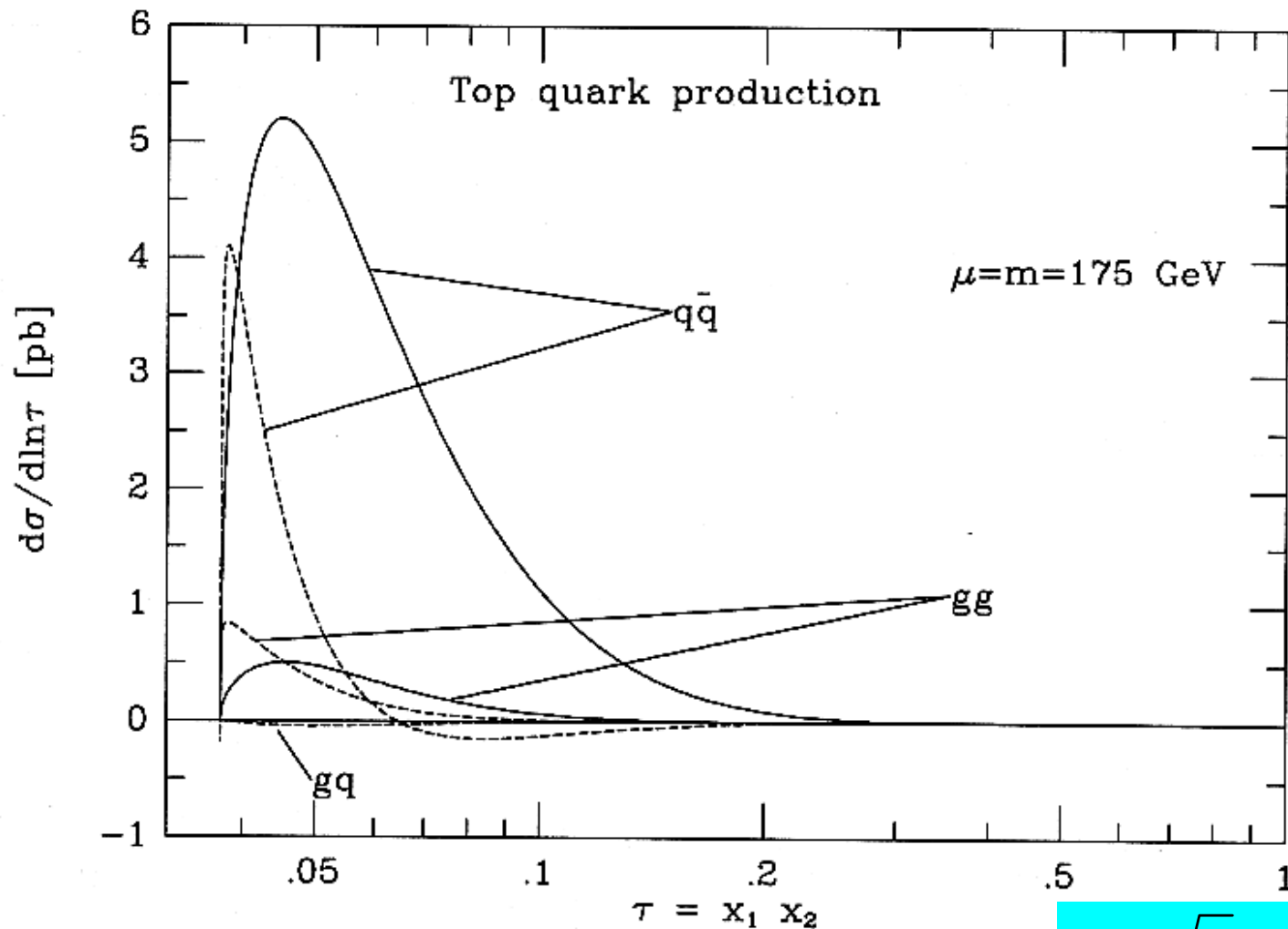
Real emission diagrams



Virtual emission diagram



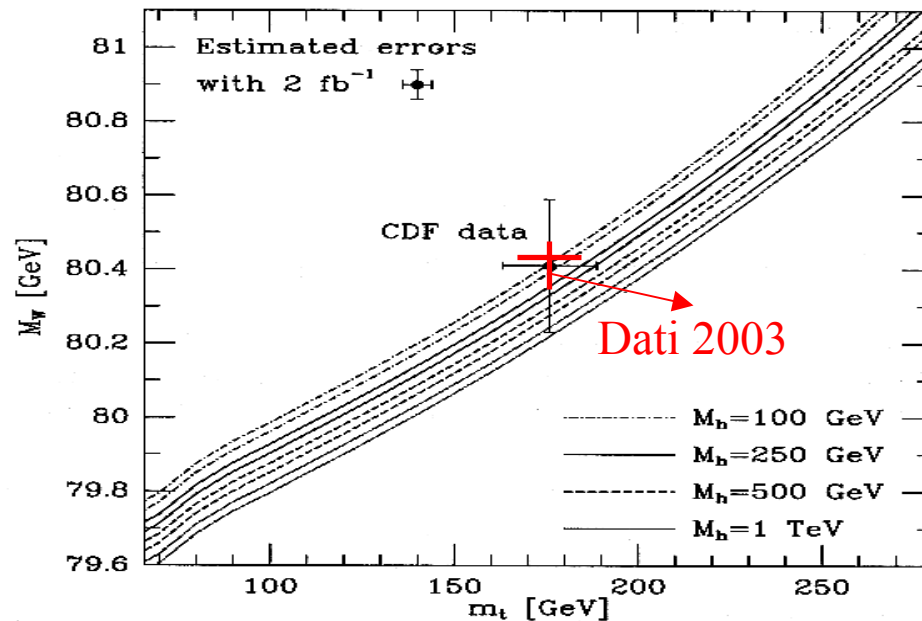
Il calcolo delle quantità fisiche come la sezione d'urto non dovrebbe dipendere dal parametro μ ; ma questo è tanto più vero quanto più il calcolo è eseguito a livelli crescenti della serie perturbativa.



