

Ricerca del Higgs a LHC



10^{32} cm⁻²s⁻¹
 10^{34}
 10^{27}

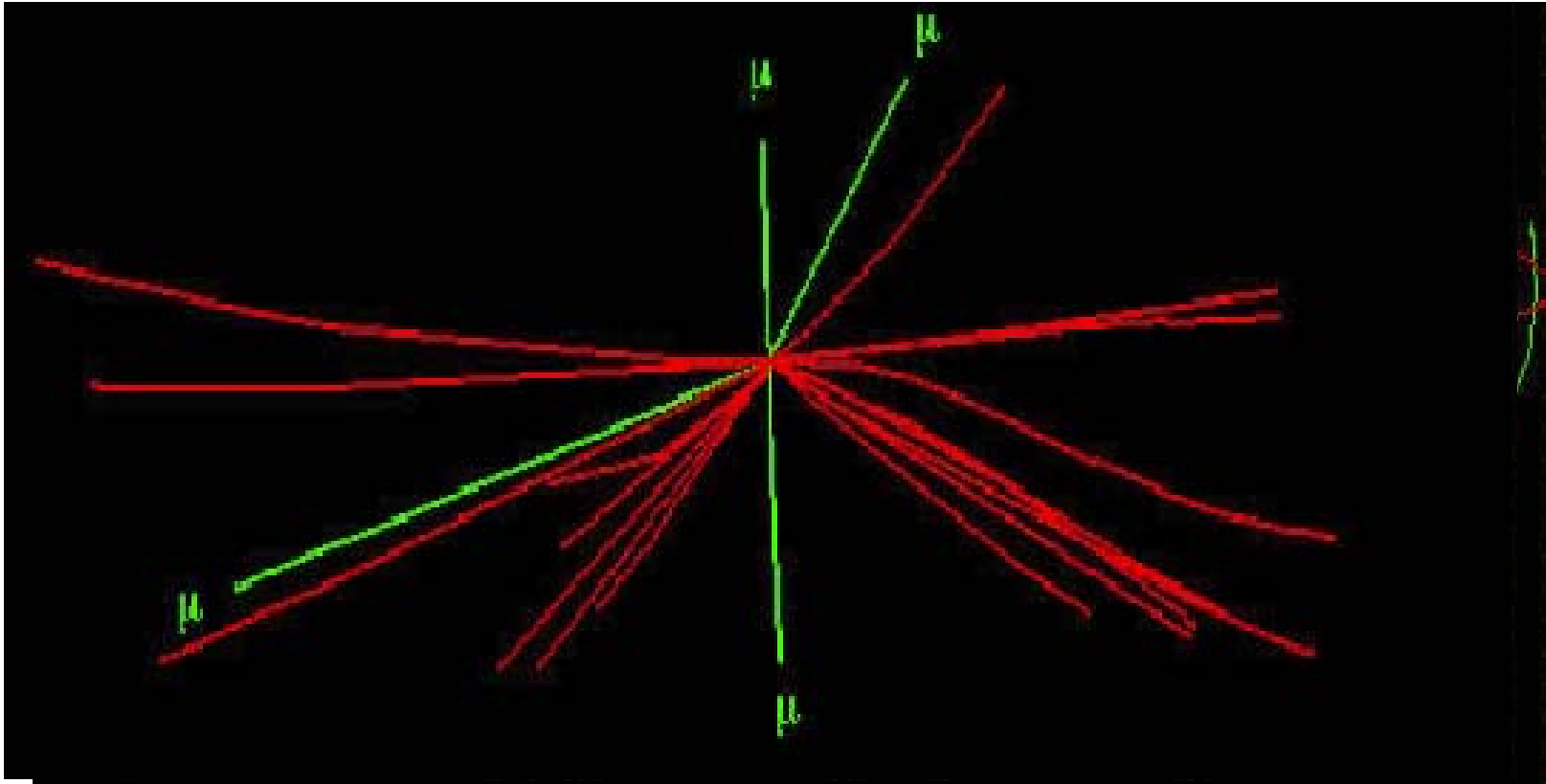
Two superconducting magnet rings in the LEP tunnel.



Ricerca del Higgs a LHC

Come estrarre...

... da questo ...



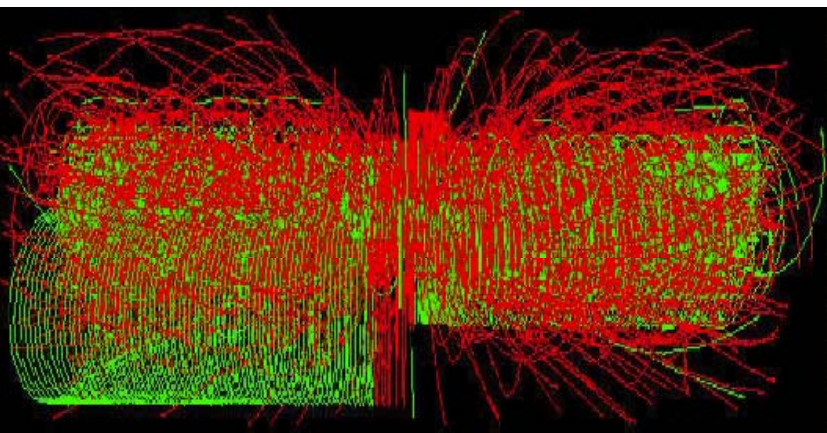
Higgs \rightarrow 4μ

+30 eventi min. bias

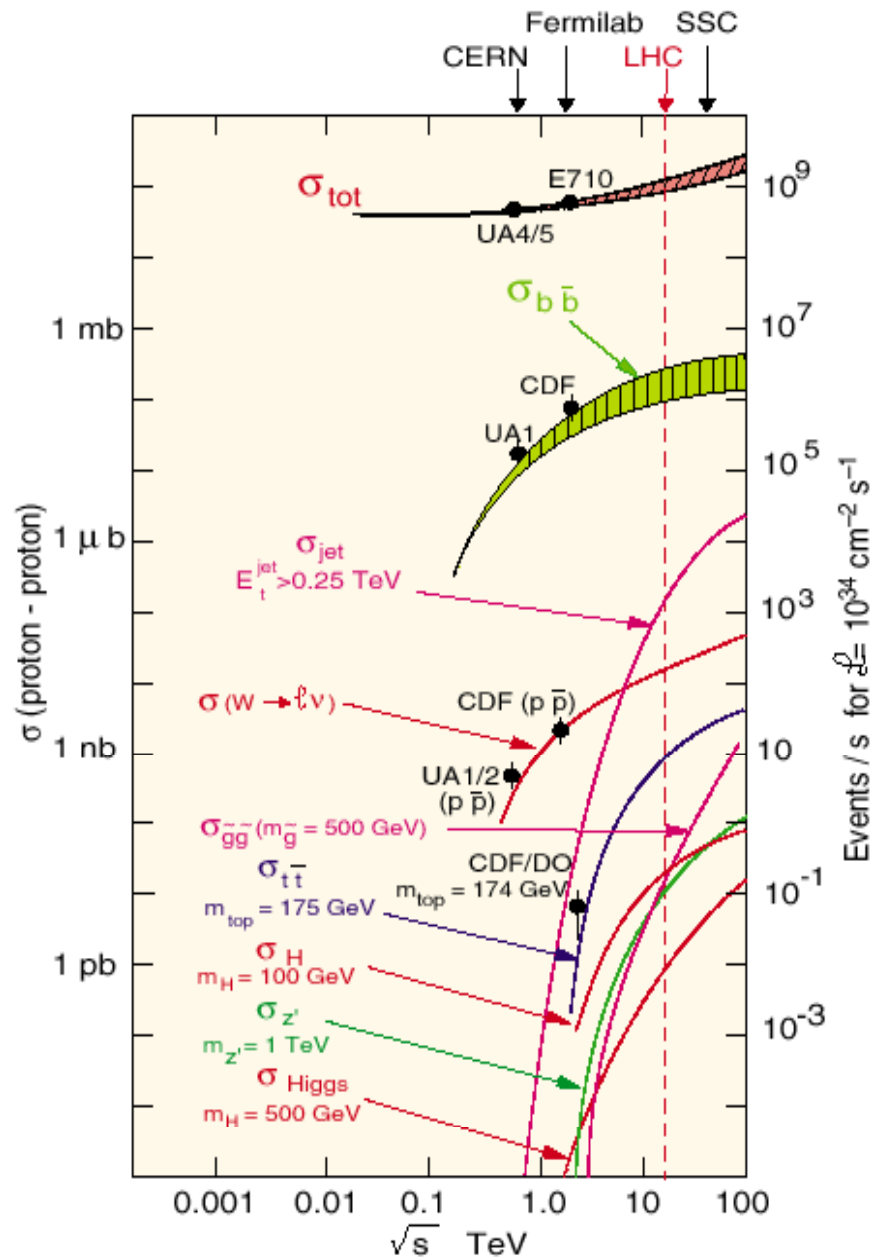
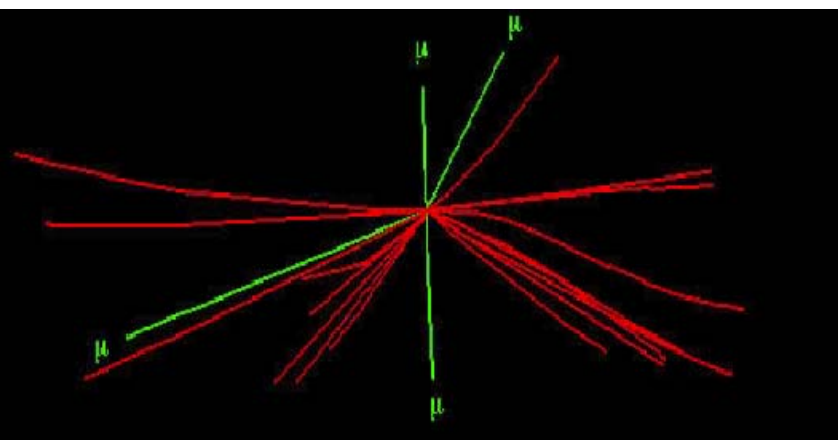
Senza sapere con precisione dove guardare

Higgs a LHC: una sfida

Per diecimila miliardi di:



Ce ne e' uno di:



Higgs a LHC: una sfida

Piccole sezioni d'urto

Richiedono le piu' alte luminosita'

$$L = 10^{34-35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$$

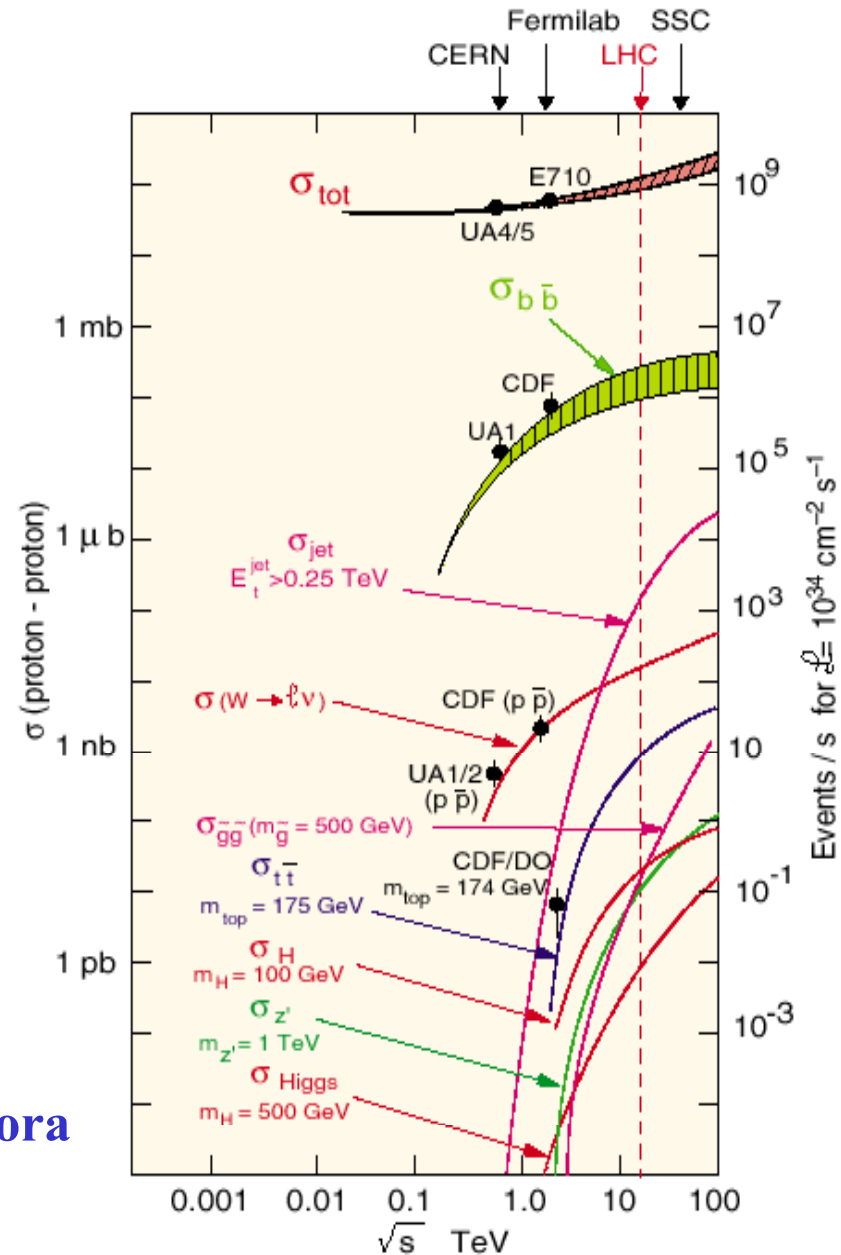


Rate di eventi
per vari canali fisici:

- Inelastico : 10^{10} Hz
 - $W \rightarrow l\nu$: 10^3 Hz
 - produzione tt : 10^2 Hz
 - Higgs ($m=100$ GeV) : 1 Hz
 - Higgs ($m=600$ GeV) : 10^{-1} Hz
- (incluso i B.R.: $\sim 10^{-2}$)

**Capacita' di selezione
per la scoperta del Higgs $\approx 10^{14-15}$**

i.e. 100 000 volte meglio di quanto fatto sinora
al Tevatron per leptoni di alto p_T !

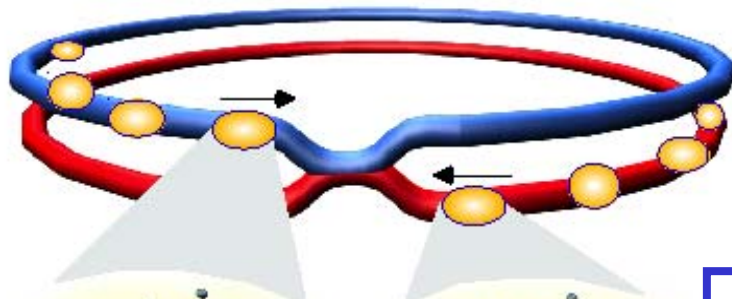


LHC e' una fabbrica di top, W/Z, Higgs, SUSY, buchi neri ...

Rates di eventi attesi in ATLAS per processi rappresentativi di fisica (conosciuti e nuovi) a bassa luminosita' ($L=10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)

Processo	Eventi/s	Eventi per 10 fb^{-1} (un anno)	eventi totali raccolti altrove entro il 2007 (?)
W → eν	30	10^8	10^4 LEP / 10^7 Tevatron
Z → ee	3	10^7	10^6 LEP
Top	2	10^7	10^4 Tevatron
Beauty	10^6	$10^{12} - 10^{13}$	10^9 Belle/BaBar
H (m=130 GeV)	0.04	10^5	
Gluino (m= 1 TeV)	0.002	10^4	
Black holes m > 3 TeV	0.0002	10^3	

Collisions at LHC



Proton-Proton	2835 bunch/beam
Protons/bunch	10^{11}
Beam energy	7 TeV (7×10^{12} eV)
Luminosity	10^{34} cm ⁻² s ⁻¹

Bunch



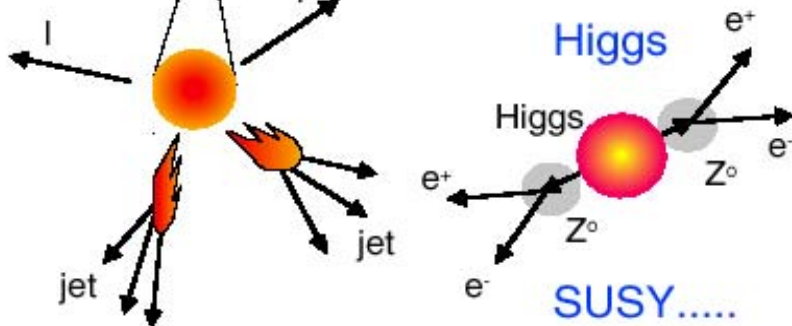
Proton



**Parton
(quark, gluon)**



Particle



Crossing rate	40 MHz
----------------------	---------------

Collisions \approx **$10^7 - 10^9$ Hz**

**Selection of 1 in
10,000,000,000,000**

LHC: l'acceleratore

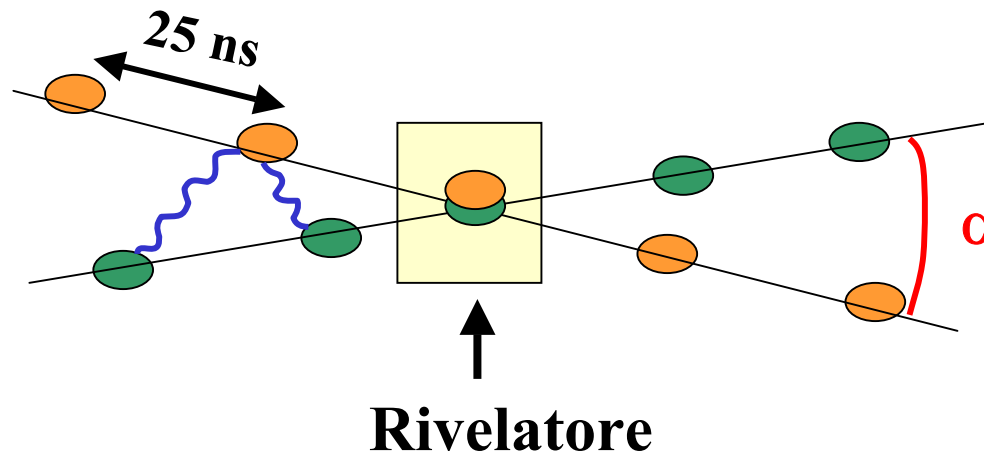
Fattori che determinano la luminosita' L

$$L(\alpha=0) = 1.07 \cdot 10^{-4} \cdot 1/\Delta t \cdot N^2 \cdot E / \beta_e \cdot \varepsilon, \text{ dove:}$$

- ✓ α angolo di incrocio tra i fasci
- ✓ Δt intervallo tra due bunch crossings, $\Delta t = 25 \text{ ns}$
- ✓ N numero di protoni per bunch, $N = 10^{11}$
- ✓ E energia dei fasci, $E = 7 \text{ TeV}$
- ✓ β_e e' la β -function nel punto di interazione, $\beta_e = 0.5 \text{ m}$
- ✓ ε emittanza normalizzata, $\varepsilon = 15\pi \cdot 10^{-6} \text{ m.rad}$

Fattori limitanti la luminosita' L?

1. L'angolo α di incrocio tra i fasci



$$L(\alpha) = L(0) / (1 + \eta^2)^{1/2}$$

$$\text{con } \eta = (\alpha/2 \sigma_s/\sigma_x)^2,$$

$\sigma_s = 8 \text{ cm}$: lunghezza bunch

$\sigma_x = 15.4 \text{ }\mu\text{m}$: dimensione
trasversa dei bunch

A LHC, $\alpha = 200 \text{ }\mu\text{rad} \rightarrow L(\alpha) = 0.89 L(0)$

α aumenta \rightarrow le risonanze synchro-beta
(instabilita') aumentano

α decresce \rightarrow gli effetti beam-beam aumentano

Fattori limitanti la luminosita' L

2. effetti Beam-beam :

tendono and aumentare l'emittanza e decrescono l'intensita' dei fasci

Globalmente la diminuzione di luminosita' dovuta a effetti beam-beam sono determinati empiricamente, secondo misure di un parametro ξ al SppS:

ξ aumenta linearmente con il numero N_i delle zone di interazione :

$$\xi = 1.54 \cdot 10^{-18} N_i N / \varepsilon \leq 0.01-0.02$$

ε cresce \rightarrow la luminosita' decresce

ε cresce \rightarrow gli effetti beam-beam decrescono

Altri aspetti rilevanti alla situazione sperimentale

3. Energia immagazzinata:

- ✓ ≈ 500 MJoule per fascio $\equiv \approx 100$ kg of TNT
- ✓ Problema per il beam dumping: decelerazione prima del dumping
- ✓ La corrente immagazzinata $\sim 1\text{A} \rightarrow I \approx 0.1 \mu\text{A}$ e' sufficiente per il quenching di un dipolo superconduttore
- ☹ Sistema sofisticato di collimazione e pulizia
- ☹ dei fasci
- ☺ Gli esperimenti sono sicuri per perdite casuali dei fasci?

Altri aspetti condizionano la situazione sperimentale

4. potenza emessa per radiazione di Sincrotrone

$$L = 2.1 \cdot 10^{41} (\xi / \beta_e) P_{\text{synch}} / \gamma^2 B$$

$P_{\text{synch}} \propto \gamma^4 e'$ circa 20 kW a LHC

Numero di zone sperimentali

☺ 2 zone, $\Delta t = 25$ ns, $1.7 \cdot 10^{11}$ protoni per bunch

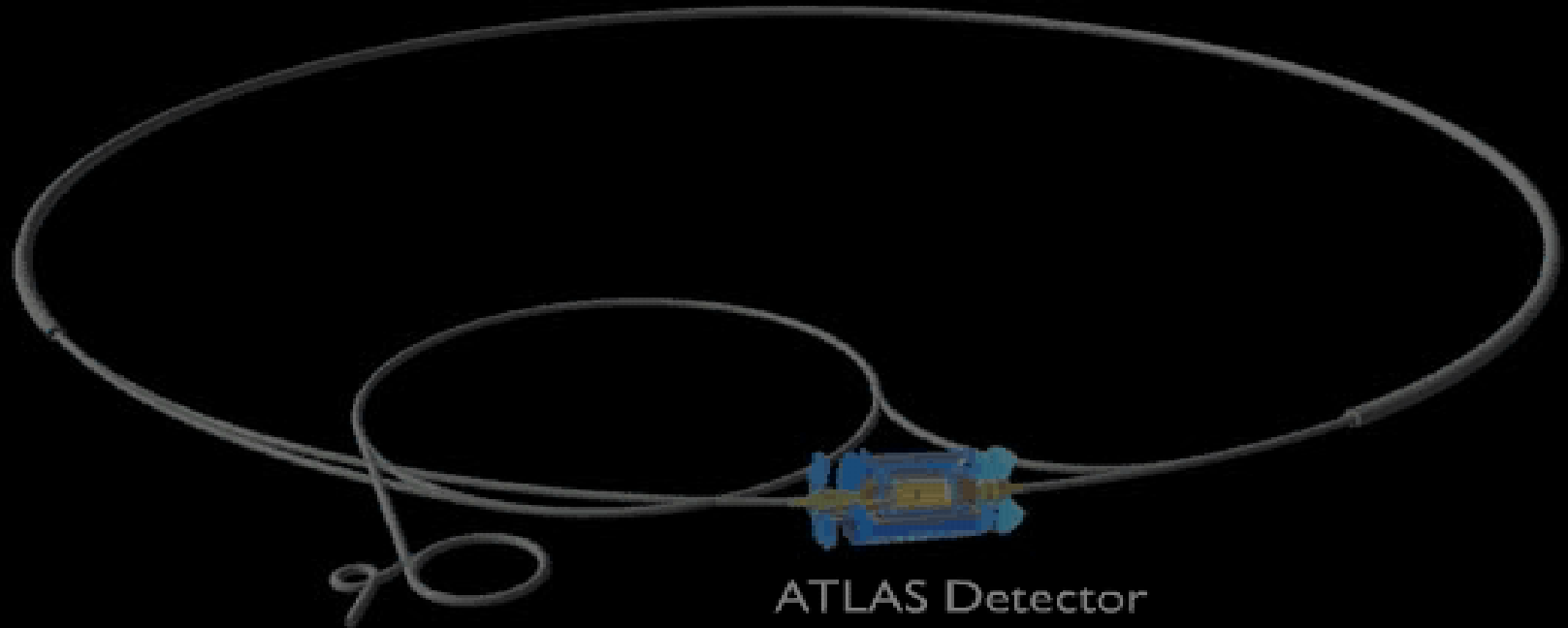
$$\rightarrow L = 2.7 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

☺ 1 zona (!), $\Delta t = 45$ ns, $\beta_e = 0.3$ m (quad. a 6 m!!)

$$\rightarrow L = 7.8 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

PLAY ▶

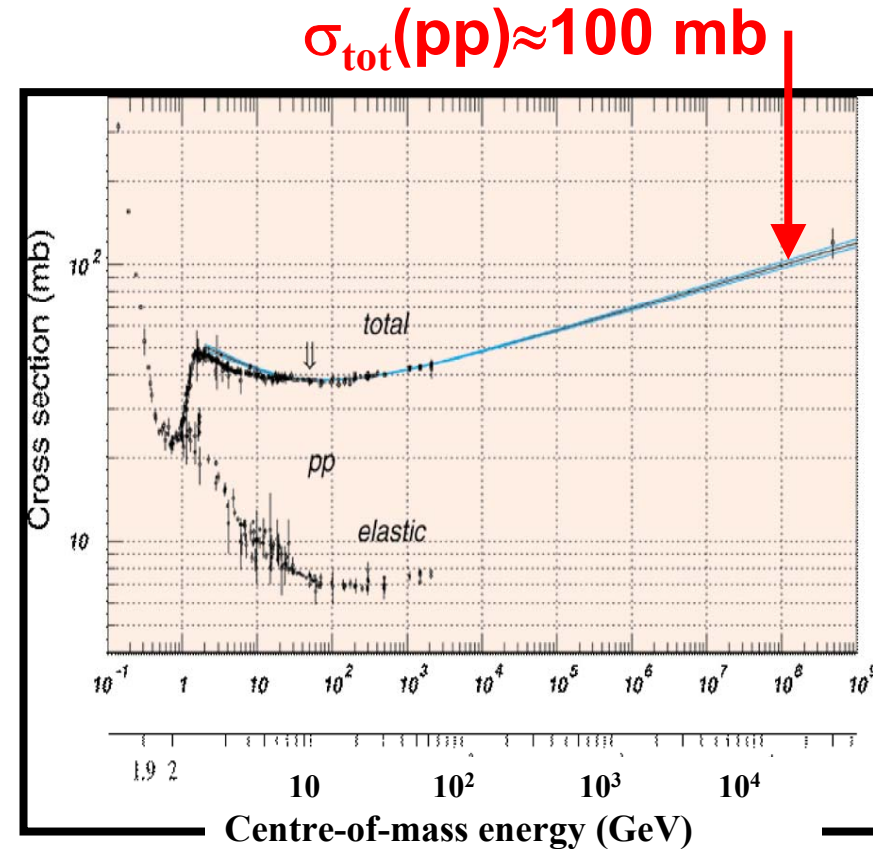
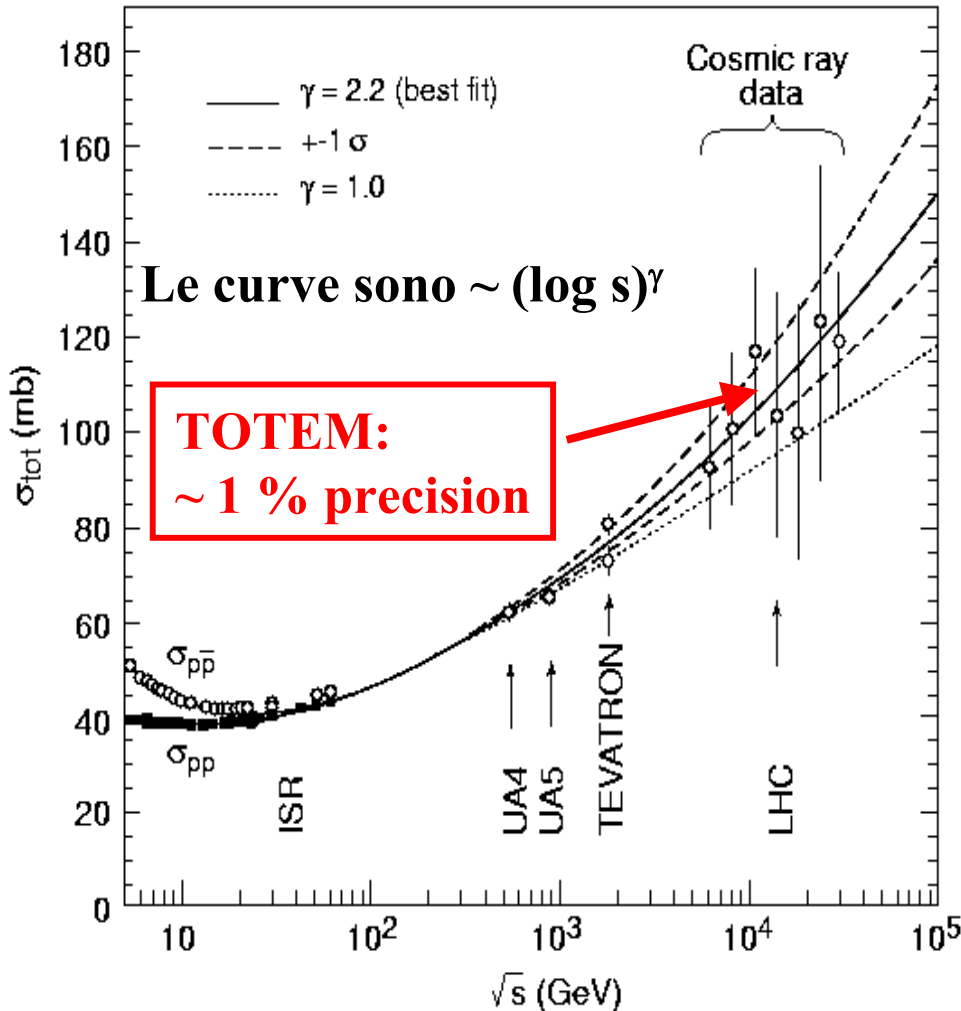
Large Hadron Collider