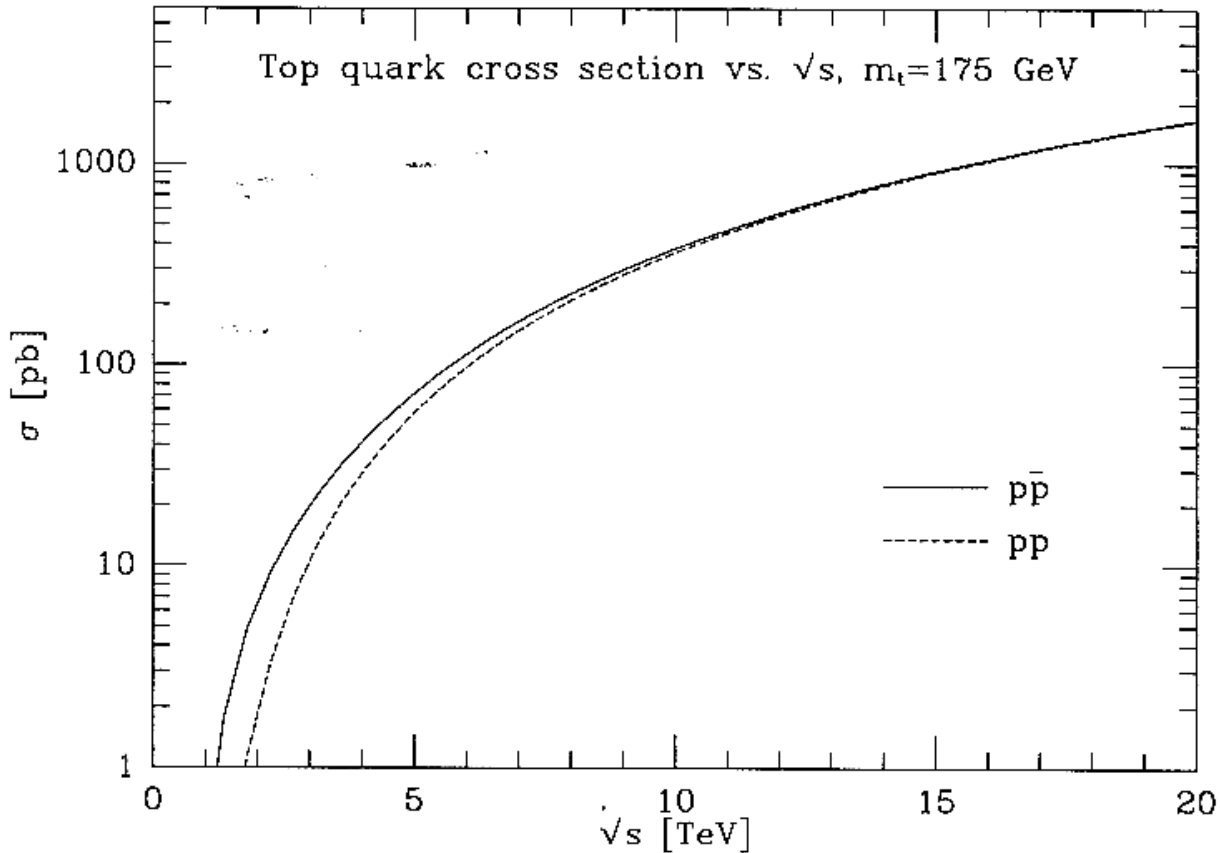
Curva tratteggiata $O(\alpha_s^2)$, curva continua: $O(\alpha_s^3)$, $pp\bar{p}, \sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$

C'è un aumento rapido sopra soglia, un dominio dell'annichilazione $q\bar{q}$, e un effetto notevole si vede includendo anche contributi $\alpha_s^3(\mu^2)$. Il valore della sezione d'urto totale si ottiene integrando su τ .

Le incertezze sul calcolo della sezione d'urto $t\bar{t}$ dipendono dalla scelta della variabile di scala μ , dalla forma delle funzioni di distribuzioni partoniche e dalla loro evoluzione con μ , e dalla evoluzione con μ di α_S . Se scegliamo ad es., MRS(A') e $\mu=m_t$ $\sigma=4.84$ pb a $\sqrt{s}=1.8$ TeV. L'incertezza teorica su tale valore puo' essere stimata $\sim 10-15$ %.



La sezione d'urto per produzione di top a LHC e' piu' di un fattore 100 piu' alta che al Tevatron : $\sigma \sim 800$ pb . Il che vuol dire alla lumino sita' max. $10^{34} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ (10^5 pb^{-1} in un anno) si hanno circa **100 milioni di top in un anno**. Potranno cosi' essere studiati stati finali esclusivi quali Wb e Ws .

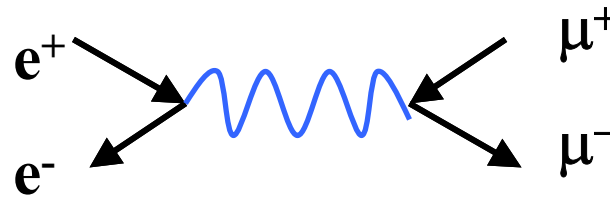
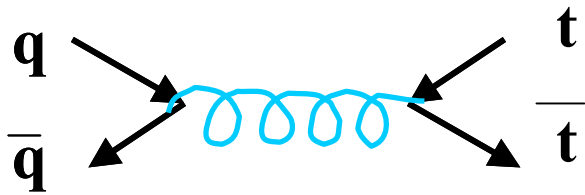


Il vantaggio di avere protone-antiprotone si esaurisce rapidamente con l'energia in quanto la luminosità dei quark di mare e dei gluoni diventano dominante

Stima della produzione quark t

Il processo prevalente e' quello di annichilazione: $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ che e' analogo

al processo elettromagnetico: $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ con sezione d'urto: $\sigma = \frac{4\pi\alpha^2}{3s}$



Ci aspettiamo quindi (trascurando le masse):

$$\sigma(q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}) = \frac{2}{9} \frac{4\alpha_s^2}{3\hat{s}}$$

La soglia per la produzione sara' $x_1 x_2 = \frac{\hat{s}}{s} \geq \frac{4m_t^2}{s}$

Se vogliamo tener conto anche della massa del top la sezione d'urto viene corretta per il fattore $F=(1+z/2)\sqrt{1-z}$ con $z=4m_t^2/s$ dove il primo termine tiene conto del possibile contributo aggiuntivo dell'elicita' "sbagliata" del fermione e il secondo tiene conto dello spazio delle fasi. Nel nostro caso $F \sim 1$

Bisogna pesare per le funzioni densita' $f(x_1)f(x_2)$ e integrare. Prendendo $\alpha_s=0.1$ e $m_t=0.18$ TeV. e supponendo di fare interagire protoni e antiprotoni a $\sqrt{s}=1.8$ TeV:

Assumiamo che solo i quark di valenza u e d contribuiscano all'interazione e

$$xu(x) = 1.8\sqrt{x}(1-x)^3, xd(x) = 0.7\sqrt{x}(1-x)^4$$

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t} + X) = \int \frac{4}{3} \frac{\pi\alpha_s^2}{x_1 x_2 s} \frac{2}{9} (u(x_1)u(x_2) + d(x_1)d(x_2)) dx_1 dx_2$$

Consideriamo l'interazione bilanciata: $x_1 = x_2 = \sqrt{\tau}$ (la rapidità y della coppia finale è 0) e passando dalle variabili x_1, x_2 a τ, y con $dx_1 dx_2 = d\tau dy$

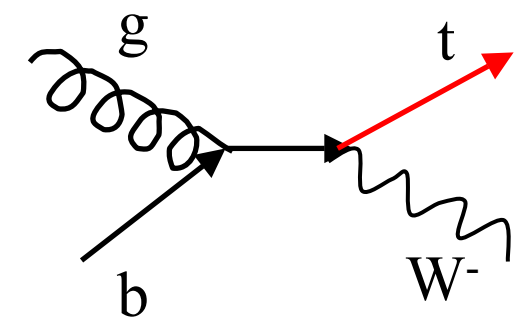
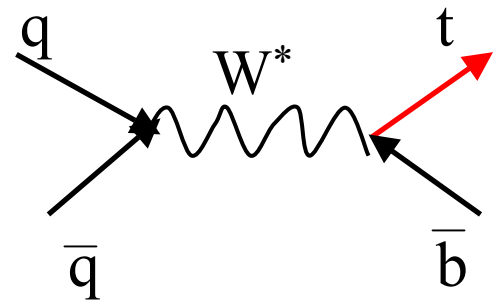
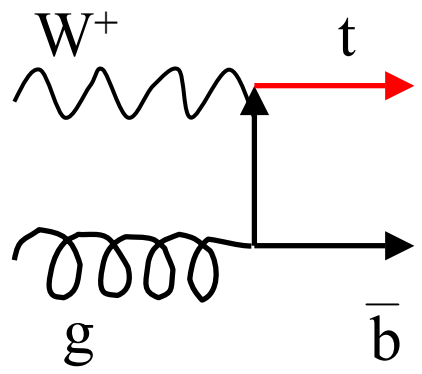
$$\frac{d\sigma}{dy}_{y=0} = \int_{\tau_{\min} = 4m_t^2/s}^1 \frac{4}{3} \frac{\pi\alpha_s^2}{\tau s} \frac{2}{9} (u^2(\sqrt{\tau}) + d^2(\sqrt{\tau})) d\tau = \frac{4}{3} \frac{\pi\alpha_s^2}{s} \frac{2}{9} \int_{\tau_{\min}}^1 \left(\frac{(1.8)^2}{\tau\sqrt{\tau}} (1-\sqrt{\tau})^6 \right) + \left(\frac{(0.7)^2}{\tau\sqrt{\tau}} (1-\sqrt{\tau})^8 \right) d\tau$$

Il risultato numerico è'

$$\frac{d\sigma}{dy}_{y=0} \approx 10 \text{ pb}$$

Da confrontarsi con il valore misurato da CDF di $\sim 8 \text{ pb}$.

Ci sono anche processi che possono dare top singoli nello stato finale:



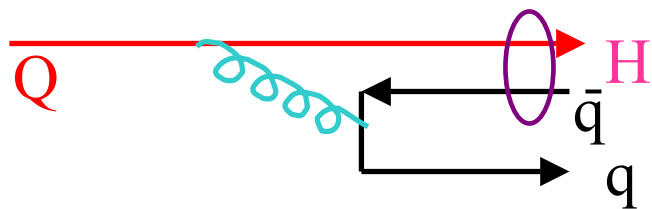
- $W^+ g \rightarrow t \bar{b}$
- $q \bar{q} \rightarrow t \bar{b}$
- $g b \rightarrow t W^-$

La sezione d'urto di produzione di top singoli e' al Tevatron almeno un fattore 10 meno di quella in coppia: il processo di produzione e' debole! Problema anche dell'identificazione sperimentale: jets + leptone?

Una misura di top singoli costituisce una determinazione diretta di V_{tb} .

Funzioni di frammentazione per quark pesanti

Quello che viene effettivamente misurato non è il quark Q ma un adrone H (mesone). Vediamo come vengono modificati energia e impulso del quark dalla adronizzazione. A causa della sua grande massa, la fusione con \bar{q} rallenta di poco il quark Q :



Supponiamo che l'adrone H abbia frazione z dell'impulso iniziale del Q

La differenza di energia prima e dopo la frammentazione vale:

$$\Delta E = E_Q - E_H - E_{\bar{q}} = \sqrt{m_Q^2 + P^2} - \sqrt{m_H^2 + z^2 P^2} - \sqrt{m_q^2 + (1-z)^2 P^2}, \text{ se } m_Q \approx m_H$$

$$\Delta E \approx \frac{m_Q^2}{2P} \left[1 - \frac{1}{z} - \frac{\varepsilon_Q}{1-z} \right]$$

Con

$$\varepsilon_Q = \frac{m_q^2}{m_Q^2}$$

L'ampiezza della transizione è proporzionale a $1/\Delta E$ mentre lo spazio delle fasi è proporzionale a $1/z$.