ATLAS Detector

La sezione d'urto totale a LHC

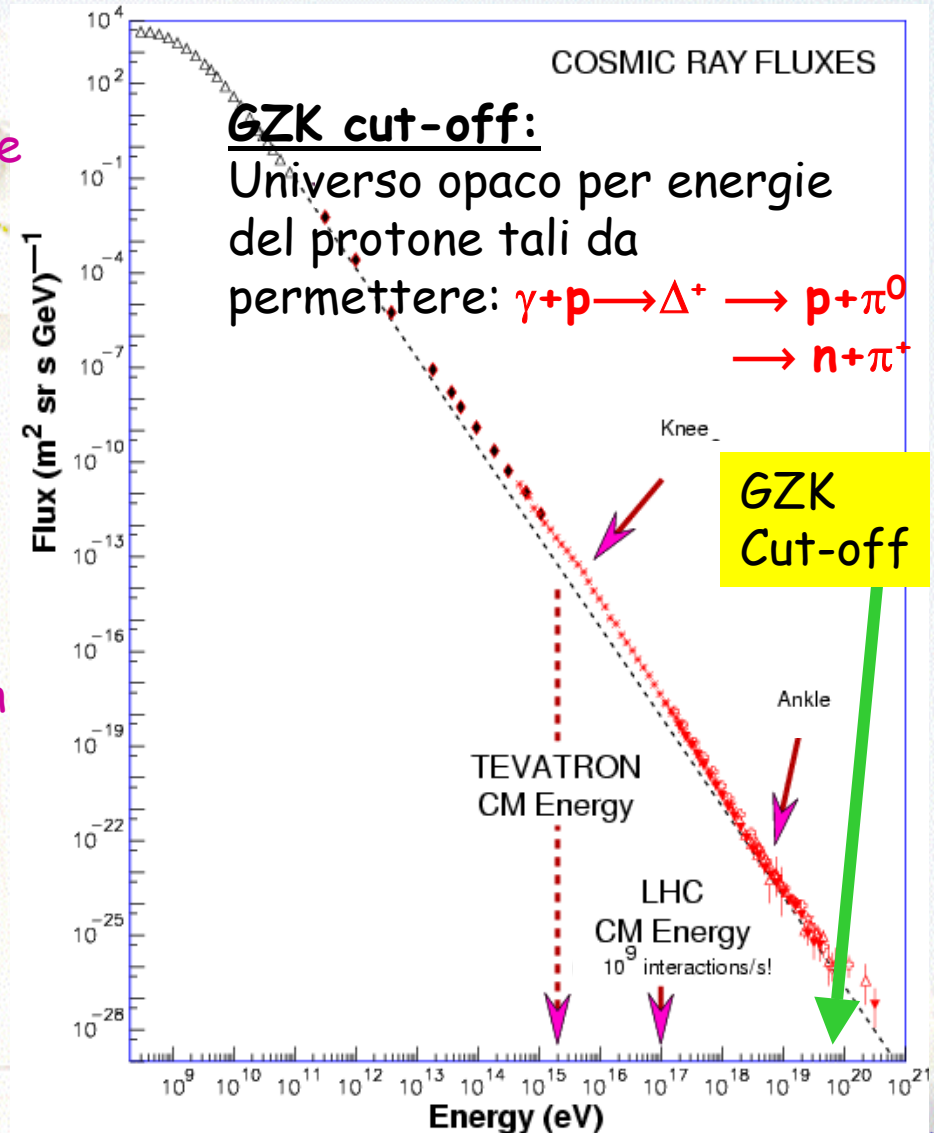
Misura di $\sigma_{\text{tot}}(pp)$ and $\sigma_{\text{inel}} = \sigma_{\text{tot}} - \sigma_{\text{el}} - \sigma_{\text{diff}}$



A LHC, $\sigma_{\text{inel}} \approx 70 \text{ mb}$

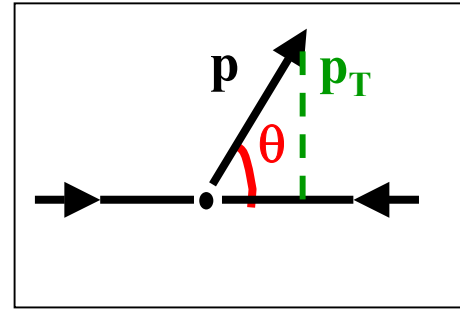
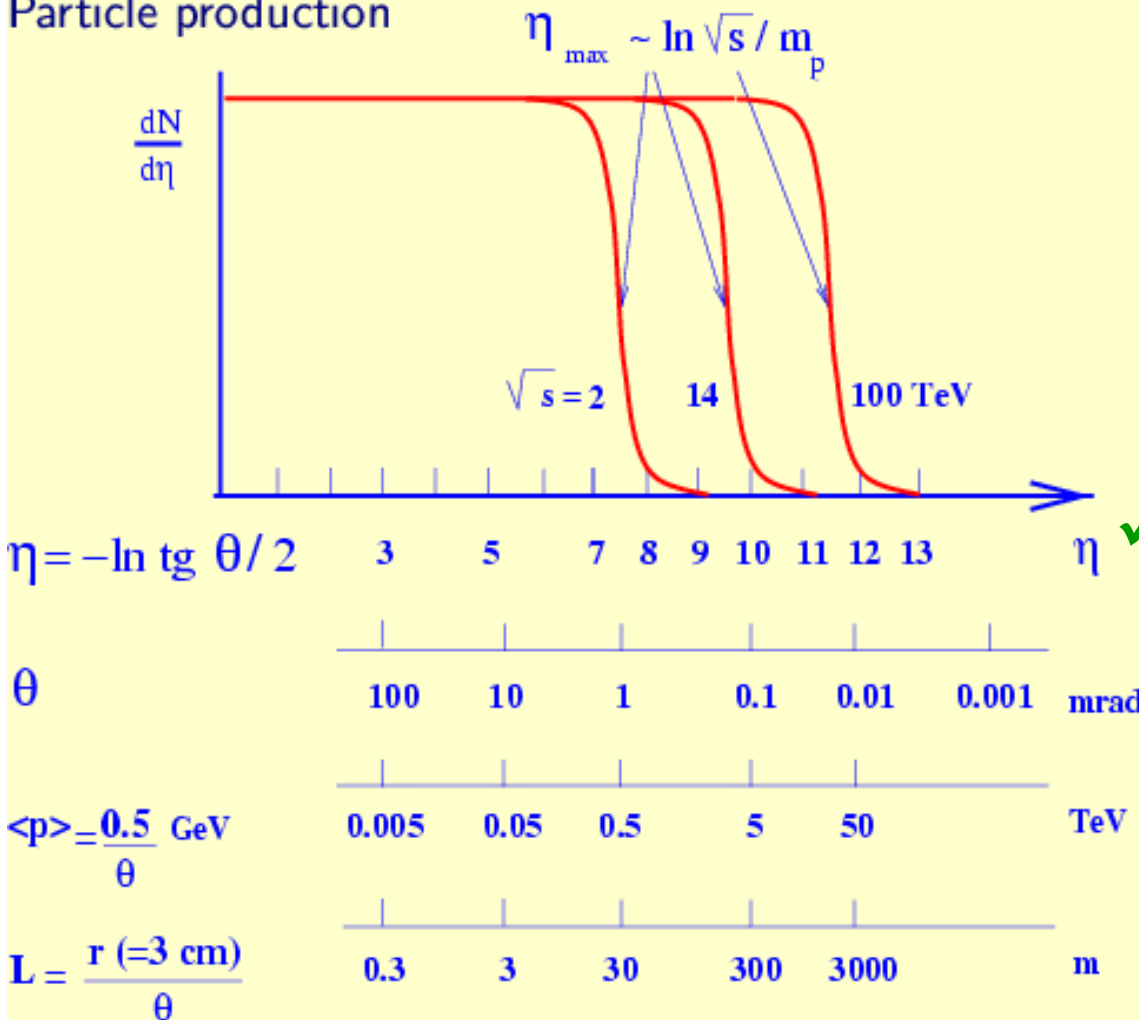
Raggi cosmici di altissima energia (HECR)

- La fisica in avanti (min bias) e' importante per HECR:
 - Sono le particelle piu' energetiche prodotte a LHC
 - Sezioni d'urto pp (and pA, AA)
 - Il mistero dello spettro oltre il cut-off GKZ - e' dovuto a fisica oltre lo SM?
 - Da monopoli magnetici
 - Da extra dimensioni spaziali che possono indurre forti sezioni d'urto di neutrini ν
 - Originati da decadimenti di particelle massive primordiali con $M_X > 10^{12} \text{ GeV}$,
 - da particelle SUSY
 - Studi dettagliati di particelle supersimmetriche masse & decadimenti alla scala del TeV sono importanti per la fisica di alta energia osservata negli spettri di raggi cosmici.



Distribuzioni in rapidita'

Particle production



✓ $d\sigma/dp_T dy e'$

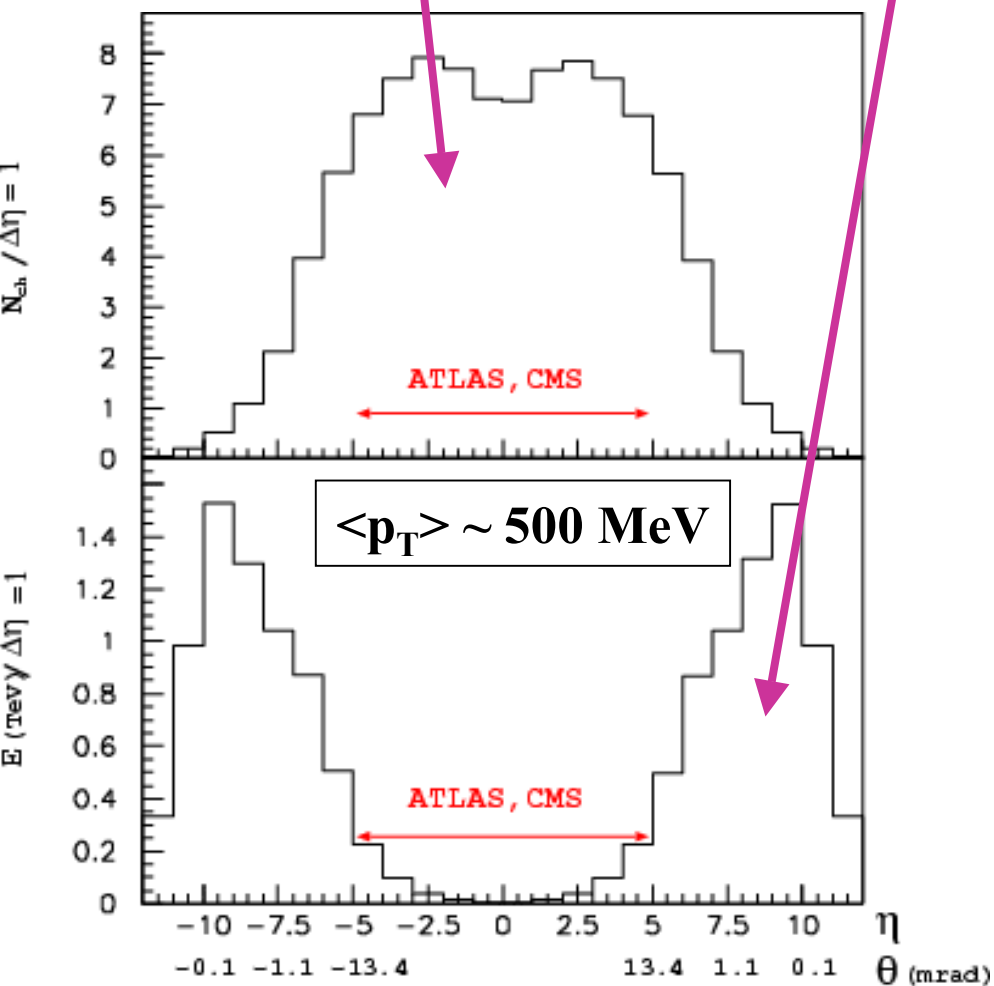
✓ **Invariante di Lorentz**

✓ $\eta = y$ se $m \approx 0$

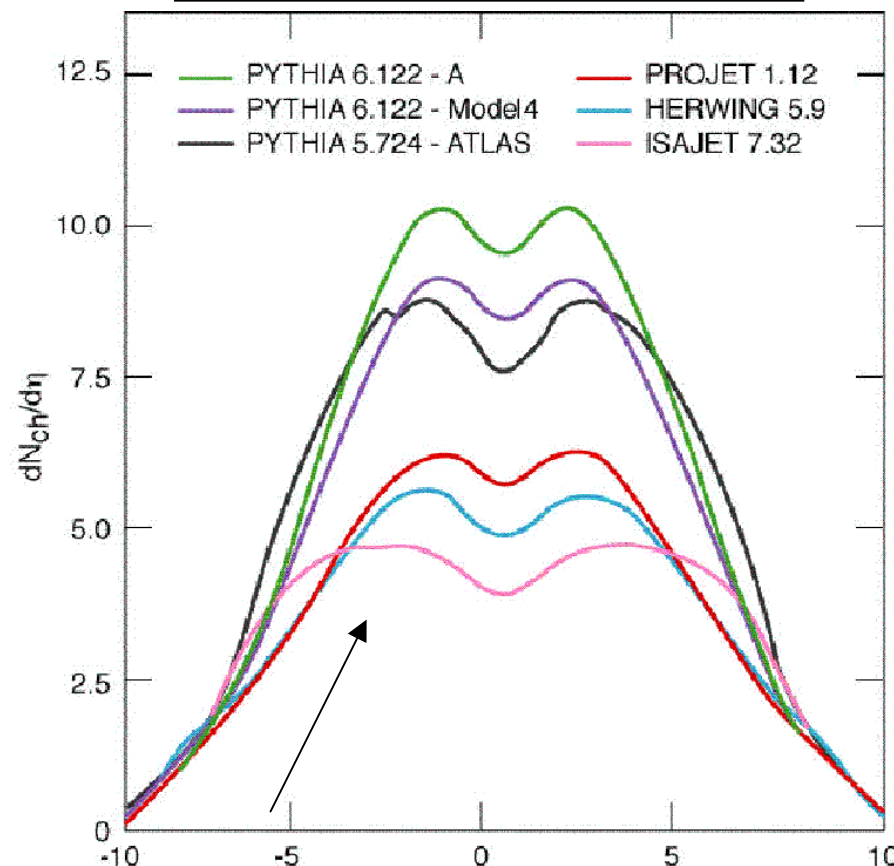
✓ **Fisica $e' \sim$ costante versus η a fisso p_T**

Caratteristiche degli eventi inelastici

Molteplicita' carica e energia negli eventi inelastici pp a $\sqrt{s} = 14$ TeV

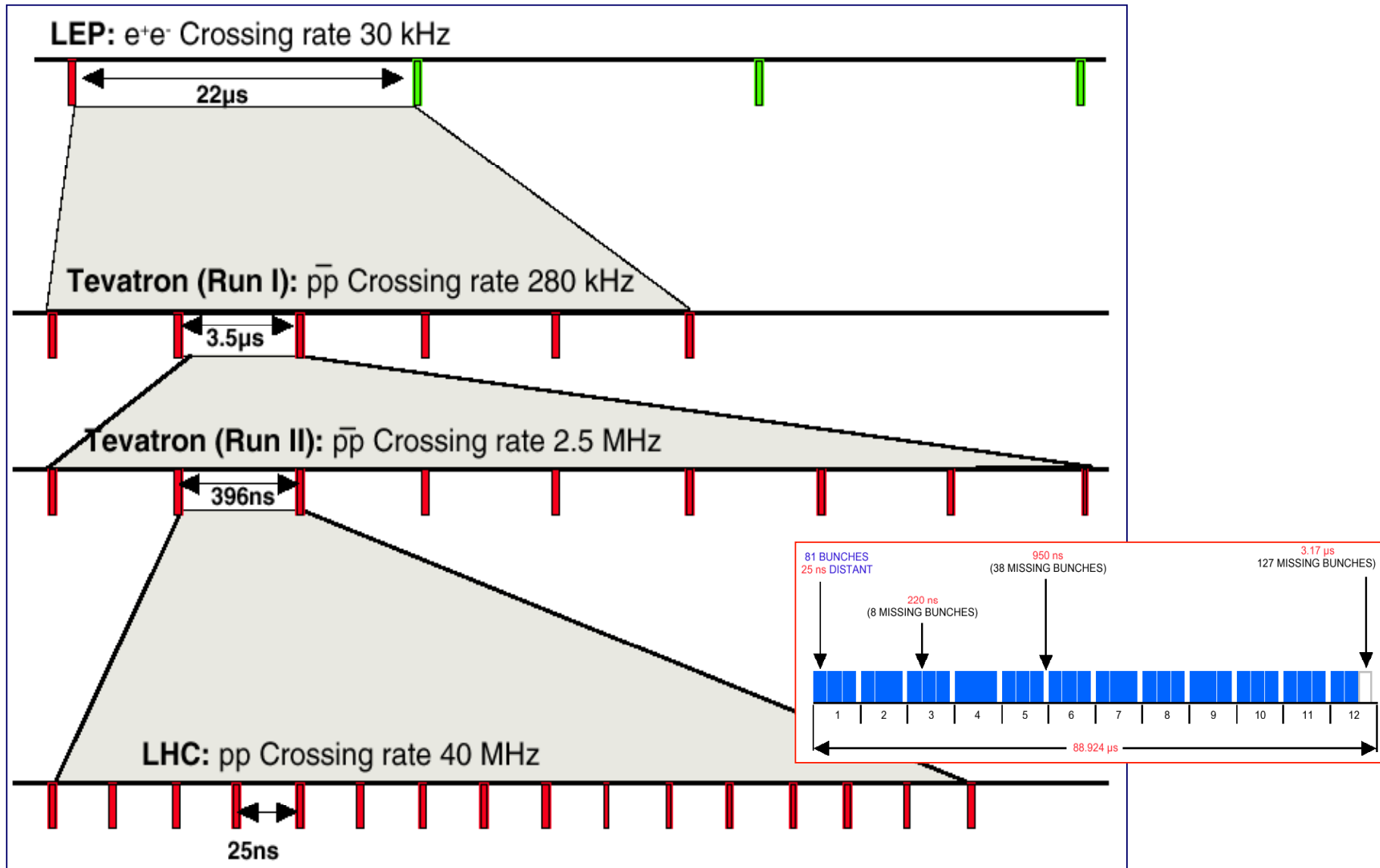


Distribuzioni in rapidita':
diversi modelli



Ci sono differenze significative nei modelli che estrapolano i dati dal Tevatron a LHC

La struttura temporale dei pacchetti



Numero delle interazioni inelastiche per bunch crossing

$$\langle n \rangle = \sigma_{\text{inel}} \times L \times \Delta t / \epsilon_{\text{bunch}}$$

LHC: $\langle n \rangle = 70 \text{ mb} \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1} \times 25 \text{ ns} / 0.8 = 23$

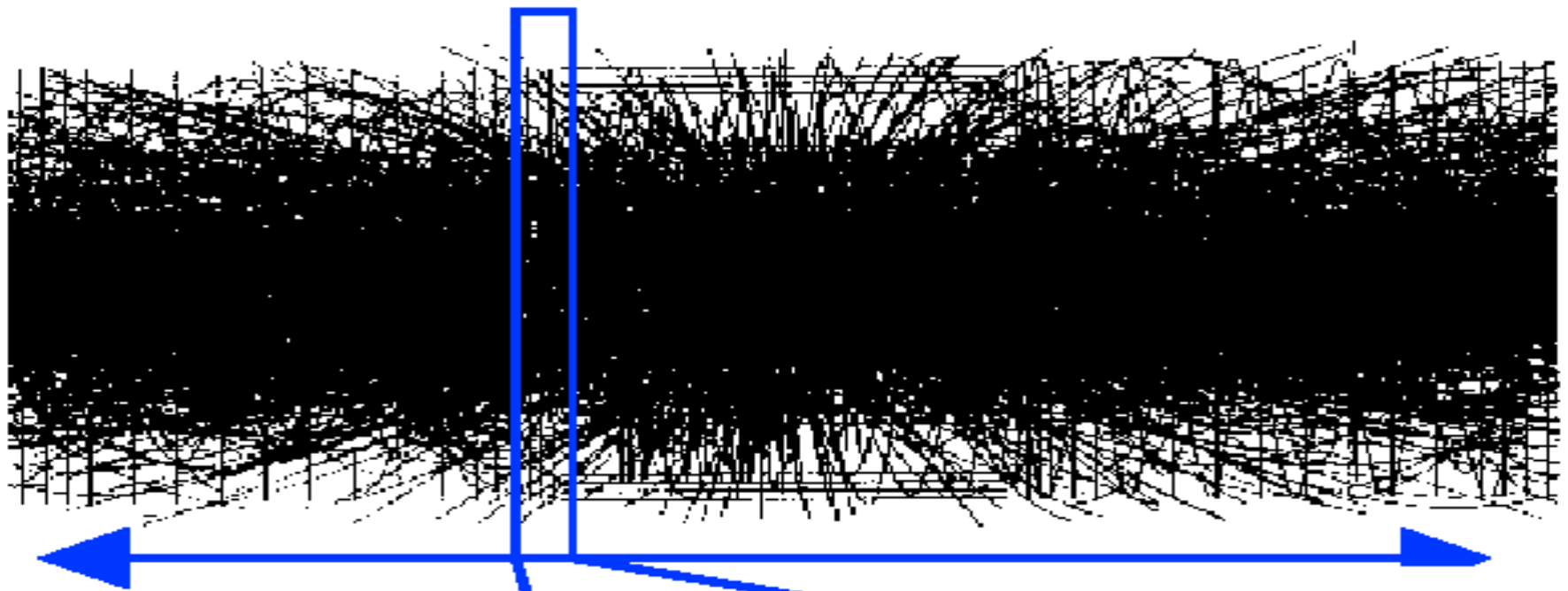
Grande aumento rispetto agli acceleratori precedenti:

LEP: $\Delta t = 22 \mu\text{s}$ e $\langle n \rangle \ll 1$

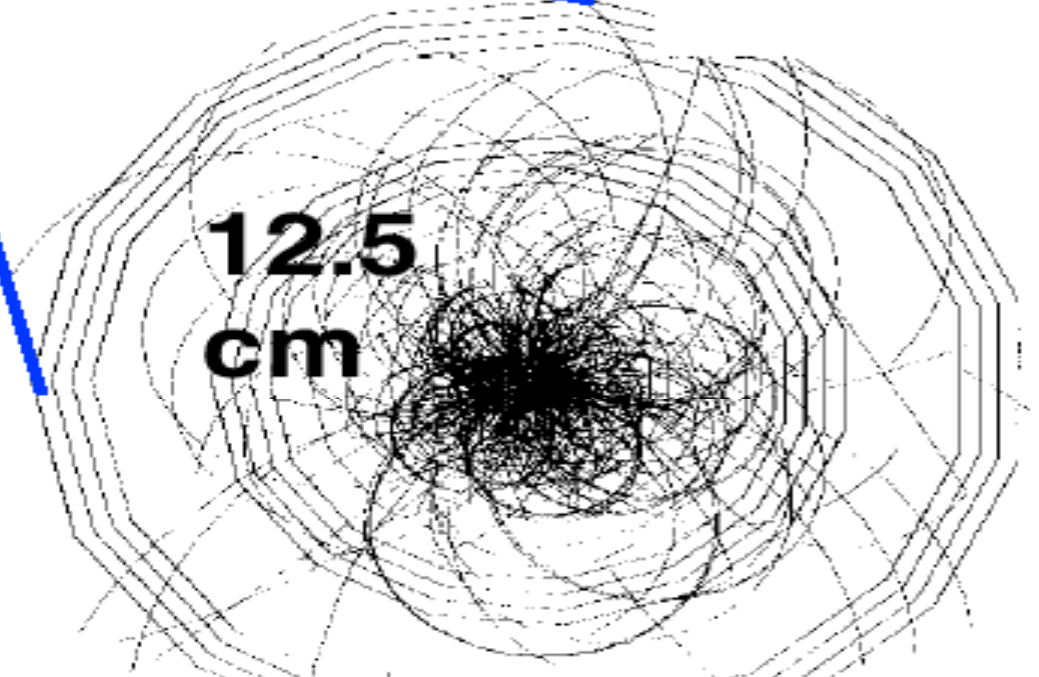
SppS: $\Delta t = 3.3 \mu\text{s}$ e $\langle n \rangle \approx 3$

HERA: $\Delta t = 96 \text{ ns}$ e $\langle n \rangle \ll 1$

Tevatron: $\Delta t = 0.4 \mu\text{s}$ e $\langle n \rangle \approx 2$



$\approx 7 \text{ m}$

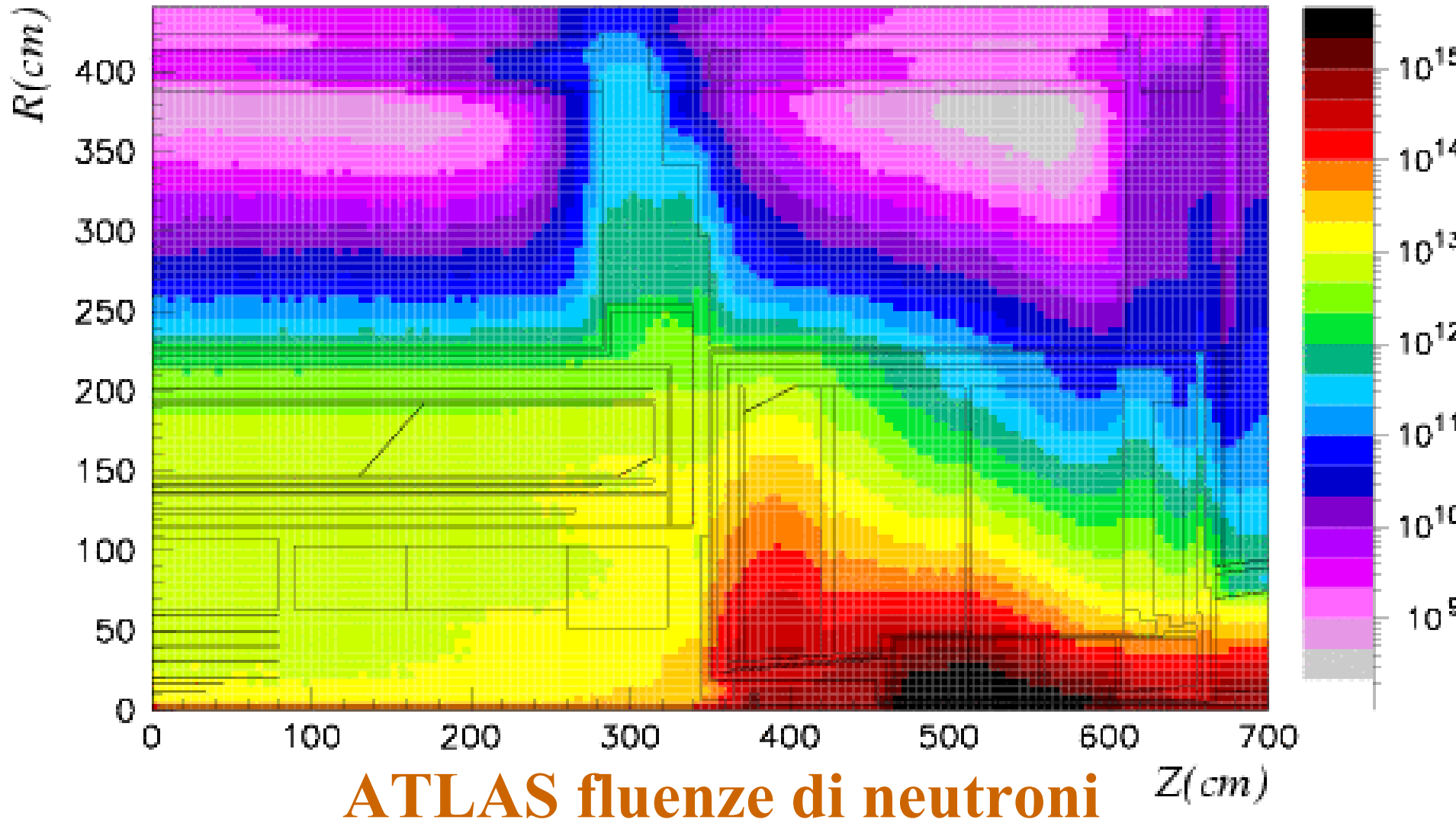


**12.5
cm**

**... ancora molto piu'
complicato che a LEP**

LHC i problemi di radiazione

(1 MeV $n_{eq}/cm^2/yr$)



1. Danni causati da radiazione ionizzanti

- Causati dall'energia depositata nel materiale del rivelatore
- : $\approx 2 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ una particella al min. ion.
- Ma anche dai fotoni degli sciami elettromagnetici

- Il danno e' proporzionale all'energia depositata (dose) misurata in Gy (Gray):
 - $1 \text{ Gy} = 1 \text{ Joule / kg} = 100 \text{ rads}$
 - $1 \text{ Gy} = 3 \cdot 10^9$ particelle per cm^2 di materiale con densita' unitaria

A LHC ,luminosita' di progetto, la dose ionizzante :

$$\approx 2 \cdot 10^6 \text{ Gy} / r_T^2 / \text{anno},$$

dove r_T (cm) e' la distanza trasversa dal fascio

2. Danni causati da neutroni

- I neutroni sono generati negli sciami adronici nei calorimetri e soprattutto negli schermi dei rivelatori a piccolo angolo e nei collimatori di fascio
- Questi neutroni (con energie tra 0.1 to 20 MeV) rimbalzano avanti e indietro (come molecole di gas) sui vari nuclei e riempiono l'intero rivelatore .
- La fluenza attesa di neutroni è $\sim 3 \cdot 10^{13}$ per cm^2 per anno nella parte più interna dei rivelatori (il sistema di tracciatura)
- Queste fluenze sono moderate dalla presenza di idrogeno:
 - $\sigma(n,H) \sim 2$ barns con collisioni elastiche
 - Il libero cammino medio di neutroni ~ 5 cm in questo intervallo di energia
 - In ciascuna collisione il neutrone perde $\sim 50\%$ della sua energia (sarebbe $\sim 2\%$ su ferro)

- **I neutroni provocano seri danni ai semiconduttori poiché, indipendentemente dall'energia depositata, modificano direttamente la struttura cristallina**
 - **necessita' di elettronica resistente a radiazione**
 - **L'elettronica ordinaria muore per dosi sopra 100 Gy e fluenze sopra 10^{13} neutroni/cm²**
 - **L'elettronica “radiation hard” (specialmente quella submicrometrica) puo' sopravvivere a 10^5 - 10^6 Gy e 10^{15} neutroni/cm²**

- **Molti materiali organici sopportano 10^5 - 10^6 Gy**



La certificazione dei materiali e il controllo di qualita' sono necessari al livello richiesto per le applicazioni spaziali!!

Effetti di pile-up a alta luminosita'

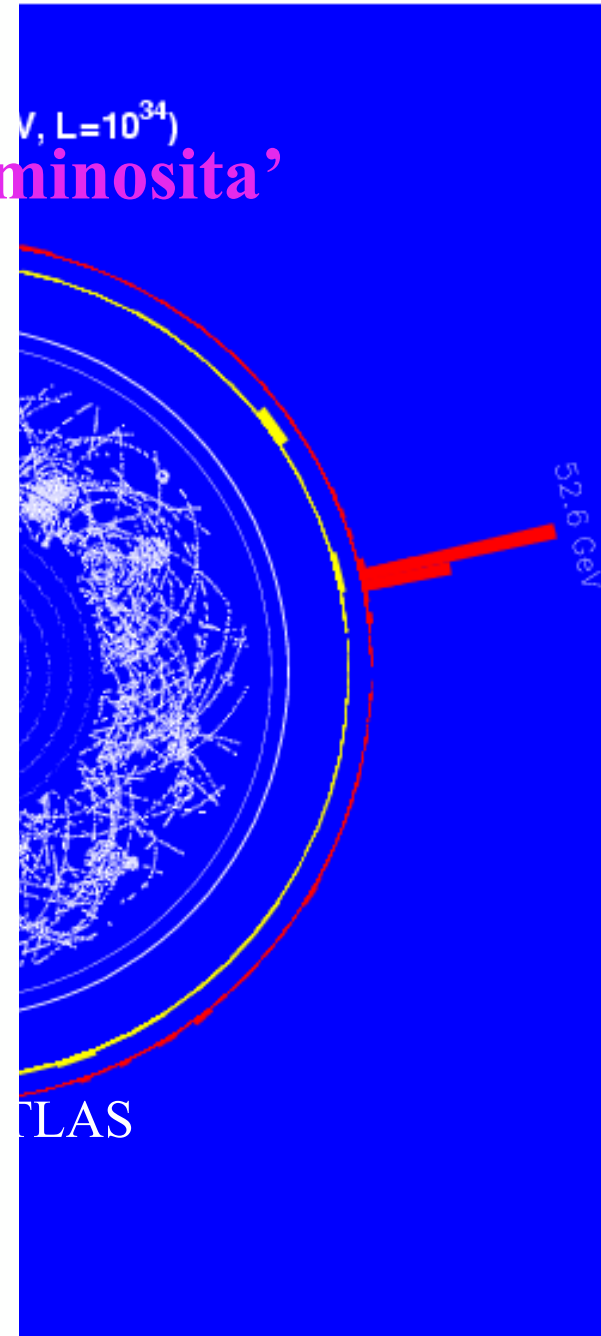
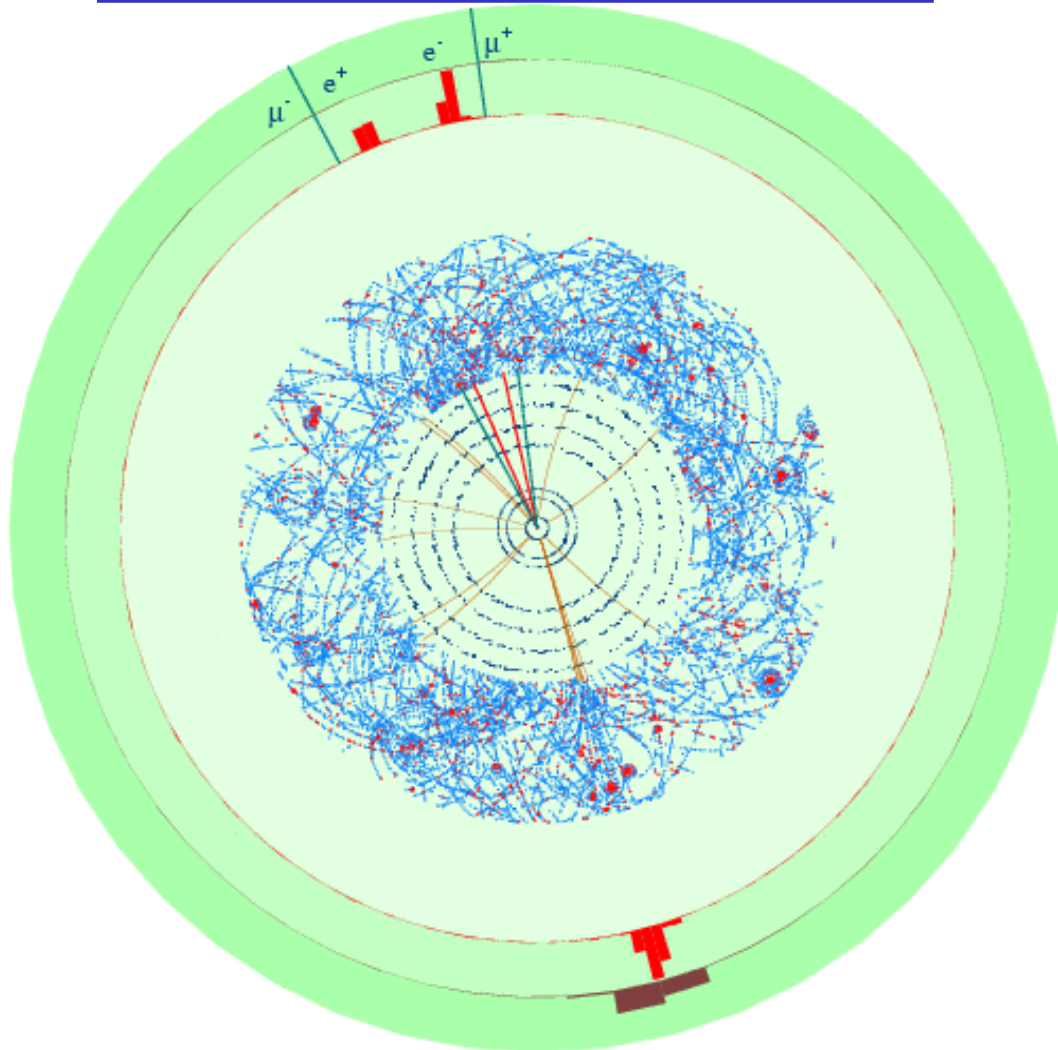
“Pile-up” e' l'insieme degli effetti dovuti alle 23 interazioni “poco interessanti” (minimum bias) che avvengono nel singolo bunch-crossing e che si sovrappongono al processo di hard-scattering che tipicamente fa scattare il trigger.

La minimizzazione degli effetti di pile-up e' una delle principali richieste all'apparato sperimentale:

- le misure devono essere il piu' possibili precise e veloci → e' una richiesta molto forte specialmente per l'elettronica
 - i tipici tempi di risposta sono 20-50 ns (!)
- Un rivelatore altamente granulare minimizza gli effetti di pile-up spaziali
 - questo implica un gran numero di canali (100 milioni pixels, 200,000 celle nel calorimetro elettromagnetico)

ATLAS barrel
Effetti di pile-up a grande luminosita'

$H \rightarrow ZZ^* \rightarrow ee\mu\mu$ ($m_H = 130$ GeV)



Pile-up a grande luminosita'

Prima conseguenza del pile-up → la ricostruzione della posizione del vertice lungo i fasci in un dato bunch crossing

A LHC, $\sigma_{\text{bunch}} = 8 \text{ cm}$ → la dispersione dei vertici di interazione e' **5.6 cm**

- ✓ bisogna ricostruire circa **25 vertici** lungo il fascio per ciascun trigger
- ✓ I processi di interesse normalmente hanno tracce di
- ✓ piu' alto impulso e maggiore molteplicita' ma non una
- ✓ distinzione chiara per quel che riguarda il vertice

- ✓ Prendiamo il caso di $H \rightarrow \gamma\gamma$ a alta luminosita':
 - ricostruiamo in media **5 dei 25 vertici prodotti**
 - si trova il vertice $H \rightarrow \gamma\gamma$ vertex nel **72% dei casi con**
 - r.m.s.= **106 μm**

Pile-up a grande luminosita'

Seconda conseguenza del pile-up → ad altissima luminosita', c'e' il rischio di produrre un dato stato finale dalla sovrapposizione di due eventi diversi.

Quale e' la probabilita' che questo avvenga dato un processo con sezione d'urto σ_{12} , che puo' essere prodotto dalla sovrapposizione di due processi 1 e 2 con sezioni d'urto σ_1 e σ_2 ?

La relazione tra σ_{12} e $\sigma_{12}^{\text{pile-up}} = \sigma_{12}^p$ dipende dalla luminosita' L e dalla spaziatura Δt tra i bunches ($\langle n \rangle = \sigma_{\text{inel}} L \Delta t$)

Probabilita' di pile-up : $P_e = n \sigma_{12}^p / \sigma_{\text{inel}}$ e $P_e = n(n-1)P_1P_2/2$,
dove $P_i = \sigma_i / \sigma_{\text{inel}} \ll 1$,
quindi $\sigma_{12}^p = \sigma_1 \sigma_2 L \Delta t / 2$

Effetti di Pile-up

In pratica se $L = 1 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $\Delta t = 25 \text{ ns}$, abbiamo

$$\sigma_{12}^p < \sigma_{12} \text{ se } \sigma_1 \sigma_2 / \sigma_{12} < 0.8 \cdot 10^{10} / 1 \text{ pb}$$

Primo esempio: ricerca degli stati ZZ a LHC

$$\sigma_{12} = 10 \text{ pb per il continuo ZZ}$$

oppure $\sigma_{12} = 1 \text{ pb}$ for $H \rightarrow ZZ$, $m_H = 800 \text{ GeV}$ e

$$\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_Z = 40 \text{ nb} = 40,000 \text{ pb}$$

Otteniamo $\sigma_1 \sigma_2 / \sigma_{12} = 1.6 \cdot 10^8 \text{ pb}$ se $L = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, e che

$$\sigma_{ZZ}^e = \sigma_{ZZ} \text{ per } L \approx 5 \cdot 10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

Effetti di pile-up

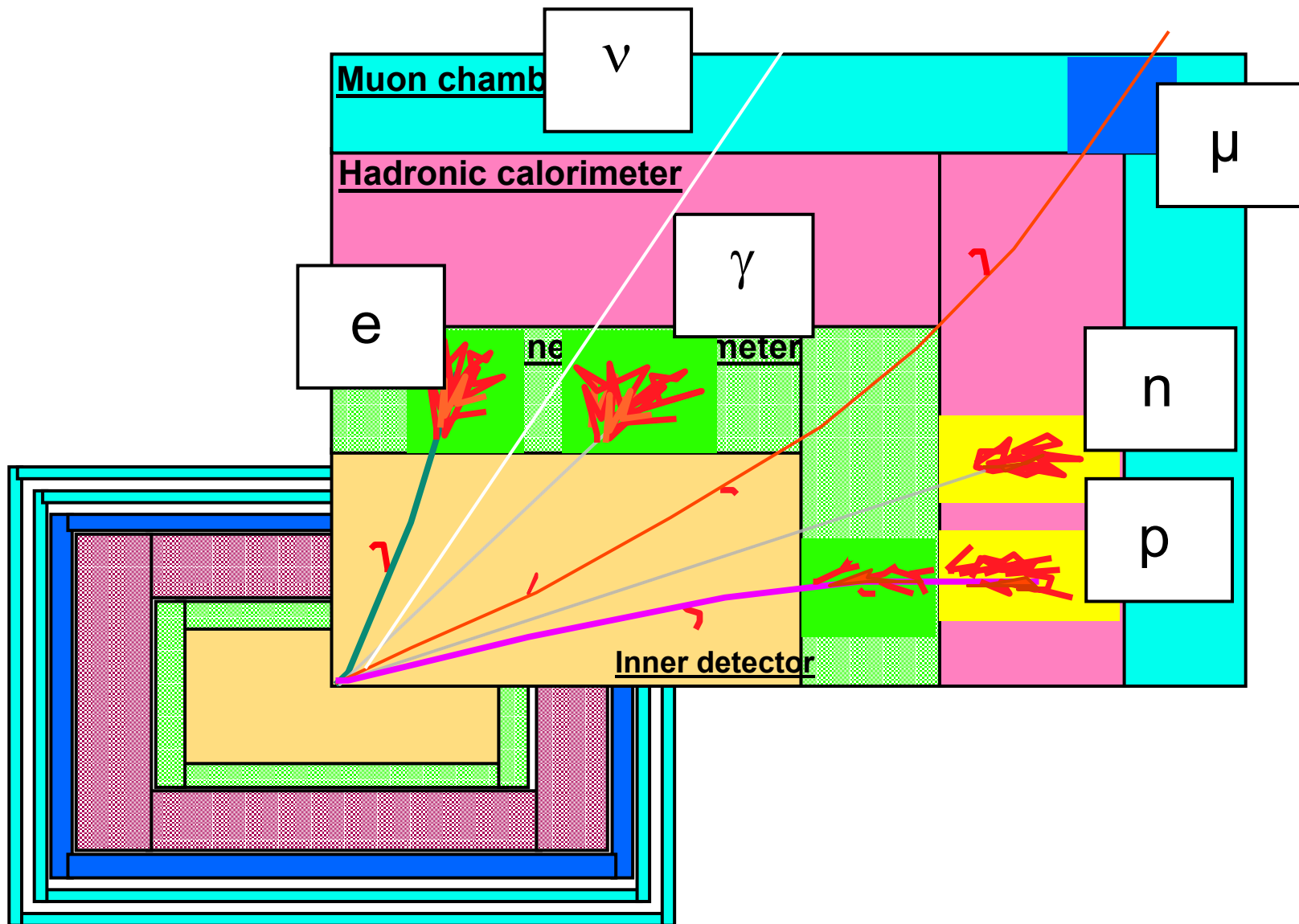
Secondo esempio: eventi con due muoni con $p_T^\mu > 10 \text{ GeV}$

$$\begin{aligned}\sigma_{12} &= \sigma_{\mu\mu}(p_T^\mu > 10 \text{ GeV}) \approx 10 \text{ nb} \text{ (} Z \rightarrow \mu\mu \text{ o } pp \rightarrow bb \rightarrow \mu\mu + X\text{)} \\ \sigma_1 = \sigma_2 &= \sigma_\mu(p_T^\mu > 10 \text{ GeV}) \approx 1000 \text{ nb} \text{ (decadimento semileptonico } \\ &\text{dei } b\text{)}\end{aligned}$$

Otteniamo $\sigma_1 \sigma_2 / \sigma_{12} \approx 10^8$, con lo stesso risultato.

Conclusioni: in generale, il pile-up di eventi rari per simulare eventi ancora piu' rari e' trascurabile.

Segnatura delle varie particelle

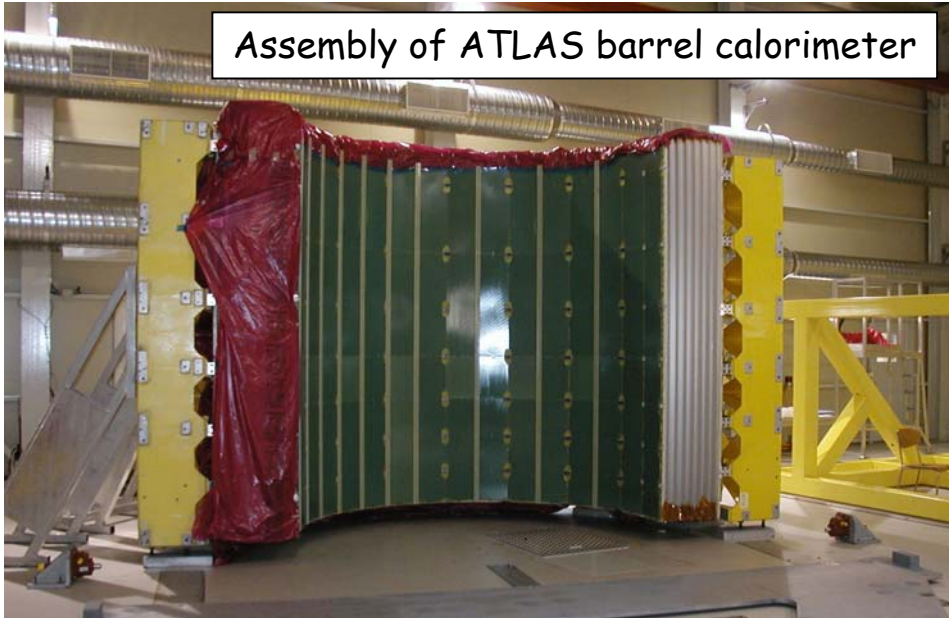


Misura dei neutrini nei collider adronici

- **poiche' la maggior parte dell'energia dell'interazione si perde nei tubi a vuoto, si puo' usare solo il bilanciamento energia/impulso nel piano trasverso**
 - **→ si usano E_T^{miss} , impulso trasverso mancante e massa trasversa**
 - **Il rivelatore deve essere ermetico al massimo**
 - non scappa nessun neutrino**
 - ma anche non c'e' facile accesso al rivelatore (lunghi periodi per modifiche all'apparato)**

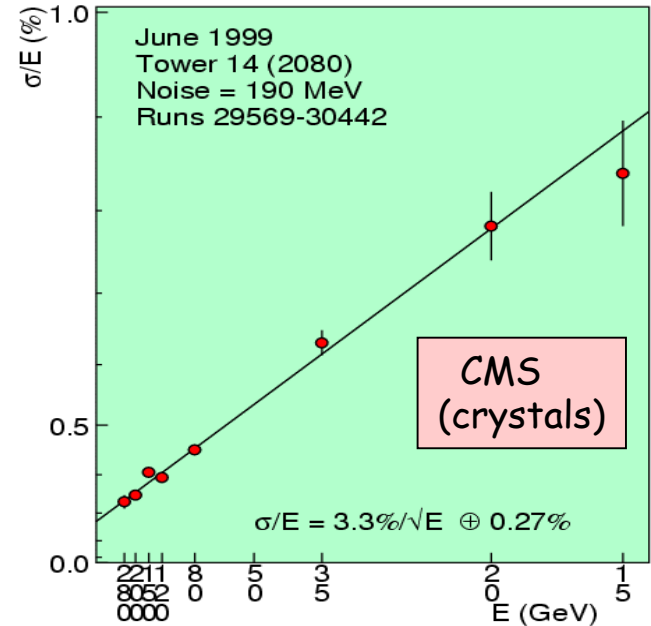
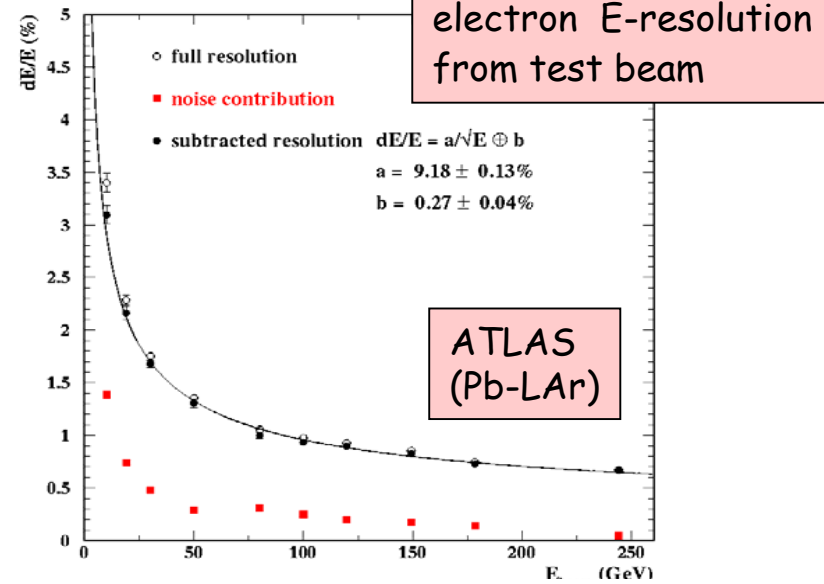
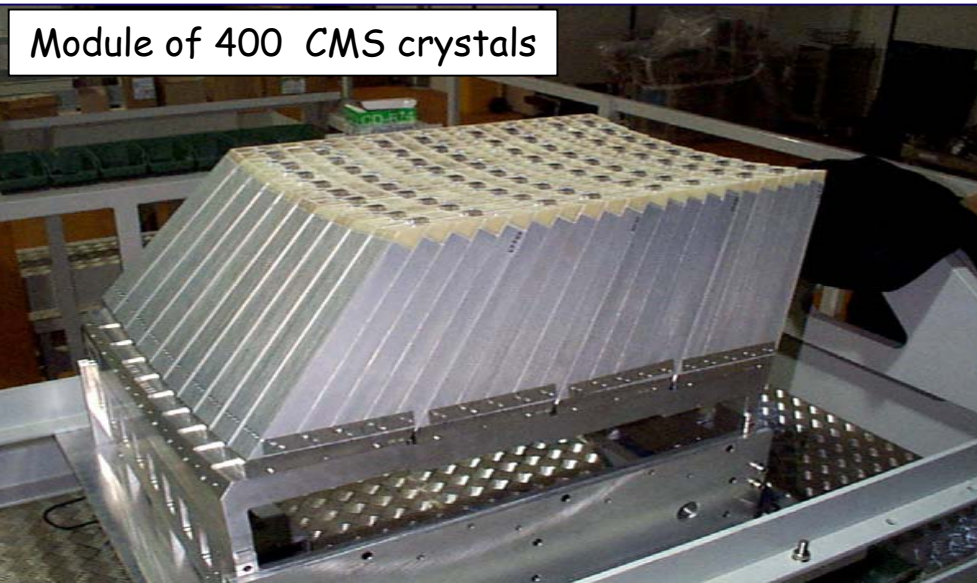
I rivelatori

Assembly of ATLAS barrel calorimeter

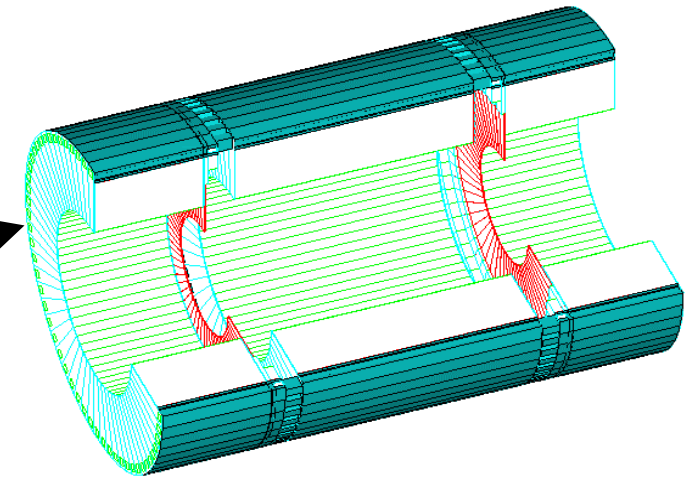
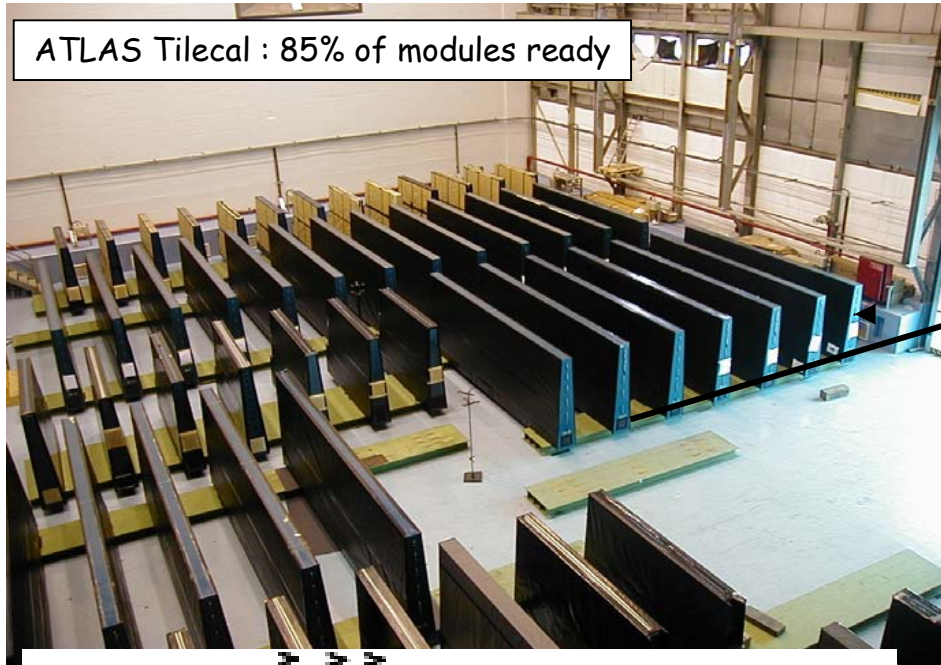