La probabilita' di frammentazione e' quindi data da:

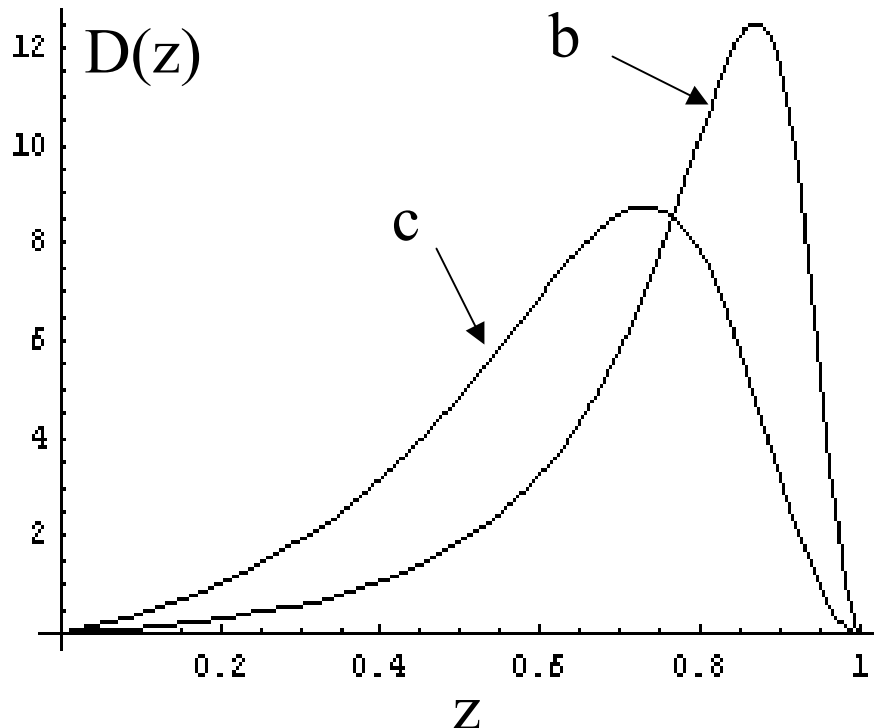
$$D_Q^H(z) = \frac{N_H}{z} \left[1 - \frac{1}{z} - \frac{\varepsilon_Q}{1-z} \right]^{-2}$$

Funzione di Peterson

Il fattore di normalizzazione N_H e' ricavabile dalla relazione:

$$\sum_H \int dz D_Q^H(z) = 1$$

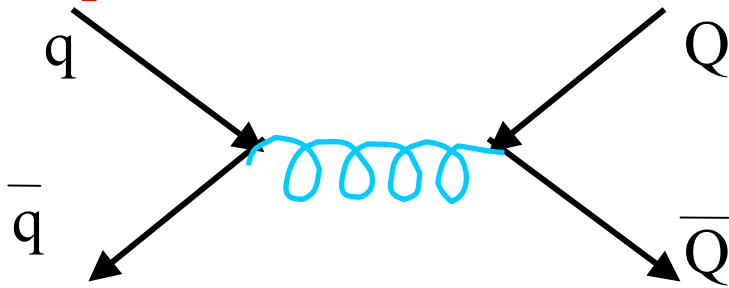
Somma su tutti gli adroni H che contengono il quark pesante.



ε dipende dalla massa del quark leggero: assumendo che questo valore sia di 100 MeV(?) otteniamo le funzioni di frammentazione a lato per il quark c e il quark b. ε e' anche piuttosto trattato come parametro libero estraibile dai dati sperimentali.

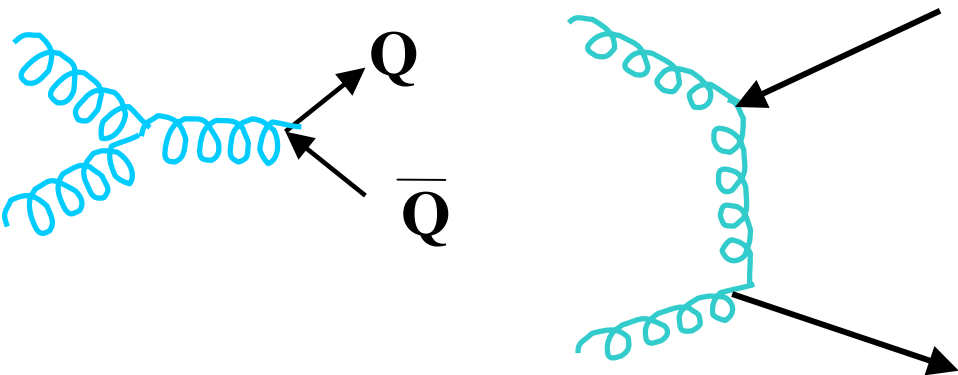
Produzione di quarkonio

La produzione di stati legati in interazioni adroniche e' stata misurata al Tevatron, tipicamente e' facile da triggerare nel suo decadimento in 2 leptoni. Bisogna produrre una coppia di quark pesanti: a livello α_s^2 c'e' un solo diagramma che potrebbe contribuire e' l' **annichilazione quark antiquark**:



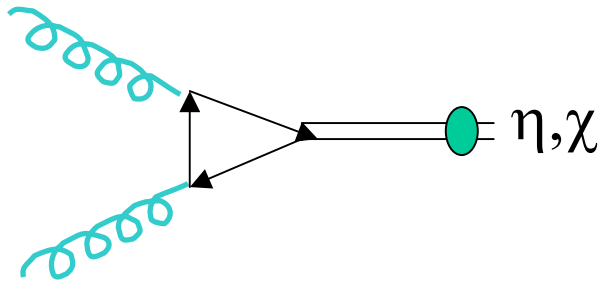
Tuttavia provenendo da un gluone, la coppia $Q\bar{Q}$ dovrebbe essere in un ottetto di colore!

E' possibile anche l'annichilazione gluone gluone, in questo caso posso avere sia un singoletto che un ottetto di colore:



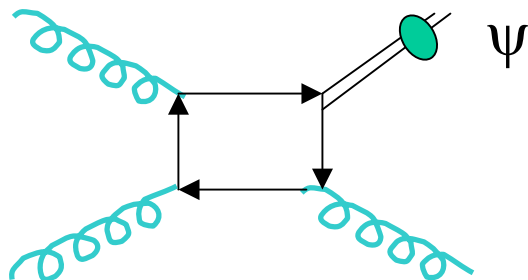
Nel modello di **evaporazione** del colore si assume che si possa arrivare al singoletto con l'emissione di gluoni "soft che non influenzano la cinematica!

Un modello piu' sofisticato tiene conto esplicitamente del numero di gluoni necessario ad arrivare al singoletto di colore. A livello perturbativo piu' basso α_s^2 il solo diagramma che puo' contribuire e'

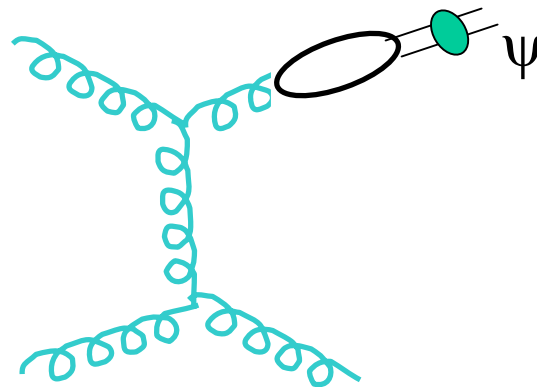


Lo stato legato deve essere un singoletto di colore e non puo' avere spin 1 come J/ψ o Y (una particella a spin=1 non si accoppia a due fotoni (gluoni))

La produzione di stati a spin 1, **di grande P_T** puo' avvenire secondo i diagrammi:



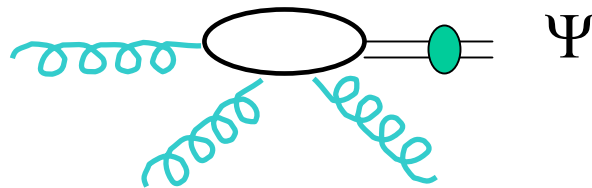
(a)



(b)

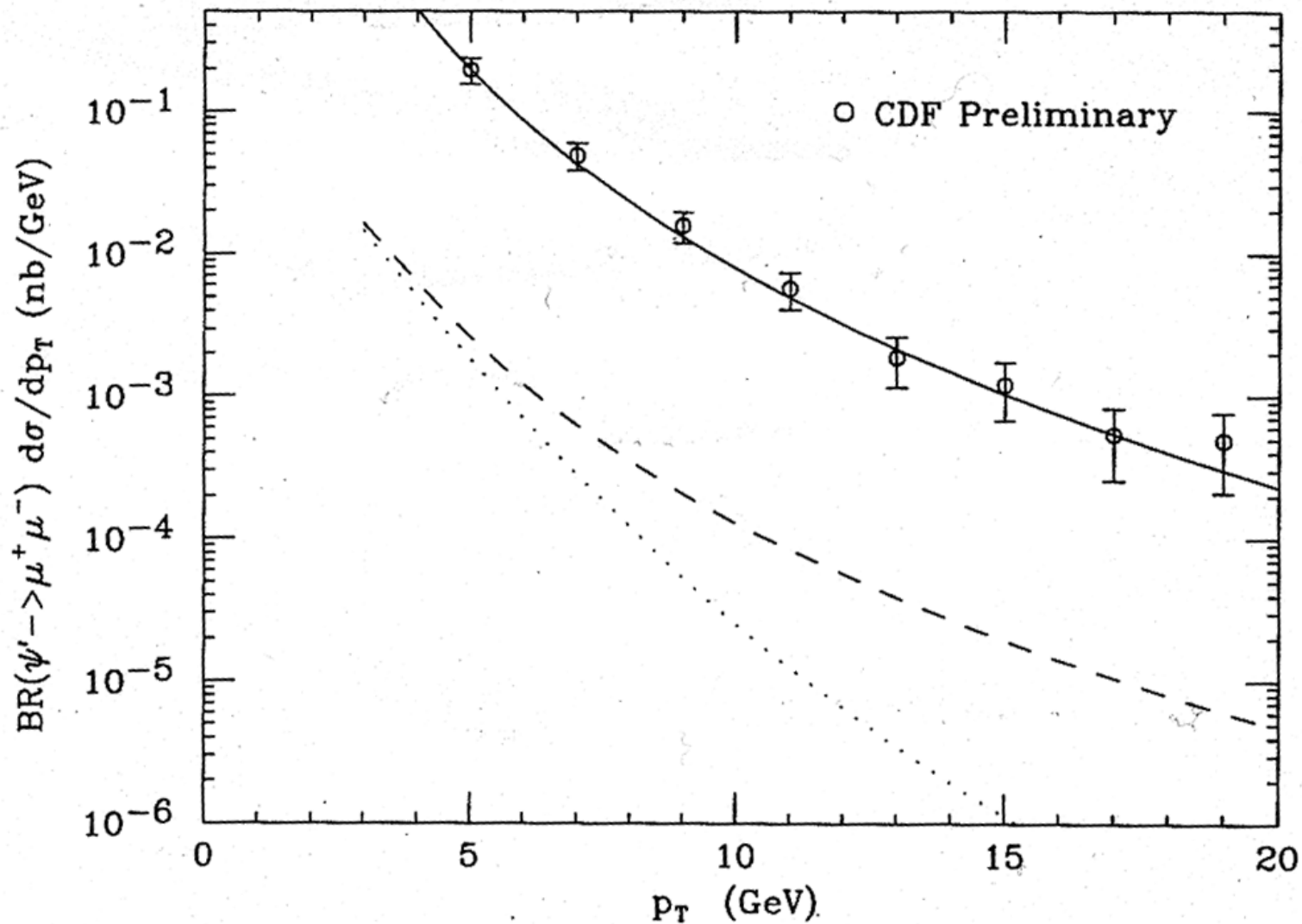
I diagrammi (a) e (b) sono entrambi $O(\alpha_s^3)$ ma nell'(a) ci sono due propagatori che causano un andamento $1/p_T^8$ contro un andamento $1/p_T^4$ presente nel (b) che quindi domina.