Electromagnetic calorimeters

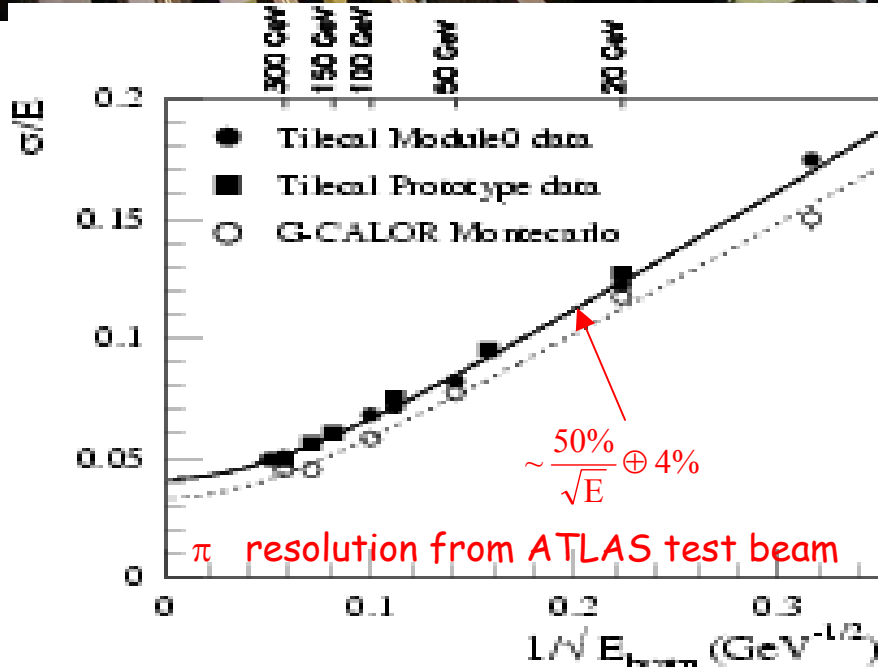
Module of 400 CMS crystals



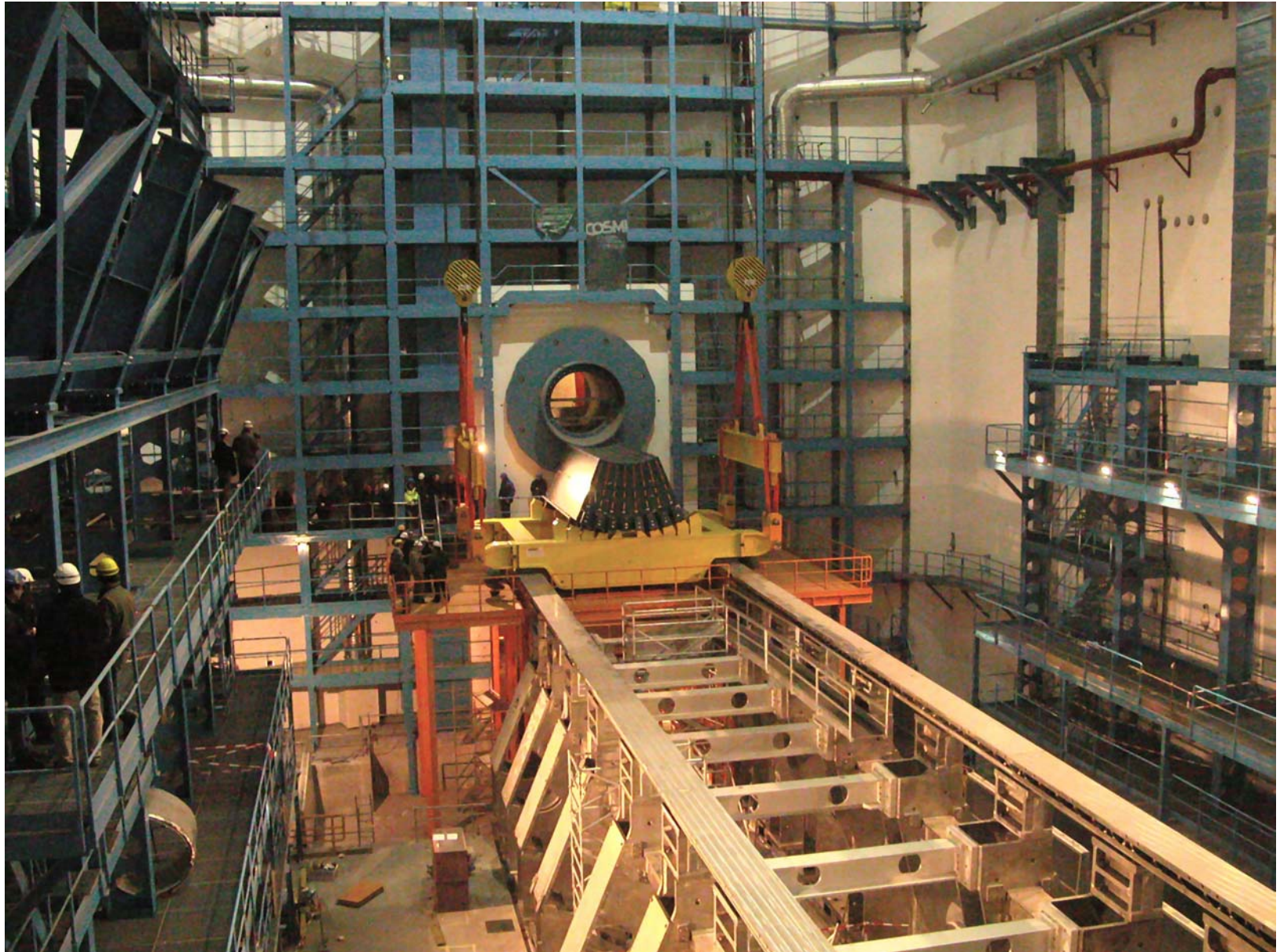
I rivelatori



Hadronic calorimeters



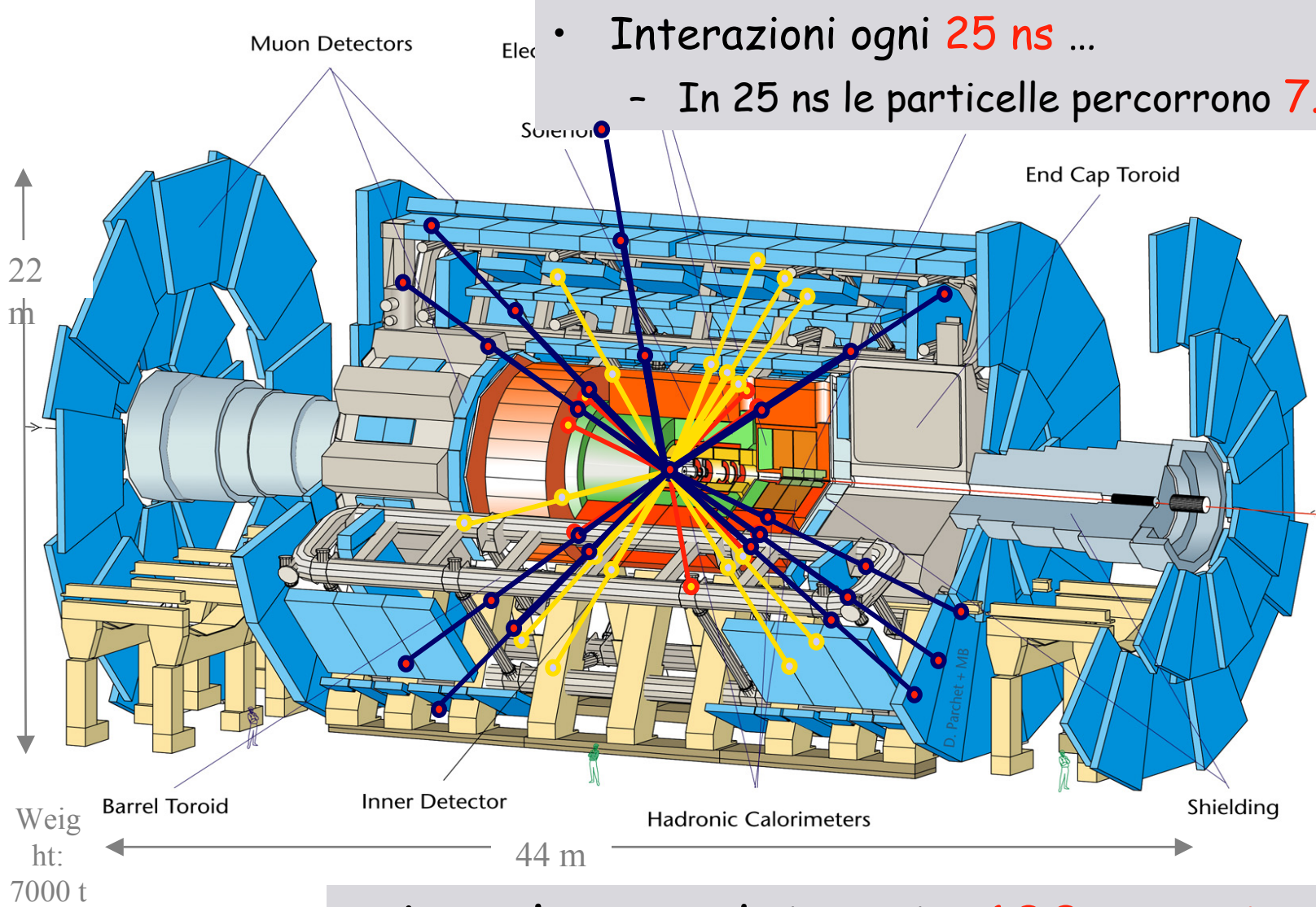
L'istallazione di ATLAS nella caverna



ATLAS

D712imb-26/06/97

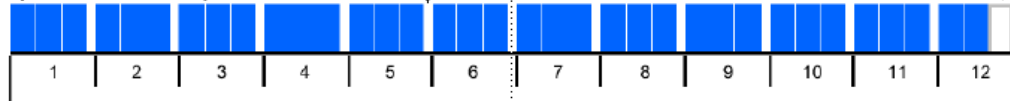
Time-of-flight



- Lunghezza dei cavi **~100 metri** ...
- In 25 ns i segnali percorrono **5 m**

La temporizzazione dei segnali

25 ns bunch crossing interval:

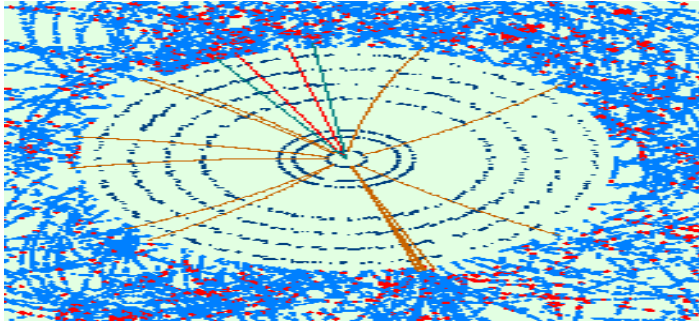


40 MHz pipelined read-out electronics

40 MHz pipelined trigger processors

40 MHz electronics synchronisation

Multi-bunch crossing signal integration



~1000 particles / BC:

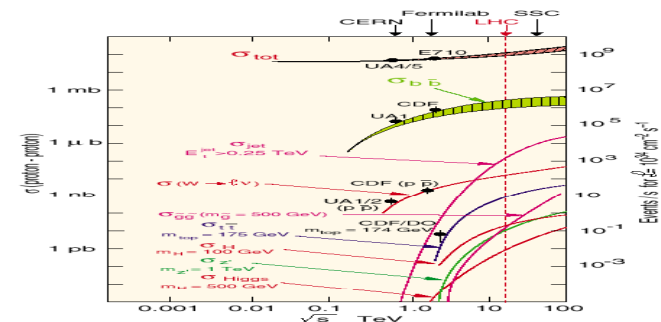
10's millions electronics channels

Tbit/s dataflow

Physics reach at:

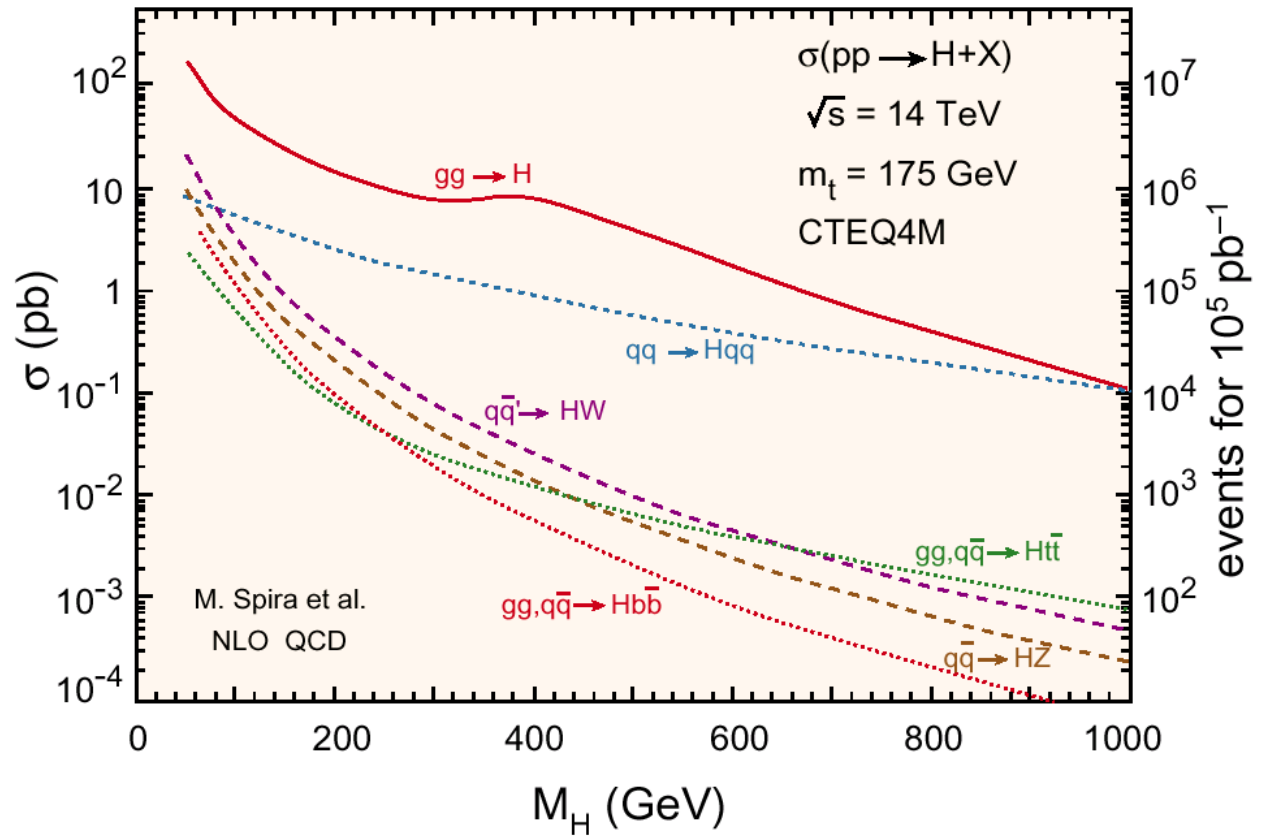
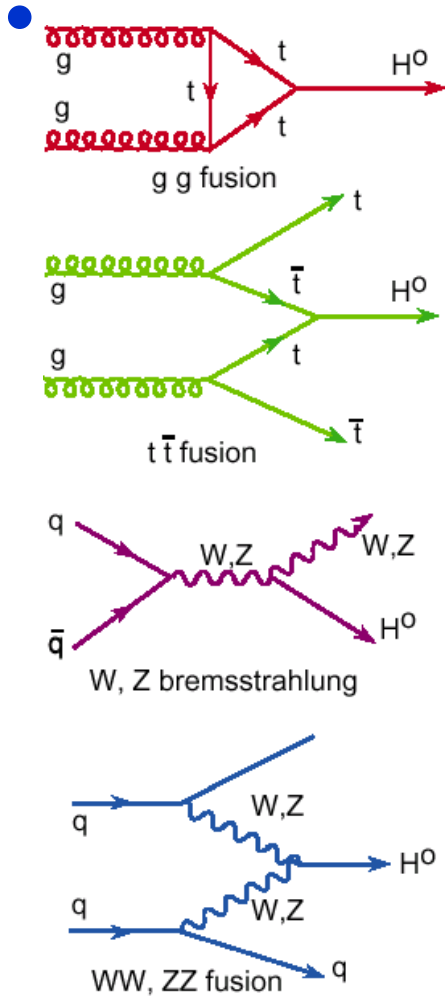
10^7 trigger rejection power

10^{13} analysis selection power



SM Higgs a LHC

meccanismi di produzione e sezioni d'urto



Quali i decadimenti del Higgs a LHC?

“ Il bosone di Higgs si accoppia alle particelle piu’ massive”

E’ vero per i fermioni: $\Gamma(H \rightarrow ff) \propto m_H m_f^2$

Ma l’accoppiamento ai bosoni di gauge e’ ancora piu’ forte: $\Gamma(H \rightarrow VV) \propto m_H^3$ per $V = W, Z$

Conseguenze:

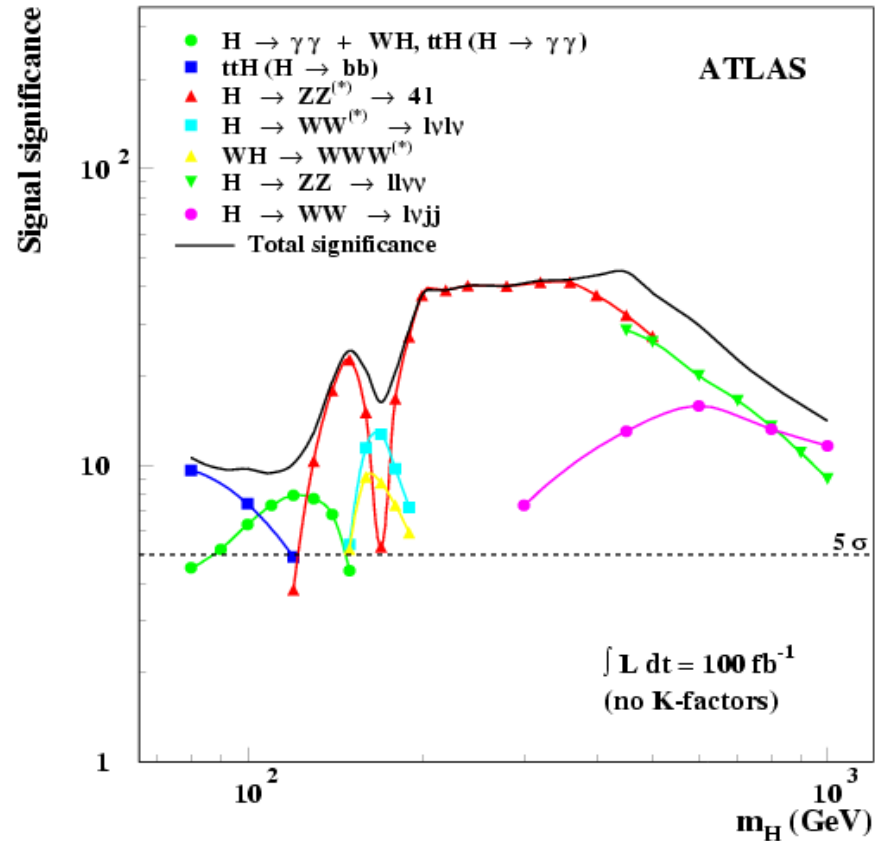
- 1) Per $m_H > 2m_Z$, Γ_H aumenta velocemente con m_H
- 2) Per $m_H > 2m_Z$, $BR(H \rightarrow WW) \sim 2/3$ dominante
- 3) Per $m_H < 2m_Z$, $BR(H \rightarrow Z^*Z^*$ or $W^*W^*)$ puo’ essere significativo ($H \rightarrow bb$ domina a masse piu’ basse)

Potenziale di scoperta del Higgs a LHC

- $m_H > 130 \text{ GeV}$: la scoperta e' facile con il canale $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$ ($S/B \geq 3$).

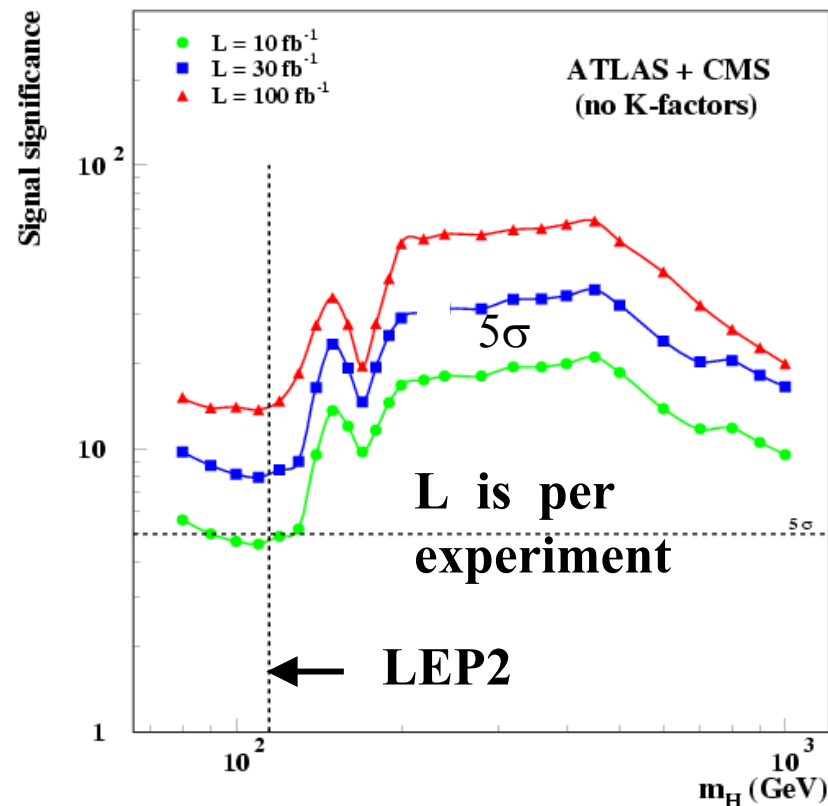
- $m_H < 130 \text{ GeV}$: soprattutto $H \rightarrow \gamma\gamma$ e $ttH \rightarrow ttbb$

$$\frac{S}{\sqrt{B}}$$



Il bosone di Higgs SM puo' essere scoperto a $\approx 5\sigma$ con 10 fb^{-1} /esperimento (1 anno a $L=10^{33}\text{ cm}^{-2}\text{ s}^{-1}$) se $m_H \leq 130\text{ GeV}$.

**La scoperta e' piu' veloce per masse piu' grandi
L'intero intervallo di masse puo' essere escluso a 95% CL dopo ~ 1 mese di presa dati a $L=10^{33}\text{ cm}^{-2}\text{ s}^{-1}$**



Tuttavia quanto tempo occorrera' perche' ATLAS e CMS siano pienamente operativi (calibrazioni, allineamenti, messa in tempo, efficienza di trigger...)

→ la fisica del Higgs comincera' nel 2007 secondo l'attuale previsione del funzionameneto di LHC

L'Higgs di bassa massa

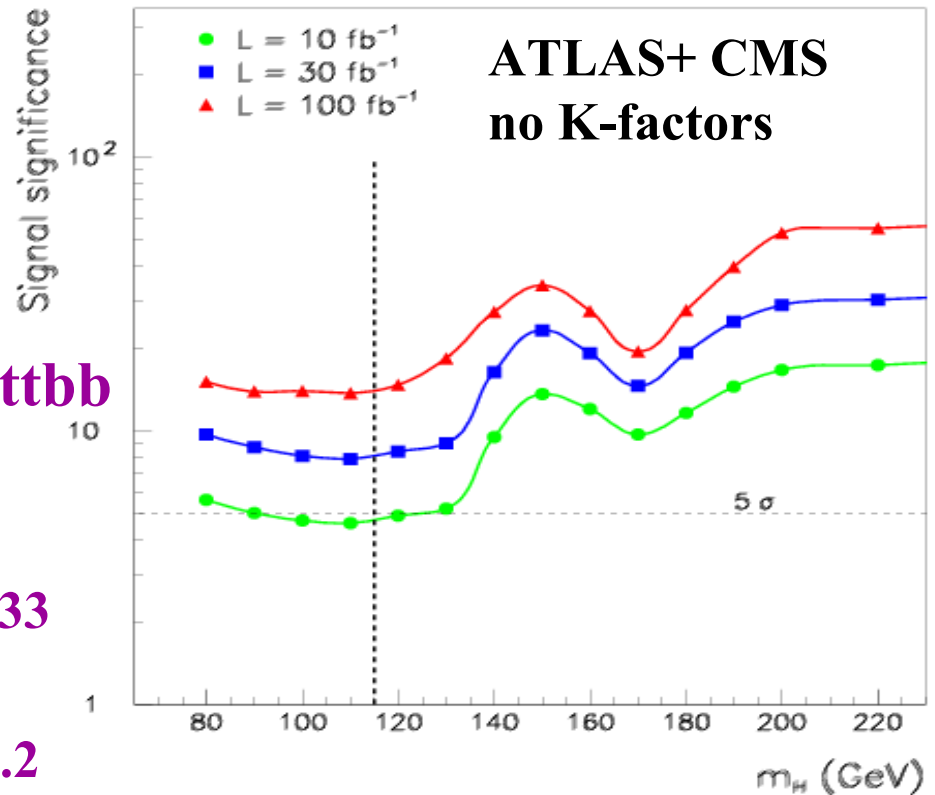
$$m_H \sim 115 \text{ GeV}$$

ATLAS+CMS

10 fb^{-1}

	$H \rightarrow \gamma\gamma$	$ttH \rightarrow ttbb$
S	300	30
B	7800	90
S/B	0.04	0.33
S/\sqrt{B}	3.4	3.2

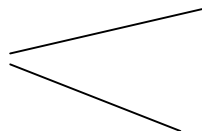
S/\sqrt{B} i due canali insieme : 4.7



due canali complementari \rightarrow risultato robusto,
interpretazione e misura degli accoppiamenti

Higgs leggero

- Sezioni d'urto **LO per segnale e fondo:**

K - factors $\equiv \frac{\sigma_{NLO}}{\sigma_{LO}} =$  ~ 1.6 $H \rightarrow \gamma\gamma$, ~ 1.5 ttH
Non conosciute bene per i fondi
(e.g. Wjj, multijets)

L'uso di sezioni d'urto LO e' conservativo se $\sqrt{K_B} < K_S$
(significativita' $\equiv S / \sqrt{B}$)

- Simulazione completa del rivelatore (GEANT) (validata con test beam) per determinare efficienze, rigetto del fondo, risoluzioni, code non statistiche, etc...

Spesso con assunzioni conservative: e.g. 2D b-tagging

- usati solo canali non controversi:
 - fondo sotto controllo (fisica, trigger, risposta del rivelatore)
 - significativita' $\geq 3 \sigma$ per canale

SM $H \rightarrow \gamma\gamma$

Ricostruzione del segnale

Vogliamo ricostruire:

$$M_{\gamma\gamma}^2 = 2 E_{\gamma_1} E_{\gamma_2} (1 - \cos\theta_{12})$$

Quali i contributi alla risoluzione $m_{\gamma\gamma}$?