Di nuovo esiste pero' il problema del colore: il gluone e' un ottetto di colore mentre la Ψ e' un singoletto. Il colore puo' essere aggiustato esplicitamente assumendo che vengano emessi due gluoni:



N.B. sono necessari due gluoni invece di uno perche' l'accoppiamento della ψ , ad esempio il decadimento, non puo' essere in tre particelle di spin uno e di massa nulla come i gluoni. Situazione simile al decadimento (vietato) dello Z in due fotoni.

La predizione teorica, tuttavia riesce solo a predire l'andamento in p_T (shape) ma non il valore assoluto dei dati sperimentali che rimangono circa un ordine di grandezza sopra le previsioni teoriche.

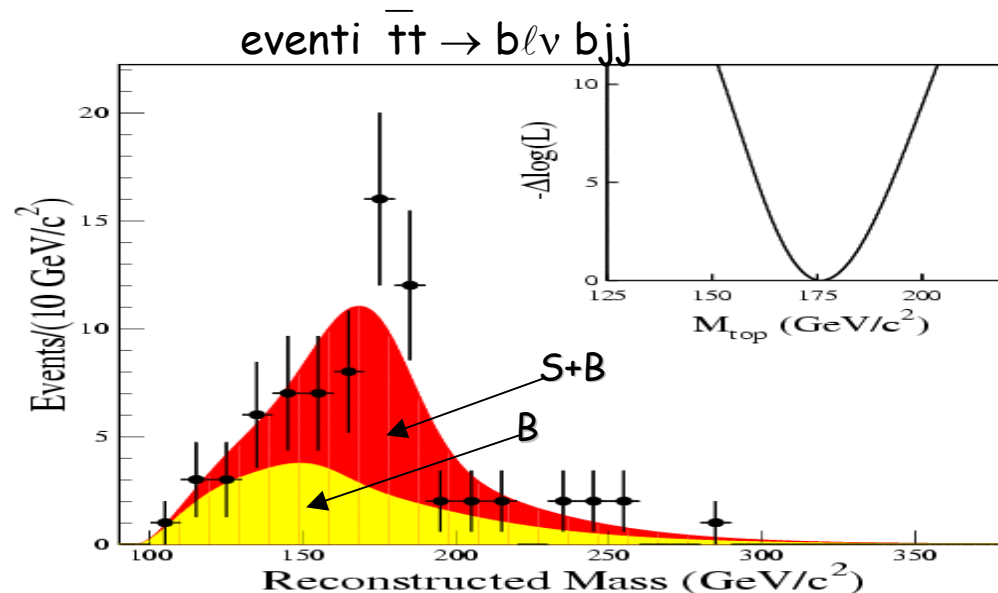


La curva tratteggiata rappresenta il contributo del diagramma in totale: sia per l'ottetto che per il singoletto (emissione esplicita di due gluoni); la curva punteggiata e' solo il singoletto. La curva continua e' un fit ai dati sperimentali.

Misura della massa del quark top

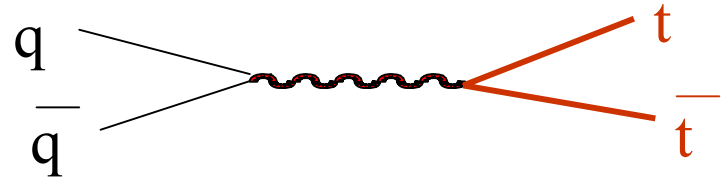
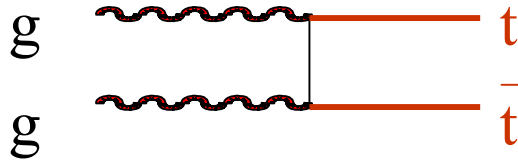
- Top il piu' pesante dei fermioni:
 - $m_{\text{top}} \approx 174 \text{ GeV} \rightarrow$ chiave di comprensione per l'origine della massa ?
 - $\Gamma_{\text{top}} \approx 1.8 \text{ GeV} \rightarrow$ decade prima di adronizzare
 - $\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \leftarrow \Delta m (t-b) \approx 170 \text{ GeV} \rightarrow$ correzioni radiative
- Scoperto al Tevatron nel 94 \rightarrow
- misura precisa della massa, degli accoppiamenti
- ancora da effettuarsi

Spettro di massa del top da CDF



Produzione di Top a LHC:

e.g.



$$\sigma (pp \rightarrow t\bar{t} + X) \approx 800 \text{ pb}$$



10^7 $t\bar{t}$ coppie prodotte in un anno a basso L

$\sim 10^2$ volte che al Tevatron

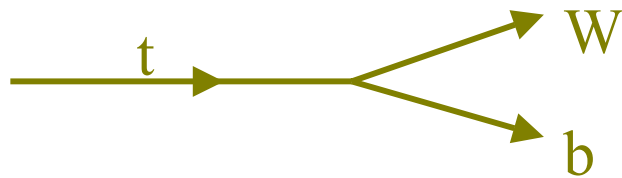


misura m_{top} , $\sigma_{t\bar{t}}$, BR, V_{tb} , single top,
decadimenti rari (e.g. $t \rightarrow Zc$), risonanze, etc.



$t\bar{t}$ puo' essere fondo principale a nuova
fisica (SUSY, Higgs)

Decadimenti del top:



BR \approx 100% in SM

-- canale adronico: entrambi W \rightarrow jj

\Rightarrow 6 jet finali . BR \approx 50 % ma forte fondo da QCD (multijet).

-- canale leptonic: entrambi W \rightarrow $\ell\nu$

\Rightarrow 2 jet + 2 ℓ + E_T^{miss} nello stato finale. BR \approx 10 %.
Ma la massa e' ricostruita male (neutrini).

-- canale semileptonico: un W \rightarrow jj , e l'altro W \rightarrow $\ell\nu$

\Rightarrow 4 jets + 1 ℓ + E_T^{miss} nello stato finale. BR \approx 40 %.

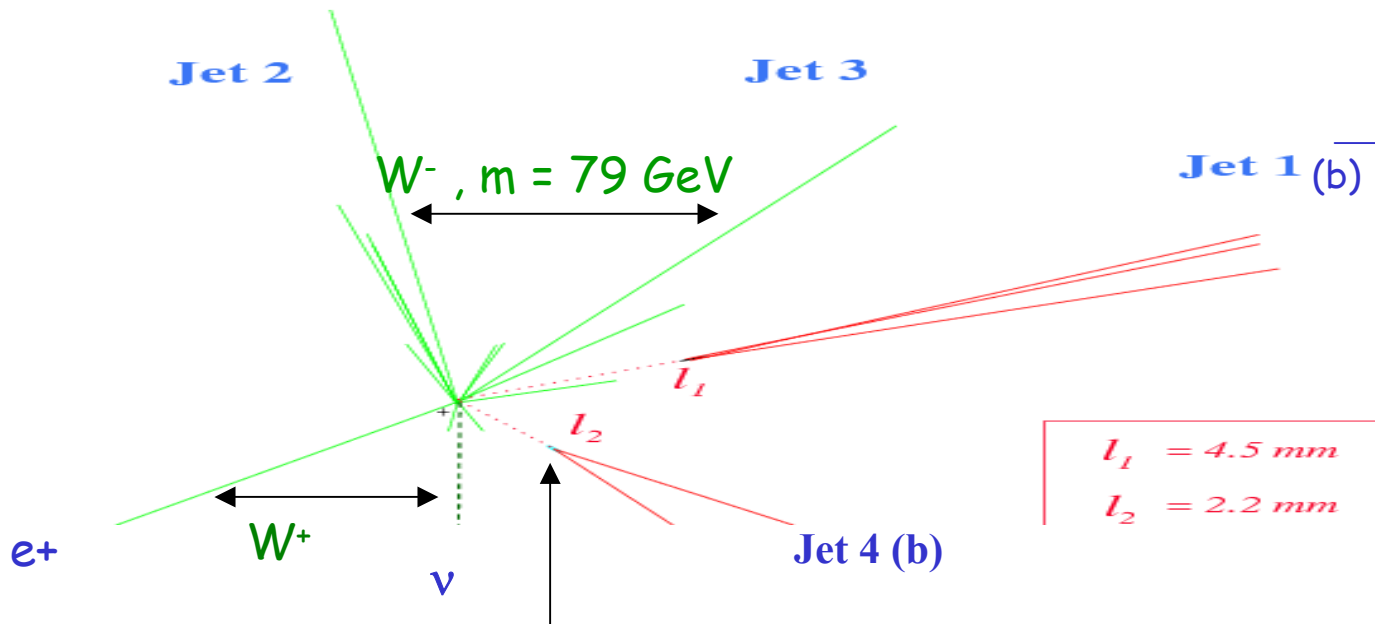
Se $\ell = e, \mu$: canale privilegiato per la misura della massa ai collider adronici.

In ogni caso ci sono due jet da b

\Rightarrow vertici secondari nel rivelatore centrale

ESEMPIO DI EVENTO $t\bar{t}$ da CDF

$$t\bar{t} \rightarrow Wb Wb \rightarrow b\ell\nu bjj$$



Vertici secondari


τ (b-hadrons) $\sim 1.5 \text{ ps} \rightarrow$ decadimento
a qualche millimetro dal vertice primario

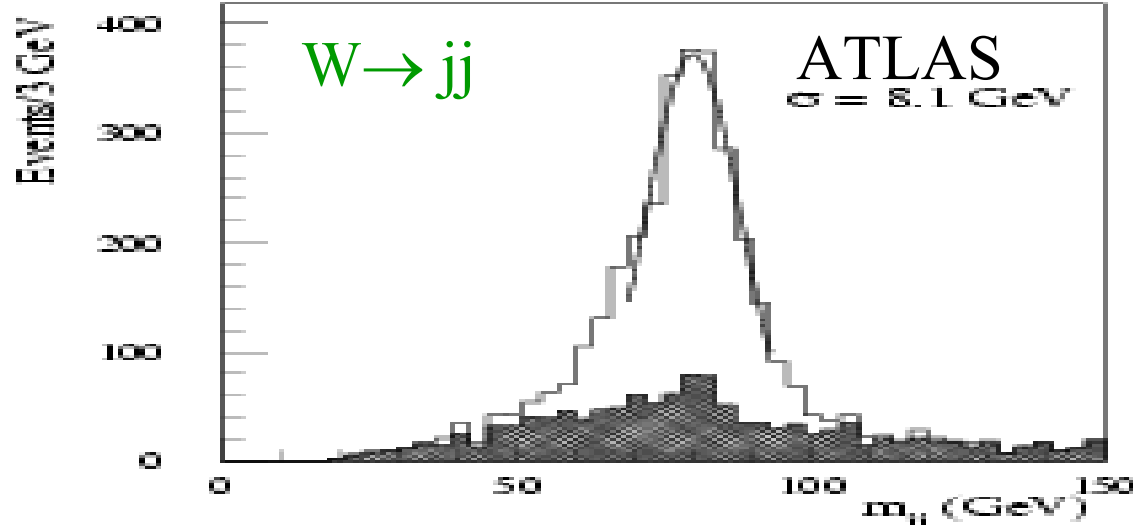
E' necessario un rivelatore di grande
precisione spaziale:

Rivelatori al silicio (b-tagging) Quanto ci aspettiamo per l_1, l_2 ?