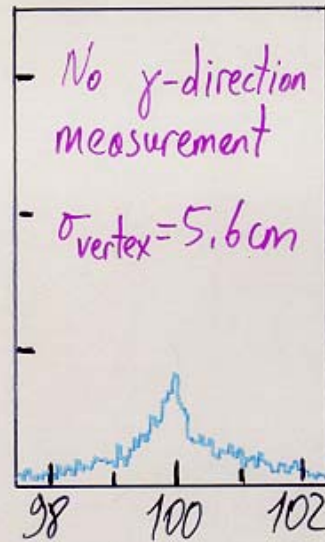
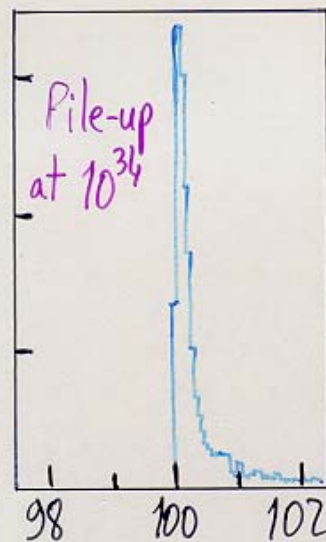
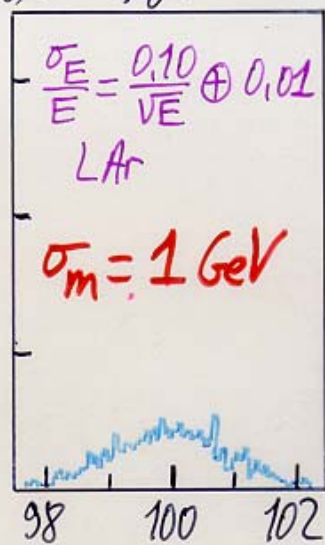
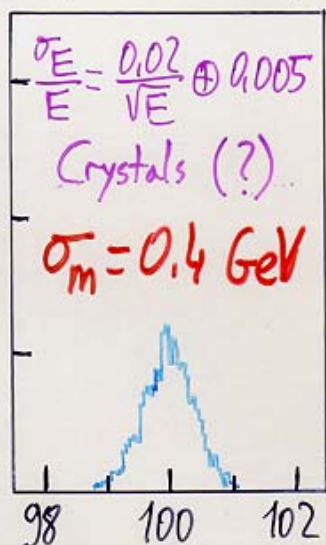
1) Misura di E_γ :

- Risoluzione intrinseca del calo
- Calibrazione/uniformita' del calorimetro
- Effetti di Pile-up

2) Misura di θ_{12}

- Misura della posizione e della direzione degli sciemi em
- Misura della posizione del vertice z_v

$$M_H = 100 \text{ GeV}, H \rightarrow \gamma\gamma, |\eta_\gamma| < 2$$



$m_{\gamma\gamma} \text{ GeV}$

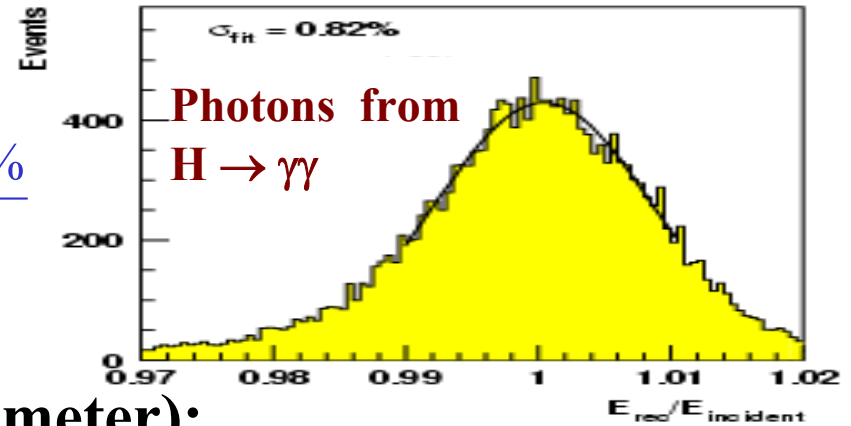
SM $H \rightarrow \gamma\gamma$

CMS, simulazione completa alta L

Risoluzione in energia

Calorimetro EM CMS
(cristalli):

$$\frac{\sigma(E)}{E} \approx \frac{3-5\%}{\sqrt{E}}$$



Calorimetro EM ATLAS

(liquid-argon/lead sampling calorimeter):

$$\frac{\sigma(E)}{E} \approx \frac{10\%}{\sqrt{E}}$$

Prototipo testato al fascio



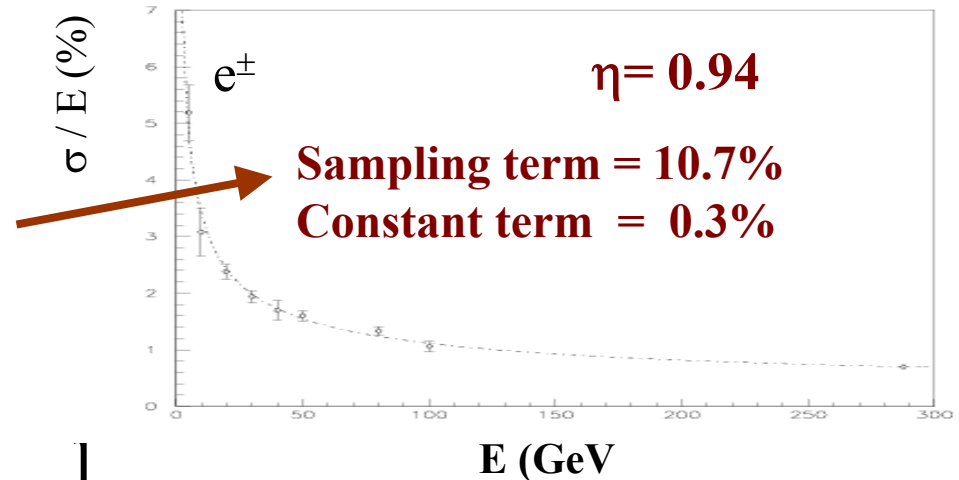
Risoluzione in massa

($m_H=100$ GeV, bassa L):

ATLAS : 1.1 GeV

CMS : 0.6 GeV

$$\frac{S}{\sqrt{B}} \sim \frac{1}{\sqrt{\sigma_m}}$$

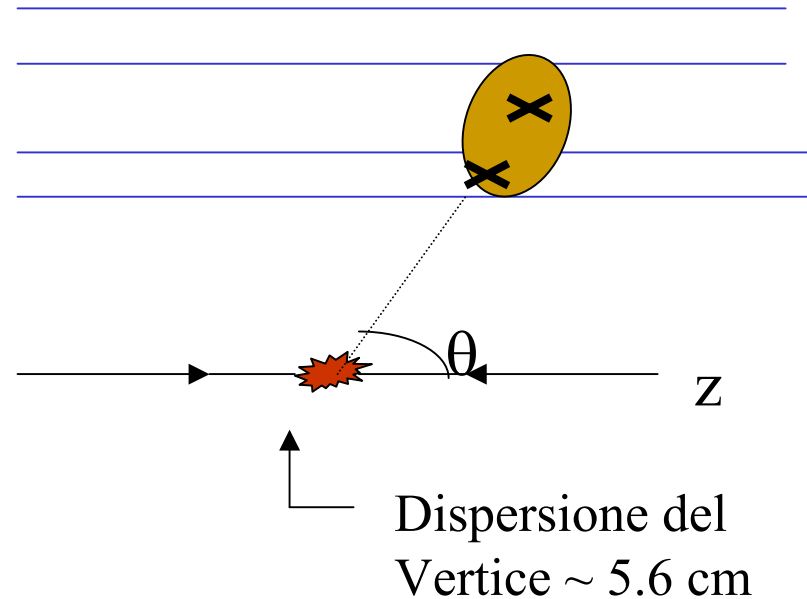
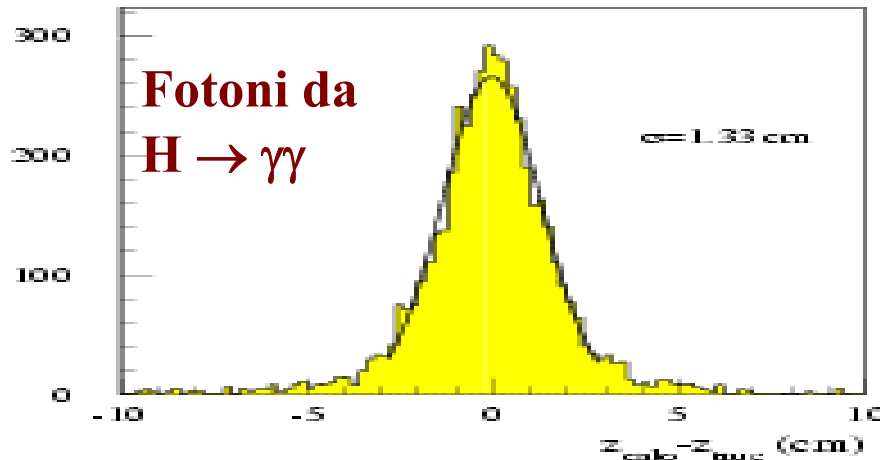


SM $H \rightarrow \gamma\gamma$

Risoluzione angolare e accettazione

- il calorimetro di ATLAS ha
- una segmentazione longitudinale
→ **misura la direzione del γ**

**ATLAS, simulazione completa
risoluzione sul vertice usando
la segmentazione long. del calo EM**



$$\sigma(\theta) \approx \frac{50 \text{ mrad}}{\sqrt{E}}$$

- CMS non ha segmentazione longitudinale (ne' preshower nel barrel)**
- il vertice e' misurato dalle tracce secondarie del evento underlying
 - spesso viene selezionato il vertice sbagliato
 - minore accettazione nella finestra di massa del Higgs

$$\text{SM } H \rightarrow \gamma\gamma$$

Inoltre a causa de grande campo B in CMS (4T) :
30% di $\gamma \rightarrow e^+e^-$ e' perso, altri finiscono nella coda dello spettro di massa



Accettanza ($\epsilon_\gamma \times \epsilon_{\text{mass bin}}$): $\approx 25\%$ piu' grande in ATLAS

$$\frac{S}{\sqrt{B}} \sim \epsilon_\gamma \times \epsilon_{\text{mass bin}}$$



$$\frac{S}{\sqrt{B}} (\text{CMS}) \sim 1.1 \frac{S}{\sqrt{B}} (\text{ATLAS})$$

$$\text{SM } H \rightarrow \gamma\gamma$$

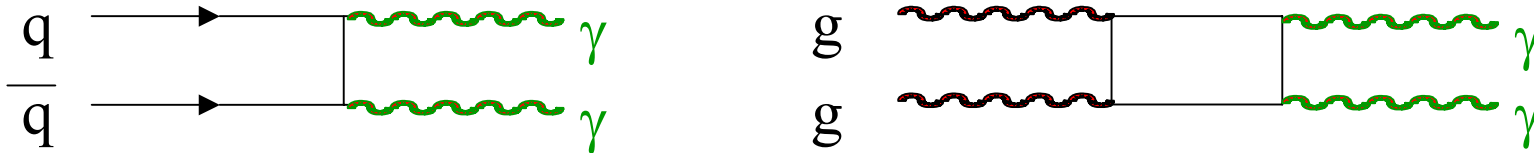
Conclusioni sulla ricostruzione del segnale

- 1) **Gli effetti di pile-up sono piccoli perche' gli sciame elettromagnetici sono molto localizzati (ma bisogna recuperare le conversioni dei fotoni!)**
- 2) **Per il calorimetro di CMS ci aspettiamo circa 1000 eventi per anno alla massima L ricostruiti in un bin di 1 GeV di massa (!) e in assenza di effetti strumentali dovuti al rivelatore:**
 - **20-25% dei fotoni convertono nel campo di 4 T**
 - **Bisogna conoscere il vertice al meglio di 1 cm \rightarrow tracker???**
- 3) **Per il calorimetro di ATLAS ci aspettiamo lo stesso numero di eventi in un bin di massa di 4 GeV \rightarrow la conoscenza del vertice non e' cosi' critica inoltre il calo EM di ATLAS fornisce una sufficiente accuratezza nel puntamento dello sciame.**

I fondi:

- produzione $\gamma\gamma$: **irriducibile** (i.e. Stesso stato finale del segnale
- ma non risonante)

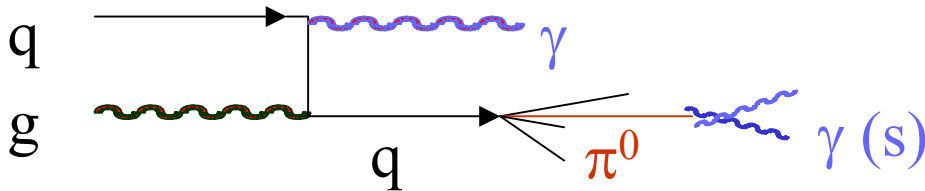
e.g. :



$$\frac{\sigma(\gamma\gamma)}{\sigma(H \rightarrow \gamma\gamma)} \approx 60 \quad m_{\gamma\gamma} \sim 100 \text{ GeV}$$

- produzione $\gamma \text{ jet} + \text{jet jet}$ dove 1 o 2 jet simulano i fotoni
- fondo **riducibile**

e.g. :



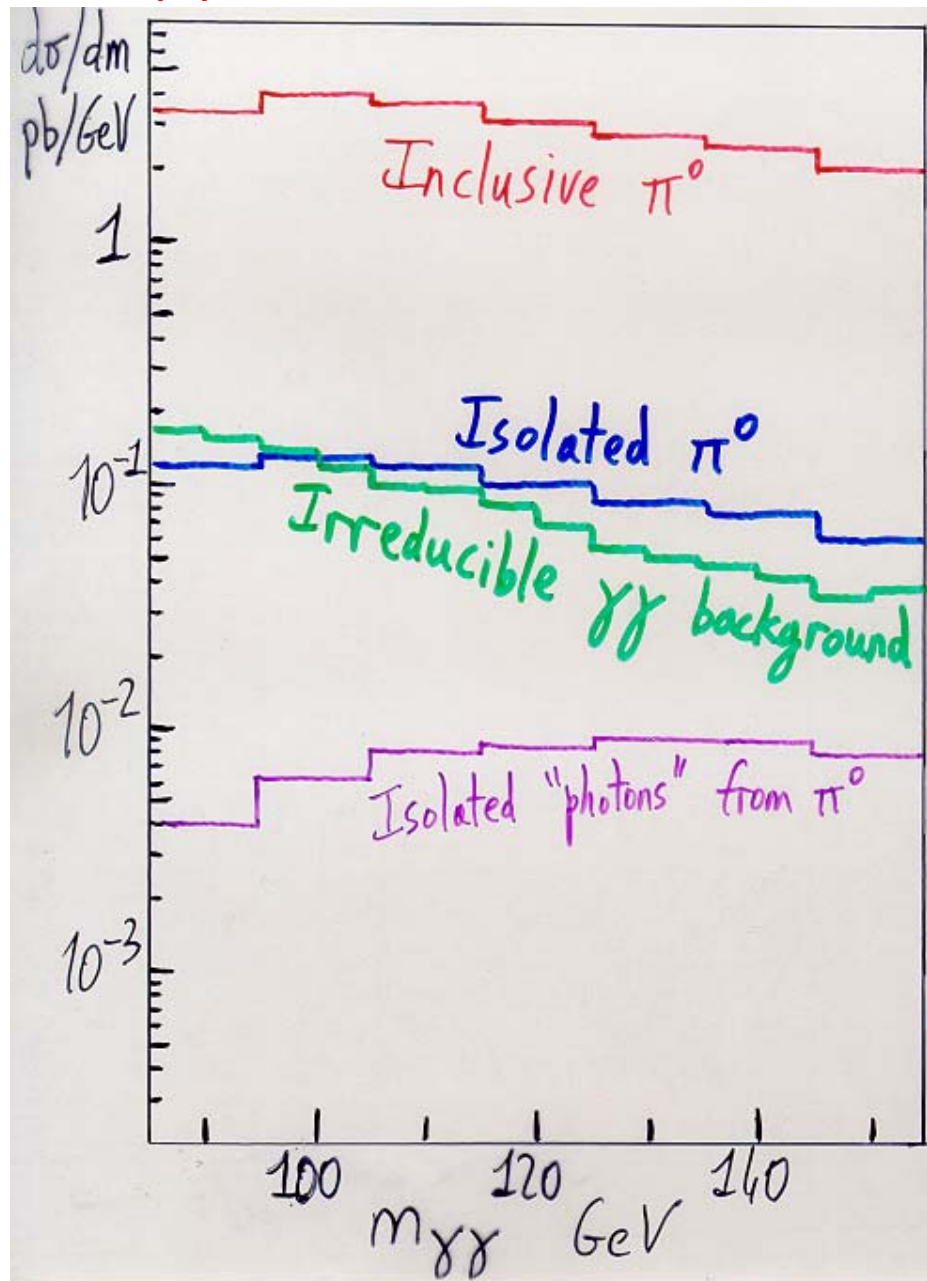
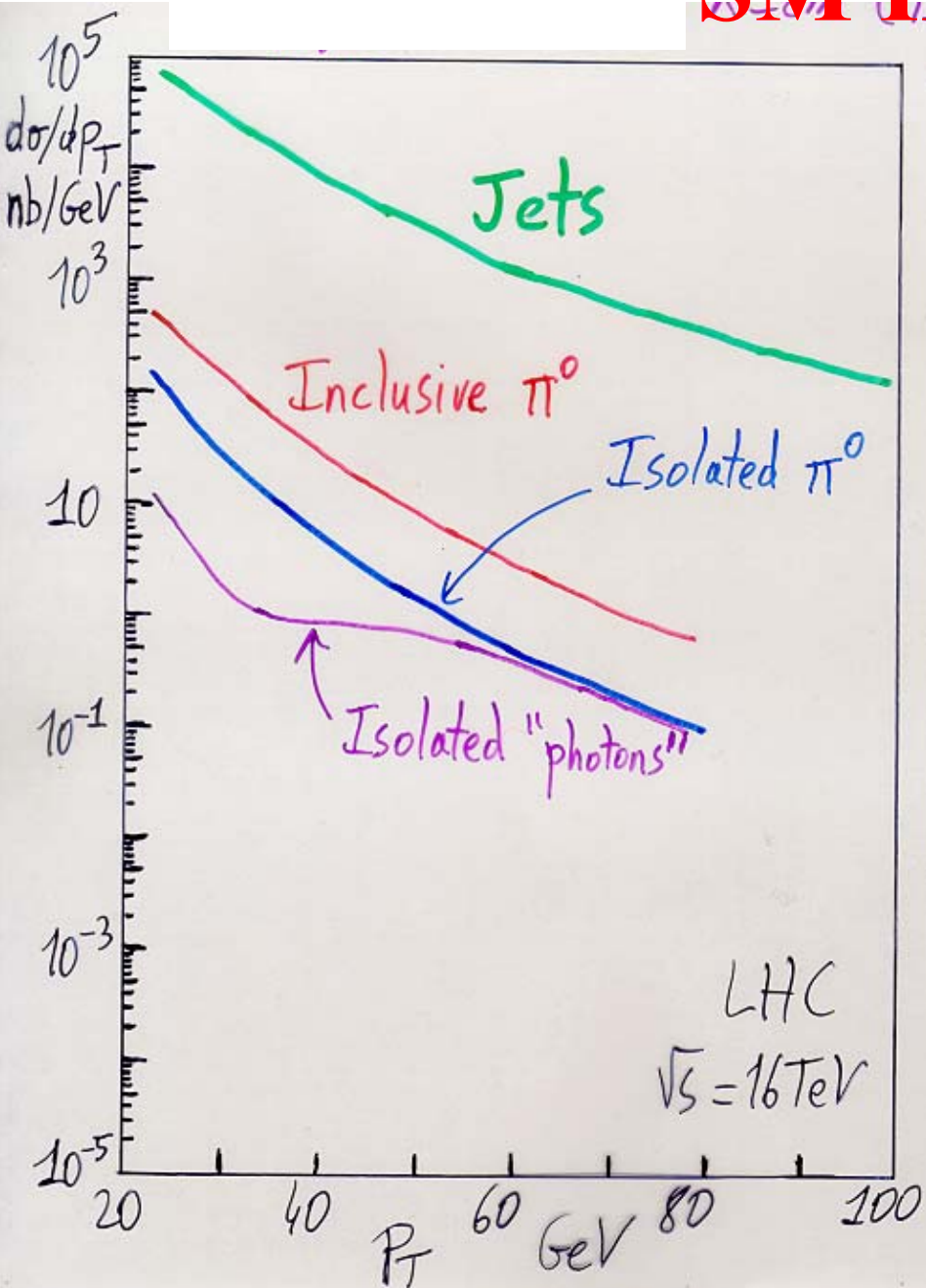
$$\frac{\sigma_{jj}}{\sigma(H \rightarrow \gamma\gamma)} \sim 10^7$$

SM $H \rightarrow \gamma\gamma$

I fondi

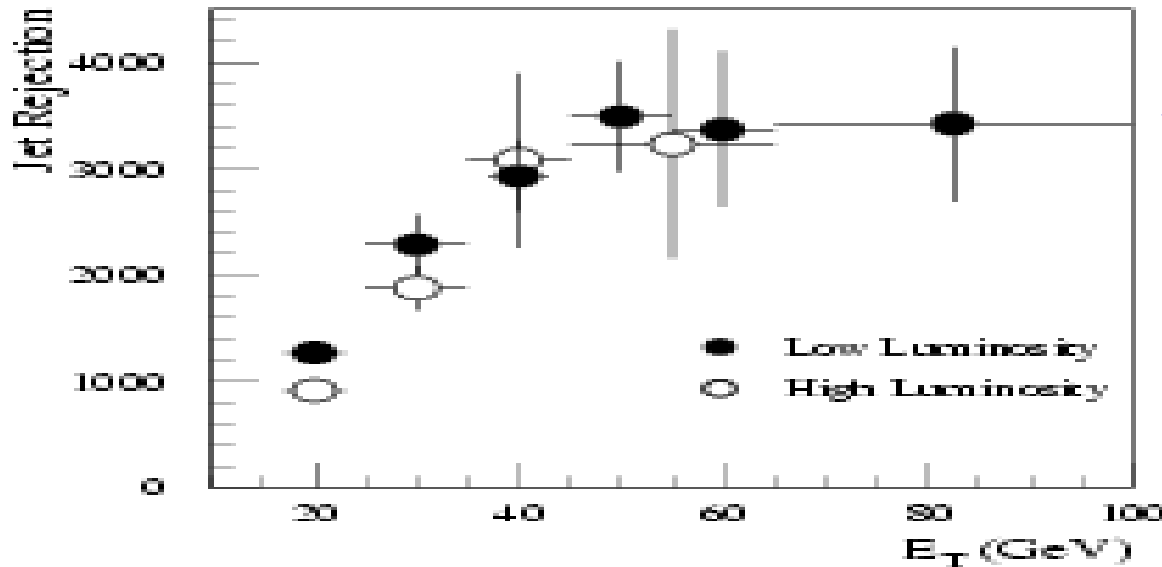
- 1) I fondi irriducibili vengono da $qq \rightarrow \gamma\gamma$ and $gg \rightarrow \gamma\gamma$ (box)
- 2) I fondi riducibili da $\pi^0, \eta (\rightarrow \gamma\gamma)$ nella frammentazione dei jet:
 - Stati finali con molti fotoni \rightarrow appaiono come fotoni singoli
 - Fotoni non isolati nei jet \rightarrow appaiono come fotoni isolati
 - Problema arduo: a $p_T \approx 50$ GeV, jet-jet / $\gamma\gamma \approx 10^7$
 \rightarrow ciascun jet deve essere rigettato con un fattore 10,000 per portare il fondo riducibile sotto quello irriducibile
 - tuttavia, a $p_T \approx 50$ GeV, $\pi^0/\text{jet} \approx 10^{-3}$
 \rightarrow separare i fotoni isolati dai decadimenti del π^0 a 50 GeV
 \rightarrow i fotoni del π^0 sono distanti ≈ 1 cm
 \rightarrow ci vuole un calorimetro granulare in posizione a $\sim 4-5 X_0$
 \rightarrow bisogna convertire entrambi i fotoni e misurarne lo sciame quando e' ancora stretto

SM $H \rightarrow \gamma\gamma$



SM $H \rightarrow \gamma\gamma$

Rigetto del fondo da jet di QCD



ATLAS EM calo :
Simulazione completa

$$\varepsilon_{\gamma} = 80\%$$

Rigetto soprattutto dalla segmentazione
longitudinale del calorimetro: **4 mm η -strips**
nel primo compartimento (separazione γ / π^0)

□ $\gamma\gamma$ irriducibile : Il segnale puo' essere estratto dal fondo se la risoluzione in massa invariante e' sufficientemente buona

$$S \approx \frac{1}{\sqrt{\sigma_m}}$$

$$\Gamma_H < 10 \text{ MeV for } m_H \sim 100 \text{ GeV}$$

$$m_{\gamma\gamma}^2 = (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 = 2E_1E_2(1 - \cos\theta_{12})$$

$$\frac{\sigma(m)}{m} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{\sigma(E_1)}{E_1} \oplus \frac{\sigma(E_2)}{E_2} \oplus \frac{\sigma(\vartheta)}{\text{tg } \vartheta / 2} \right)$$

↑ ↑
Risoluzione in energia di un calorimetro EM

↙
Risoluzione nella misura dell'angolo θ tra i fotoni

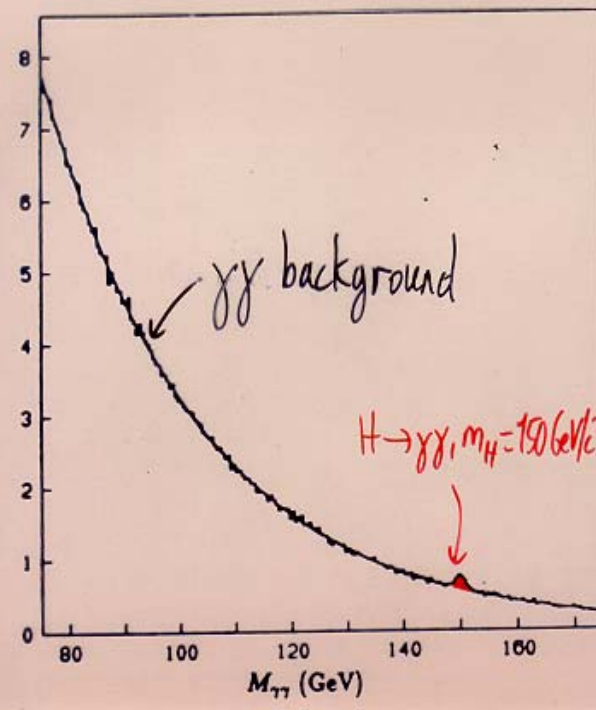
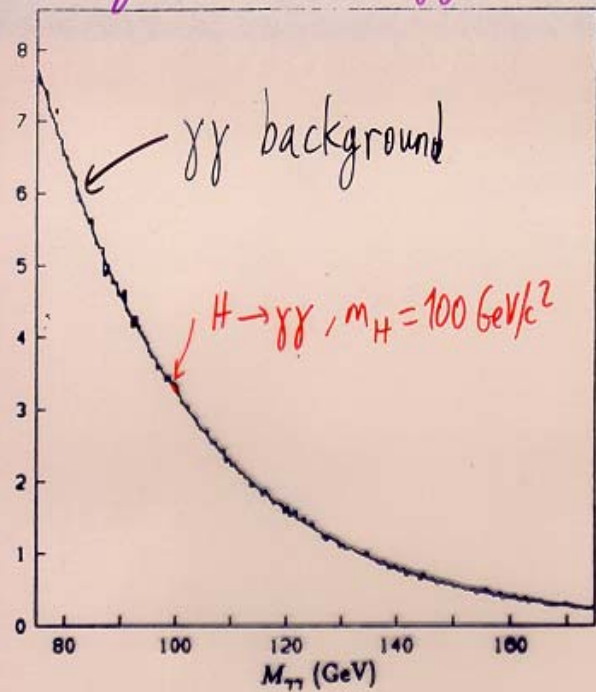
SM $H \rightarrow \gamma\gamma$

Anche assumendo un fondo riducibile trascurabile il rapporto segnale/fondo, per questo canale e' piccolo: 1%:

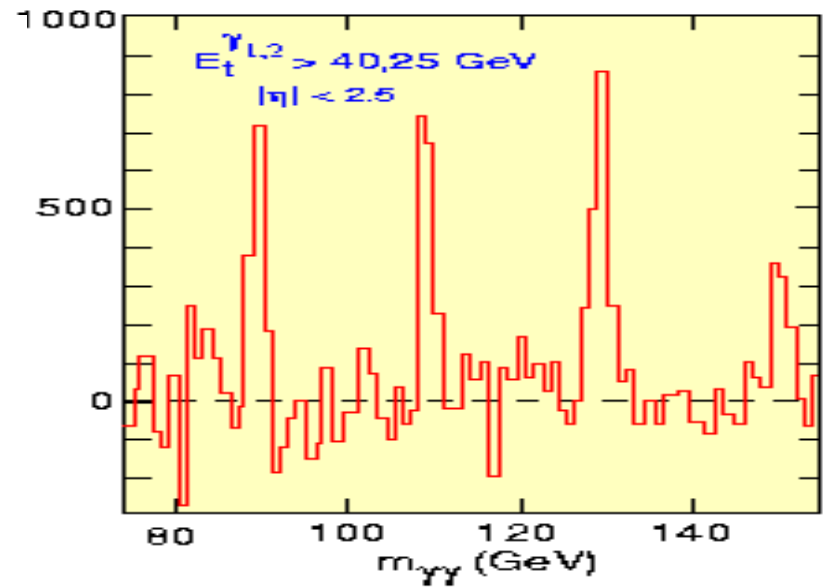
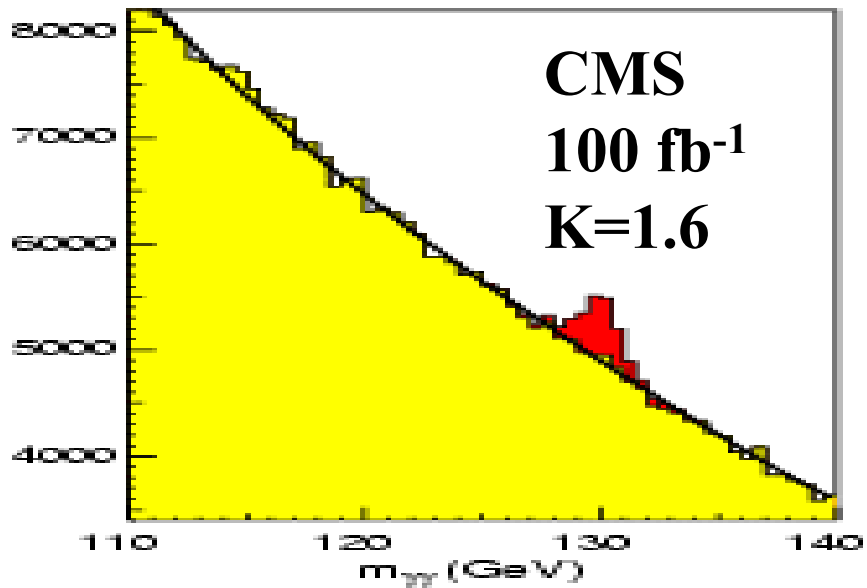
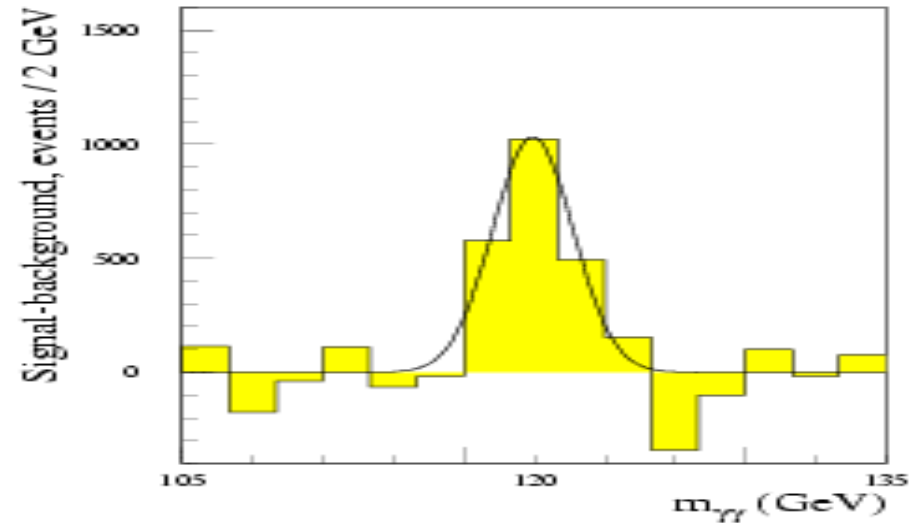
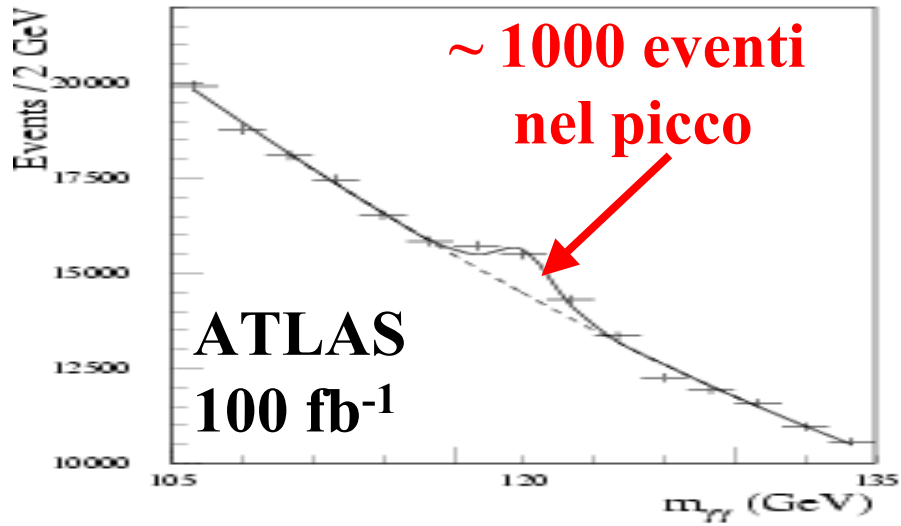
Il segnale non e' osservabile a "occhio nudo"

Si puo' fare, tuttavia un'analisi statistica "credibile"

- 1) la distribuzione attorno a m_H (sidebands) sono continue e a alta statistica
- 2) sfruttare la risonanza dello Z per capire le prestazioni del calorimetro EM

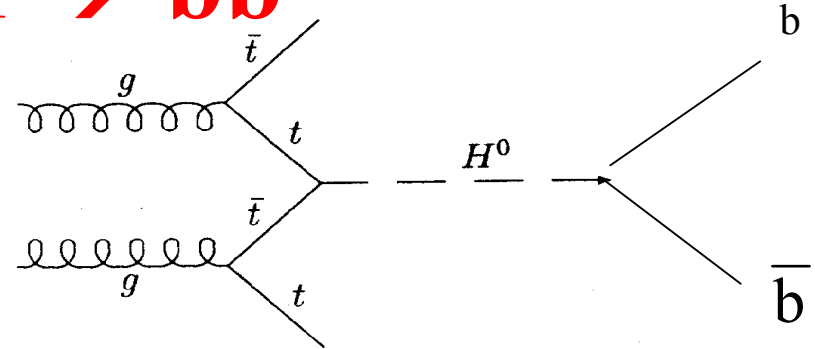


SM $H \rightarrow \gamma\gamma$



Un altro canale a basse masse: SM ttH con $H \rightarrow bb$

$$m_H \leq 130 \text{ GeV}$$



- $\sigma \times \text{BR} \approx 300 \text{ fb}$
- **stato finale complesso:** $H \rightarrow bb$, $t \rightarrow bj\bar{j}$, $t \rightarrow b\ell\nu$

$\ell = e, \mu$: e' richiesto

un leptone per il trigger e il rigetto del fondo

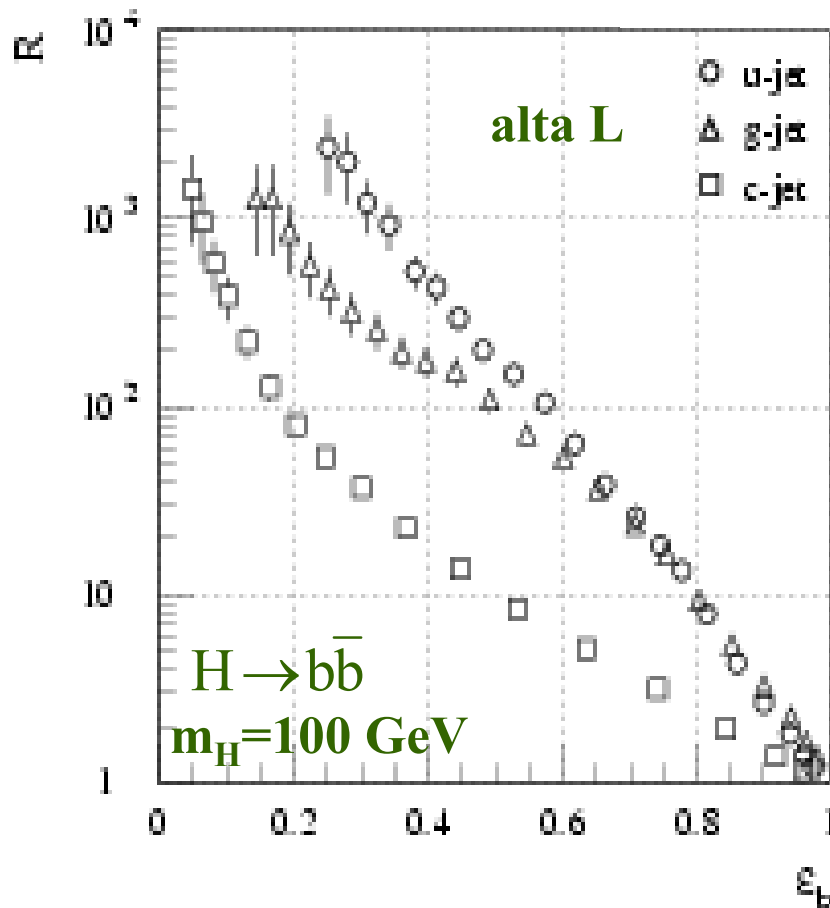
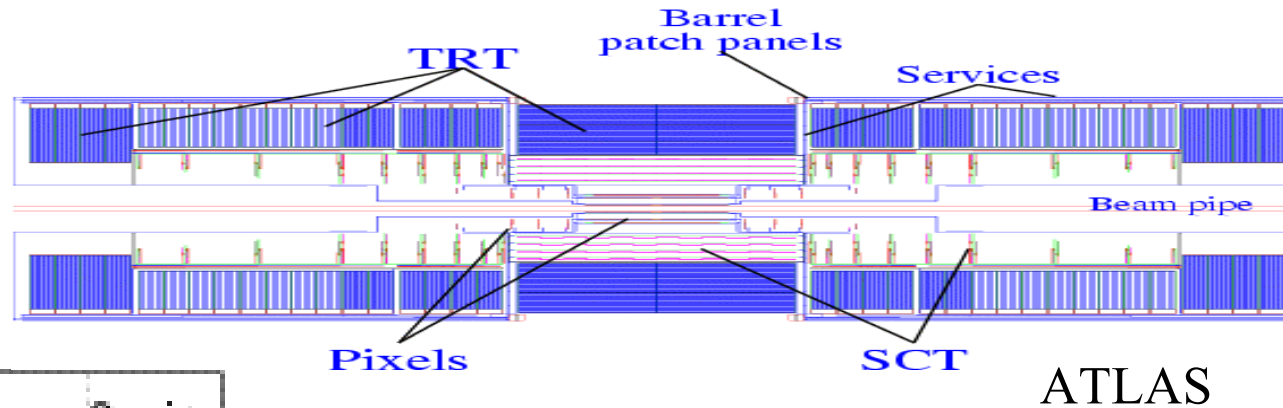
• fondi principali:

- il combinatorio del segnale (4b finali)
- $Wjjjjjj$, $WWbbjj$, etc.
- $ttjj$ (dominante ma non risonante)

} **Ridotti
ricostruendo la
massa di
entrambi i top**

SM ttH con $H \rightarrow bb$

E' cruciale la prestazione del rivelatore: b tag



Pixels : $\sim 10^8$ channels $\sigma(R\phi) \sim 10 \mu\text{m}$
Primo strato at $R \sim 5$ cm $\sigma(z) \sim 60 \mu\text{m}$

ATLAS, simulazione completa

2D b-tag (usati finora):

$\epsilon_b = 50\%$ $R_j(\text{uds}) = 100$ al alta L

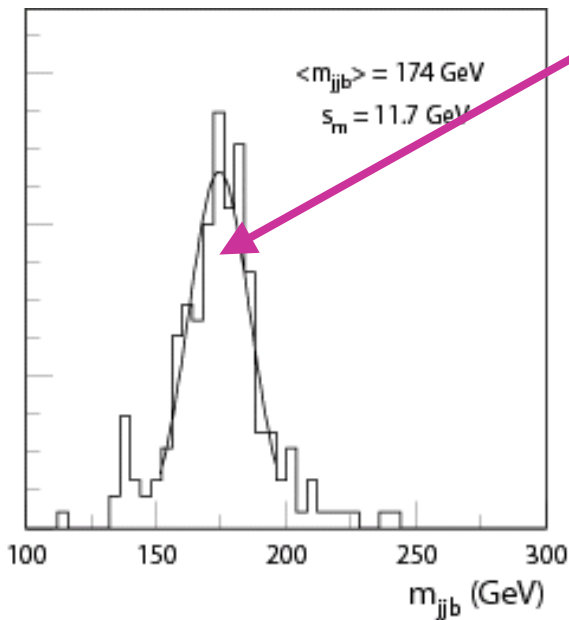
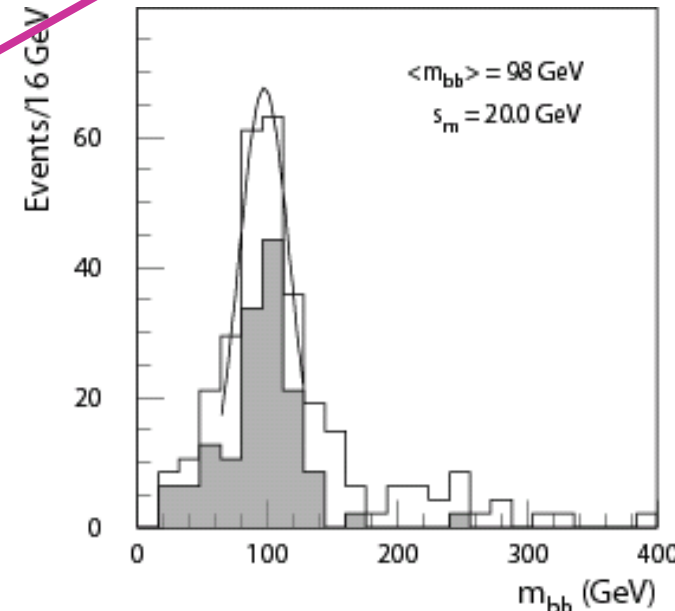
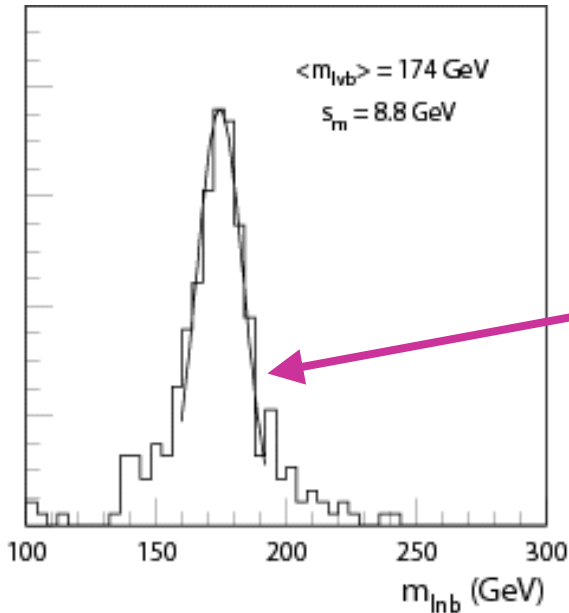
3D b-tag: R_j e' ~ 2 maggiore alla stessa efficienza di tagging ϵ_b

Note: -- e' complementare al canale $H \rightarrow \gamma\gamma$
-- risultati simili per CMS
-- si misura l'accoppiamento di Yukawa del top quark

SM ttH con $H \rightarrow bb$

Ricostruzione dei decadimenti di entrambi i top:

$t \rightarrow b\ell\nu$ ($\sigma = 9$ GeV) e $t \rightarrow bj\bar{j}$ ($\sigma = 12$ GeV)

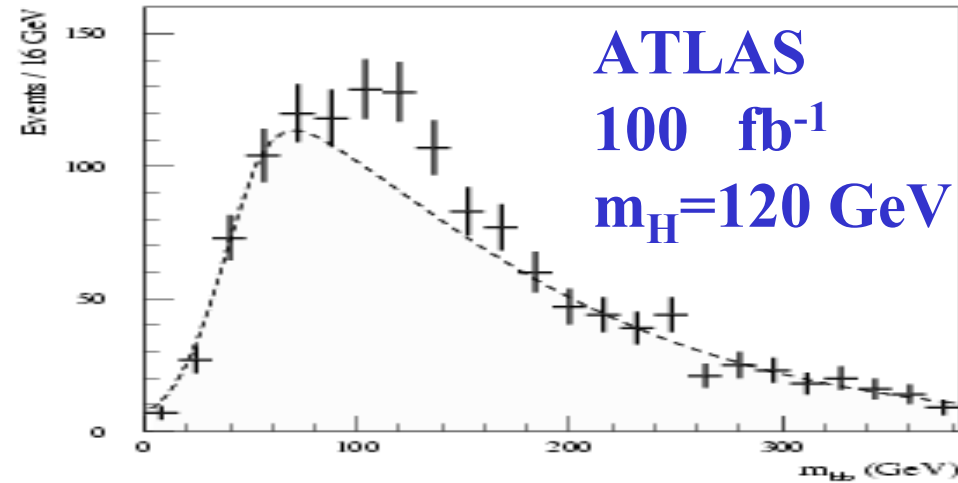


Massa invariante di tutte le coppie di jet b:
si cerca un picco: il picco ombreggiato e' per i casi in cui entrambi i jet b sono effettivamente quelli del decadimento del H

SM ttH con $H \rightarrow bb$

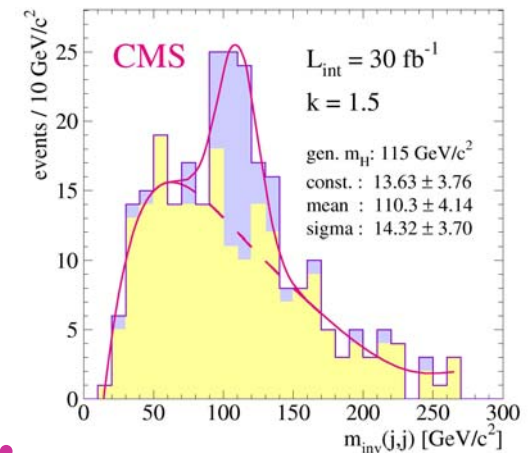
S/B ~ 30%

**Il fondo (60% da $ttbb$)
puo' essere calibrato con la
misura di ttj
dove j e' anti-b taggato**



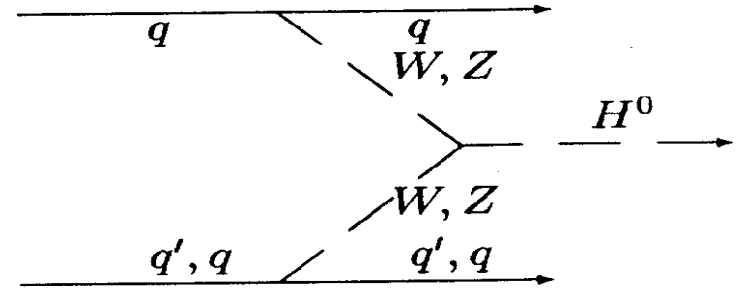
- CMS (con $K = 1.5$!)
- Likelihood per i decadimenti del t
- & cinematica dell'evento
- Si usa COMPHEP per il fondo ttj

**CMS 30fb⁻¹
S=38 B=52**



Ancora Higgs leggero: $qqH \rightarrow qqH$

Produzione del Higgs via fusione di bosoni deboli
W/Z



Motivazioni:

- Allarga il potenziale di scoperta del Higgs
- Misura dei parametri del Higgs
(accoppiamento ai bosoni, fermioni (tau), larghezza totale)
- Misura del Higgs invisibile!!
- Proposto da D.Rainwater and D.Zeppenfeld et al.:
(hep-ph/9712271, hep-ph/9808468 and hep-ph/9906218)

$\sigma = 4 \text{ pb}$ (20% della sezione d'urto a $m_H = 130 \text{ GeV}$)

Vantaggio di una segnatura distintiva:

- **2 jet in avanti di grande P_T**
- **scarsa attivita' adronica nella regione centrale**

⇒ l'esperimento deve:

- ricostruire i jet in avanti
- estrarre i jet dagli effetti di pile up nelle zone centrali e in avanti

qqH \rightarrow qqH

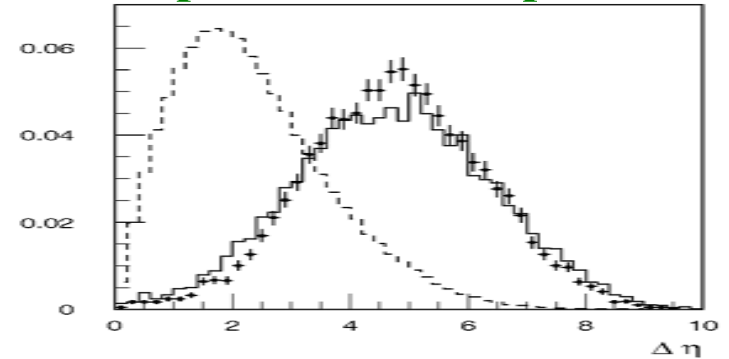
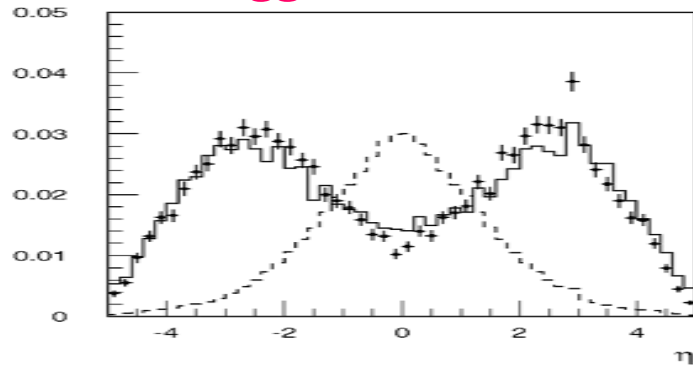
Distribuzione in rapidita' dei jet in avanti

Tagged jets

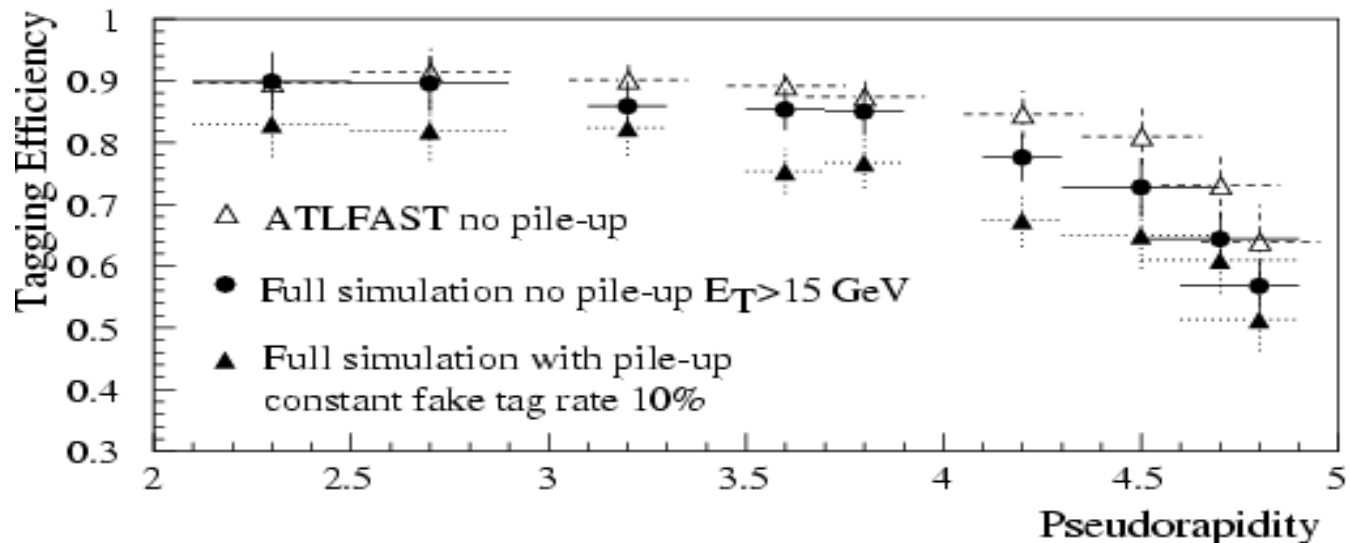
VBF Higgs vs. fondo tt

Forward tag Jets

separazione in rapidita'

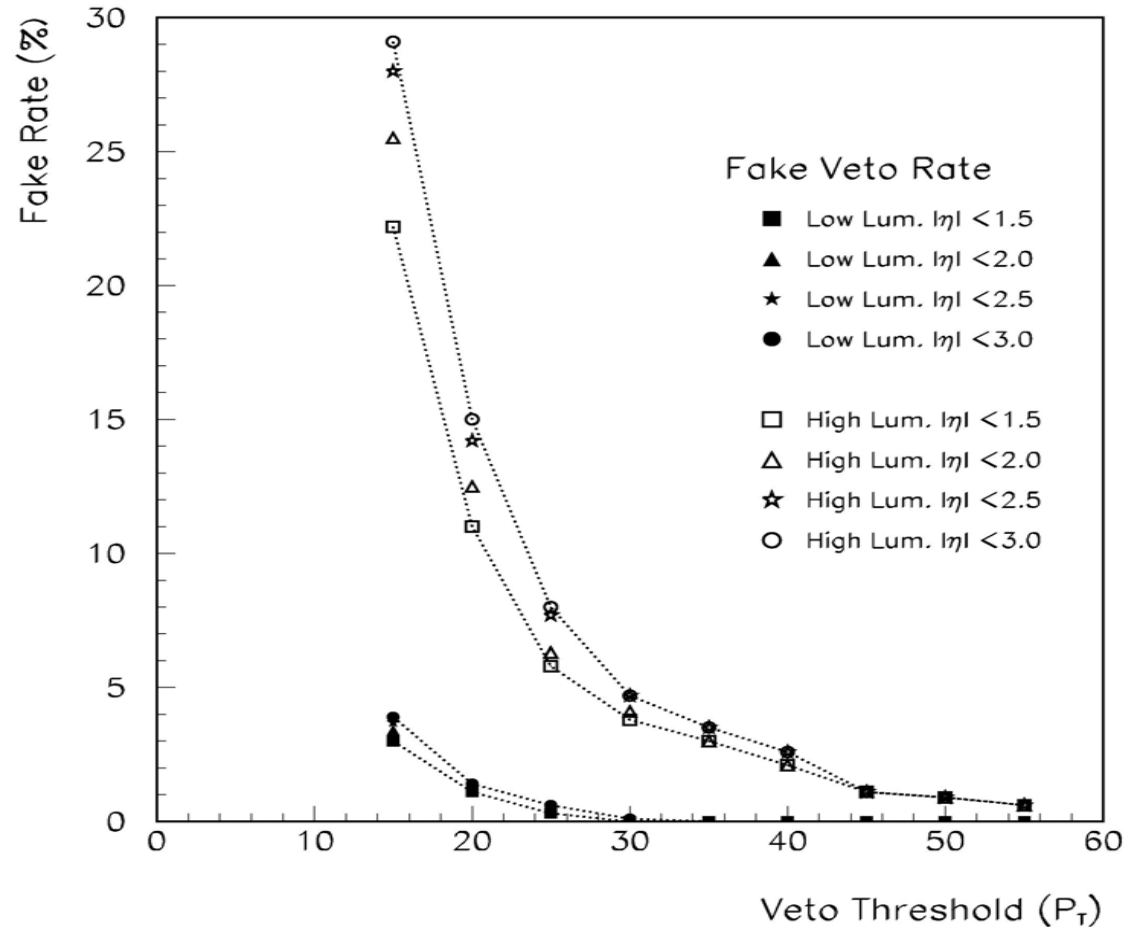


La capacita' di ricostruzione dei jet tag studiata in ATLAS
con simulazione completa (Pisa)



qqH \rightarrow qqH

Jets da eventi di pile-up

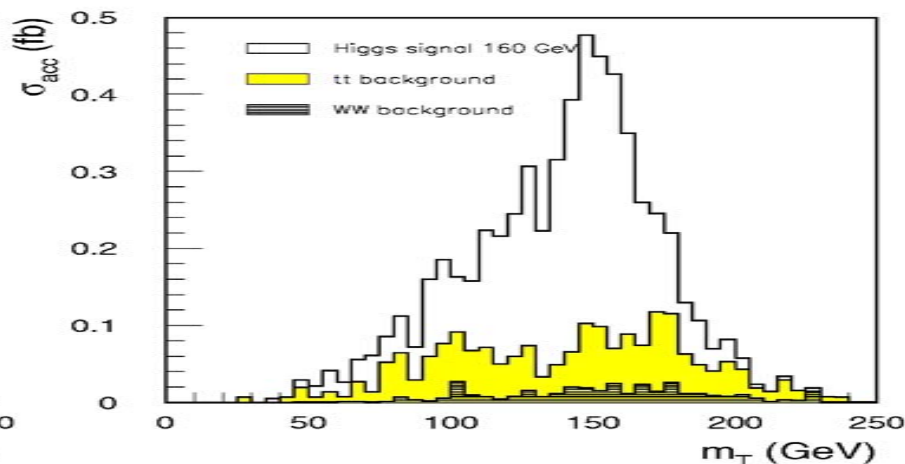
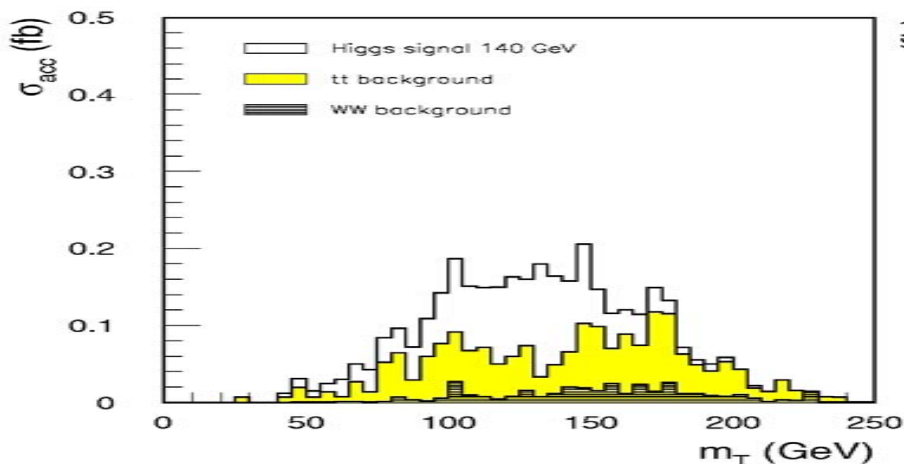


La produzione di jet falsi nella zona centrale studiata con una simulazione completa in funzione della luminosita' di LHC per il processo di fusione di bosoni vettori (Pisa).