Selezione di $t\bar{t} \rightarrow bW bW \rightarrow b \ell \nu bjj$

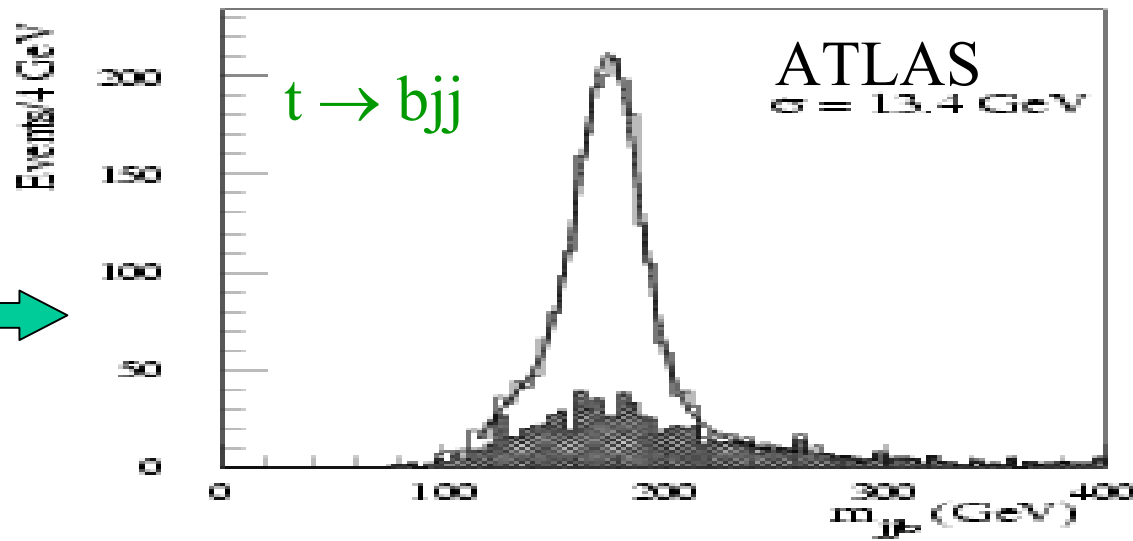
Si richiede:

- due b-tagged jets
- un leptone
- $p_T > 20 \text{ GeV}$
- $E_T^{\text{miss}} > 20 \text{ GeV}$ 
- due jet aggiuntivi



Ulteriore richiesta:

- $|m_{jj} - m_W| < 20 \text{ GeV}$
- si associano jj con i jet b. Si sceglie la combinazione che fornisce il top col piu' alto p_T



Nota : $W \rightarrow jj$ puo' essere usato per calibrare la scala in energia dei jet.

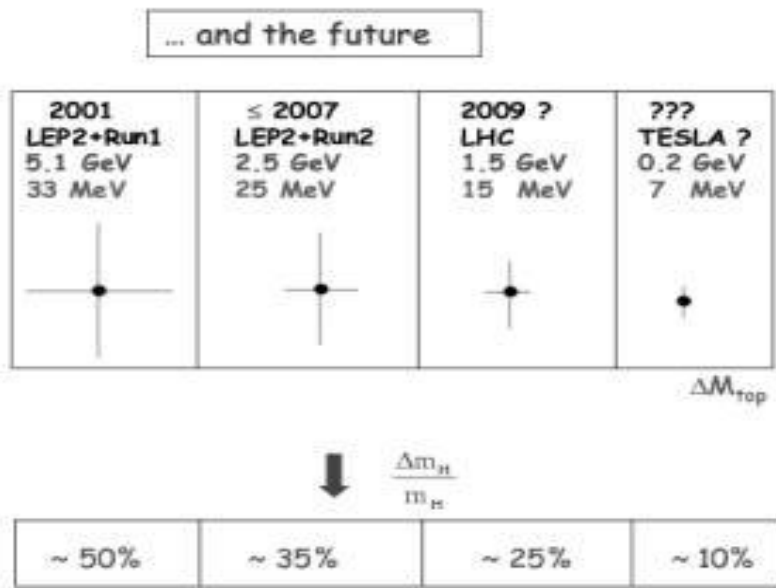
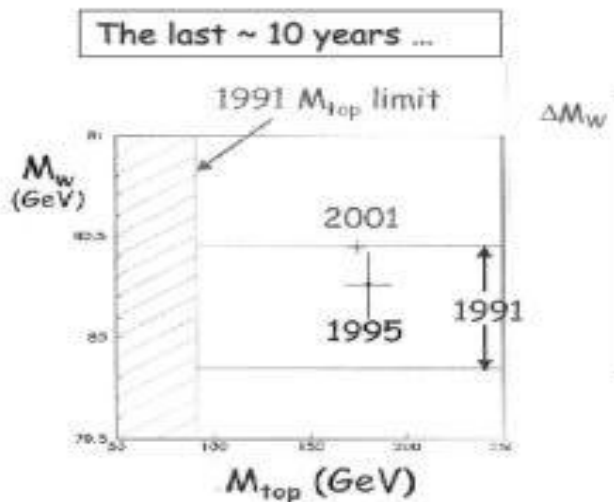
Precisione aspettata su m_{top} a LHC

Sorgente di errore	Δm_{top}
Errore statistico	$\ll 100 \text{ MeV}$
Incertezze dalla fisica (fondi, FSR, ISR, frammentazione, etc.)	$\sim 1.3 \text{ GeV}$
Scala energia jet (b-jet, Jet da quark leggeri)	$\sim 0.8 \text{ GeV}$

Totale
(per esperimento, per canale)

$\sim 1.5 \text{ GeV}$

L'errore e' dominato dalle incertezze della fisica e non quelle sperimentali



If Higgs discovered → comparison of measured m_H with indirect measurement → important consistency checks of EWSB

Bibliografia

–R.K.Ellis et al., “QCD and Collider Physics”, Cambridge University press.