- a bassa L: una soglia di jet veto di 20 GeV e' sufficiente
- questa soglia deve essere aumentata a alta L

qq → qqH

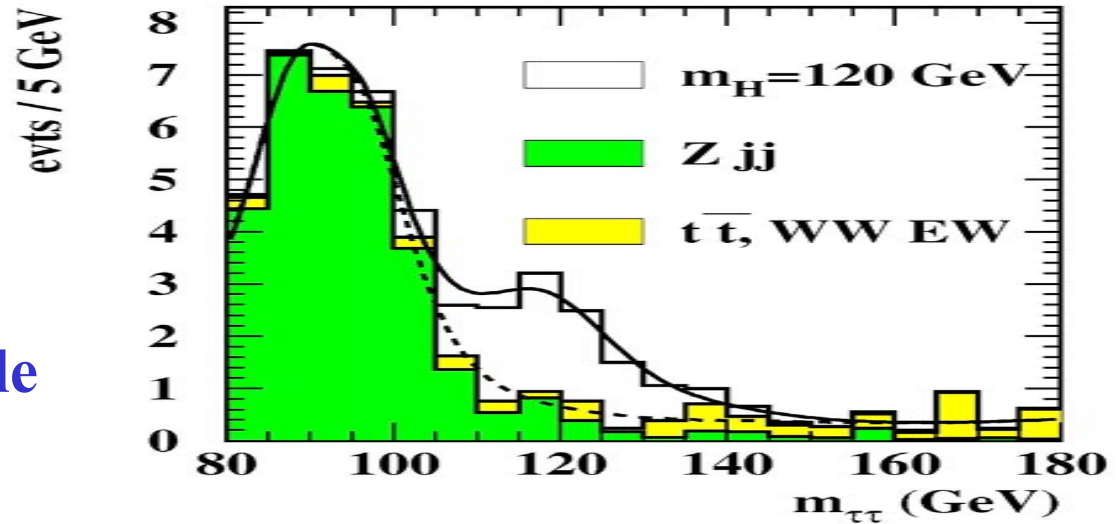
Significativita' finale del segnale: $H \rightarrow W^{(*)}W^{(*)}$



m_H	(GeV)	130	140	150	160	170	180
Upper M_T bound for mass window	(GeV)	140	150	160	175	190	220
$H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow e\mu + X$							
Signal	(5 fb ⁻¹)	4.7	8.3	13.3	21.6	21.7	18.1
Background	(5 fb ⁻¹)	3.1	3.8	4.3	5.5	6.2	6.9
Stat. significance	(5 fb ⁻¹)	2.1	3.3	4.7	6.5	6.3	5.2
$H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow ee/\mu\mu + X$							
Signal	(5 fb ⁻¹)	4.4	8.3	14.1	20.4	22.8	18.3
Background	(5 fb ⁻¹)	4.2	4.7	5.5	6.4	7.3	7.9
Stat. significance	(5 fb ⁻¹)	1.8	3.0	4.6	6.0	6.2	5.1
$H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l\nu jj + X$							
Signal	(30 fb ⁻¹)	4.5	7.5	10.5	24.0	24.0	18.0
Background	(30 fb ⁻¹)	6.0	6.0	6.0	18.0	18.0	18.0
Stat. significance	(30 fb ⁻¹)	1.5	2.4	3.3	4.6	4.6	3.5

qqH → qqH

Decadimento H → τ τ



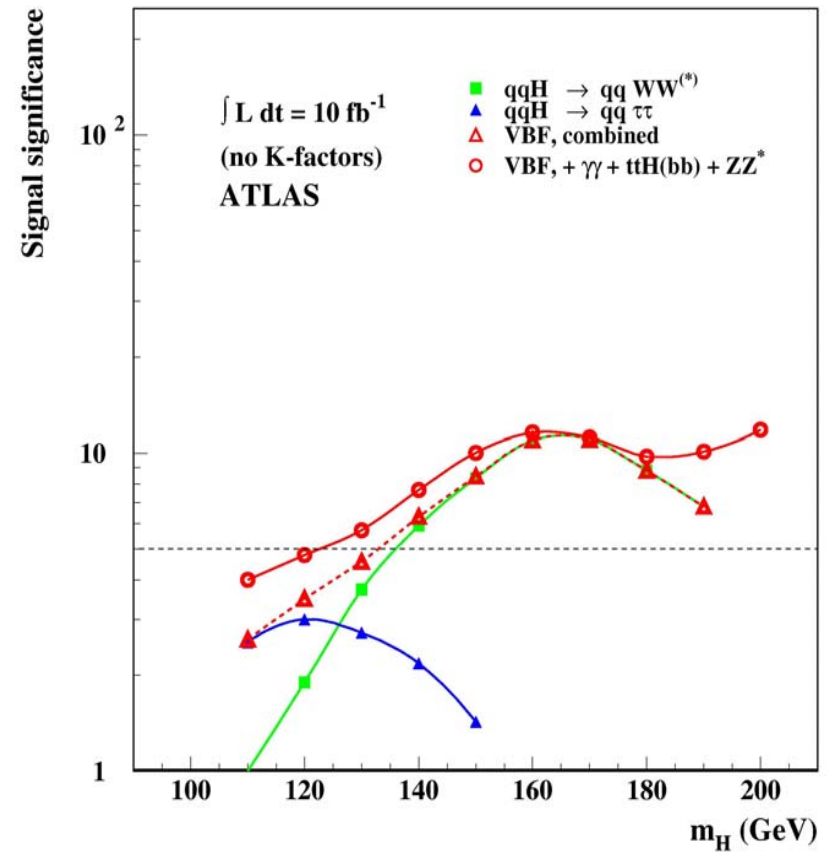
Significativita' del segnale
a 30 fb^{-1} :

m_H (GeV)	110	120	130	140	150
<i>H</i> → ττ → eμ P_T^{miss}					
Signal	7.7	7.0	5.1	3.3	1.5
Background	10.1	3.7	3.3	2.7	2.2
Stat. significance	2.1	2.8	2.2	1.6	-
<i>H</i> → ττ → ee/μμ P_T^{miss}					
Signal	9.2	7.2	5.7	3.1	1.5
Background	15.4	7.6	5.6	4.6	3.4
Stat. significance	2.1	2.2	2.0	1.2	-
<i>H</i> → ττ → l had P_T^{miss}					
Signal	19	15.6	13	10	5
Background	27.0	11.7	10.6	7.4	6.7
Stat. significance	3.3	3.8	3.4	3.0	1.6
combined					
Stat. significance	4.3	5.1	4.4	3.6	2.1

Risoluzione in massa: 11 GeV a $m_H = 120$ GeV

qqH \rightarrow qqH

Significativita' complessiva dei canali VBF per 10 fb⁻¹

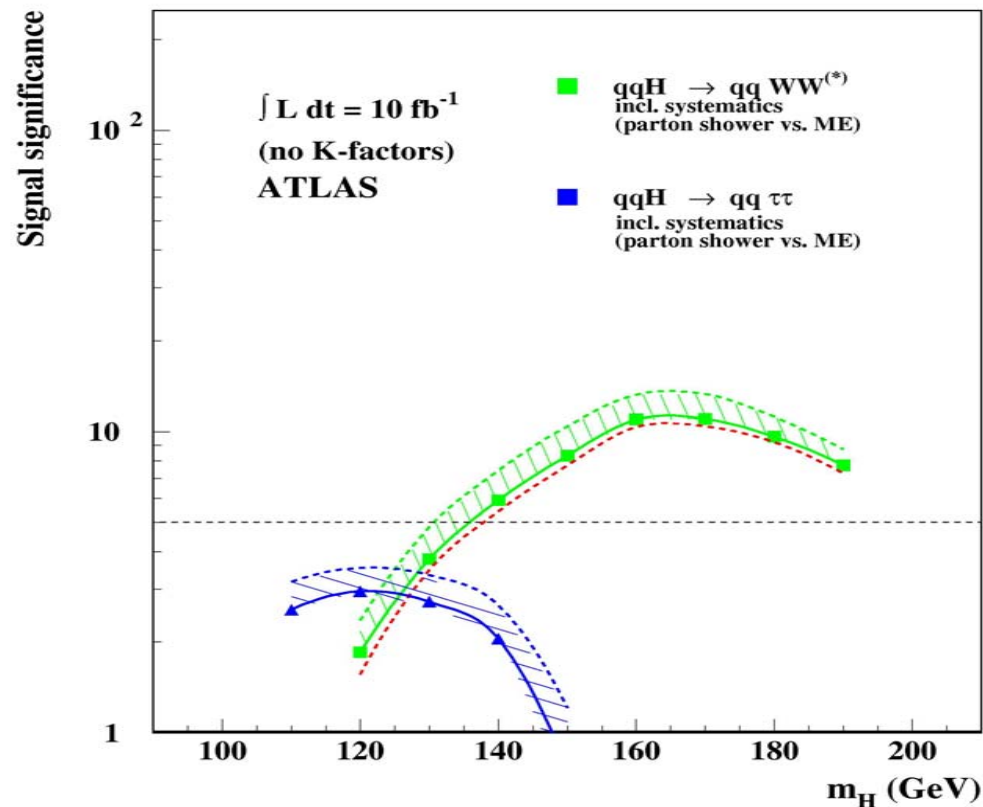


- I canali VBF (specialmente WW*) potrebbero essere quelli della scoperta del Higgs a bassa luminosita'
- Per 10 fb⁻¹ in ATLAS: significativita' a **5 σ per $120 \leq m_H \leq 190$ GeV** (combinati con i canali standard)

VBF $qqH \rightarrow qqH$

Incertezze sistematiche:

- incertezze sul calcolo del fondo (MC con il calcolo con elementi di matrice vs PYTHIA parton shower per tt e Zjj)
- Jet veto e jet tagging (si varia il taglio su E_T da 20 to 30 GeV)

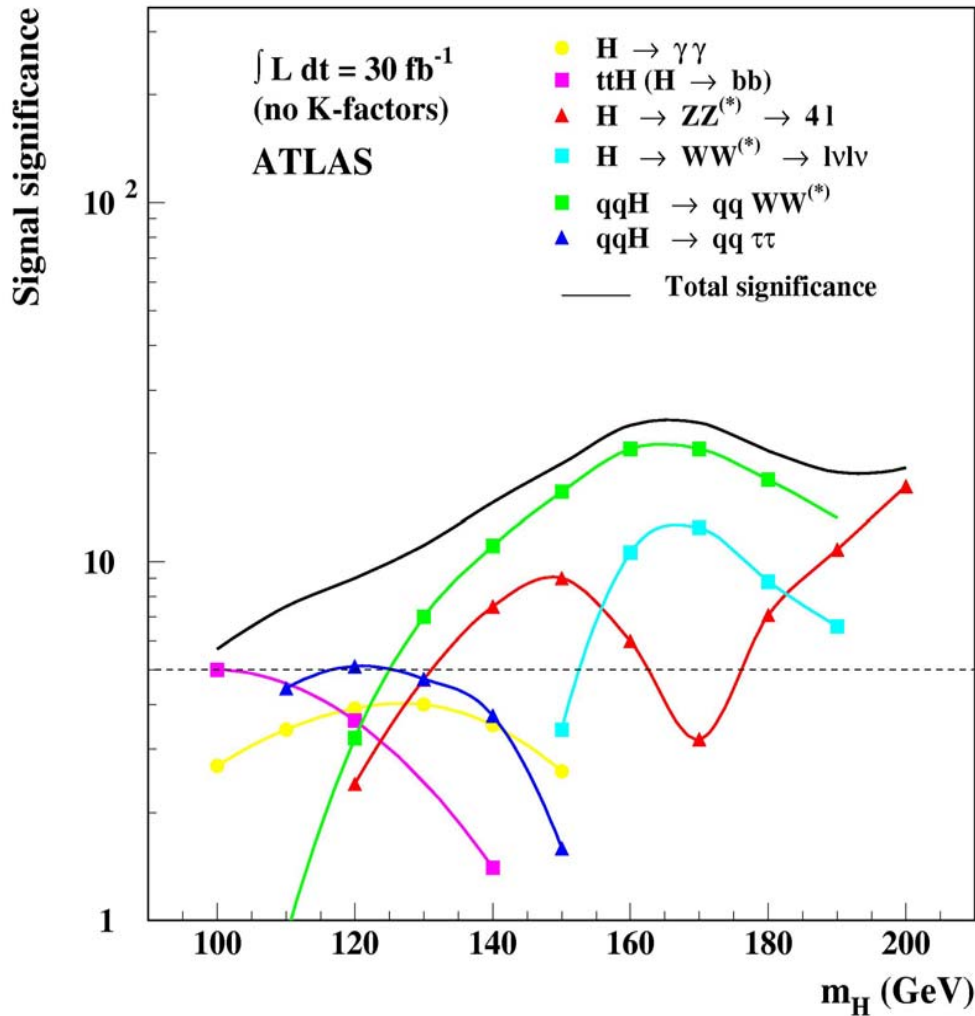


Incertezze sul livello di fondo

(si usano le sidebands: la normalizzazione del fondo e' effettuata fuori della regione del segnale)

qqH → qqH

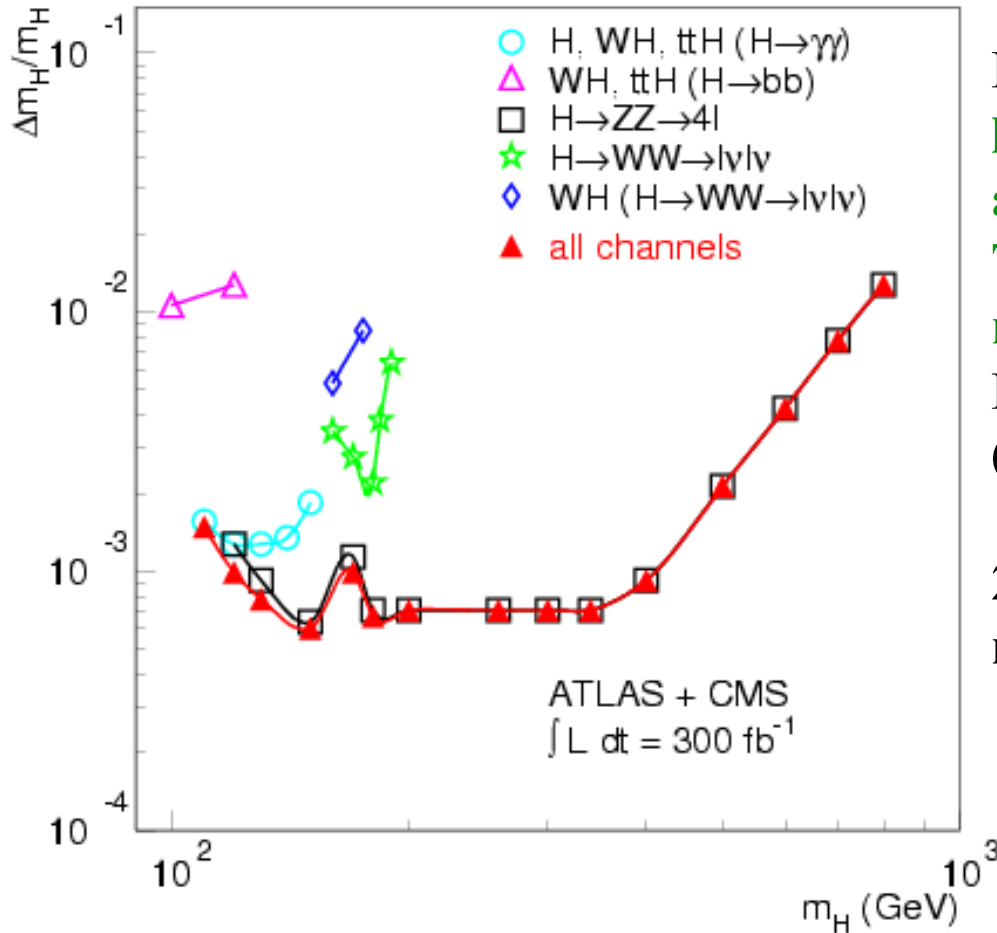
Il potenziale di scoperta di ATLAS per 30 fb⁻¹ per un Higgs leggero



- Il canale VBF migliora sensibilmente la sensitività a bassa massa
- parecchi canali sono disponibili nell'intervallo di massa completo

SM Higgs: la misura delle sue proprietà

La massa M_H



Incertezza sistematica dominante:
la scala di energia assoluta γ / ℓ
assunta 1%

Traguardo: 0.2% (per la mis della
massa del W)

La scala ottenuta da $Z \rightarrow \ell\ell$
(vicino alla massa del Higgs)

2) Per $H \rightarrow bb$, la misura della
massa e', al meglio, 1%

Gli accoppiamenti del bosone di Higgs

Rapporto di accoppiamento bosone/bosone

Diretto : $-\frac{\sigma \times \text{BR}(H \rightarrow WW^*)}{\sigma \times \text{BR}(H \rightarrow ZZ^*)} = \frac{\Gamma_g \Gamma_W}{\Gamma_g \Gamma_Z} = \frac{\Gamma_W}{\Gamma_Z}$

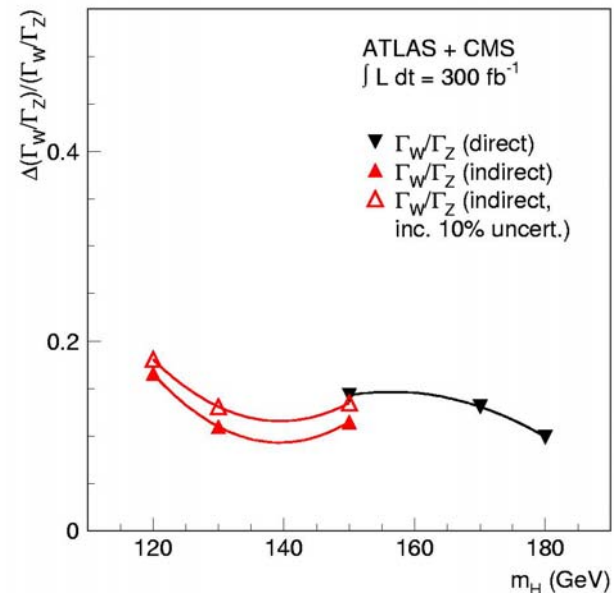
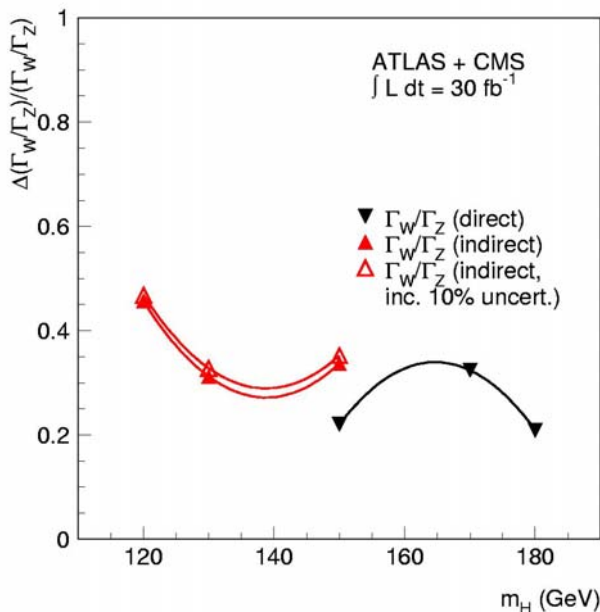
Le correzioni QCD si cancellano

Indiretto : $-\frac{\sigma \times \text{BR}(H \rightarrow \gamma\gamma)}{\sigma \times \text{BR}(H \rightarrow ZZ^*)} = \frac{\Gamma_g \Gamma_\gamma}{\Gamma_g \Gamma_Z} \sim \frac{\Gamma_W}{\Gamma_Z}$

Le correzioni QCD si cancellano

$$\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{G_F m_H^3}{8\pi\sqrt{2}} \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 |I|^2$$

Γ_W e Γ_γ sono proporzionali attraverso un coefficiente predetto teoricamente con una precisione del 10%



Accoppiamenti del bosone di Higgs

Rapporto accoppiamenti fermione/bosone, (solo fermioni terza famiglia: τ , top)

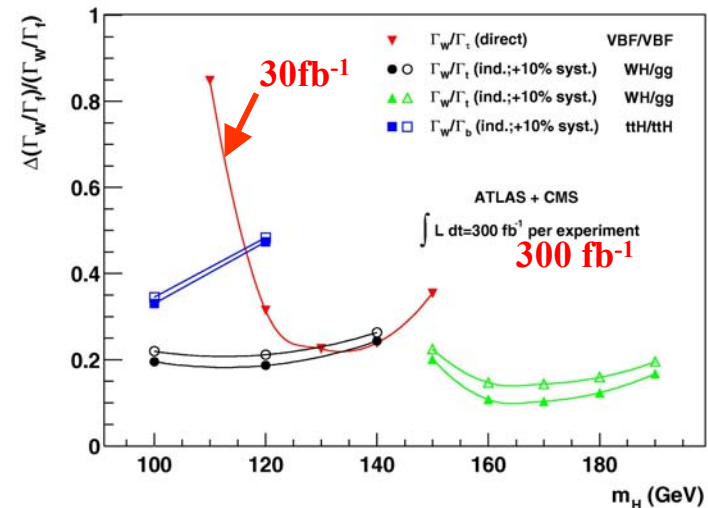
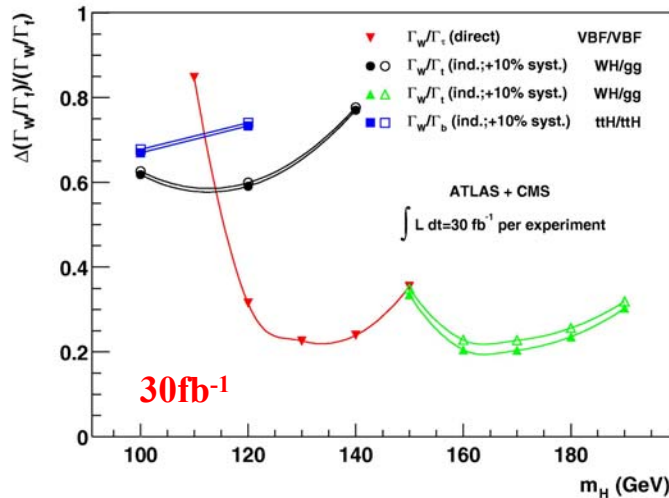
Diretto: $\sigma_{\text{BR}}(qqH \rightarrow WW) / \sigma_{\text{BR}}(qq \rightarrow qqH \rightarrow \tau\tau) = \Gamma_W / \Gamma_\tau$ **VBF/VBF**

Indiretto: $\sigma_{\text{BR}}(WH \rightarrow \gamma\gamma) / \sigma_{\text{BR}}(H \rightarrow \gamma\gamma) \sim \Gamma_W / \Gamma_t * C_{\text{QCD}}$ **WH/gg**

$\sigma_{\text{BR}}(WH \rightarrow WW) / \sigma_{\text{BR}}(H \rightarrow WW) \sim \Gamma_W / \Gamma_t * C_{\text{QCD}}$ **WH/gg**

$\sigma_{\text{BR}}(ttH \rightarrow bb) / \sigma_{\text{BR}}(ttH \rightarrow \gamma\gamma) \sim \Gamma_b / \Gamma_W$ **ttH/ttH**

* C_{QCD} non considerato nelle figure: solo errore statistico

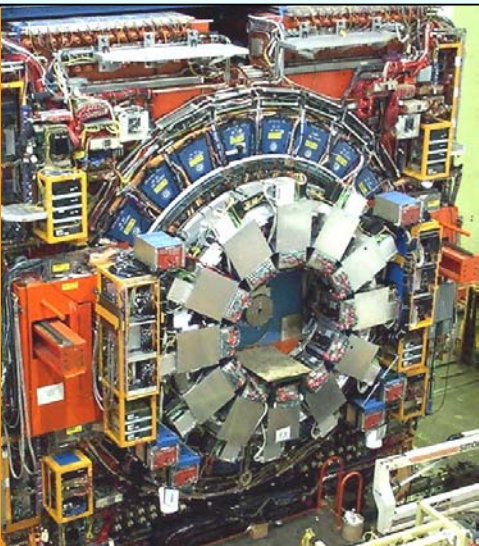
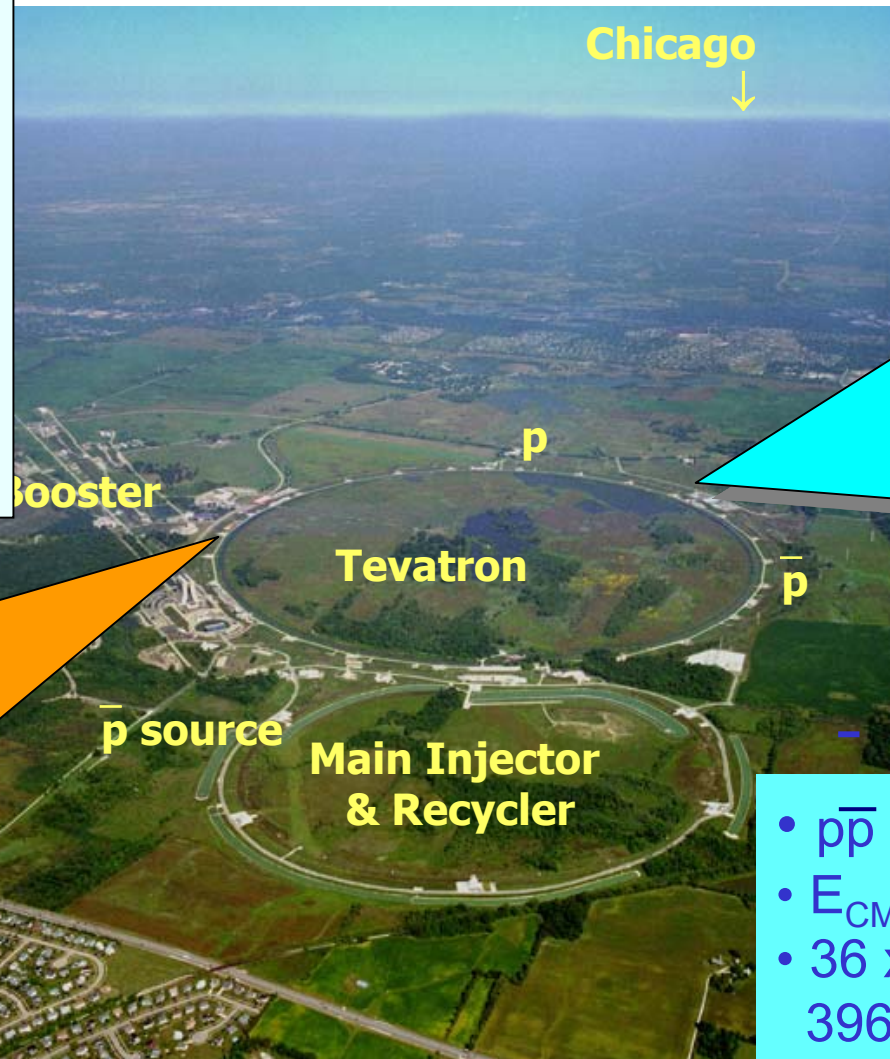


Ricerca del Higgs al Tevatron

Le migliorie del Tevatron (Run II)

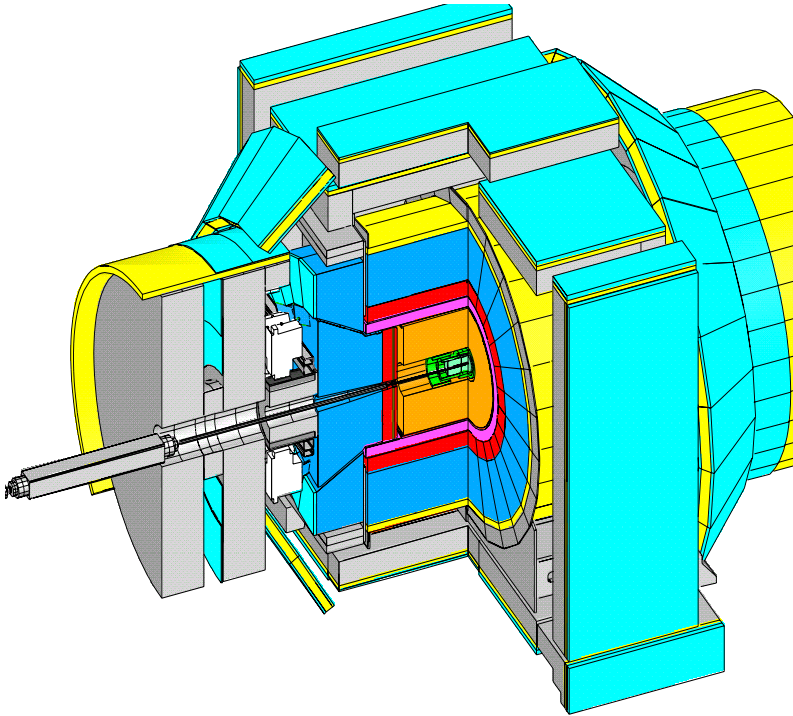
Il Run II iniziato
Nell'estate 2001
Mirava a

- 2 fb⁻¹ in 2003 (0.4)
- 4 fb⁻¹ in 2004 (?)
- 15 fb⁻¹ in 2007 (?)



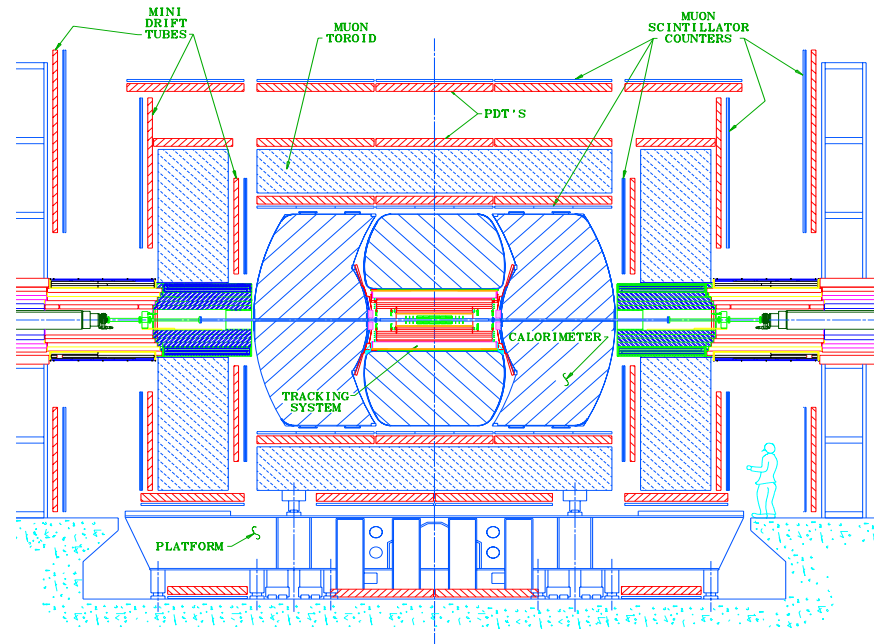
- $p\bar{p}$ collisions
- $E_{CM} = 1.96$ TeV
- 36 x 36 bunches
- 396 ns bunch spacing

Run II CDF and D0 Detectors



Nuovi rivelatori:

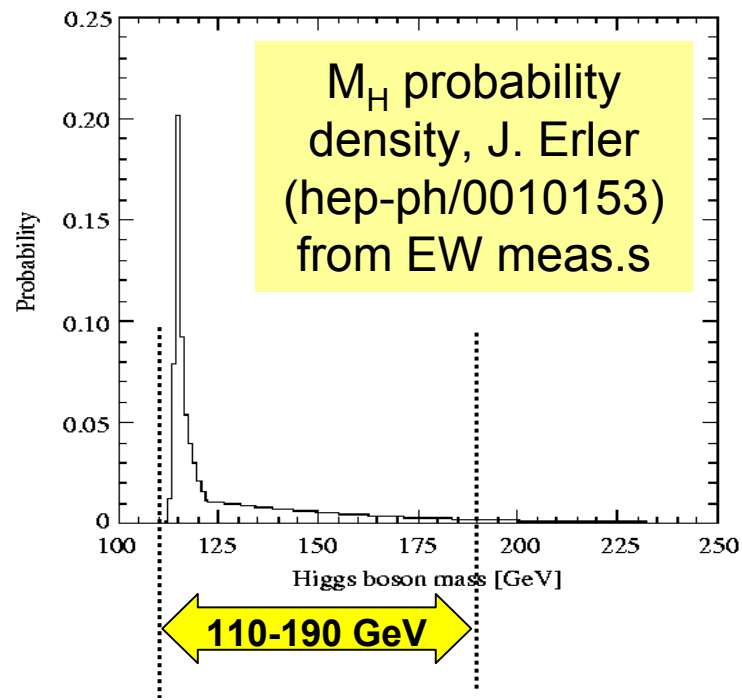
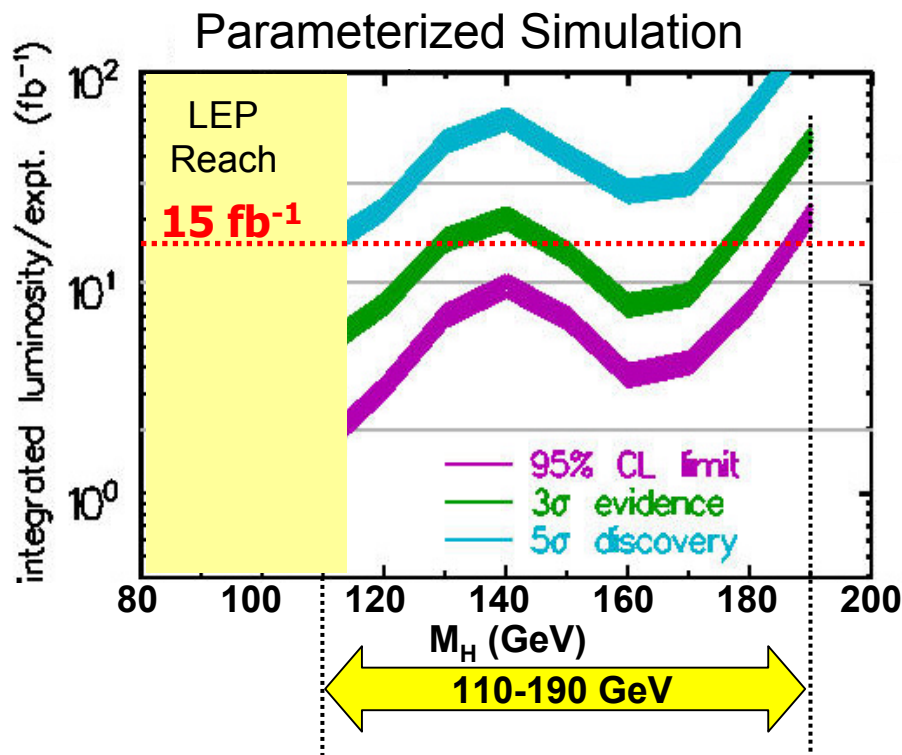
silicon, drift chamber, TOF,
sci-tile forward calorimeters,
forward muon system,
front-end, trigger electronics
software



Nuovi rivelatori:

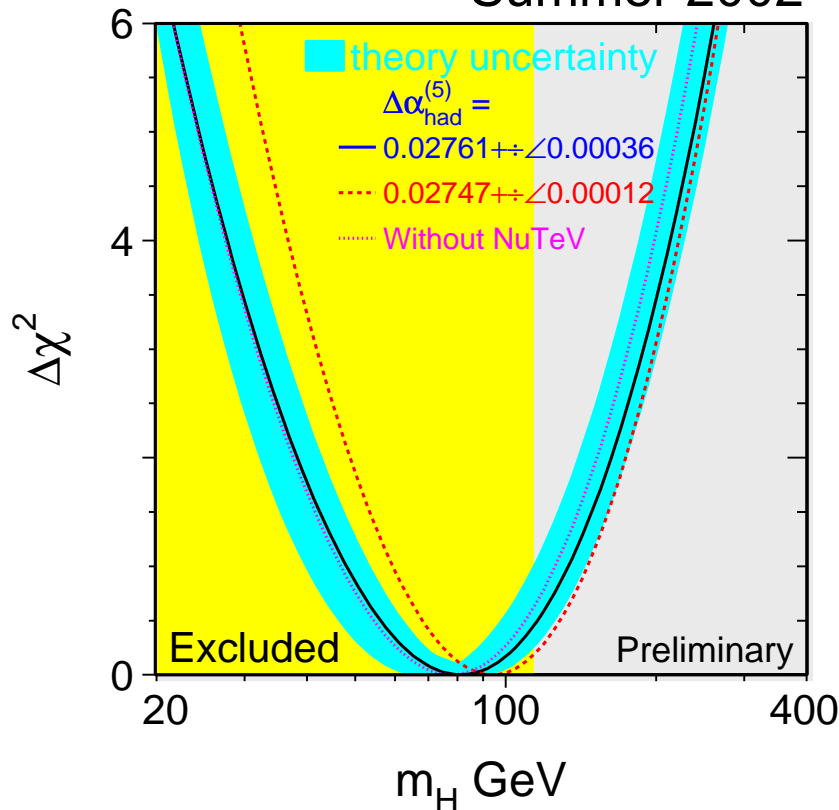
silicon, sci-fi tracker, $B = 2T$,
preshower,
forward muon system,
front-end, trigger electronics,
software

**Il potenziale di scoperta del Tevatron presentato come una sensitivita' globale
ottenuta da vari canali nessuno dei quali maggiore di 3σ e per una
luminosita' integrata di $10-15 \text{ fb}^{-1}$ per esperimento**

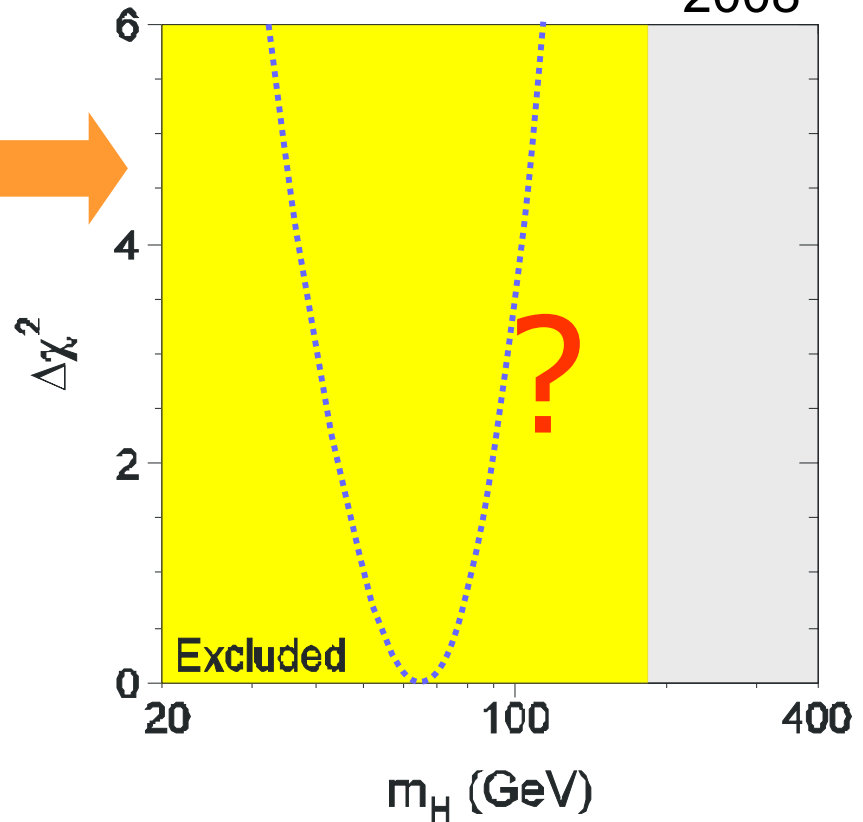


Standard Model (EW meas.+ Higgs)

Summer 2002



~ 2008



SM sfavorito ma non escuso

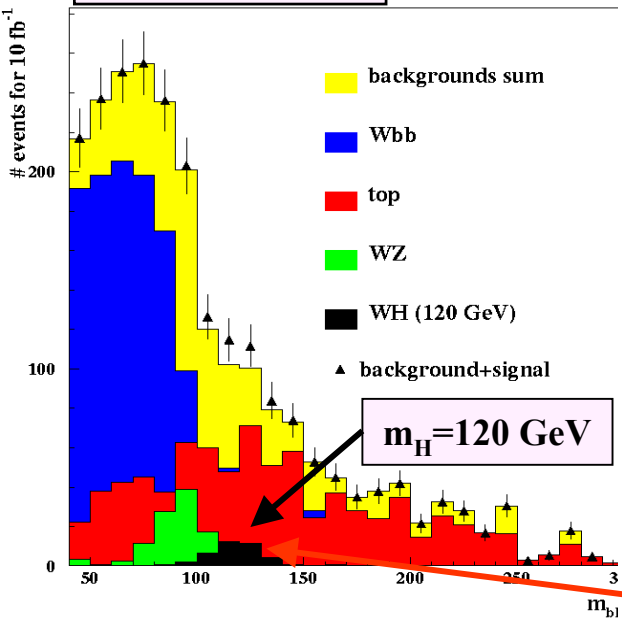
M. Chanowitz, hep-ph/0207123:

CL(global fit)=0.01,
CL($M_H > 114$ GeV)=0.30

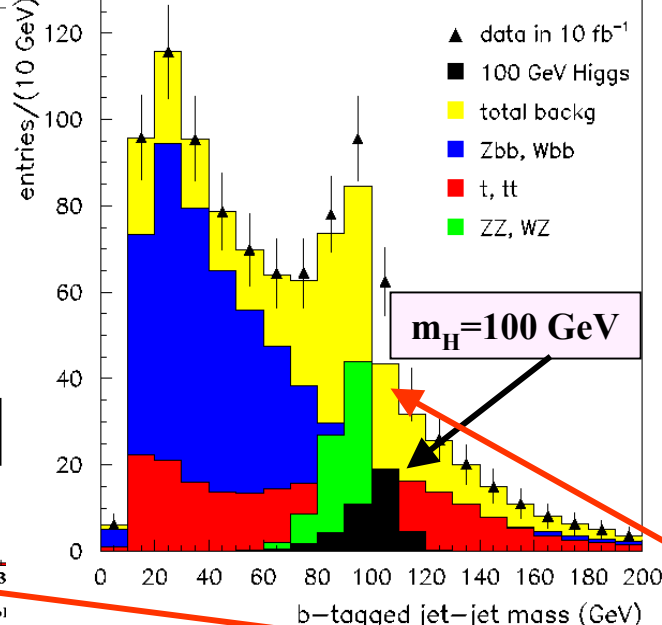
Run II: misure di
precisione EW e misure
dirette del Higgs
potrebbero portare a
inconsistenze nello SM

SM Higgs at Tevatron

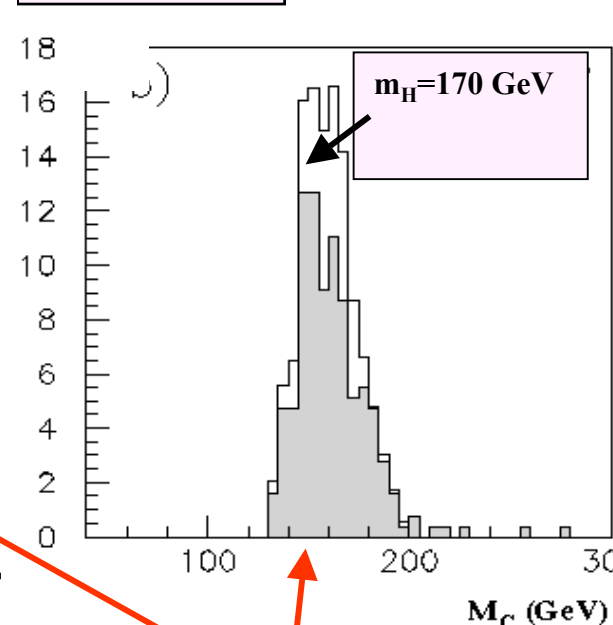
WH \rightarrow -bb ν **10 fb $^{-1}$**



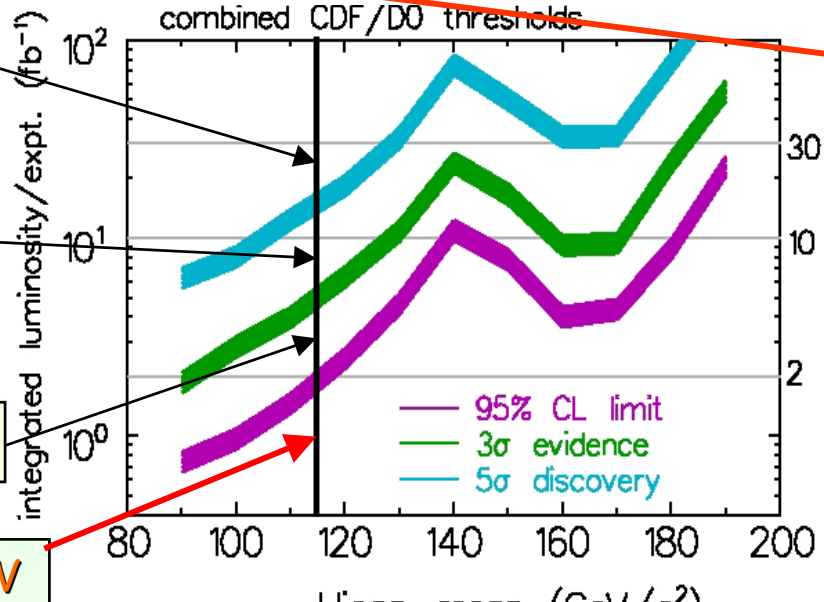
ZH \rightarrow bb $\nu\nu$ **10 fb $^{-1}$**



H \rightarrow WW **30 fb $^{-1}$**



3 σ ÷5 σ in 2007 (15 fb $^{-1}$)
LHC estimates
2 σ ÷3 σ in 2005 (5 fb $^{-1}$)
Tevatron estimates
1 σ ÷2 σ in 2003 (2.5 fb $^{-1}$)



Counting experiments?
Beware systematics!

m_H = 115 GeV

SM Higgs al Tevatron

Paragone tra le potenzialita' del Tevatron e LHC

Le sezioni d'urto sono ~10 piu' grandi a LHC

Per $qq \rightarrow W/Z + H$ ~70-80 volte piu' grandi

Per $gg \rightarrow H$ (grandi contributi di gluoni a LHC)

Process	$\sigma \cdot BR$ $p\bar{p}$ 2 TeV	$\sigma \cdot BR$ pp 14 TeV	$\frac{\text{LHC}}{\text{Tevatron}}$
$WH \rightarrow \ell \nu b\bar{b}$ $m_H = 120 \text{ GeV}$	20 fb	210 fb	10
$H \rightarrow WW \rightarrow \ell \nu \ell \nu$ $m_H = 150 \text{ GeV}$	15 fb	1150 fb	77
$H \rightarrow \gamma\gamma$ $m_H = 150 \text{ GeV}$	0.3 fb	22 fb	73
$H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$ $m_H = 150 \text{ GeV}$	0.07 fb	5.5 fb	78

$\sqrt{s} = 2 \text{ TeV}$:

-- canali accessibili (?):

WH, ZH, WW^(*)

-- senza speranza : $H \rightarrow \gamma\gamma, 4\ell$

-- anche senza speranza: ttH

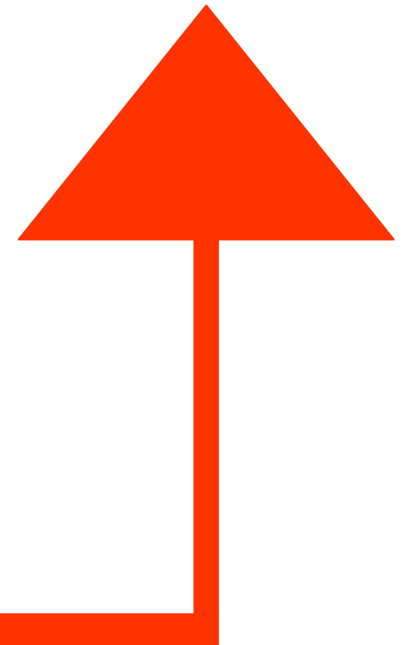
???

$qq \rightarrow WH$

$gg \rightarrow H$

$gg \rightarrow H$

$gg \rightarrow H$



Fondi

Le sezioni d'urto EW ~10 volte piu' grandi a LHC
Le sezioni d'urto QCD ~ 100 volte piu' grandi
(I contributi gg e qg fortemente favoriti)

Sezioni d'urto di produzione (PYTHIA)

accettanze

Process	σ (pb) pp̄ 2 TeV	σ (pb) pp 14 TeV	$\frac{\text{LHC}}{\text{Tevatron}}$
WZ	2.5	26	10
WW	8.5	71	8.5
$q\bar{q}' \rightarrow W^* \rightarrow t\bar{b}$	0.5	5	10
$t\bar{t}$	6.4	600	95
QCD jets $p_T^{\text{hard}} > 30 \text{ GeV}$	10^6	10^8	100

Accettanza per i tagli
~ 2 volte maggiore al
Tevatron:

1) La fisica e' piu' centrale

→ Accettanza piu' grande

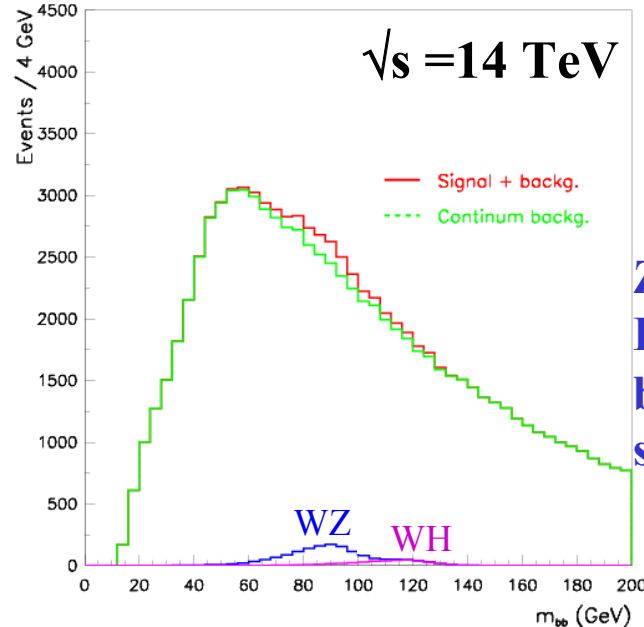
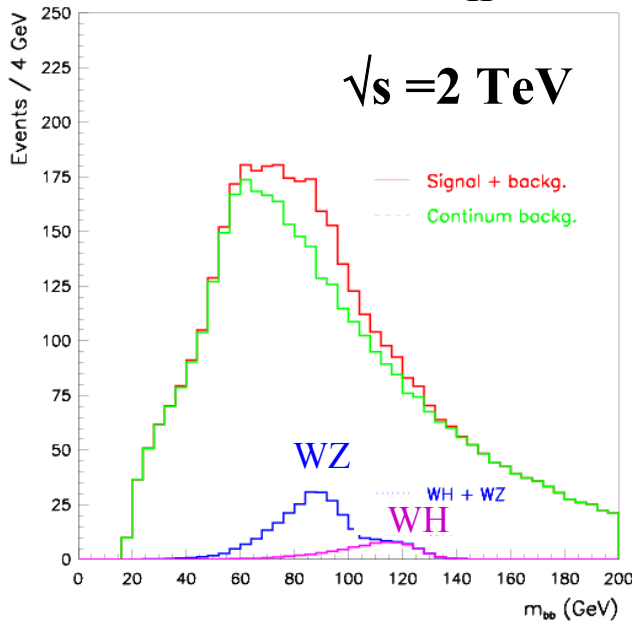
→ in η

2) Minore emissione di gluoni
da radiazione iniziale (\sqrt{s} e'
piu' piccola)

→ jet veto meno pericolosa

Perche' i canali WH and ZH channels (canali di scoperta al Tevatron) non sono considerati a LHC ?

$m_H = 120 \text{ GeV}$, 30 fb^{-1}



$ZH \rightarrow \ell\ell b\bar{b}$, $ZH \rightarrow \nu\nu b\bar{b}$
 Hanno sensitivita' piu' bassa e fondi piu' alti \rightarrow senza speranza!

I fondi ($t\bar{t}$, Wjj , Wbb , WZ):

- grandi e con forme diverse
- non ancora ben conosciuti (K-factors ?)
- non tutti sono misurabili dai dati (specialmente Wbb , Zbb)
- \rightarrow Grande incertezza sistematica e $S/B \sim$ qualche %

\rightarrow **Canali di scoperta marginali a LHC**

Conclusioni sul paragone Tevatron/LHC

- 1) Il segnale al Tevatron molto piu' basso che a LHC (di un fattore 30-50)
- 2) Ma anche il fondo aumenta piu' velocemente del segnale a LHC
- 3) I migliori canali a LHC, $H \rightarrow gg$, ttH con $H \rightarrow bb$ and $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4$ leptoni, non sono accessibili al Tevatron
- 4) Degli altri canali, i piu' promettenti al Tevatron a bassa massa sono: WH con $H \rightarrow bb$ e $gg \rightarrow H$, con $H \rightarrow WW$.

Per WH with $H \rightarrow bb$, possiamo dire che

- Con la stessa analisi: $S/B = 3.3$ (LHC) vs 2.3 (Tev)
- Ma se includiamo la sistematica, S/B a LHC scende da 3.3 a 1.9 e il canale
- Diventa marginale per la scoperta.

Campo di Higgs e energia del vuoto

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^+ \phi + \lambda (\phi^+ \phi)^2$$

Il potenziale di Higgs: $\frac{\partial V}{\partial(\phi^+ \phi)} = 0 \Rightarrow \mu^2 + 2\lambda(\phi^+ \phi) = 0 \Rightarrow$

$$\Rightarrow \text{ho un min se } \mu^2 < 0 \text{ a } \phi^+ \phi = -\frac{\mu^2}{2\lambda} = \frac{v^2}{2}$$

Il valore del potenziale al minimo vale: $V_0 = -\frac{\lambda v^4}{2}$ Ma v e' legato a M_W :

$$v = \frac{2M_W}{g_W} \sim 246 \text{ GeV} \Rightarrow V_0 = 2 \cdot 10^9 \lambda \text{ GeV}^4$$

La densita' di materia visibile nell'universo e' $\approx \frac{1p}{m^3}$ e quella totale ≈ 100 quella visibile:

$$\text{densita' di energia totale} \approx 10^{-4} \frac{\text{GeV}}{\text{cm}^3}$$

$1 \text{ GeV}^{-1} = 0.2 \cdot 10^{-13} \text{ cm} \Rightarrow 1 \text{ GeV}^3 = 1.3 \cdot 10^{41} \text{ cm}^{-3}$ Se $\lambda \sim 1$ l'energia del campo di Higgs:

$$V_0 \sim 2.6 \cdot 10^{50} \text{ GeV} / \text{cm}^3$$

54 ordini di grandezza piu' grande della densita' di energia osservata

Possiamo sempre aggiungere una costante in modo da cancellare V_0 ma questa costante deve essere "calibrata" a livello di 1 parte su 10^{54} !!!

Bibliografia

Barger.Phillips: “Collider physics”, Addison Wesley;

R.K.Ellis et al.: “QCD and collider physics”, Cambridge University press;

J.Gunion et al. “The Higgs hunter guide”, Addison Wesley;

ATLAS & CMS Physics TDR (disponibili sul sito del CERN).